



HAL
open science

Etude des interactions plasma-paroi par imagerie rapide : application aux plasmas de laboratoire et de tokamak

Sébastien Bardin

► **To cite this version:**

Sébastien Bardin. Etude des interactions plasma-paroi par imagerie rapide : application aux plasmas de laboratoire et de tokamak. Autre [cond-mat.other]. Université de Lorraine, 2012. Français. NNT : 2012LORR0012 . tel-01749148

HAL Id: tel-01749148

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01749148v1>

Submitted on 29 Mar 2018

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.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

Étude des interactions plasma-paroi par imagerie rapide : application aux plasmas de laboratoire et de tokamak

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 12 mars 2012

pour l'obtention du titre de

Docteur de l'Université de Lorraine
(Spécialité Physique des Plasmas et Applications)

par

Sébastien BARDIN

Composition du jury

- Président :* Stéphane HEURAUX, Professeur des Universités, IJL, Université de Lorraine
- Rapporteurs :* Cécile ARNAS, Chargée de recherche au CNRS, PIIM, Aix-Marseille Université
(Habilité à Diriger des Recherches)
Laïfa BOUFENDI, Professeur des Universités, GREMI, Université d'Orléans
- Examineur :* Thierry LOARER, Docteur à l'IRFM, CEA Cadarache
- Directeur de thèse :* Jamal BOUGDIRA, Professeur des Universités, IJL, Université de Lorraine
- Co-directeur de thèse :* Frédéric BROCHARD, Chargé de recherche au CNRS, IJL, Université de Lorraine

Institut Jean Lamour – UMR CNRS 7198

Département de Chimie et de Physique des Solides et Surfaces

Equipe Expériences et Simulations des Plasmas Réactifs - Interactions plasma-surface et
Traitement des Surfaces



Mis en page avec la classe thloria.

*"La logique, qui peut seule donner la certitude, est l'instrument de la démonstration :
l'intuition est l'instrument de l'invention"*
Henri Poincaré

À ma mère et mon père qui m'ont dirigé dans cette grande école qu'est la vie.

Remerciements

Ce travail de thèse n'aurait pas pu aboutir sans le concours et la participation de très nombreuses personnes à qui je tiens à exprimer toute ma gratitude, en espérant n'oublier personne.

J'ai eu le plaisir de travailler pendant trois années à la réalisation de cette thèse au Laboratoire de Physique des Milieux Ionisés et Applications (LPMIA) puis au sein de l'équipe ESPRITS du département de Chimie et de Physique des Solides et des Surfaces (CP2S) lors de la création de l'Institut Jean Lamour (IJL). Je remercie donc vivement le directeur de l'ex-LPMIA et du département CP2S, Monsieur Jamal Bougdira, de m'avoir accueilli et de m'avoir offert les meilleures conditions pour mener à bien ce travail de thèse. Je tiens également à remercier les membres de l'équipe administrative pour leur disponibilité et leur gentillesse à savoir Nathalie Brenon et Sophie Klein ainsi que les membres de l'équipe technique (atelier) pour leur très grande efficacité, leur rapidité mais également pour leur bonne humeur communicative, je tiens donc à remercier Dominique Mulot et Jean-Georges Mussot. Merci également à Christian Senet pour ses nombreux dépannages informatiques.

Je tiens également à remercier vivement Madame Cécile Arnas, Chargée de Recherche CNRS à l'Université d'Aix-Marseille et Monsieur Laïfa Boufendi, Professeur à l'Université d'Orléans, pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse et de leur temps précieux qu'ils ont pu consacrer à la lecture et à l'évaluation de ce manuscrit. Un très grand merci également à Messieurs Thierry Loarer, Docteur à l'IRFM et Stéphane Heuraux, Professeur à l'Université de Lorraine, pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Je voudrais remercier tout particulièrement mon directeur de thèse, Jamal Bougdira ainsi que mon co-directeur, Frédéric Brochard, pour leur implication et l'attention toute particulière qu'ils ont porté à ce travail de recherche. Je leur suis reconnaissant d'avoir partagé leurs connaissances, leurs méthodes et leurs précieux conseils au cours de cette thèse. Leur disponibilité, leur bonne humeur, leur pédagogie et leur patience, ainsi que leur haute compétence scientifique, m'ont permis de travailler sereinement et dans les meilleures conditions. Pour tout cela je voudrais encore les remercier et leur exprimer ma plus grande gratitude.

Je tiens également à adresser un très grand merci à celui qui aura été sans cesse présent durant ces trois années et avec qui j'ai pu avoir de nombreuses discussions aussi bien sur le plan scientifique que personnel et avec lequel j'aurai passé d'excellents moments. Un grand monsieur avec qui j'aurai eu la chance de travailler. Je pense à Jean-Luc Briançon, Ingénieur d'étude à l'Université de Lorraine.

Durant cette thèse j'ai eu l'opportunité de faire deux séjours à l'Institut Max Planck de Physique des Plasmas de Garching dans le cadre d'une collaboration sur ASDEX Upgrade. Je souhaitais remercier Rudolf Neu, Volker Rohde, Nikolauss Endstrasser, Tillmann Lunt et Martin Balden pour leur accueil très chaleureux et les discussions très intéressantes que nous avons partagées. Merci également à Jean Marcel Travère pour l'accueil très sympathique au sein de son équipe lors du séjour effectué au CEA Cadarache sur Tore Supra, ainsi qu'à Vincent Martin pour les connaissances qu'il a pu m'apporter au cours des échanges que nous avons pu avoir. Merci également à Gérard Henrion et Gérard Bonhomme pour les discussions enrichissantes que nous avons partagées notamment sur la fin de ce travail de thèse.

Je voudrais également remercier tout particulièrement chaque membre de l'équipe ES-PRITS ("l'équipe la plus chaude des équipes plasmas froids"), dans laquelle j'ai eu la chance de travailler, non seulement pour leur bonne humeur et leur grande sympathie mais également pour leur grande compétence scientifique, ce qui m'a permis de réaliser cette thèse dans les meilleures conditions. Je les remercie également pour tous les précieux conseils qu'ils auront pu me donner pendant ces trois années. Je pense notamment à Mohammed Belmahi, Ludovic DePouques, Robert Hugon, Jean-Luc Vasseur et Damien Genève avec qui j'aurais passé de très bons moments notamment lors de ces fameux repas du jeudi midi très conviviaux et de ces sorties extra-professionnelles très enrichissantes d'un point de vue humain.

Un grand merci également à mes amis doctorants qui ont participé à faire régner dans cette équipe une atmosphère joviale. Je pense ainsi à Simon Bulou (alias Rillette Bubul), le fidèle supporter du MUC 72, toujours prêt à donner un coup de main ou à draguer les femmes de ménage, Simon Dap (alias Bichon Daw), le fan inconditionnel de ces grands messieurs que sont Jean-Jacques et Francis, qui nous ont toujours soutenu musicalement pendant ces trois années, Thomas Bieber, le "Cowboy" de Nancy toujours prêt à remettre en cause les théories de F.F Chen et cousin du célèbre Justin et enfin Xavier Glad, le Raphaël Nadal lorrain, fan de pokémon et de cigarette mentholée. Ces trois années n'auraient pas été pareilles sans vous.

Un merci tout particulier à mes autres amis doctorants (anciens et nouveaux) qui ont rendu ces trois années agréables. Je pense ainsi à Yan Peng, Stéphane Devaux, Stella Oldenburger, Alain N'Gadjeu, David Coulette, Jordan Cavalier, Guillaume Boussein, Natalia Kosolopova, Aurélie Inglebert, Cédric Tournier Coletta, Matthias Gottwald, Emilie Steveler, Amandine Duluard et Stéphanie Girod. Merci également à Joëlle Poisson pour sa bonne humeur matinale et ces nombreuses discussions autour d'un bon café.

Je voudrais également remercier le fameux clan de l'Inist auquel j'aurais eu l'immense privilège d'appartenir et avec lequel j'ai pu vivre de nombreuses aventures toutes plus palpitantes les unes que les autres, notamment lors de la dangereuse chasse aux sosies. Je n'oublierais pas tous ces talents cachés d'imitateurs (de Patrick Sébastien au Chevalier Blanc) ou de mimes....tout simplement fantastique. Un grand merci donc à toutes ces personnes avec qui j'ai pu passé de très bons moments notamment lors de la pause de midi...je n'oublierais pas ces instants. Je pense notamment à Eric Faudot, Sébastien Fumeron, Stella Oldenburger, Frédéric Brochard, Jean-Luc Briançon et Valérie Brien, ainsi qu'à la fille presque de l'est et au chaperon sans qui tous ces repas n'auraient pas été si agréables.

Je voudrais également remercier quatre grands copains, anciens camarades de promotion que j'ai la chance de côtoyer encore aujourd'hui. Je pense à Edouard Beauvier, Thomas Baron, Joachim Ranbeau et Cédric Tournier-Coletta. Merci également à Julien Staub, Adrien Laroque, Charlotte Grentzinger, Benjamin Chalou et Estelle Arcioni pour toutes ces soirées très sympathiques, toujours réconfortantes dans les moments plus difficiles.

Ayant eu la chance de pouvoir enseigner durant ces trois années, je tenais également à remercier les personnes que j'ai pu rencontrer pendant cette période à savoir les techniciens et techniciennes du 1^{er} et 2nd cycle, toujours disponibles lorsque l'on a besoin d'elles et qui fournissent un travail énorme pour que tous les TP se déroulent dans les meilleures conditions et avec lesquelles c'est un réel plaisir de travailler. Je pense ainsi à Malika Yagoub, Cécile Voinot et Clément Jacobs.

Enfin, et je voulais terminer par eux, j'adresse ma plus profonde gratitude aux personnes sans qui je n'en serais pas arrivé là. Je remercie donc profondément ma famille et en particulier mes parents qui m'ont toujours soutenu et sans qui je n'aurais pas pu réaliser mes études universitaires. Ce présent mémoire leur est dédié.

Table des matières

Introduction générale

La fusion thermonucléaire : future source d'énergie ?	xi
---	----

Chapitre 1

La fusion thermonucléaire et la problématique des interactions

plasma-paroi	1
--------------	---

1.1 Principes de la fusion magnétique contrôlée	2
1.1.1 La fusion thermonucléaire	2
1.1.2 Ignition	4
1.1.3 Fusion Magnétique et Fusion Inertielle	7
1.1.4 Confinement Magnétique	7
1.1.5 Configuration tokamak	8
1.1.6 Transport et turbulence	13
1.1.7 Modes de confinement et barrière de transport	14
1.1.8 Chauffage	16
1.1.9 Les tokamaks dans le monde: la base du projet ITER	17
1.1.10 ITER	20
1.2 Les interactions plasma-paroi	22
1.2.1 Géométrie des plasmas de bord de tokamak	23
1.2.2 Les mécanismes de création de poussières	25
1.2.3 Diagnostics de détection et de caractérisation des poussières en milieu plasma	29
1.3 Conclusion	56

Chapitre 2

Développement et validation d'un outil d'analyse automatique	59
--	----

2.1 Présentation d'un outil d'analyse: l'algorithme "TRACE"	60
---	----

2.1.1	Principe général de l'algorithme	62
2.1.2	Traitement d'image	64
2.1.3	Détection	66
2.1.4	Suivi	75
2.1.5	Classification	78
2.1.6	Présentation des résultats	80
2.2	Validation du code	82
2.2.1	Validation manuelle	82
2.2.2	Validation par expérience test	83
2.2.3	Validation numérique du suivi	101
2.3	Étude de l'influence du flux de gaz sur la dynamique des poussières.	104
2.3.1	Contexte de l'étude	104
2.3.2	Influence du flux de gaz sur le transport des poussières	105
2.4	Tests et améliorations en cours de l'algorithme TRACE	111
2.5	Conclusion	112

Chapitre 3

Étude statistique du nombre de poussières mobilisées dans

ASDEX Upgrade		115
3.1	Le tokamak ASDEX Upgrade	116
3.2	Les poussières dans ASDEX Upgrade	121
3.3	Analyse statistique: Étude du nombre de poussières mobilisées dans ASDEX Upgrade	126
3.4	Les différentes campagnes de mesures	128
3.4.1	Influence de l'ouverture du réacteur	128
3.4.2	Impact des disruptions	137
3.4.3	Impact des déplacements verticaux du plasma	148
3.4.4	Impact des décharges de type H-Mode et L-Mode	151
3.4.5	Influence des différents moyens de chauffage: ECRH, ICRH et injection de neutres (NBI)	152
3.5	Influence des conditions de décharges sur le nombre de poussières détectées.	155
3.5.1	Les disruptions	157
3.5.2	Les fluctuations du plasma: Les ELMs et les déplacements du plasma	158
3.5.3	La mauvaise absorption par le plasma de la puissance ECRH et de la puissance NBI	162

3.5.4	Les autres décharges	164
3.6	Étude par imagerie rapide des mécanismes de formation des poussières . . .	166
3.6.1	Influence des ELMs sur la génération d'arcs électriques	167
3.6.2	Localisation des événements	169
3.6.3	Influence du chauffage cyclotronique	171
3.7	Conclusion	174
Conclusion Générale		177
Liste des figures		183
Liste des tables		195
Liste des acronymes		197
Bibliographie		199
Annexes		209
Annexe A : Méthode d'analyse des étendues normalisées		209
Annexe B : Liste des films analysés		211
B.1	Série 23000	211
B.2	Série 24000	211
B.3	Série 25000	212
B.4	Série 26000	213

Introduction générale

La fusion thermonucléaire : future source d'énergie ?

Contexte énergétique

Au début des années 2000, la consommation d'énergie annuelle mondiale atteignait un niveau de l'ordre de 10^{20} Joules (cf. Fig.1). A l'heure actuelle entre un et quelques gigawatts de puissance électrique sont globalement nécessaires par million d'habitants. De plus les demandes en énergie augmentent aujourd'hui si rapidement que les réserves connues en combustible, en particulier charbon et pétrole, deviendront vite insuffisantes lorsque l'on anticipe la consommation mondiale en énergie pour les prochaines décennies. Les modèles montrent que cette consommation va doubler d'ici une vingtaine d'années - cf. Fig.2(a)-.

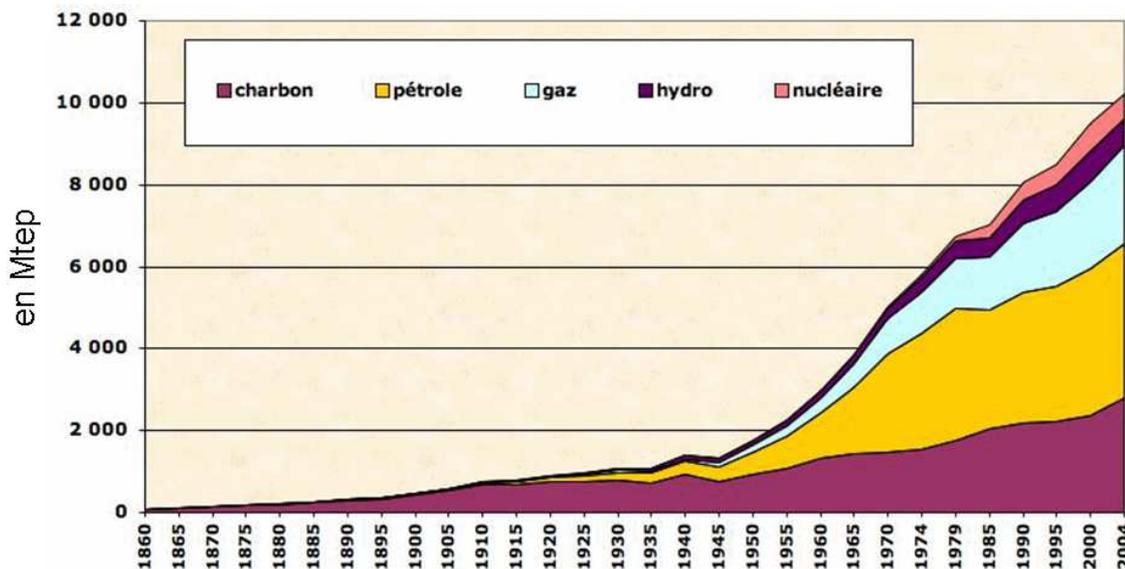


Figure 1: Evolution de la consommation mondiale énergétique en millions de tonnes équivalent pétrole ($1\text{tep} = 4,18 \cdot 10^{10} \text{ J}$) entre les années 1860 et 2004. Sources : Schilling et Al. (1977), International Energy Agency (1997), Observatoire de l'Energie (1997).

Cette tendance est principalement due à l'accroissement de la population mondiale, l'augmentation constante de la consommation moyenne d'énergie par habitant (qui excède maintenant la satisfaction des besoins primaires en énergie) ainsi qu'à l'émergence de nouvelles puissances (Chine, Inde, Brésil, ...) qui connaissent une croissance exceptionnelle. Les sources d'énergie dont on dispose et que l'on consomme aujourd'hui reposent essentiellement (plus de 90% de l'énergie mondiale produite) sur des combustibles fossiles (charbon, gaz, pétrole) ou radioactifs (fission nucléaire) dont les réserves sont très largement exploitées. La conséquence inévitable de cette consommation croissante, et qui ne cessera pas d'augmenter dans les années futures (cf. Fig.2(b)), est un appauvrissement voire un épuisement des réserves naturelles disponibles à courte échéance (et par conséquent une augmentation des prix de ces matières premières).

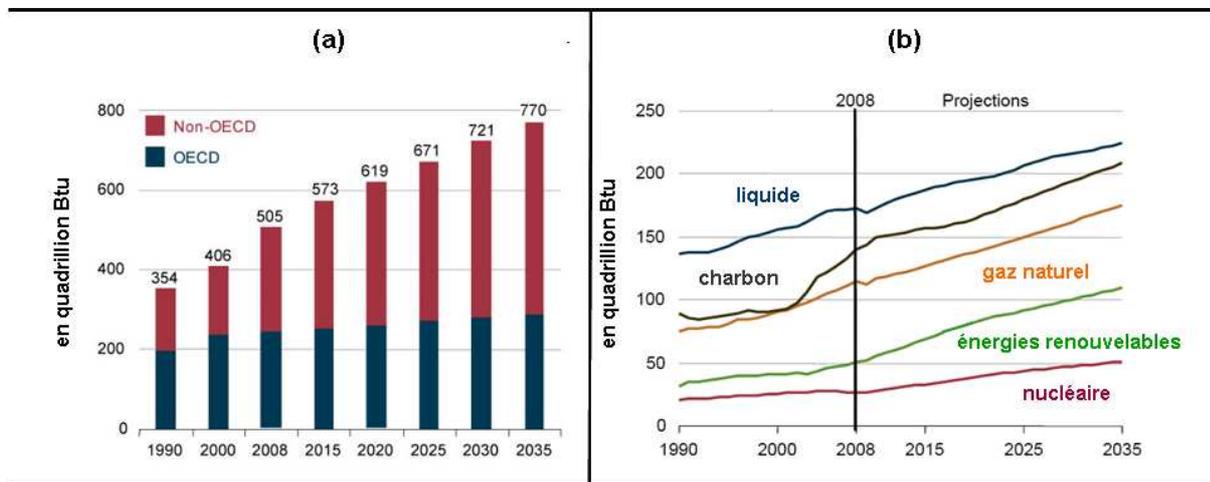


Figure 2: (a) Consommation énergétique mondiale et (b) consommation énergétique mondiale par type de ressources depuis les années 1990 et extrapolées jusqu'en 2035 en quadrillion Btu (British thermal unit) ($1\text{quadrillionBtu} = 1.06^{18} \text{ J}$). (a) En bleu est représentée la part de la consommation énergétique relative aux pays faisant partie de l'OCDE⁰ (Organization for Economic Cooperation and Development) et en rouge celle de ceux n'en faisant pas partie. **Source EIA, Energy International Outlook 2011** (<http://www.eia.doe.gov/oiaf/ieo/index.html>).

Il faut également prendre en compte l'aspect écologique du problème et l'impact sur l'environnement de l'utilisation de tels combustibles. En effet nous ne pouvons plus négliger l'émission de gaz à effet de serre dont les effets néfastes, notamment sur le climat, sont visibles par tous aujourd'hui. Une étude a révélé que la concentration de CO_2 émis dans l'atmosphère a doublé depuis ces quarante dernières années¹ et on estime qu'elle pourrait

0. États Unis, Canada, Mexique, Autriche, Belgique, Chili, République Tchèque, Danemark, Finlande, France, Allemagne, Grèce, Hongrie, Islande, Irlande, Italie, Luxembourg, Pays-Bas, Norvège, Pologne, Portugal, Slovaquie, Slovénie, Espagne, Suède, Suisse, Turquie, Royaume Uni, Japon, Corée du Sud, Australie, Nouvelle Zélande, Israël, Estonie.

1. CO_2 EMISSIONS FROM FUEL COMBUSTION International Energy Agency, 2011

doubler d'ici la fin du siècle. En ce qui concerne la fission nucléaire, un aperçu des dangers de l'exploitation d'une telle énergie et les désastres écologiques qu'elle peut engendrer en cas de catastrophe nucléaire est donné par les catastrophes de Three Mile Island (mars 1979), de Tchernobyl (avril 1986) et tout récemment de Fukushima (mars 2011). Il semble donc indispensable à l'heure actuelle de trouver de nouvelles sources d'énergie capables d'apporter une solution à tous ces problèmes et d'éviter de tels drames.

De nombreux efforts ont été fournis ces dernières années pour y parvenir notamment dans le domaine des énergies renouvelables (géothermie, éolienne, photovoltaïque, hydraulique). Bien que très attractives d'un point de vue écologique et très prometteuses, celles-ci ne semblent cependant pas à même de subvenir à l'ensemble des besoins énergétiques sans cesse croissants. De plus les fluctuations de production ainsi que les possibilités géographiques d'implantation font que l'utilisation de ces nouvelles énergies est aujourd'hui limitée. La fusion thermonucléaire contrôlée, qui semble capable de fournir de larges quantités d'énergie, et donc répondre à cette demande croissante, pourrait constituer à moyen et long terme une solution satisfaisante.

L'intérêt de pouvoir produire une telle énergie, par fusion de noyaux de deutérium et de tritium, est double : d'une part il s'agirait d'une ressource inépuisable, productible à grande échelle et de façon continue, et d'autre part, d'une source d'énergie plus "propre" et plus "sure" pour les populations civiles et l'environnement car une telle réaction n'engendre pas de déchets radioactifs "directs" et ne présente pas de risque d'emballement, contrairement à une réaction de fission nucléaire. De plus les ressources en deutérium, qui peut suffire à amorcer la réaction, sont quasiment inépuisables. En effet, celui-ci se retrouve en quantité abondante à l'état naturel dans les molécules d'eau (environ 33 g par m^3 d'eau de mer). Quant au tritium, il est facilement obtenu à partir du Lithium présent en quantité abondante dans la croûte terrestre. La réaction ne nécessite en outre que peu de combustible : la quantité nécessaire pour amorcer la réaction se trouverait dans une baignoire remplie d'eau (pour le deutérium) et dans une batterie de téléphone portable (pour le lithium). Une telle réaction de fusion est à peu près 4 millions de fois plus énergétique qu'une réaction chimique telle que la combustion de charbon, de gaz ou de pétrole. La quantité d'énergie produite par un gramme de mélange D-T est ainsi équivalente à celle que dégage la combustion de 10 000 litres de pétrole. Le principal inconvénient de ce type de réaction, outre sa difficile mise en oeuvre, vient de l'irradiation des installations liées aux neutrons très rapides (14 MeV) libérés pendant la réaction.

La fusion nucléaire par confinement magnétique apparaît donc comme l'un des meilleurs compromis entre préservation de l'environnement et des populations et besoin énergétique mondial. Cette voie prometteuse, aboutira notamment à la réalisation d'un projet d'envergure internationale, le projet **ITER** (International Thermonuclear Experimental Reactor), grand réacteur à fusion thermonucléaire dans lequel il sera possible de créer une source d'énergie auto-entretenu à l'aide de réactions de fusion semblables à celles présentes au coeur du Soleil et dont le but est de prouver la faisabilité scientifique et technique de ce type de production énergétique à l'échelle industrielle.

Le processus de fusion contrôlée apparaît donc fort intéressant dans le principe mais sa réalisation implique de trouver des solutions à de nombreux problèmes. Réussir à créer sur Terre des températures bien supérieures à celles présente au coeur du Soleil (environ 6 fois plus) ainsi que de trouver des matériaux suffisamment résistants aux intenses flux de chaleur et de particules venant du plasma pour élaborer les parois du réacteur font notamment partis de ces enjeux. Il est donc essentiel de comprendre au mieux tous les processus, tous les mécanismes physiques qui entrent en jeu dans la création et le maintien de tels plasmas de fusion sur des temps très longs de manière à surmonter ces difficultés. Plusieurs thématiques de recherche sont liées à ce projet dont la compréhension et le contrôle des interactions plasma-paroi, la compréhension et le contrôle des phénomènes de turbulences et d'instabilités, le chauffage du plasma et bien d'autres encore. Dans cette thèse, la thématique abordée sera celle des interactions plasma-paroi et plus particulièrement la détection et le suivi de poussières, issues de l'érosion des parois, au sein du plasma.

L'objectif principal est de contribuer à la collecte des données qui permettront de définir les scénarios de fonctionnement les plus sûrs pour les centrales à fusion du futur. Dans ce but il est nécessaire de mieux comprendre l'influence des conditions de décharge sur le nombre de poussières créés lors de ces décharges, la localisation des zones d'érosion et de déposition, et de préciser l'influence des flux de l'érosion sur le fonctionnement du tokamak tout tungstène ASDEX Upgrade. Il a donc été nécessaire de pouvoir suivre le déplacement des poussières à l'intérieur de la chambre et de déterminer leur nombre. Pour cela des caméras ultra-rapides ont été utilisées. Un outil, entièrement automatisé, permettant la détection et le suivi de ces poussières dans des conditions de décharges plasma très variées, et préalablement validé sur un plasma de laboratoire, a ainsi permis de quantifier le nombre de poussières et de reconstruire leurs trajectoires à deux dimensions au sein du plasma. Une attention toute particulière a été portée sur les événements transitoires violents tels que les disruptions (ou les pertes d'équilibre du plasma) reconnues comme étant des causes majeures d'érosion des composants faisant face au plasma (CFPs) dans les tokamaks. De manière à obtenir une large statistique cette étude a nécessité une analyse minutieuse de plusieurs To de données vidéos cumulées sur plus de cinq campagnes de mesures de manière à corrélérer le nombre de poussières détectées et les différents scénarios de décharge. Ce travail a notamment permis de connaître les scénarios types favorisant l'apparition de ces poussières.

Au cours de ce premier chapitre, nous présenterons quelques généralités sur les principes de base de la fusion par confinement magnétique afin de comprendre le principe global de fonctionnement d'une machine à fusion (création, confinement et chauffage du plasma) ainsi que sur les problématiques liées aux interactions entre le plasma et les parois du réacteur, de manière à introduire les enjeux de telles études. Un état de l'art des méthodes de détection de particules, in-situ et ex-situ, ainsi que des différents diagnostics utilisés pour réaliser de telles études sera proposé. Il y sera montré les avantages et les inconvénients relatifs à chaque diagnostic et leur domaine de validité en fonction des caractéristiques des particules présentes au sein du plasma. Une attention toute particulière sera portée sur le diagnostic par caméra rapide utilisée pour notre étude dont les résultats seront présentés lors de cette thèse.

Dans un second chapitre, une présentation détaillée d'un nouveau code d'analyse de données vidéos prises par caméras rapides, développé durant cette thèse, sera proposée. Cet algorithme de détection et de suivi de particules dans les plasmas est entièrement automatisé et la manière dont il a été validé par l'expérience et les simulations numériques sera détaillée. Une étude réalisée sur un réacteur diode générant un plasma poussiéreux a été menée pour démontrer l'application de cet algorithme dans un plasma de laboratoire et mettre en évidence certains phénomènes physiques. L'influence de l'injection de gaz sur la dynamique des poussières, mis en évidence par l'utilisation de l'exposant de Hurst, sera proposé comme exemple.

Dans un troisième et dernier chapitre, l'analyse statistique du nombre de poussières détectées au sein du plasma en fonction de différentes conditions de décharges sera donnée. Cette analyse, effectuée sur les cinq dernières campagnes de tirs réalisées sur le tokamak ASDEX Upgrade (représentant plus de 1450 décharges), a permis de déterminer que l'ouverture du réacteur ne jouait pas un rôle significatif sur la quantité de poussières détectées et que certains scénarios de décharges favorisaient la mobilisation des poussières dans le réacteur (disruptions, fortes fluctuations du plasma - Edge Localized Modes et déplacements du plasma vers les CFPs -, absorption inefficace de la puissance de chauffage.).

Chapitre 1

Introduction générale à la fusion thermonucléaire contrôlée par confinement magnétique et à la problématique des interactions plasma-paroi

Sommaire

1.1	Principes de la fusion magnétique contrôlée	2
1.1.1	La fusion thermonucléaire	2
1.1.2	Ignition	4
1.1.3	Fusion Magnétique et Fusion Inertielle	7
1.1.4	Confinement Magnétique	7
1.1.5	Configuration tokamak	8
1.1.6	Transport et turbulence	13
1.1.7	Modes de confinement et barrière de transport	14
1.1.8	Chauffage	16
1.1.9	Les tokamaks dans le monde: la base du projet ITER	17
1.1.10	ITER	20
1.2	Les interactions plasma-paroi	22
1.2.1	Géométrie des plasmas de bord de tokamak	23
1.2.2	Les mécanismes de création de poussières	25
1.2.3	Diagnostics de détection et de caractérisation des poussières en milieu plasma	29
1.3	Conclusion	56

L'augmentation constante des besoins énergétiques mondiaux, l'épuisement des stocks d'énergies fossiles à moyens termes ainsi que la nécessité de trouver des énergies plus propres pour l'environnement font qu'il est indispensable de trouver de nouvelles sources d'énergies. La fusion thermonucléaire contrôlée est l'une de ces alternatives. Le but de ce chapitre est de présenter les principes de base de la fusion thermonucléaire contrôlée par confinement magnétique ainsi que le principe général de fonctionnement d'un réacteur à fusion. Les phénomènes physiques liés aux conditions régnant dans le plasma de bord ainsi que les problématiques liées aux interactions plasma-paroi seront également introduits afin de se familiariser avec les différentes notions qui seront nécessaires à la compréhension du contexte général de ce mémoire.

La plupart des notions abordées ici sont tirées d'ouvrages de référence [Che83], [Rax05], [Sta00], quant aux illustrations, elles sont en majorité issues des sites internet de l'Institut de Recherche sur la Fusion Magnétique (www.fusion-magnetique.cea.fr) et du site ITER (www.iter.org).

1.1 Principes de base de la fusion thermonucléaire contrôlée par confinement magnétique

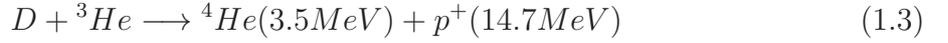
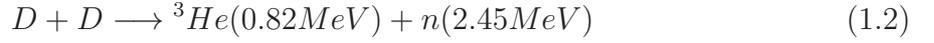
1.1.1 La fusion thermonucléaire

La fusion nucléaire constitue le mécanisme à l'origine du rayonnement des étoiles et en particulier du Soleil. Au sein des étoiles, les noyaux légers fusionnent et produisent des noyaux plus lourds. Au cours de cette réaction de fusion, la masse du noyau produit est inférieure à la somme des masses des noyaux légers d'origine. Cette réaction produit donc un défaut de masse qui se manifeste sous forme d'énergie selon la relation très célèbre formulée par Einstein $E = mc^2$, où E est l'énergie produite en Joules, m la masse perdue en kg , et c la célérité de la lumière dans le vide en ms^{-1} .

Cependant il est impossible d'obtenir spontanément de telles réactions de fusion à la surface de la Terre, du moins dans les conditions de température et de pression auxquelles nous sommes habitués, car pour fusionner, les noyaux, qui sont chargés positivement, doivent d'abord vaincre leur tendance naturelle à se repousser et franchir ce que l'on appelle la barrière de répulsion coulombienne. Ceci n'est possible que lorsque la matière est dans des conditions extrêmes de pression et de température semblables à celles présentes au coeur du Soleil.

Plusieurs réactions de fusion sont possibles mais elles ne sont pas toutes envisageables dans le cadre d'une production énergétique du fait de leur section efficace de réaction. Les principales sont :





La section efficace d'une réaction (cf. Fig.1.1(a)), que l'on définit comme le nombre de réactions de fusion qui se produisent par unité de volume et par unité de temps (taux de réaction - cf. Fig.1.1(b)-) divisé par le flux incident de particules, permet de quantifier la probabilité, à une énergie donnée, de deux noyaux de franchir la barrière de répulsion coulombienne. Comme on peut le voir sur la figure 1.1(a), l'énergie nécessaire à l'activation de la réaction D-T (deutérium-tritium) est nettement inférieure à celle requise pour les autres réactions de fusion. De plus pour une température donnée relativement basse ($\leq 10\text{keV}$), suffisantes pour provoquer les réactions de fusion, sa section efficace est largement plus importante que les autres, ce qui signifie que la probabilité d'initier une réaction de fusion D-T est nettement supérieure à la probabilité d'initier un autre type de réaction. Du fait de ces propriétés, la réaction D-T a été identifiée comme étant la plus prometteuse dans la perspective de produire de l'énergie par fusion thermonucléaire.

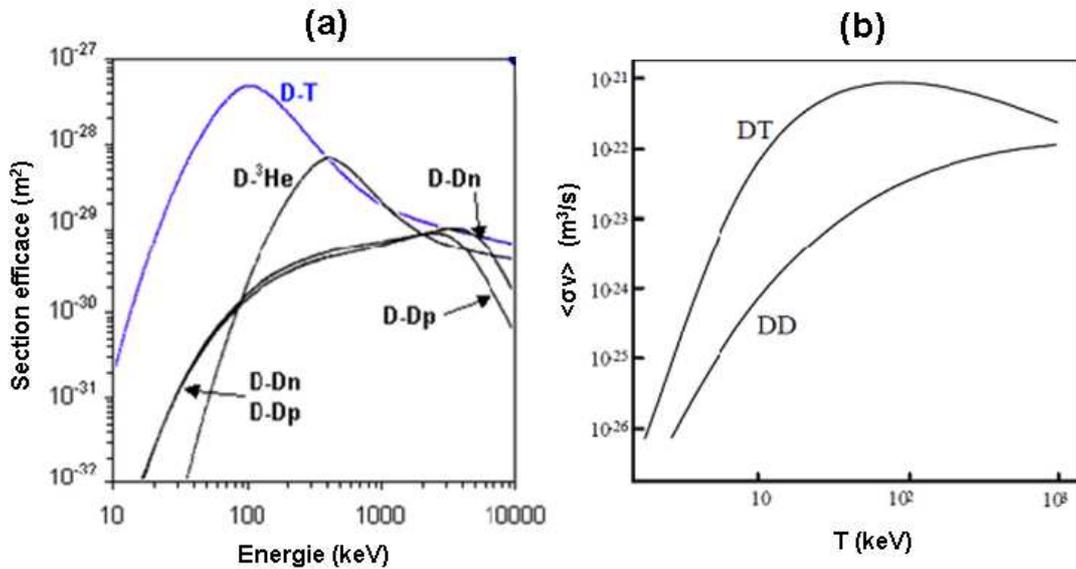
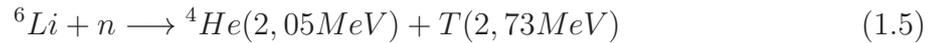


Figure 1.1: (a) Sections efficaces des réactions de fusion $D-T$, $D-D$ et $D-{}^3\text{He}$ et (b) taux de réaction en fonction de la température des réactions de fusion $D-T$ et $D-D$. On considère dans ce cas des distributions en vitesse de type Maxwelliennes pour les noyaux de deutérium et de tritium. La section efficace est alors calculée en moyennant sur ces distributions pour évaluer la réactivité du mélange de combustible de densité n_D et n_T .

Cette réaction de fusion entre le deutérium et le tritium (deux isotopes de l'hydrogène), activée à une température proche de 10 keV (~ 100 millions de degrés Kelvin), donne ainsi naissance à un noyau d'hélium d'énergie 3.5 MeV, à un neutron rapide d'énergie 14 MeV et libère également de l'énergie sous forme de rayonnement électromagnétique. L'énergie cinétique de ces neutrons très énergétiques, supposés quitter le milieu sans interactions, pourra alors être transformée en chaleur utile.



Cependant cette réaction de fusion requiert du tritium, élément radioactif dont il n'existe pas de stock à l'état naturel sur Terre. Il est donc nécessaire d'en produire à l'intérieur de la chambre de manière à entretenir la réaction. Cet élément pouvant être obtenu à partir du lithium, il sera produit par bombardement de neutrons, issus de la réaction, sur des éléments de parois spéciaux appelés couvertures tritigènes via les réactions :



1.1.2 Ignition

Bilan énergétique

Le but de la fusion thermonucléaire est de produire plus d'énergie qu'il n'en faut pour faire fonctionner le réacteur. Cependant comme dans tout système thermique, il existe des pertes de puissance, essentiellement thermiques, dues à des phénomènes radiatifs (pertes par *Bremsstrahlung*), de convection et de conduction des particules et de la chaleur (cf. section 1.2.6), dont il faut tenir compte dans le calcul global du rendement de la réaction. Lors d'une réaction de fusion, seule une partie de l'énergie libérée contribue au chauffage du plasma, qui provient de l'énergie transportée par les particules alpha (3.5 MeV soit 1/5 de la puissance totale) qui restent confinées dans la structure de champ magnétique utilisée pour le confinement du plasma (cf. section 1.2.4) et qui libèrent leur énergie par collisions coulombiennes. La majeure partie de l'énergie est portée par les neutrons (14.1 MeV soit 1/5 de la puissance totale) qui, du fait de leur neutralité, ne sont pas soumis au champ magnétique et ne peuvent donc pas être confinés au coeur de la décharge. En considérant que la puissance libérée par la réaction de fusion thermonucléaire est donnée par la relation :

$$P_{\text{fusion}} = n_D n_T \langle \sigma v \rangle E_{\text{fusion}} V \quad (1.6)$$

où n_D et n_T sont les densités respectives de deutérium et de tritium, $\langle \sigma v \rangle$ est le taux de réaction de fusion, E_{fusion} l'énergie produite par cette réaction et V le volume

occupé par le plasma.

la puissance de chauffage due aux particules alpha s'écrit :

$$P_{alpha} = \frac{1}{5}P_{fusion} \quad (1.7)$$

Cependant il est nécessaire d'avoir recours à un apport extérieur de puissance $P_{chauff.}$ sous forme de chauffage additionnel (cf. section 1.2.8) pour équilibrer la balance énergétique, la puissance délivrée par les particules alpha n'étant pas suffisante pour compenser les pertes d'énergie.

Le terme de perte en énergie dû aux différents mécanismes dissipatifs (rayonnement, convection et conduction) est généralement défini par un temps caractéristique de décroissance de l'énergie appelé temps de confinement τ_e (temps nécessaire au plasma pour se vider de son contenu énergétique lorsque l'apport extérieur de puissance de chauffage est coupé) est donnée par la relation :

$$P_{pertes} = \frac{W}{\tau_e} \quad (1.8)$$

avec W l'énergie thermique emmagasinée par le plasma définie par :

$$W = 3(n_D + n_T)k_bTV \quad (1.9)$$

où T est la température du plasma, k_b la constante de Boltzmann et V le volume occupé par le plasma.

En régime stationnaire où les gains énergétiques doivent compenser les pertes, le bilan énergétique de la réaction peut donc s'écrire :

$$P_{alpha} + P_{chauffage} = P_{pertes} \quad (1.10)$$

c'est-à-dire :

$$\frac{1}{5}(n_D n_T \langle \sigma v \rangle E_{fusion} V) + P_{chauff.} = \frac{3(n_D + n_T)k_bTV}{\tau_e} \quad (1.11)$$

soit en considérant un mélange stoechiométrique de deutérium et de tritium ($n_D = n_T = \frac{1}{2}n$)

$$\frac{1}{20}(n^2 \langle \sigma v \rangle E_{fusion} V) + P_{chauff.} = \frac{3nk_bTV}{\tau_e} \quad (1.12)$$

Critère de Lawson

Lorsque la puissance de chauffage provenant des particules α devient suffisante pour compenser les pertes énergétiques, signifiant que l'apport de puissance extérieure n'est plus nécessaire, les réactions de fusion peuvent alors s'auto-entretenir et l'on atteint ce que l'on appelle l'*ignition*. Dans ce cas, la relation suivante est vérifiée :

$$P_{pertes} = P_{alpha} \quad (1.13)$$

et l'on obtient le critère de Lawson [Law57] défini par le produit $n\tau_e$

$$n\tau_e = \frac{60k_bT}{\langle \sigma v \rangle E_{fusion}} \quad (1.14)$$

Cependant il est d'usage d'utiliser la température comme troisième paramètre du produit, le temps de confinement dépendant lui-même de la température atteinte. Dans les plasmas de tokamaks, en considérant les gammes de températures qui peuvent être atteintes, le taux de réaction peut être approximé par :

$$\langle \sigma v \rangle \simeq 10^{-24} T^2 m^3 s^{-1} \quad (1.15)$$

et l'on obtient ainsi le critère à satisfaire pour atteindre l'ignition :

$$n\tau_e k_b T_e \geq 10^{21} keV.m^{-3}.s \quad (1.16)$$

Afin de produire de l'énergie de façon continue à partir de la fusion thermonucléaire, il est donc nécessaire d'avoir une densité et une température élevées sur des temps de confinement importants afin qu'un grand nombre de collisions entre noyaux légers soit atteint pour donner lieu à ces réactions de fusion. A l'heure actuelle de nombreux efforts sont fournis pour identifier les mécanismes déterminants dans l'obtention de valeurs de paramètres de décharges suffisantes pour satisfaire ce critère. Notamment la compréhension des phénomènes de turbulence et d'instabilités à l'origine d'une perte de confinement du plasma (cf.1.2.6) ainsi que la connaissance des phénomènes d'interaction plasma-paroi (impuretés venant perturber la stabilité de la décharge) sont primordiales pour atteindre cet objectif.

Une grandeur notée Q , appelée parfois facteur d'amplification de l'énergie, définissant le rapport entre la puissance fournie par les réactions de fusion (particules alpha et neutrons) et l'énergie injectée nécessaire au maintien de la décharge, est utilisée pour définir le rendement des réacteurs à fusion.

$$Q = \frac{P_{fusion}}{P_{chauff}} \quad (1.17)$$

Ce paramètre vaut $Q = \infty$ lorsque l'ignition est atteinte, c'est à dire lorsque le critère de Lawson est satisfait ($P_{chauff} = 0$). La notion de *breakeven* est généralement introduite et correspond à un facteur $Q=1$ qui signifie que l'énergie produite par les réactions de fusion est égale à l'énergie injectée pour le chauffage. Dans le cadre d'une réaction de fusion D-T, initiée à une température de 10 keV et une densité de l'ordre de $10^{20}m^{-3}$, on obtient ce facteur avec un temps de confinement de l'ordre de 3 s.

1.1.3 Fusion Magnétique et Fusion Inertielle

D'après le critère décrit précédemment, trois grandeurs fondamentales entrent en jeu dans l'obtention d'une réaction de fusion efficace. Cependant comme il a été précisé, le paramètre de température est quasiment imposé par le critère de section efficace de la réaction D-T, maximum à une température donnée, et il ne reste donc plus que deux paramètres sur lesquels il est possible de jouer pour maximiser le taux de réaction de fusion : ce sont la densité et le temps de confinement. Deux voies sont aujourd'hui explorées pour maîtriser la fusion thermonucléaire. Il s'agit de la fusion par *confinement inertielle* et la fusion par *confinement magnétique*.

La première méthode implique une densité de combustible extrêmement importante ($n = 10^{31}m^{-3}$) et un temps de confinement très court ($\tau_e = 10^{-11}s$). La faisabilité d'une telle application a d'ores et déjà été mise en évidence par la réalisation de la bombe H dans le domaine militaire. L'autre application, civile cette fois, consiste à comprimer par impulsions ultra-courtes une petite capsule d'or contenant du deutérium et du tritium avec des lasers extrêmement puissants pour amorcer les réactions de fusion. Dans ce cas précis, le temps de confinement correspond au temps d'implosion de la capsule.

La seconde méthode est basée sur la propriété qu'ont les particules chargées à être confinées dans un champ magnétique. Dans ce cas, la densité est beaucoup moins importante ($10^{20}m^{-3}$), mais les temps de confinement mis en jeu sont beaucoup plus importants, de l'ordre de la seconde.

La fusion inertielle est ici hors de propos et c'est de la seconde méthode dont nous allons discuter les principes de mise en oeuvre au cour des paragraphes suivants : la fusion thermonucléaire contrôlée par confinement magnétique.

1.1.4 Confinement Magnétique

Dans le coeur du Soleil, les conditions nécessaires pour faire fusionner les noyaux sont atteintes grâce à la force de gravitation qui permet de les confiner et de fournir une pression suffisante pour amorcer les réactions de fusion. Cependant sur Terre, il est impossible d'obtenir de telles pressions et un tel mode de confinement n'est alors pas envisageable. La solution retenue consiste donc à confiner à très haute température une quantité importante de gaz à basse pression de manière à ce qu'une grande fraction de

la population de particules atteint une énergie cinétique suffisante pour amorcer les réactions de fusion. Dans de telles conditions, les particules sont totalement ionisées et forment un plasma d'ions et d'électrons. Le confinement du plasma sera alors possible en exerçant une pression magnétique intense sur l'ensemble de ces particules chargées. En effet, plongée dans un champ magnétique, une particule chargée est soumise à la force de Lorentz et s'enroule autour des lignes de champ, son orbite décrivant alors une trajectoire hélicoïdale, transverse au champ magnétique, définie par une fréquence propre de giration ω_c appelée fréquence cyclotronique (ionique ou électronique selon l'espèce considérée) :

$$\omega_c = \frac{|q|B}{m} \quad (1.18)$$

avec q la charge de la particule, m sa masse et B la force du champ magnétique

et un rayon de giration r_L appelé rayon de Larmor :

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{|q|B} \quad (1.19)$$

avec v_{\perp} sa vitesse perpendiculaire au champ magnétique.

Il est donc possible de confiner le plasma à l'aide d'un champ magnétique si ce dernier est suffisamment intense pour exercer une pression magnétique suffisamment importante sur les particules du plasma (un champ magnétique de l'ordre du tesla exerçant une pression de l'ordre de 10 atm.). Si l'on considère un plasma de fusion ayant une température de l'ordre de 10 keV soumis à un champ magnétique de 1 T, le rayon de Larmor ionique moyen est de l'ordre du mm. Ceci signifie que le plasma est bien confiné dans la direction transverse au champ magnétique si l'on compare cette grandeur à la longueur typique du volume de confinement (de l'ordre de quelques mètres). Cependant il est également nécessaire de le confiner dans la direction parallèle au champ magnétique afin d'éviter les pertes de plasma à l'extrémité de ces lignes de champ ouvertes.

1.1.5 Configuration tokamak

Il existe différentes configurations capables de confiner le plasma à l'aide d'un champ magnétique. L'une des possibilités envisagées pour contrôler la réaction est l'utilisation de réacteurs appelés Tokamaks. Les Tokamaks, inventés par les physiciens russes Igor Yevgenyevitch Tamm et Andréï Sakharov, et réalisés pour la première fois par un autre physicien russe, Artsimovitch, sont des chambres à vide de géométrie toroïdale dans lesquelles sont confinés, grâce à des champs magnétiques intenses, des plasmas à des températures proche de 10 keV durant des temps plus ou moins longs.

L'idée de ce genre de structure magnétique est de refermer les lignes de champ magnétique sur elles-mêmes pour former une géométrie toroïdale et confiner ainsi le plasma dans la direction des lignes de champ. Cependant en repliant ces lignes de champ, des

inhomogénéités apparaissent en raison de la courbure (présence d'une force centrifuge) et du gradient de champ magnétique toroïdal B_ϕ (décroissance en $1/R$, avec R le grand rayon du tore - cf. Fig. 1.2 -) engendrant ainsi des dérives verticales perpendiculaires à ces lignes de champ et néfastes à un bon confinement du plasma.

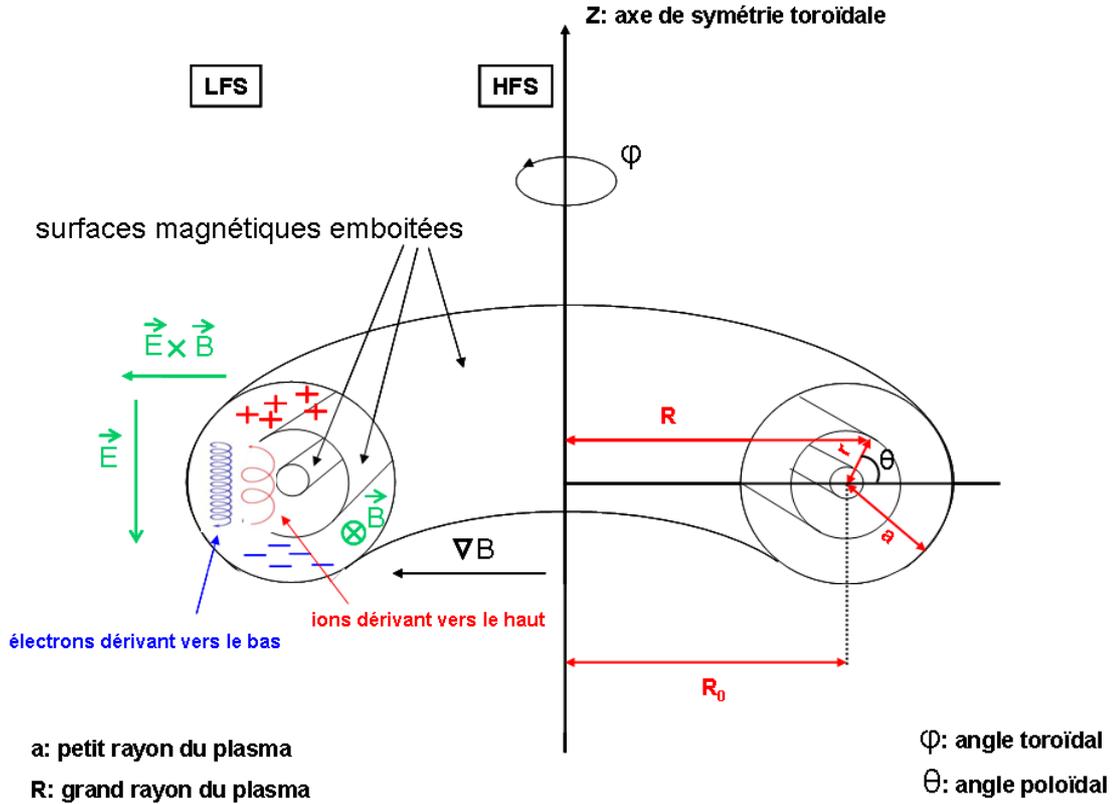


Figure 1.2: Système de coordonnées généralement utilisé pour décrire la géométrie des surfaces de flux magnétiques dans le cas d'une configuration tokamak. R représente la distance par rapport à l'axe vertical de révolution toroïdale Z et ϕ l'angle de révolution toroïdale tournant autour de Z . Sur une section poloïdale, à la surface d'un tube de flux magnétique, r représente le petit rayon du tore et θ l'angle de révolution poloïdale. La taille du plasma est définie par R_0 correspondant au grand rayon du centre de la première surface magnétique rencontrant un élément de paroi et a le petit rayon de cette surface.

En effet, pendant une giration de Larmor, une particule sera soumise à un champ magnétique plus faible du côté extérieur du tore que du côté intérieur, ce qui signifie que le rayon de Larmor sera plus grand côté faible champ (LFS - Low Field Side -) et plus petit côté fort champ (HFS - High Field Side -) engendrant ainsi une dérive verticale. Ces dérives sont à l'origine d'une séparation de charges (les particules dérivent vers le haut pour les ions et vers le bas pour les électrons) qui provoque l'apparition d'un champ électrique \vec{E} et engendre une dérive radiale des particules dans la direction $\vec{E} \times \vec{B}$ (cf. Fig. 1.2). Il faut donc compenser ces dérives afin d'assurer un confinement orbital optimal.

On utilise pour cela un champ complémentaire dit poloïdal B_θ (cf. Fig. 1.3(c)), généré par un courant traversant l'anneau de plasma (de l'ordre de quelques millions d'ampères) créée via une bobine ohmique verticale disposée au centre du tore (cf. Fig.1.3(a)). Ce champ poloïdal, généralement plus faible d'un ordre de grandeur ($B_\theta=B_\phi/10$), se superpose au champ toroïdal (cf. Fig. 1.3(b)) créé par le système de bobines d'axe horizontal distribuées autour du tore de plasma (cf. Fig.1.3(a)).

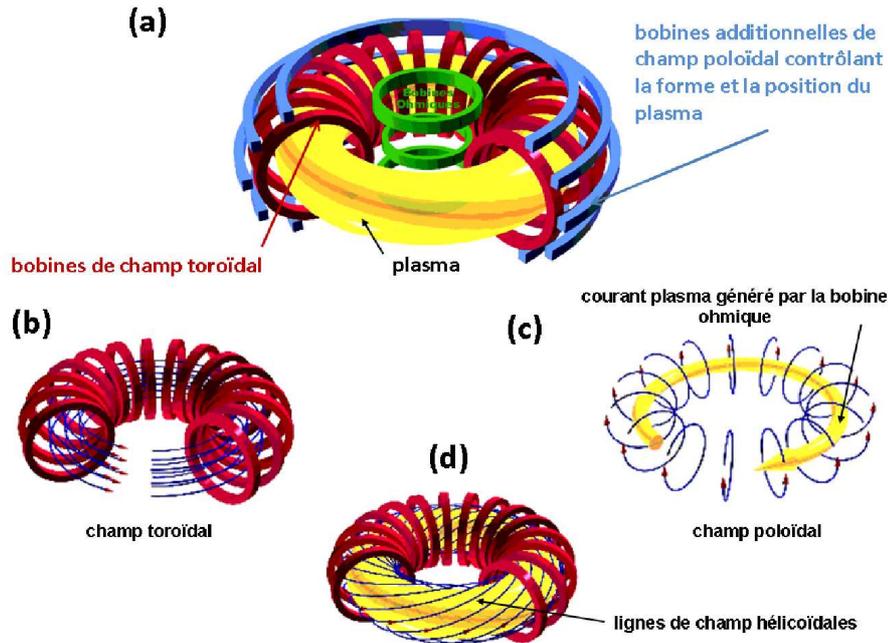


Figure 1.3: La configuration tokamak : (a) Structure magnétique présentant la disposition des différentes bobines autour du tore servant au confinement du plasma. En rouge les bobines de champ magnétique toroïdal créant le champ magnétique toroïdal. (b) En vert la bobine ohmique générant un fort courant plasma toroïdal à l'origine du champ magnétique poloïdal. (c) En bleu les bobines poloïdales additionnelles servant à contrôler la forme et la position du plasma et (d) lignes de champ magnétique de forme hélicoïdales résultant de l'addition du champ toroïdal (b) et du champ poloïdal (c).

Il en résulte donc une structure complexe où les lignes de champ sont des hélices (cf. Fig.1.3(d)), qui s'enroulent autour de surfaces toriques emboîtées que l'on appelle surfaces magnétiques. Des bobines de champ poloïdal verticales additionnelles (cf. Fig.1.3(a)) sont utilisées pour contrôler la forme et la position du plasma et pour compenser la force exercée vers l'extérieur due aux gradients de pression plasma. Ainsi le champ magnétique nécessaire au confinement du plasma est généré par un ensemble de bobines disposées autour du tore de plasma. Cette configuration magnétique est celle retrouvée sur les tokamaks. Les surfaces magnétiques sont des surfaces isobares, isothermes, isodensité et isocourant. En général il est utile de présenter les profils spatiaux et temporels de ces

différentes grandeurs selon une direction radiale normalisée r/a pour mettre en évidence les forts gradients existants entre le plasma de coeur et le plasma de bord à l'origine de nombreuses instabilités dans la région périphérique au plasma central.

L'efficacité d'un tel confinement des particules par l'application d'un champ magnétique dépend d'un facteur noté β , qui est le rapport entre la pression cinétique du plasma et la pression magnétique. Celui-ci est déterminé à partir des équations de la MHD (Magnéto-Hydro-Dynamique) [Fre87] et est défini par la relation :

$$\beta = \frac{2\mu_0 p}{B_\phi^2} \quad (1.20)$$

avec p la pression cinétique, B_ϕ la force du champ magnétique toroïdal et μ_0 la perméabilité du vide.

Le plasma, comme les gaz, exerce une pression cinétique p , qui dépend de la température et de la densité du plasma, de l'intérieur vers l'extérieur de la chambre de confinement. Il faut donc compenser cette pression par une pression opposée qui s'exerce vers l'intérieur du tore. C'est le rôle du champ magnétique. Plus ce facteur β est faible et meilleur est le confinement. Pour éviter l'apparition d'instabilités hydrodynamiques, β ne doit pas excéder quelques pour cent [VCHL05]. Il faut donc veiller à contrôler la densité moyenne et optimiser la température afin que la pression cinétique soit suffisamment importante tout en gardant un β relativement faible de manière à obtenir des décharges performantes.

Il existe d'autres réacteurs à fusion magnétique, appelés stellarators (cf. Fig. 1.4), capable de confiner le plasma grâce à un champ magnétique hélicoïdal directement créé par un arrangement complexe de bobines externes, distribuées autour du tore et traversées par de forts courants continus. La principale différence réside donc dans le fait qu'il n'y a pas besoin de générer de courant toroïdal à l'intérieur du plasma pour le confiner. Ainsi le confinement et la stabilité du plasma sont meilleurs dans ce type de machine en raison de l'absence de courant plasma induit. Cependant la géométrie complexe des bobines ainsi que la difficulté liée à leur installation en font une alternative moins étudiée.

On définit ensuite le facteur de sécurité q qui représente le pas de l'hélice de la particule considéré sur chaque surface magnétique. Celui-ci qui dépend du petit rayon du tore r ainsi que de l'angle toroïdal ϕ , définit le rapport entre le nombre de tours toroïdaux effectués pendant un tour poloïdal :

$$q(r) = \frac{d\theta}{dr} \quad (1.21)$$

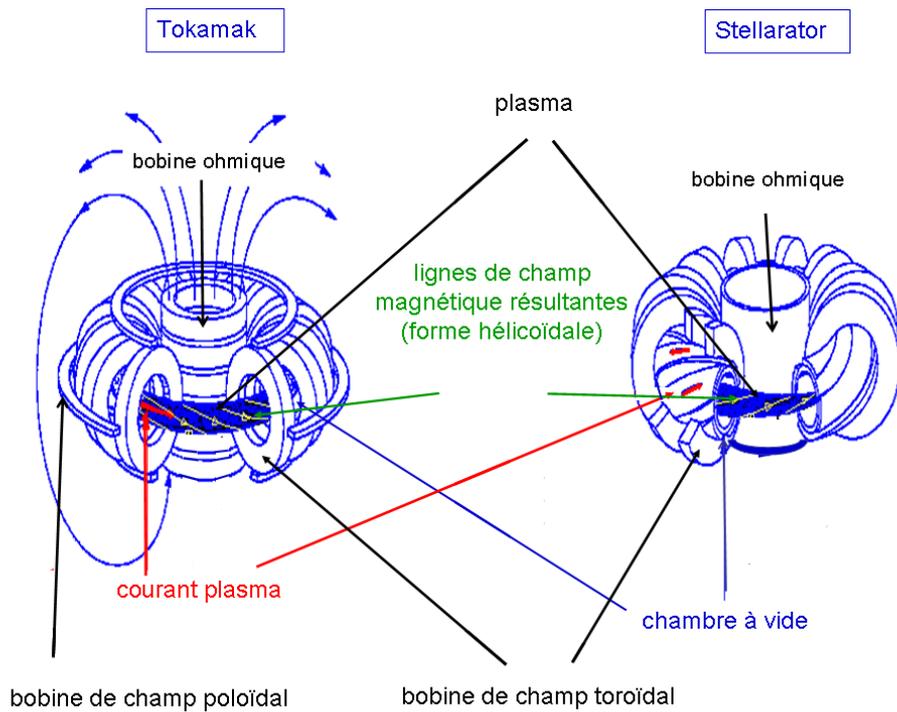


Figure 1.4: Représentation schématique de la configuration magnétique d'un tokamak (à gauche) et d'un stellarator (à droite) avec notamment le dispositif des bobines servant au confinement magnétique.

Le profil de q peut être déduit de la distribution radiale du courant toroïdal ou courant plasma noté $I_p(r)$ qui va déterminer la composante du champ magnétique poloïdal :

$$q(r) = \frac{2\pi r^2 B_\phi}{\mu_0 I_p(r) R} \quad (1.22)$$

où B_ϕ est le champ magnétique toroïdal et R le grand rayon du tore.

La stabilité du plasma déduite des équations de la MHD dépend fortement du profil de q . Le critère de stabilité de Kruskal-Shafranov donné par la relation :

$$I(r) < \frac{4\pi^2 r^2 B_\phi(r)}{\mu_0 L} \quad (1.23)$$

avec $0 < r < a$ et L la longueur de la colonne de plasma, signifie que le courant dans la direction des lignes de champ magnétique ne doit pas dépasser une certaine valeur critique pour éviter l'apparition d'instabilités (dites "kink") qui déconfineraient le plasma.

Si l'on réécrit ce critère avec le facteur de sécurité q alors on obtient la relation suivante :

$$q(r) > 1 \quad (1.24)$$

ce qui signifie que le facteur de sécurité $q(r)$ doit toujours être supérieur à 1, c'est-à-dire que le nombre de tours toroïdaux doit toujours être supérieur au nombre de tours poloïdaux. Dans le cas des tokamaks ceci est toujours vérifié, il varie typiquement de 1 au centre du plasma à quelques unités au bord.

Le confinement orbital est une condition nécessaire, mais ne constitue pas une condition suffisante pour assurer un bon confinement global du plasma. En effet, le plasma génère des champs électriques et magnétiques qui ont tendance à détruire le confinement. Cela signifie que le plasma, en configuration tokamak, doit être contrôlé en permanence, car il est le siège de nombreuses instabilités et d'intenses turbulences résultant de couplages non linéaires entre les champs et les particules. C'est pour cette raison que les plasmas de fusion doivent être *confinés de façon contrôlée*, de manière à limiter les zones d'échange entre le plasma central et les parois du réacteur et protéger ainsi ces dernières des flux intenses de particules très énergétiques pouvant provoquer leur dégradation.

1.1.6 Transport et turbulence

Le confinement magnétique n'est jamais parfait. Outre le fait que les particules piégées subissent certaines dérives dues à la configuration torique du champ magnétique, celles-ci peuvent également subir d'autres phénomènes à l'origine de mécanismes de transport radial plus complexes qui réduisent l'efficacité du confinement.

Transport néoclassique

Le premier mécanisme de transport des particules à travers les différentes surfaces de flux est dû aux collisions coulombiennes entre particules qui se déplacent librement le long des lignes de champ magnétique. Ces particules interagissent sous l'effet de forces électrostatiques qui vont les faire dévier de leur trajectoire initiale en une sorte de marche au hasard et leur faire franchir les différentes surfaces magnétiques (Diffusion Rutherford). Ce processus est à l'origine d'une diffusion radiale de la matière et de la chaleur en direction des parois du réacteur appelée *transport néoclassique*. Il est défini par un coefficient de diffusion D_{\perp}^c dépendant de la fréquence de collision ν_c et d'une longueur typique ρ_L sur laquelle ces déplacements transverses au champ magnétique s'effectuent.

$$D_{\perp}^{coll.} = \nu_{coll.} \rho_L^2 \quad (1.25)$$

Le flux Γ_{\perp} de particules transportées perpendiculairement aux surfaces de flux dans la direction radiale est quand à lui dépendant du gradient de densité et du coefficient local de diffusion existant entre le plasma central et sa périphérie :

$$\Gamma_{\perp} = \nabla n D_{\perp}^{coll.} \quad (1.26)$$

En prenant en compte les inhomogénéités du champ magnétique et plus particulièrement la présence de particules piégées qui subissent un effet de miroir magnétique dans

la direction parallèle, plusieurs types de régimes de transport sont définis, dépendants de la contribution de ces particules fortement piégées dans le processus de diffusion radiale. Chacun de ces régimes est caractérisé par un temps τ et un déplacement Δ typiques caractérisant la marche aléatoire et définissant le coefficient de diffusion approximé par la relation $D \simeq \Delta^2/\tau$. Ces différents régimes de transport collisionnels sont le régime faiblement collisionnel (ou régime "banane" avec $D_b = q^2 \epsilon^{-3/2} D_{coll}$, où q est le facteur de sécurité et $\epsilon = r/R_0$), le régime fortement collisionnel (ou régime "Pfirsch-Schlüter" avec $D_{PS} = q^2 D_{coll}$) et le régime intermédiaire (ou régime plateau avec $D_p = (qv_t \rho_L^2)/R$) où v_t est la vitesse thermique).

Transport anormal

Cependant, les coefficients de diffusion mesurés par l'expérience, notamment dans le plasma de bord, restent bien supérieurs à ceux prédits par une description néoclassique. Cette théorie n'est donc pas suffisante pour expliquer les pertes de matière et de chaleur dans les plasmas magnétiquement confinés. Ces forts coefficients de diffusion ont donc été attribués à un transport dit *anormal* qui présente la turbulence comme cause principale du transport à travers les surfaces de flux.

Ce transport est généralement lié aux forts gradients de densité et de température qui existent entre le plasma central et le plasma de bord. Ces forts gradients génèrent des instabilités de champs électrique et de pression plasma qui, lorsqu'elles deviennent trop importantes, sont à l'origine de fortes fluctuations turbulentes à travers les surfaces de flux. Ce phénomène donne lieu à un accroissement très important du transport radial de la chaleur et des particules à l'origine d'un déconfinement global de la décharge (le cœur se dépeuple et se refroidit) et favorisant les interactions entre ces flux intenses de matière et de chaleur et les parois du réacteur. Les particules qui diffusent transportent leur propre énergie en direction du plasma de bord par convection et l'échangent avec le milieu par collisions (conduction).

1.1.7 Modes de confinement et barrière de transport

En 1982, un nouveau mode de confinement a été mis en évidence sur le tokamak ASDEX [Wag82]. Ce régime a pu être atteint en augmentant la puissance de chauffage externe jusqu'à une valeur seuil permettant la transition d'un mode à bas confinement, appelé *L-Mode*, à ce mode de haut confinement appelé *H-Mode*. Durant ce régime un temps de confinement multiplié par deux combiné à une augmentation significative de la pression plasma avait été observé. Ce mode est caractérisé par une zone étroite située dans le plasma de bord juste à l'intérieur de la séparatrice où le transport turbulent est considérablement réduit : la *barrière de transport externe*. Dans cette zone, il existe un mouvement du plasma dans la direction poléoïdale caractérisé par une vitesse qui varie avec le petit rayon. En effet, dû aux champs électriques qui règnent dans le plasma, il existe un différentiel dans la vitesse de rotation poléoïdale des différentes surfaces magnétiques provoquant ainsi un cisaillement en vitesse. Ce cisaillement en vitesse est à l'origine du ci-

saillement des structures turbulentes et donc de cette réduction du transport en direction des parois. Cependant l'atteinte d'un tel mode de confinement, caractérisé par l'apparition de forts gradients thermiques et de densité dans la zone de bord, est à l'origine de nombreuses instabilités que l'on appelle *ELMs* (Edge Localized Modes). Ces instabilités du plasma de bord dues à de forts gradients de densité et de température électroniques et spécifiques aux modes H sont des phénomènes violents de relaxation quasi-périodique d'une forte quantité de particules et d'énergie, imposant de fortes contraintes aux différents éléments et ayant donc des conséquences néfastes pour les parois de la chambre à vide.

Il existe trois types d'ELMs ([Zoh96],[KGM+98]) que l'on peut différencier selon leur fréquence de relaxation et la quantité de puissance libérée lors de cette relaxation :

- Les *ELMs de type I* appelés également "Giant ELMs", apparaissant lors des décharges à fortes puissances de chauffage. Leur fréquence de relaxation est relativement basse (50-200 Hz) mais la quantité d'énergie libérée par ELM est relativement importante (plus de 10% de l'énergie emmagasinée par le plasma).
- Les *ELMs de type II*. Leur fréquence de relaxation est plus importante que pour les ELMs de type I (> 200Hz), mais la quantité d'énergie libérée est très faible.
- Les *ELMs de type III*, apparaissant lorsque la puissance de chauffage se situe aux alentours de la limite L-H et qui disparaissent avec l'augmentation de la puissance de chauffage. Leur fréquence de relaxation peut atteindre quelques kHz.

Au début des années 2000 de nouveaux régimes stationnaires à haut confinement nommés *Improved H-Mode* ont été étudiés et développés sur ASDEX Upgrade [Go99], [G+00] en contrôlant les profils de courant et de champ électrique dans la décharge. Ils sont caractérisés par des *barrières de transport internes* se situant plus proches du plasma central, permettant ainsi d'atteindre un meilleur confinement et une meilleure stabilité de la décharge. Aujourd'hui de tels scénarios plasma semblent être les meilleurs candidats pour les scénarios hybrides retenus sur ITER [S+05] mais restent cependant compliqués à mettre en oeuvre.

Ces instabilités et turbulences plasma, qui ne font pas l'objet de cette thèse, sont donc d'une importance capitale car elles sont à l'origine d'une perte de confinement du plasma par diffusion de matière et de chaleur en direction des parois. Pouvoir prédire les conditions plasma permettant de réduire ces turbulences est donc nécessaire notamment pour accéder à des modes de confinement amélioré.

1.1.8 Chauffage

Le plasma confiné doit être porté à une température suffisante pour faire fusionner les noyaux. Pour cela, plusieurs méthodes de chauffage sont utilisées simultanément pour amener le plasma de coeur à une température de l'ordre de 10 keV ou d'avantage.

Il existe un mécanisme de chauffage naturel lié au puissant courant toroïdal circulant dans le coeur du plasma (celui-là même à l'origine du fort champ poloidal de confinement vu auparavant) créé par la bobine centrale. Ce dernier de l'ordre du MA pour Tore Supra et d'environ 2 MA pour ASDEX Upgrade dissipe de l'énergie par effet joule et permet ainsi d'augmenter la température du plasma de coeur (mécanisme semblable à un filament d'ampoule qui chauffe lorsqu'un courant électrique le traverse). On parle dans ce cas de chauffage ohmique. Cependant, du fait que la résistance électrique du plasma diminue fortement avec l'augmentation de la température ($\propto T^{-3/2}$), il n'est pas possible de le chauffer à plus de 20-30 millions de degrés Celsius ce qui ne permet pas d'atteindre les 10 keV requis pour initier les réactions de fusion. Il est donc indispensable d'avoir recours à des moyens de chauffage additionnels pour atteindre cette température.

Un 1^{er} moyen est le **chauffage par injection de particules neutres** très énergétiques, qui consiste à chauffer le plasma grâce aux collisions qui redistribuent l'énergie entre les particules injectées et les particules du plasma. Pour obtenir de telles particules énergétiques, on utilise des champs électriques intenses capables d'accélérer un faisceau de particules chargées. Cette accélération de particules s'effectue en dehors de la machine de confinement et celles-ci sont ensuite injectées dans le plasma après avoir été neutralisées. Ces particules doivent être portées à de très hautes énergies (d'environ 100 keV pour des ions positifs de deutérium) afin de pouvoir pénétrer jusqu'au centre de la décharge pour y déposer leur énergie.

Un 2nd moyen est le **chauffage par ondes radio-fréquences** [Swa03], qui consiste à coupler au plasma une onde à une fréquence bien définie de manière à entrer en résonance avec une catégorie de particules du plasma et à leur communiquer de l'énergie. Le choix de la fréquence permet de définir l'espèce de particules, ions ou électrons, qui sera chauffée et la région où se fera l'absorption de l'onde et donc le chauffage.

Il existe deux grands mécanismes permettant au plasma de gagner de l'énergie à partir d'une onde : l'absorption de type cyclotronique et l'absorption de type Landau. Dans ces deux cas l'interaction entre l'onde et la particule est de type résonnante c'est-à-dire qu'elles vibrent à la même fréquence. Ainsi dans le cas de l'absorption cyclotronique, une onde est émise à la même fréquence que la fréquence de giration d'une espèce de particule présente au sein du plasma de manière à ce que cette onde soit absorbée par le plasma et lui fournisse son énergie. Cette fréquence (ou pulsation) de résonance dépend de la valeur du champ magnétique généré pendant la décharge selon la relation 1.19. Dans le cas de l'absorption Landau, cette onde entre en résonance avec une population de particules de manière à ce qu'onde et particule se propagent quasiment à la même vitesse. Un des

exemples les plus connus pour reprendre cette situation est celui du surfeur se déplaçant à la même vitesse que la vague et profitant de son énergie.

Les trois gammes de fréquences pour lesquelles on peut générer un chauffage au sein du plasma sont :

- la fréquence cyclotronique ionique (FCI) ou fréquence de giration des ions qui est de l'ordre d'une centaine de MHz. Pour un champ magnétique de 3 Teslas, la fréquence de giration des ions est d'environ 50 MHz.
- la fréquence cyclotronique électronique (FCE) ou fréquence de giration des électrons qui est de l'ordre d'une centaine de GHz. Pour un champ magnétique de 3 Teslas, la fréquence de giration des électrons est d'environ 80 GHz.
- le chauffage à la fréquence hybride qui est de l'ordre de quelques GHz.

Chaque type de chauffage possède ses applications propres et est capable de chauffer ou de générer du courant suivant la façon dont il est utilisé. L'onde est générée par des systèmes différents suivant la fréquence choisie (gyrotrons pour la population électronique et klystrons pour la population ionique) puis se propage jusqu'au tokamak grâce à des guides d'onde et se couple enfin au plasma par l'intermédiaire d'une antenne. La principale difficulté réside dans ce couplage onde-plasma qui doit être optimal et qui nécessite donc une bonne connaissance du plasma de bord.

1.1.9 Les tokamaks dans le monde : la base du projet ITER

Depuis les années 1960, suite à une prise de conscience collective sur la nécessité de trouver de nouvelles sources d'énergie, les recherches sur la fusion par confinement magnétique ont connu un essor très important. Cela a abouti à la construction de réacteurs thermonucléaires expérimentaux dédiés à ces recherches. Il en existe beaucoup aujourd'hui (cf. Fig.1.5) répartis sur l'ensemble du globe, possédant chacun leurs spécificités et permettant l'étude de nombreux phénomènes bien particuliers.

La Table 1.1 donne une liste non exhaustive des principaux tokamaks existants.

Aujourd'hui le tokamak possédant le record de la plus longue décharge ($\sim 6\text{min } 30\text{s}$) et de la plus grande quantité d'énergie extraite ($\sim 1.1\text{ GJ}$) lors de cette même décharge (cf Fig. 1.6(a)) en 2003 [HMB⁺04], est Tore Supra mis en service en 1988 et situé à Cadarache en France. En effet il est le seul tokamak dans le monde à être équipé d'un limiteur plancher permettant d'extraire la chaleur déposée par le plasma grâce à système de refroidissement d'eau sous pression (220°C , 40 bars). Ainsi celui-ci est capable de supporter des flux de chaleur pouvant aller jusqu'à $20\text{MW}/\text{m}^2$ et d'en évacuer $15\text{MW}/\text{m}^2$. Ce dispositif permet ainsi de limiter l'échauffement des éléments internes les plus fragiles

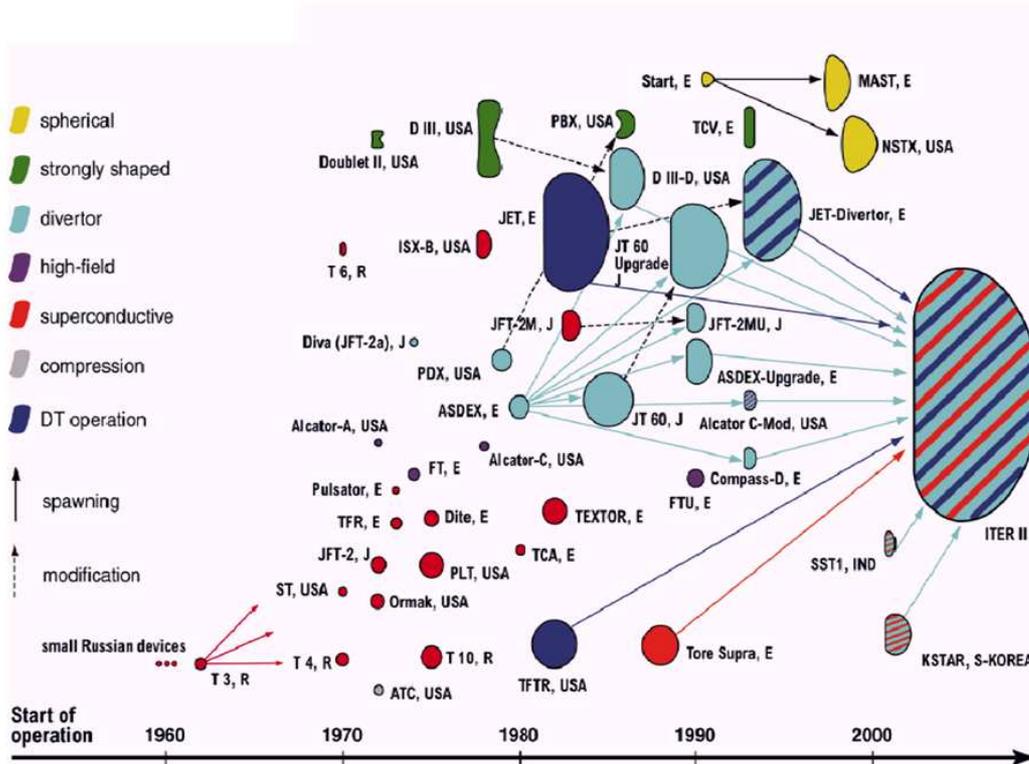


Figure 1.5: Schéma représentant la section poloïdale des principaux tokamaks mondiaux classés selon leurs configurations.

Table 1.1: Les principaux tokamaks mondiaux et leurs principales caractéristiques.

Tokamak	R [m]/a [m]	I_p [MA]	B_t [T]	Date de mise en route
ASDEX Upgrade (ALL.)	1.65/0.5	2	3.9	1990
Tore Supra (FRA.)	2.38/0.8	2	4.5	1988
JET (ANG.)	3/1.25	2	4.5	1988
DIID (USA)	1.67/0.67	3.5	2.2	1986
JT-60SA (JAP)	3.3/0.93	5	4.2	2016
TEXTOR-94	1.7	0.8	2.8	1994
ALCATOR-C MOD	0.64/0.17	1.1	9	1993

et donc de prolonger la durée des décharges. L'obtention de telles décharges est également possible grâce aux bobines supra-conductrices refroidies à l'hélium liquide installées sur Tore Supra qui permettent d'obtenir un champ magnétique permanent et conférant donc une meilleure stabilité et un meilleur confinement au plasma. Cependant, comparé à d'autres tokamaks et notamment JET (Joint European Torus), son rendement est très faible du fait de sa configuration (limiteur et non pas divertor) et de la composition de son plasma (hydrogène et deutérium). Les seules réactions de fusion possibles au sein du réacteur sont des réactions D-D dont la section efficace est trop peu importante (cf Fig. 1.1(a)) pour atteindre un facteur Q élevé.

Le réacteur ayant atteint le rendement le plus important, lors de la campagne D-T en 1997, est le tokamak JET, situé à Culham en Angleterre avec un facteur $Q \cong 0.69$ [K+99] et une puissance libérée d'environ 16 MW (cf Fig.1.6(b)) atteignant presque ainsi la limite du *breakeven* (cf. Fig.1.7). Ce tokamak, qui est parfois opéré avec un plasma de deutérium et de tritium est spécialisé dans les décharges très courtes (quelques secondes) à haut rendement. Sur la Fig.1.6(c) sont représentés les puissances libérées maximum atteintes par les différents réacteurs à fusion lors de ces dernières années. En effet de nombreux phénomènes tels que les instabilités, ou encore le transport d'impuretés au coeur du plasma peuvent venir perturber l'équilibre énergétique et provoquer des pertes d'énergie importantes conduisant parfois à l'extinction de la décharge. Tout ceci fait qu'à l'heure actuelle il n'est toujours pas possible de maintenir suffisamment de réactions de fusion suffisamment longtemps pour permettre une production énergétique en continue.

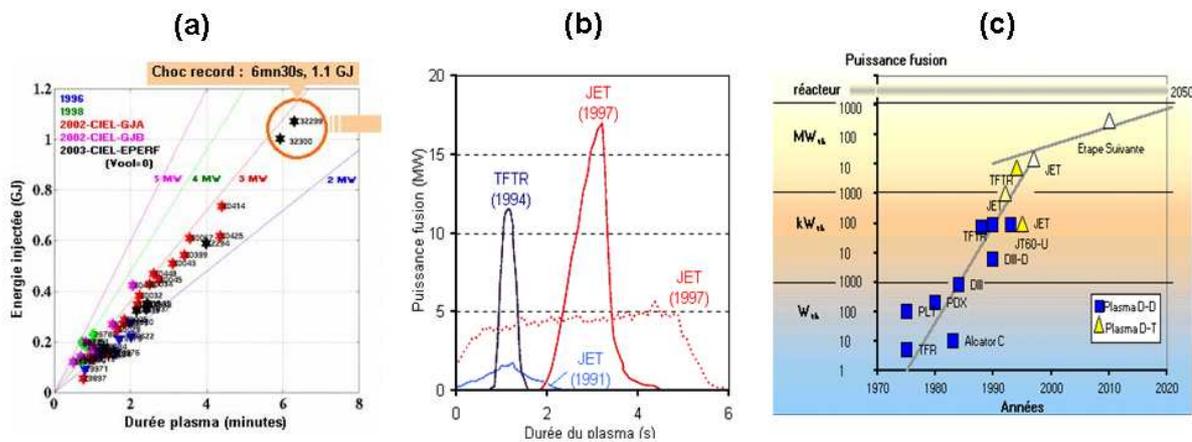


Figure 1.6: (a) Décharges plasma effectuées sur Tore Supra durant différentes campagnes montrant le choc record effectué en décembre 2003; (b) Puissance de fusion atteinte de 16 MW par le tokamak JET en 1997 et (c) Puissances de fusion atteintes par différents tokamaks depuis ces quarante dernières années montrant une progression très nette avec les tokamaks JET et TFTR notamment. **Source :** site de l'Institut de Recherche sur la Fusion Magnétique.

Citons enfin le tokamak ASDEX (Axial Symetric Divetor EXperiment) Upgrade, situé au Max Planck Institut für PlasmaPhysik de Garching en Allemagne, sur lequel ont été menées l'essentiel des études présentées dans ce mémoire. Ce tokamak, dont les parois sont entièrement recouvertes de tungstène, est équipé d'un divertor permettant notamment l'étude du comportement de ce dernier face au plasma dans des conditions de décharge de forte puissance (de l'ordre de 25MW). Ce tokamak sera plus largement présenté dans le chapitre 3.

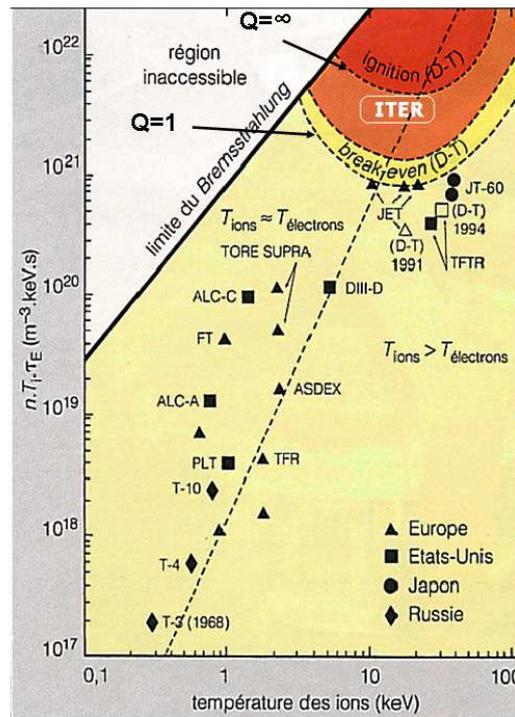


Figure 1.7: Schéma représentant les valeurs de Q atteintes dans les différents réacteurs à fusion durant ces 50 dernières années. Le futur réacteur ITER est prévu pour fonctionner à $Q = 10$.

Ces tokamaks, tous différents de par leurs configurations (divertor, limiteur plancher), leurs paramètres de décharge (champ magnétique, courant plasma, etc...) ou encore la composition de leur matériaux de paroi (carbone, tungstène, etc...), permettent ainsi d'étudier un grand nombre de phénomènes physiques. De nombreux scénarios plasmas sont ainsi testés chaque année afin de retenir les plus performants pour le fonctionnement du futur réacteur ITER (**I**nternational **T**hermonuclear **E**xperimental **R**eactor).

1.1.10 ITER

Le projet ITER (cf Fig 1.8(a)) est un grand projet international visant à démontrer la faisabilité scientifique et technique de la réalisation d'un réacteur permettant l'utilisation de la fusion par confinement magnétique comme source de production énergétique à l'échelle industrielle. Il regroupe l'Union Européenne, les États-Unis, le Japon, la Russie, la Corée du Sud, la Chine et l'Inde et constitue à l'heure actuelle une des plus vastes collaborations scientifiques au monde. Le réacteur ITER, en cours de construction sur le site de Cadarache en France et dont le premier plasma est prévu en 2019, sera un réacteur à fusion de type tokamak à configuration divertor (cf Fig 1.8(b)).

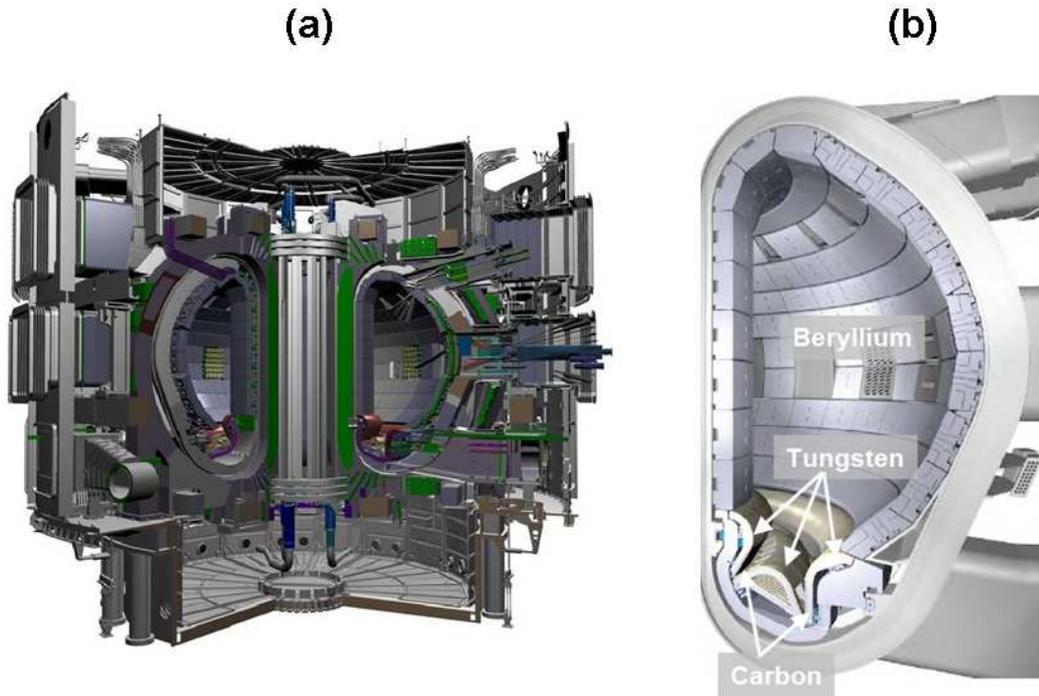


Figure 1.8: (a) Coupe schématique du futur tokamak ITER et (b) matériaux prévus pour composer les différents éléments du réacteur faisant face au plasma. **Source :** ITER Organization.

Les principales caractéristiques d'ITER sont données dans le tableau 1.2.

Table 1.2: Principales caractéristiques du futur réacteur ITER.

Grand rayon	6.20 m
Petit rayon horizontal	2 m
Petit rayon vertical	3.40 m
Champ toroïdal	5.3 T
Courant plasma	15 MA max.
Chauffage ICRH	20 MW
Chauffage ECRH	20 MW
Chauffage NBI	33 MW
Volume plasma	830 m ³
Durée de décharge	jusqu'à 1000 s
Puissance fusion	500 MW

Il est dimensionné pour atteindre un facteur d'amplification $Q = 10$ pour les scénarios D-T à haute performance, c'est-à-dire à produire 10 fois plus de puissance ($\sim 500\text{MW}$) que de puissance injectée pour le faire fonctionner ($\sim 50\text{MW}$) et créer des décharges d'environ 400 secondes. Dans de telles conditions, les flux énergétiques et thermiques impactant les composants faces au plasma (CFPs) seront beaucoup plus importants que

ceux atteints aujourd'hui (plusieurs dizaines de MW/m^2). Ce tokamak permettra donc notamment d'évaluer le bon comportement face au plasma des matériaux retenus pour constituer ses différents éléments. Le test des modules de couvertures tritigènes comme source de production de tritium sera également mené sur ITER.

1.2 Les interactions plasma-paroi

Il existe toujours à l'heure actuelle de nombreux problèmes à résoudre pour obtenir des rendements élevés. Un des enjeux majeurs est la compréhension détaillée des interactions entre le plasma et les parois du réacteur, celles-ci ayant un impact considérable sur les performances du réacteur [TW98]. En effet dans cette zone de transition appelée Scrape Off Layer (SOL) (cf partie 1.2.1), les parois ainsi que les différents composants du réacteur faisant face au plasma (antennes de chauffage, diagnostics, limiteurs, etc...) sont soumis à de forts flux de particules énergétiques en provenance du plasma de coeur. Ceux-ci subissent des contraintes thermiques et mécaniques très importantes conduisant à leur détérioration et à leur érosion, limitant ainsi leur durée de vie et nécessitant des arrêts répétés du réacteur pour remplacer les éléments endommagés. De plus la production et l'accumulation de poussières, liées à cette érosion, sont à l'origine de nombreux problèmes de sécurité [F+01] tels que la rétention en tritium (radioactivité) ou le risque d'explosion en cas d'exposition des poussières à l'air ou à l'eau. De nombreux problèmes de fonctionnement notamment liés à la perte en combustible (recombinaison de l'hydrogène avec les particules issues de l'érosion), ou encore à la pénétration des particules dans le plasma de coeur (via les turbulences par exemple) responsables de pertes énergétiques par radiation pouvant mener au déconfinement du plasma, peuvent également être rencontrés. Ceci sera d'autant plus vrai pour le futur réacteur ITER où la durée des décharges sera beaucoup plus importante ($\sim 400s$) et où les flux incidents à la paroi et donc l'énergie transmise à celle-ci seront encore plus importants, la puissance injectée pour créer le plasma étant considérable. On voit donc tout l'enjeu de comprendre et maîtriser les processus d'interactions qui sont à l'origine de l'érosion des éléments composants le réacteur, mais également les problèmes engendrés par cette érosion sur le bon fonctionnement du réacteur. Une bonne connaissance du taux de création de poussières, de leurs zones de formation ainsi que de leurs caractéristiques générales (taille, morphologie, composition chimique, etc...) combinée à une bonne connaissance de leur transport et de leur dynamique au sein du plasma sont donc primordiales pour atteindre cet objectif.

Dans le court descriptif des interactions plasma-paroi qui suit, nous nous attacherons dans un premier temps à la description des plasmas de bord de tokamaks c'est-à-dire à la région du plasma située au voisinage des parois, appelée SOL. Dans un second temps, nous donnerons une liste non exhaustive des différents diagnostics existants permettant d'étudier les poussières en milieu plasma en accordant une attention particulière au diagnostic d'imagerie rapide utilisé au cours de cette thèse.

1.2.1 Géométrie des plasmas de bord de tokamak

La Scrape Off Layer

Dans les tokamaks, on peut distinguer deux types de lignes magnétiques, celles qui se referment sur elles-mêmes et qui assurent le confinement des particules au sein du plasma de coeur, appelées lignes magnétiques fermées, et celles qui se reconnectent à la paroi du tokamak et qui guident les particules vers ces composants faisant face au plasma (cf Fig. 1.9). On peut donc considérer ces lignes de champ, appelées lignes magnétiques ouvertes, comme des tubes permettant le transport des flux importants de particules énergétiques du plasma de coeur vers les parois. La SOL, généralement définie par cette région située entre la dernière ligne magnétique fermée et la paroi du réacteur, est la zone dans laquelle vont avoir lieu la majeure partie des interactions plasma-paroi. Elle constitue une sorte de limite entre le coeur du plasma confiné perdant son énergie et ses particules et les parois qui les reçoivent. Cette zone définit en quelque sorte une couche limite où densité et température plasma décroissent rapidement en bordure du plasma.

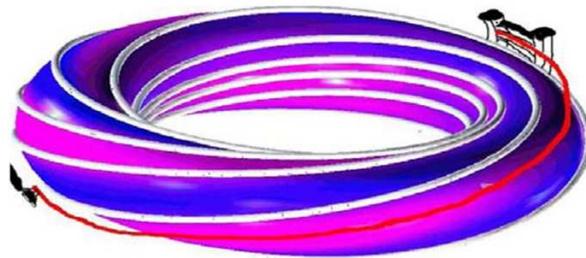


Figure 1.9: Image montrant les lignes magnétiques fermées (en blanc) confinant les particules dans le plasma de coeur et les lignes magnétiques ouvertes (en rouge) se reconnectant à la paroi et responsables d'une partie des flux de particules incidents vers les composants faisant face au plasma.

Les interactions entre les particules issues du plasma et les matériaux de l'enceinte posent de graves problèmes de fonctionnement et réduisent fortement la longévité des composants ainsi que la durée des décharges. En effet les parois bombardées par les ions notamment, vont non seulement être érodées par des processus chimiques et physiques (évaporation, gravure, pulvérisation, etc...) mais vont également, suite à cette érosion, libérer des particules (impuretés) qui vont pouvoir être transportées puis ionisées dans le plasma de coeur. La contamination de ce dernier peut conduire à une dégradation, voire à une perte du confinement [Mat94], [SM90] ce qui limite fortement les performances des réacteurs à fusion à l'heure actuelle. La compréhension et la maîtrise des interactions plasma-paroi sont donc des enjeux majeurs et il est indispensable de les minimiser autant que possible si on veut parvenir un jour à créer des décharges de longue durée.

Limiteur et divertor

Il existe deux options techniques à l'heure actuelle pour séparer autant que possible le plasma des éléments matériels de la chambre du réacteur. Elles permettent de limiter les flux de particules et de chaleur aux parois et de réduire le transport d'impuretés vers le plasma de coeur. Il s'agit de la configuration dite *limiteur* et de la configuration divertor. Dans le premier cas le plasma de bord est en contact tangent avec cet élément de paroi appelé limiteur définissant ainsi la dernière surface magnétique fermée (DSMF) et dans le second cas cette DSMF est modifiée par l'application d'un champ magnétique additionnel. Ces deux configurations permettent ainsi de concentrer les principaux flux de chaleur et de particules dans des endroits capables de subir ces grandes contraintes thermiques.

Les limiteurs sont des composants recouverts de tuiles en carbone, parfois activement refroidis comme dans Tore Supra par exemple, capables de résister à d'importants flux de chaleur (résistance à des températures de l'ordre de 2000°C) et pouvant extraire une importante quantité de puissance (lorsque ceux-ci sont refroidis). Il existe plusieurs types de limiteurs, ceux disposés poloïdalement à différentes positions toroïdales autour du tore de plasma, appelés limiteurs de protection et servant à protéger les dispositifs actifs (antennes de chauffage FCI ou FCE) comme les différents diagnostics, et ceux disposés toroïdalement (limiteur plancher toroidal). Ainsi sur Tore Supra (cf Fig.1.10(a)), le limiteur plancher toroidal (LPT), sur lequel repose le plasma pendant les décharges, est capable de supporter des flux thermiques allant jusqu'à $15 \text{ MW}/\text{m}^2$ et d'en extraire plus de 15 MW de puissance (i.e. plus de 50 % de la puissance totale injectée). Ainsi il est possible d'augmenter les capacités thermiques des matériaux et de limiter notamment l'apparition de points chauds. Cependant le point négatif d'une telle configuration réside dans le fait que la zone "confinée" demeure proche du plasma de coeur ce qui signifie que l'érosion de ces limiteurs suite à un contact avec le plasma peut engendrer une contamination du plasma central par les impuretés issues de l'érosion.

L'autre façon d'éloigner les éléments de paroi du plasma et de limiter ainsi une pollution du coeur de celui-ci par les impuretés est le divertor. En générant un champ poloïdal auxiliaire à la base de la chambre torique, il est possible de modifier la configuration magnétique du bord du plasma et de créer une sorte de frontière magnétique ayant la forme d'un "X" (cf Fig.1.10(b)) où le champ magnétique poloïdal est nul. Ainsi la DSMF est définie par cette frontière, que l'on appelle *séparatrice*, et non plus, comme dans le cas des limiteurs, par un point de contact avec un élément matériel. Cette-ci délimite alors deux régions bien distinctes : la *région confinée* et la *région du divertor*. Ce dispositif permet de limiter les impuretés, en amenant les particules issues du plasma de coeur vers les plaques de neutralisation prévues à cet effet.

Il existe également le divertor ergodique, variante du divertor axisymétrique, qui repose sur le même principe. Dans ce cas une perturbation magnétique est engendrée en faisant circuler un courant, inverse au courant plasma, dans des bobines poloïdales, changeant ainsi la structure bien ordonnée du champ en tores emboîtés en un mélange chaotique des lignes de champ venant intercepter les éléments de protection.

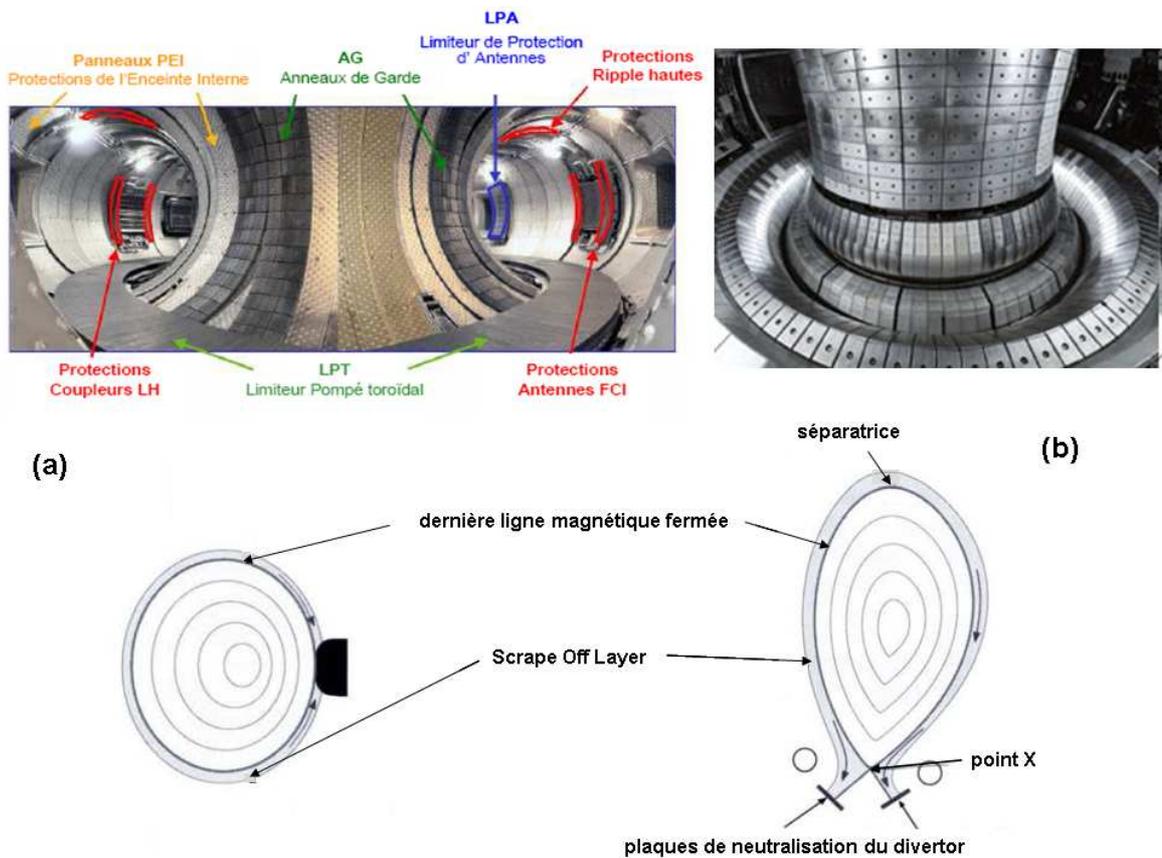


Figure 1.10: Images représentant une coupe radiale (a) du tokamak Tore Supra muni de limiteurs poloidaux et d'un limiteur plancher toroidal et (b) du tokamak ASDEX Upgrade muni d'un divertor.

1.2.2 Les mécanismes de création de poussières

Une très large synthèse de ces mécanismes a été effectuée par Federici [F⁺01] en 2001, Sharpe [SPB02] en 2002, Winter [Win04] en 2004 et tout récemment en 2010 lors du "Second Research Coordination Meeting" où 11 experts travaillant sur la thématique "poussières dans les tokamaks" se sont réunis pour faire le point sur les études ayant été menées dans ce domaine [BS10].

Les interactions plasma-paroi sont à l'origine de l'endommagement et de l'érosion de nombreux composants qui conduisent à la création de poussières, néfastes pour le bon fonctionnement du réacteur. Ces interactions impliquent de nombreux processus d'érosion des parois tels que la pulvérisation physique (pour des parois de type graphitiques ou métalliques), l'érosion chimique (essentiellement pour les parois de type graphitiques) ou encore l'érosion due à des événements transitoires anormaux (disruptions, ELMs, etc...) qui surviennent durant la décharge. Il existe ainsi plusieurs mécanismes générant des poussières de formes et de tailles variées (cf. Fig. 1.12 et Fig. 1.14), qui dépendent fortement

des conditions plasmas régnant dans le plasma de bord et de SOL (forts gradients thermiques, de densité, de pression, etc...) mais aussi de la nature et du conditionnement des CFPs. En effet les différentes propriétés physico-chimiques des matériaux composant les CFPs (cf. Table.1.3(a)) jouent un rôle essentiel dans les processus d'interaction mis en jeu ainsi que dans les phénomènes de perte par radiation.

(a)

Element	$_3\text{Li}$	$_4\text{Be}$	$_5\text{B}$	$_6\text{C}$	$_{26}\text{Fe}$	$_{42}\text{Mo}$	$_{74}\text{W}$
M [amu]	6.49	9.01	10.81	12.01	55.85	95.94	183.85
T_m [K]	453.5	1150	1750	-	1200	2150	2450
H_m [eV]	0.031	0.161	0.507	-	0.097	0.43	0.486
H_v [eV]	1.63	3.32	5.75	7.37*	4.28	6.81	8.81

* Sublimation

(b)

Device	Plasma facing wall	Divertor/Limiter
Alcator C-Mod	Mo	Mo
ASDEX	SUS	C,W
DIII-D	Graphite	ATJ graphite
EXTRAP-T2R	SUS	Mo
HT-7U	SUS	Graphite
(ITER	Be	C, W)
JET		C, Be
JT-60U	Graphite	CFC

Table 1.3: (a) Propriétés physiques de matériaux amorphes utilisés pour les CFPs et les divertors/limiteurs pour différents réacteurs à fusion. M signifie masse atomique; T_m signifie température de fusion, H_m signifie enthalpie de fusion et H_v signifie enthalpie de vaporisation et (b) Types de matériaux composant les CFPs et les divertors/limiteurs pour différents réacteurs à fusion.

Les principaux mécanismes mis en jeu lors des interactions entre le plasma et la paroi sont :

- l'érosion chimique [SFB05], lorsque les atomes formant le matériau et les ions incidents forment des liaisons chimiquement actives pour donner des molécules volatiles (comme le méthane dans le cas de parois graphitiques). Ce mécanisme de formation est particulièrement important pour une paroi en carbone car l'hydrogène, utilisé comme combustible, possède une grande affinité avec le carbone que l'on retrouve dans les matériaux composants la chambre à vide dans de nombreux tokamaks. En revanche ce mécanisme de formation devient négligeable dans les réacteurs à parois métalliques (molybdène, tungstène, etc...). On retrouvera donc ce phénomène d'érosion chimique principalement dans les tokamaks avec des CFPs de types graphitiques.

- la pulvérisation physique (ou "sputtering") [Mur02] est l'autre processus majeur durant lequel les atomes des parois solides sont arrachés suite à un bombardement d'ions très énergétiques (ions deutérium). Durant cette interaction un transfert énergétique s'effectue entre les particules incidentes et les atomes cibles. Ces atomes peuvent donc être éjectés si ils reçoivent une énergie suffisante pour vaincre l'énergie de liaison des atomes en surface $E_{surf.}$. Pour de faibles énergies d'ions incidents, où l'énergie transférée aux atomes de surface est comparable à $E_{surf.}$, le taux de pulvérisation est faible et devient nul en dessous d'une certaine énergie. Il est donc nécessaire d'atteindre une énergie assez élevée, nommée énergie seuil E_s , pour qu'un tel processus ait lieu [F+01]. Pour des ions incidents légers sur des matériaux lourds, E_s peut être approximée par la relation :

$$E_s = \frac{(M_{pi} + M_{ci})^4}{4M_{pi}M_{ci}(M_{pi} - M_{ci})^2} \cdot E_{surf.} \quad (1.27)$$

où M_{pi} et M_{ci} sont respectivement la masse de la particule incidente et la masse atomique du matériau cible et $E_{surf.}$ l'énergie de liaison des atomes en surface.

Ainsi l'énergie seuil E_s , et par conséquent le taux de pulvérisation physique, dépend fortement du matériau mis en jeu (masse atomique et énergie de liaison en surface) ainsi que de la masse de la particule incidente. Dans le cas des éléments métalliques, l'énergie de liaison en surface correspond à l'enthalpie de vaporisation H_v tandis que pour le carbone, celle-ci correspond à l'enthalpie de sublimation. Pour les matériaux généralement rencontrés dans les tokamaks et en particulier dans ITER (C, W et Be), l'énergie de liaison en surface varie seulement d'un facteur 2.5 entre les différents matériaux ($E_{surf.}=3.32$ eV pour Be et $E_{surf.}=8.81$ eV pour W) tandis que la masse atomique est comprise entre 9.01 et 183.85 (cf. Table.1.3(a)). La figure 1.11 montre le taux de pulvérisation physique des différents matériaux C, W et Be en fonction de l'énergie des particules incidentes d'ions deutérium. On remarque qu'il existe une pulvérisation physique pour chacun des matériaux à partir d'une énergie seuil jusqu'à des énergies bien plus élevées, et que l'énergie nécessaire pour qu'un tel processus ait lieu est bien plus importante pour le tungstène que pour le béryllium ou le carbone. Les calculs effectués grâce à la relation (1.27) donnent des énergies seuils d'environ 29,5 eV pour C, 13,7 eV pour Be et 216 eV pour W, en parfait accord avec les valeurs lues sur la figure 1.11. Notons que pour le carbone, la valeur du taux de pulvérisation physique sur le graphique est lu à partir de la courbe théorique (en pointillé sur la figure) et non pas à partir des mesures expérimentales (carrés blancs) qui tiennent compte également du taux d'érosion chimique. En considérant une énergie ionique de l'ordre de 20-50 eV aux abords des parois dans des conditions normales de décharge, on peut donc considérer qu'il y aura pulvérisation physique pour du carbone et du béryllium mais pas pour du tungstène.

Une érosion très importante des parois peut également être consécutive à des événements transitoires très violents survenant pendant la décharge tels que les disruptions (pertes violentes du confinement du plasma central) [LHRS04] (cf. chapitre 3), les ELMs [F+03], les pertes d'équilibre vertical provoquant des déplacements du plasma vers le bas ou vers le haut (VDE - **V**ertical **D**isplacement **E**vent -) [HSU08], [LAD+01], [LHRS04] ou

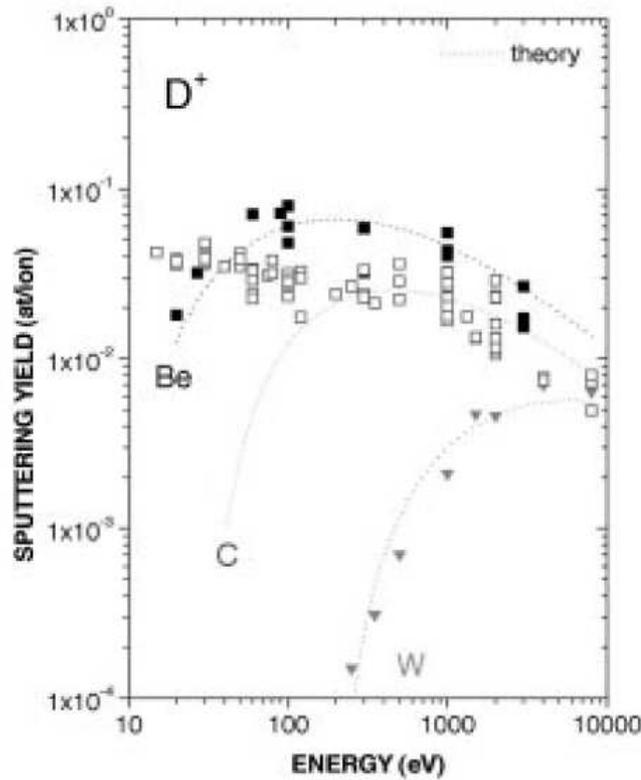


Figure 1.11: Comparaison des valeurs mesurées pour le taux d'érosion en incidence normale pour Be (carrés noirs), C (carrés blancs) et W (triangles noirs) par des ions de deutérium avec les valeurs théoriques d'un modèle analytique de pulvérisation physique [EGRRO93]. La divergence entre les points expérimentaux et le modèle pour le carbone est due aux effets chimiques non pris en compte dans le modèle théorique. D'après [F⁺01].

encore les phénomènes d'arcs électriques [RET⁺11], [HBL⁺09], [MtAUT04], [M⁺05] qui se forment sur les parois. En effet ces événements sont capables de déposer, sur les composants faisant face au plasma, une quantité d'énergie très importante sur un intervalle de temps très court. De plus, si les matériaux atteignent une température suffisamment élevée, ils peuvent également subir une érosion très rapide par fusion ou par sublimation (cf. Table.1.3(a)). Tous ces processus d'érosion (physique, chimique ou liée à des événements anormaux) ont souvent pour conséquences la création de poussières ou de débris qui vont être transportés au sein du plasma pour former des particules mobiles (généralement transportées en direction des zones les plus froides du réacteur) ou des redépôts [M⁺09] (particules qui se redéposent majoritairement proche des zones d'érosion sous forme de couches). Ces couches sont en général stratifiées par les cycles du plasma et sont relativement peu adhérentes. Ainsi lors d'applications de contraintes thermiques ou mécaniques (même faibles), celles ci, après avoir atteint une certaine épaisseur, peuvent s'écailler, s'émietter ("flaking" en anglais) et créer des poussières, de tailles différentes

dans le plasma de bord selon la force de la contrainte imposée et le type de dépôt considéré [WG99]. Ce processus est reconnu comme étant l'un des principaux mécanismes de formation de poussières [GKS⁺09] dans les réacteurs à parois graphitiques. Enfin, dans les plasmas de bord, la croissance en volume de petites particules à partir de précurseurs atomiques ou moléculaires relâchés lors des processus d'érosion physico-chimique peut également conduire à la création de poussières. En général ce mécanisme commence avec des particules de tailles nanométriques qui s'agglomèrent et croissent pour donner des particules quasi sphériques ayant des diamètres pouvant excéder le micromètre [ADR⁺06].

Ainsi ces processus d'érosion sont ou plus ou moins prépondérants selon la nature du matériau considéré. Notons qu'à l'heure actuelle tous les tokamaks possèdent des CFPs de type graphitique, exceptés les tokamaks JET (C, Be), AUG (W) et Alcator C-Mod (Mo) (cf. Table.1.3(b)).

Tous ces mécanismes d'érosion jouent un rôle essentiel dans l'efficacité des décharges plasma car ils sont à l'origine d'impuretés qui polluent le plasma confiné. Ces impuretés sont en particulier responsables de fortes pertes énergétiques par radiations à l'origine d'une partie du déconfinement. Ceci est d'autant plus vrai que le numéro atomique de l'élément considéré est élevé. Ainsi dans les réacteurs comme ASDEX Upgrade où tous les éléments de la paroi sont composés de tungstène, ce phénomène peut vite devenir problématique si la densité d'impuretés devient trop importante dans le plasma central. Cependant il existe un avantage à la présence de telles impuretés dans le plasma de bord car celles-ci permettent de diminuer le dépôt de puissance sur les CFPs en rayonnant l'énergie contenue dans la SOL. Sur ASDEX Upgrade par exemple, de l'azote est volontairement injecté dans la région du divertor pour refroidir le plasma de bord et limiter l'énergie déposée sur les CFPs. La configuration divertor constitue un atout majeur car le plasma confiné se situe relativement loin des zones où sont localisées les impuretés. La situation idéale serait donc d'avoir une concentration d'impuretés suffisamment importante pour rayonner l'énergie dans la zone du divertor et suffisamment basse dans le plasma de coeur pour éviter la dilution et le refroidissement du plasma.

Il est donc primordial d'étudier et de connaître avec précision les scénarios plasma qui réduisent au minimum la mobilisation ou la création de poussières au sein du plasma de coeur pour éviter ainsi tout effondrement brutal de la décharge et permettre un fonctionnement optimal du réacteur. Cet aspect fait l'objet de l'étude menée dans cette thèse où la densité de poussières mobilisées au sein du plasma dans le tokamak ASDEX Upgrade est observé par caméra rapide pour des conditions de décharges très diverses.

1.2.3 Diagnostics de détection et de caractérisation des poussières en milieu plasma

Aujourd'hui il existe de nombreux diagnostics permettant l'étude des poussières dans les tokamaks. On peut les distinguer en deux catégories. La première englobe les **diag-**

nostics exsitu utilisés pour l'analyse post-mortem des particules. Ceux-ci concernent donc plutôt les particules qui se sont redéposées sur les différents éléments du réacteur et récupérées après ouverture de la machine. Ils renseignent plus particulièrement sur la quantité de poussières, la taille, la composition chimique, la morphologie ou encore les propriétés physico-chimiques de ces dernières. La seconde comprend les **diagnostics in-situ** tels que la diffusion laser, les aérogels ou encore l'imagerie rapide. Cette dernière catégorie permet l'analyse des poussières mobiles durant la décharge et renseigne donc sur leur transport au sein du plasma. Cependant l'atout majeur de tels diagnostics est de pouvoir fournir ou mettre en évidence des corrélations entre l'apparition de poussières au sein du plasma durant la décharge et les conditions de décharges. En effet comme il sera montré dans le chapitre 4 par une analyse statistique réalisées sur plus de 1450 décharges grâce au diagnostic d'imagerie rapide, l'apparition de poussières dans ASDEX Upgrade est souvent due à des conditions plasma bien particulières.

La combinaison de ces diagnostics et plus particulièrement de ceux appartenant à la seconde catégorie, est indispensable pour obtenir une information suffisante sur le rôle joué par ces particules, redéposées ou mobiles, dans le fonctionnement du réacteur. Une liste non exhaustive, présentant les principaux diagnostics (les plus couramment utilisés), est donnée ici, recensant les avantages et les inconvénients liés à chacun de ces diagnostics.

En plus de permettre l'étude des interactions plasma-paroi dans les réacteurs actuels, les données issues de ces différents diagnostics doivent aider à calibrer les actuels ou futurs diagnostics (notamment pour ITER) et sont indispensables pour alimenter les bases de données sur lesquelles s'appuient les codes de modélisation actuels (DUSTT et DTOK) dédiés à la simulation du transport de poussières test dans des conditions réalistes de plasmas bord de tokamaks [PKSR05].

Diagnostic exsitu : collection et caractérisation des poussières.

A l'heure actuelle la collection et l'analyse post-mortem des poussières collectées à la fin de chaque campagne expérimentale lors des remises à l'air sont devenues des procédures standards sur la plupart des grands réacteurs à fusion. La quantité de poussières collectées dépend fortement de l'historique des décharges (temps écoulé depuis le dernier "nettoyage" du réacteur, types de décharges effectuées, ou encore durée de la campagne de mesures précédente). L'analyse de ces poussières permet l'accès à de nombreuses informations telles que la distribution spatiale de ces poussières sur la surface de la chambre, la distribution en taille, la composition, la morphologie ou encore la surface effective de ces poussières. Toutes ces données rassemblées fournissent donc des informations pouvant aider à comprendre les mécanismes de génération de ces poussières. Ces particules sont analysées et caractérisées ex-situ grâce à de nombreux diagnostics spectroscopiques (spectroscopie Raman, spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier, spectroscopie de perte en énergie des électrons, analyse dispersive en énergie des rayons X, etc...) ou microscopiques (microscopie électronique à balayage et en transmission). Ces analyses sont généralement réalisées sur des échantillons récupérés dans des endroits précis, sur

la partie basse du réacteur (les poussières tombent après l'arrêt du plasma), près des grosses structures directement en contact avec le plasma (antennes de chauffage, entrée d'injection des neutres, etc...) et là où les forts flux énergétiques et thermiques se déposent. De telles analyses concernant à la fois les processus d'interactions plasma-paroi et la caractérisation post-mortem des poussières ont été menées ces dernières années dans de nombreux tokamaks présentant des CFPs et des conditions de décharges très différentes : **Alcator C-Mod** [C+00] **TEXTOR** [WG99], [RPT+03], [IRP+09], **MAST** [APM+10], **JET** [P+99], **DIID** [C+99] [C+00], **TFTR** [C+00], [C+98], **Tore Supra** [CTM+01], [ADR+06], [DRT+09] ou **ASDEX Upgrade** [Sea03], [Sha01], [RBLtAUT09].

De manière générale les particules peuvent avoir des tailles très variées allant de quelques centaines de nanomètres à 100 μm (cf. tableau et graphe Fig.1.14), des morphologies (flakes, sphères, agrégats, gouttelettes, etc...) (cf. Fig.1.12) ainsi que des compositions chimiques (C, Mo, Fe, Ni, Cr, Si, etc...) (cf. Fig.1.13) très variées selon le type de processus de création, les conditions plasma rencontrées, les zones de collection, et bien sûr les types de matériaux utilisés [SPB02].

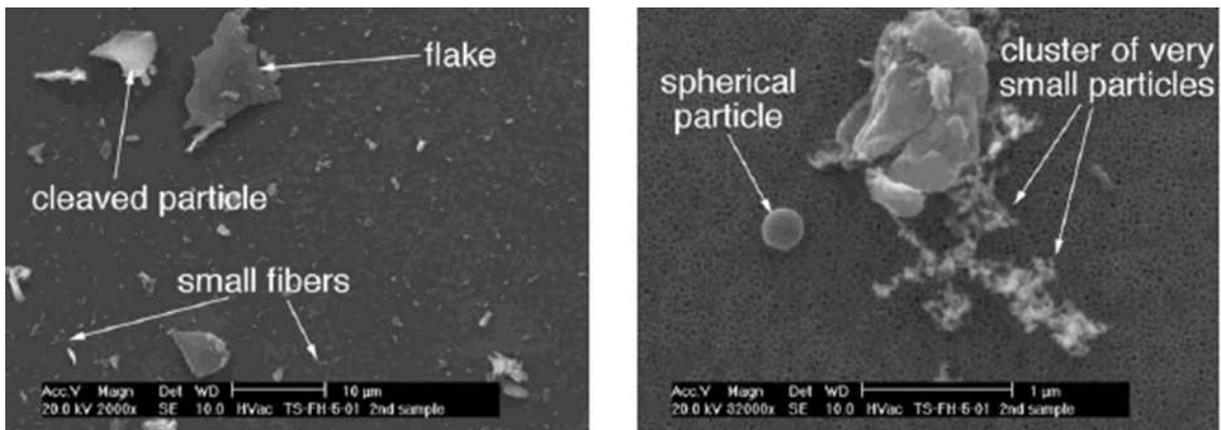


Figure 1.12: Photographies MEB montrant les formes très variées des particules collectées au sein de différents réacteurs [ADR+06], [SPB02].

Les données cumulées sur les paramètres des poussières collectées sur les grands réacteurs actuels durant ces dernières années sont résumées dans le tableau de la figure 1.14. Ce tableau montre ainsi que la nature des poussières collectées dépend fortement de la nature des matériaux constituant les parois et les différents mécanismes de formation mis en jeu.

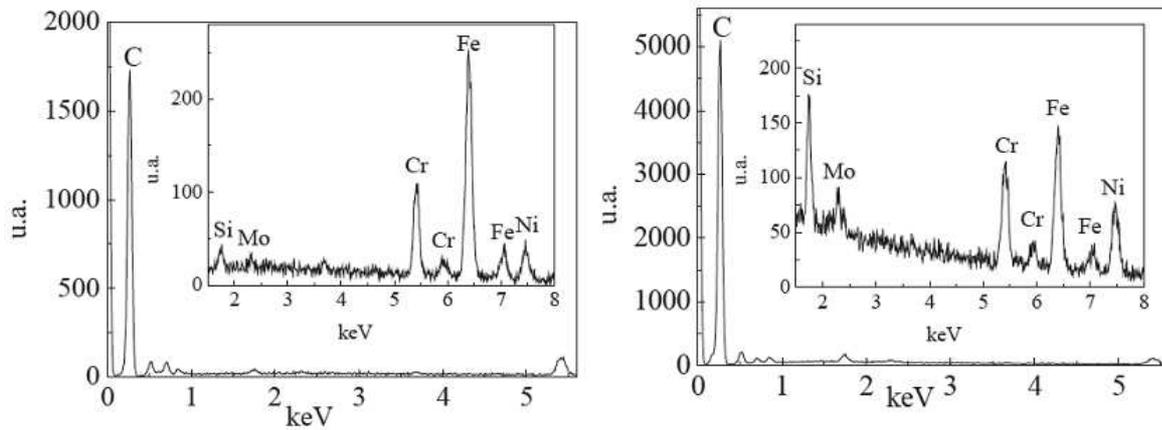


Figure 1.13: Analyse par dispersion en énergie des rayons X de dépôts collectés sur les neutrons de (à gauche) Tore Supra (en août 2002 après un temps total de décharge de 7850 s) et (à droite) TEXTOR (en 2003 après un temps total de décharge de 90000 s -5 années de fonctionnement-). Ces dépôts sont principalement composés de carbone mais contiennent également des impuretés qui sont majoritairement du fer, mais aussi du nickel, du chrome, du silicium et du molybdène. D'après [Ric07].

Les tailles des poussières observées sont très différentes selon les tokamaks considérés, mais dans la plupart des cas, la distribution en taille des poussières se situe dans la gamme 0.1-100 μm et peut être relativement bien approximée par une distribution de type log-normale.

Cependant cette analyse *exsitu* des poussières ne permet pas de corréler les taux de production de poussières avec les paramètres de décharge car les informations fournies sont moyennées sur des mois de fonctionnement des réacteurs et des centaines de décharges différentes. De plus il faut garder à l'esprit que ces données concernent des poussières collectées après l'ouverture du réacteur ce qui signifie que les plus petits grains ont pu être emportés par le flux d'air (donc non pris en compte dans l'analyse), et que des grains supplémentaires ont pu être créés au contact de l'air ou de l'humidité ou à partir des couches redéposées par exfoliation ou par l'intervention du personnel de maintenance (ce qui ne reflète plus les véritables caractéristiques des poussières initiales avant la remise à l'air). Il est donc nécessaire d'utiliser des diagnostics *in-situ* permettant d'effectuer des analyses complémentaires pendant les décharges.

Diagnosics *in-situ*

On les distingue souvent en deux catégories, les diagnostics optiques et les diagnostics électriques. De toutes nouvelles techniques issues de la recherche en astronomie ont récemment été proposées, la première permettant de piéger les particules, mêmes très rapides, sans les détériorer grâce à l'utilisation d'un aérogel poreux et la seconde basée sur une détection électro-optique des particules. Ces techniques ont notamment l'avantage de

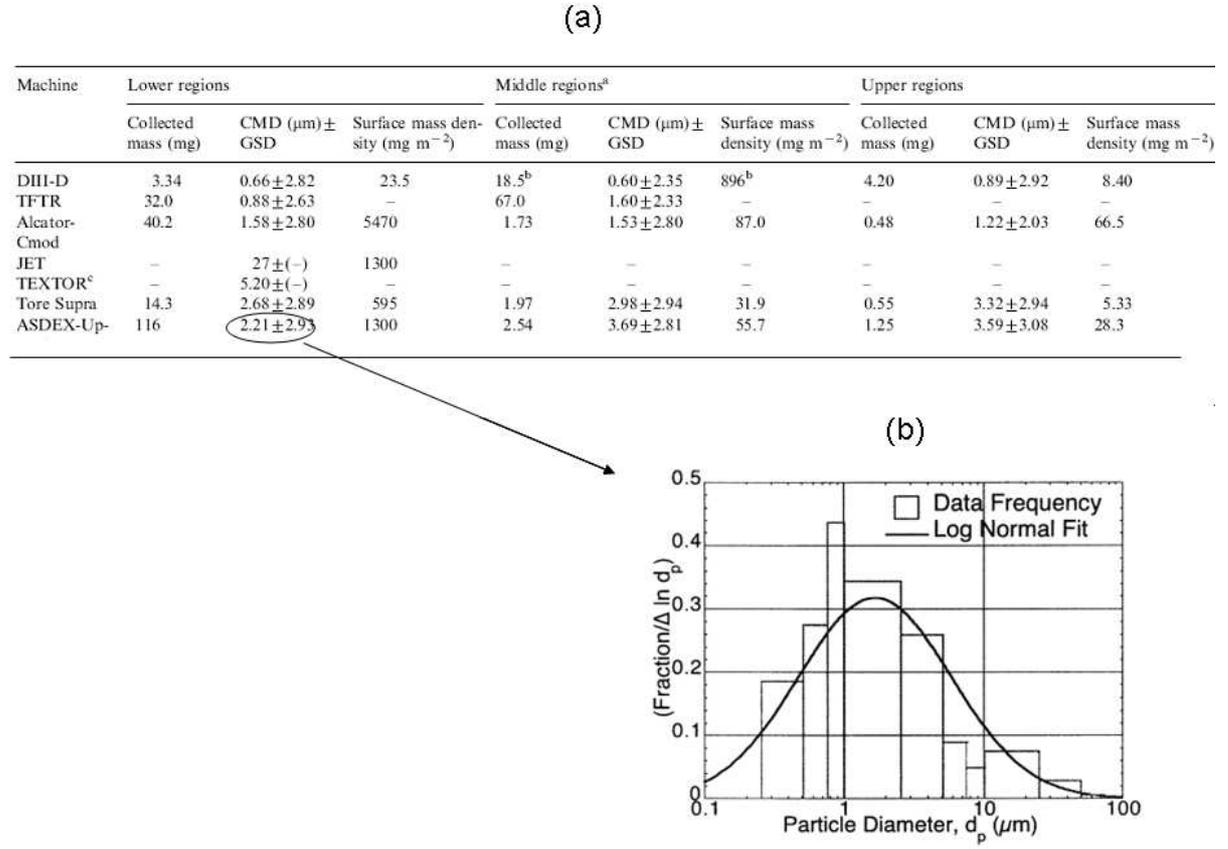


Figure 1.14: (a) Tableau donnant les tailles moyennes des particules collectées dans différentes régions pour plusieurs réacteurs à fusion. CMD signifie count median diameter; GSD signifie geometric standard deviation. (b) Distribution typique en taille de poussières obtenues dans les réacteurs à fusion. Cette distribution a été obtenue à partir de 5700 poussières collectées dans la partie basse du réacteur ASDEX Upgrade derrière la structure du divertor bas. D'après [SPB02].

pouvoir détecter des particules très rapides et très petites ce qui n'est pas le cas avec les autres diagnostics.

Cette section présente une revue des différents diagnostics in-situ existants et leurs domaines de fonctionnement, en présentant plus particulièrement le diagnostic par imagerie rapide sur lequel repose cette thèse. Notons que parmi ces diagnostics seul celui par imagerie (visible et infrarouge) permet de fournir à la fois des informations sur les poussières mobiles et sur les redépôts, ces derniers étant généralement caractérisés par une analyse ex-situ. La vitesse des particules est un paramètre qui détermine la probabilité de pénétration au sein du plasma et qui a une influence notable sur les dommages causés par l'impact de ces mêmes particules sur les CFPs. Il est donc important de collecter un maximum d'informations à ce sujet et parmi les méthodes proposées ci-dessous, les aérogels et l'imagerie encore une fois sont les deux diagnostics principaux permettant l'investigation

des propriétés dynamiques des particules.

Diffusion Laser

La diffusion du rayonnement est le phénomène résultant de l'interaction entre un faisceau lumineux et une particule. Cette diffusion qui s'effectue dans toutes les directions de l'espace de manière différente, dépend à la fois de l'état de polarisation et de la longueur d'onde du faisceau incident mais également de la taille de la particule, de sa forme, de la rugosité de sa surface et de sa composition chimique (c'est-à-dire de ses propriétés optiques comme son indice de réfraction). Lors de cette interaction trois mécanismes co-existent. Le premier est la diffraction, où l'onde passant au voisinage de la particule voit sa direction de propagation modifiée par la présence de cette particule. Le second est la réflexion où l'onde est simplement réfléchi à la surface de la particule et le dernier est la réfraction où l'onde pénètre la particule et selon les propriétés d'absorption de celle-ci, est totalement ou en partie atténuée. L'onde peut alors subir une ou plusieurs réflexions internes pour ré-émerger dans une nouvelle direction. La réflexion et la réfraction à la surface de la particule dépendent des indices optiques de la particule et du milieu dans lequel se propage l'onde, ici le plasma.

De nombreuses théories ou modèles optiques existent pour décrire les propriétés de diffusion de la lumière par une particule isolée et donner l'information relative à sa taille [ORG09]. Les modèles généralement retenus sont les théories de Rayleigh, de Lorenz-Mie ou de Fraunhofer. Le choix de l'une ou l'autre de ces méthodes dépend d'un paramètre que l'on appelle *paramètre de taille* souvent noté α et défini par $\pi D/\lambda$ où D est le diamètre de la particule considérée et λ la longueur d'onde du faisceau lumineux incident. La théorie de Fraunhofer (optique ondulatoire) s'applique aux particules grosses par rapport à la longueur d'onde ($\alpha \gg 1$). Dans ce cas la diffusion et l'absorption ne sont pas considérées. Pour les particules vraiment très petites ($\alpha \ll 1$) on utilisera plutôt le régime de Rayleigh. Pour les particules de tailles intermédiaires, c'est à dire pour ($\alpha \sim 1$) ($< 10\mu m$), on utilise la théorie de Mie (également adapté aux autres paramètres de taille), plus précise, qui tient compte de la diffraction et de la diffusion de la lumière autour de la particule dans son milieu. Ainsi il est possible, grâce à la diffusion laser et en utilisant les modèles appropriés, d'identifier des tailles de particules allant de quelques dizaines de nm à quelques microns (cf. Fig.1.15).

Cependant ces théories ne s'appliquent que dans les cas où l'on considère des particules homogènes et sphériques ce qui n'est évidemment pas toujours le cas comme nous l'avons vu précédemment. Pour les particules ayant des formes beaucoup plus complexes et des états de surface irréguliers, ces méthodes ne sont plus adaptées. Dans ce cas elles ne constituent qu'une grossière approximation qui ne devient valide que lorsque la déviation vis-à-vis d'une forme sphérique apparaît sur des échelles spatiales inférieures à la longueur d'onde du laser. Une puissante méthode d'inversion, appelée méthode de la T-Matrice permet, pour des particules de diamètre comparable à la longueur d'onde du laser, de prendre en compte des formes tout à fait arbitraires [ORG09]. Cette théorie qui nécessite la résolution d'équations matricielles et d'inversion de matrices devient de plus

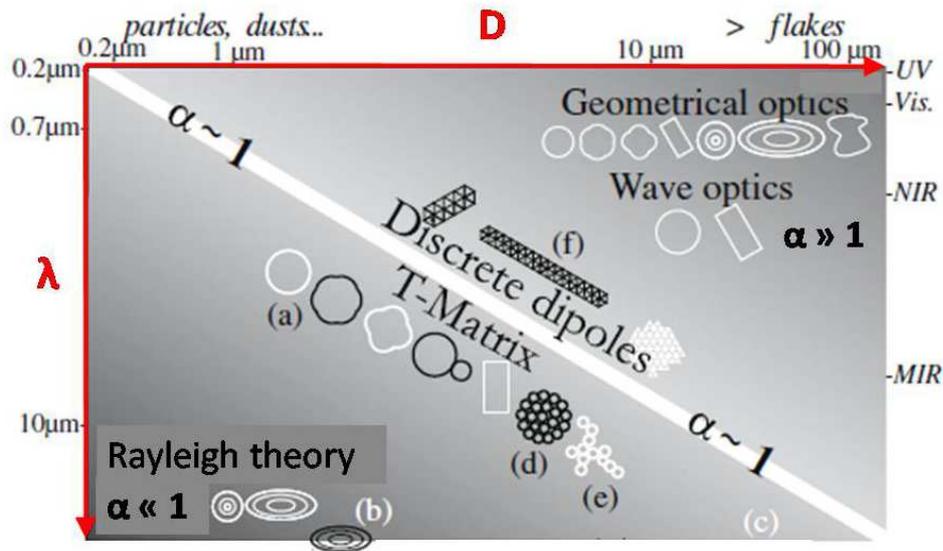


Figure 1.15: *Domaine de validité des différentes théories de diffusion laser en fonction du paramètre de taille α d'une particule et de sa forme : (a) sphère, (b) sphéroïdes, (d) agrégats compacts (en forme de chou-fleur), (e) chaînes, fractales, (f) fibres [ORG09].*

en plus délicate lorsque la taille des particules augmente pour des raisons de stabilité et de temps de calcul numérique.

Ce diagnostic de diffusion laser est aujourd'hui très largement utilisé dans le domaine des diagnostics plasma pour la détection de particules [GBK⁺10]. Il permet d'évaluer la taille des particules présentes dans le milieu pendant la décharge mais également de quantifier leur nombre. Cependant, la taille minimum des particules que l'on peut détecter avec cette technique est limitée à quelques pour cents de la longueur d'onde du laser que l'on utilise tandis que la taille maximum est limitée à quelques longueurs d'onde, à cause de la saturation des détecteurs vis à vis de la lumière diffusée, émise par les grosses particules.

A l'heure actuelle, la plupart de ces diagnostics basés sur la diffusion laser, utilisent des longueurs d'onde de l'ordre du μm (généralement 1064 nm), ce qui signifie que la plage de taille de poussières accessible varie entre quelques dizaines de nm à quelques μm . Cependant ce diagnostic ne permet pas de détecter toutes les populations de particules au sein du plasma car le volume sondé est relativement faible. En effet il est impossible de détecter les particules partout, mais uniquement dans la ligne de visée du laser (dont le diamètre est généralement de l'ordre de quelques mm), alors que l'on souhaiterait avoir l'évolution de la densité dans toute la SOL, ce qui nécessiterait l'utilisation de plusieurs lasers. Dans le cas d'un seul laser, seule une estimation de la densité de particules est possible. La densité moyenne de particules peut être calculée comme le ratio entre le nombre total d'événements de diffusion et le produit entre le volume sondé et le nombre total de

pulses laser considérés. Cependant le nombre d'événements de diffusion reste relativement faible ce qui nécessite de faire une étude statistique sur un grand nombre de données c'est-à-dire sur un grand nombre de chocs différents. Il n'est donc pas possible d'obtenir la dynamique des poussières détectées au sein du plasma durant une décharge particulière avec ce genre de diagnostic, ce qui signifie qu'il n'est pas possible de mettre en évidence une quelconque corrélation entre le nombre de poussières générées et des conditions de décharges particulières.

Un autre problème lié, quant à lui, aux interactions entre le laser et les poussières est à prendre en compte. En effet si la densité de puissance du laser est trop importante, il peut y avoir vaporisation partielle voir complète de la particule présente dans la ligne de visée. Les lasers les plus couramment utilisés sont les lasers Nd :YAG ou Nd :Ruby émettant à une longueur d'onde de 1064 nm. La puissance émise par ces lasers est de l'ordre de quelques joules en une dizaine de nanosecondes ce qui permet d'atteindre facilement une intensité comprise entre $10kJ.m^{-2}$ et quelques $MJ.m^{-2}$, ceux-ci étant généralement focalisés dans le plasma. Cette densité d'énergie délivrée en 10 ns peut alors être suffisante pour vaporiser les poussières ayant des tailles inférieures à quelques μm [RCG+08].

Des particules, créées ou mises en mouvement après des disruptions, ont été détectées pour la première fois par diffusion laser sur le tokamak JIPPT-IIU [N+97]. En faisant l'hypothèse d'une forme sphérique, le rayon d'une particule a ainsi été estimé entre 0.4 et 1.0 μm . Cependant le faible taux d'événements diffusifs détectés n'a pas permis de déduire une distribution en taille de particules. Sur DIII-D, en considérant un modèle basé sur la diffusion de Rayleigh, la distribution en taille des particules a pu être estimée dans la SOL et la région du divertor durant des décharges plasma standards. Le rayon moyen a ainsi été estimé aux alentours de 85 nm pour des tailles variant entre 55 et 248 nm (cf Fig.1.16).

De plus, toujours dans DIII-D, il a été mis en évidence que dans la région extérieure de la SOL, les particules étaient rares avec une densité moyenne d'environ 6.10^3m^{-3} , et que celle-ci chutait brusquement en direction de la dernière ligne magnétique fermée pour atteindre 0 à la séparatrice [WBB06]. Le même type de mesures a été effectué sur le tokamak FTU (Frascati Tokamak Upgrade) [GCM+08] pour mettre en évidence la taille et la densité des particules présentes au coeur du plasma après disruptions. Il a ainsi été montré qu'aucune particule n'était présente dans le plasma central avant la disruption et que dans la majorité des décharges, des particules ont été détectées après la disruption. Ces mesures ont permis de mettre en évidence des tailles comprises entre 0.05 μm et 0.1 μm et une densité de l'ordre de 10^7m^{-3} après disruption. Notons que pour obtenir ces données une statistique sur 1322 décharges disruptives a été réalisée sur FTU et sur 710 décharges sur DIII-D. Cette méthode a également été utilisée pour détecter les poussières dans le tokamak JT-60 où une très forte augmentation du nombre de particules détectées (jusqu'à dix fois plus de particules) a été observée après des phénomènes de disruptions majeures en mode de haut confinement (mode H) à fort courant plasma. De plus il a été montré que le nombre (densité) et l'amplitude (taille) des événements diffusifs étaient beaucoup plus importants dans la SOL lointaine et que ces phénomènes décroissaient en direction de la séparatrice. Une des hypothèses avancées repose sur le fait que le phénomène d'ablation

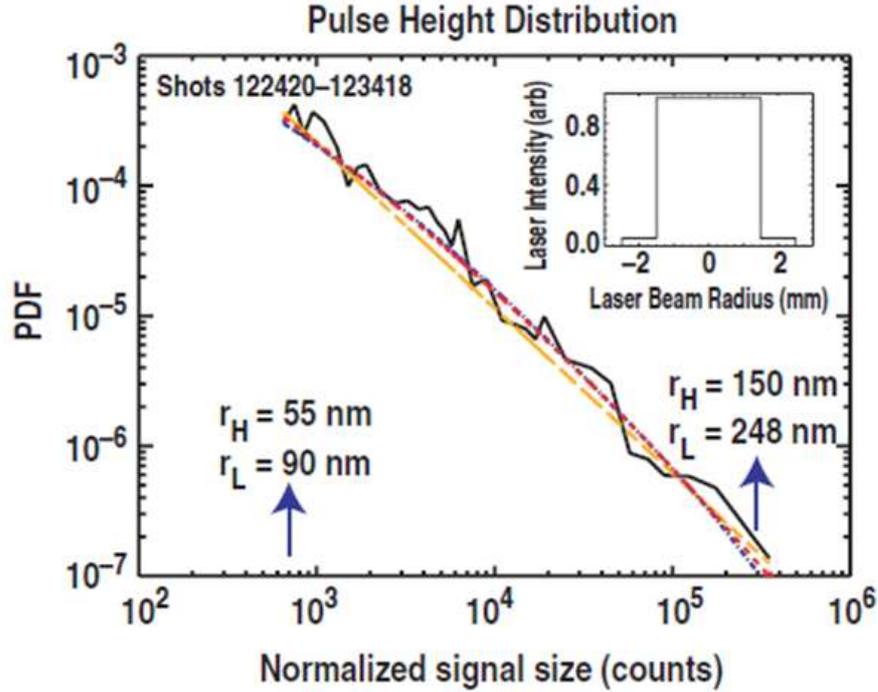


Figure 1.16: Distribution en taille des particules obtenues (~ 55 - 248 nm) par le modèle de diffusion de Rayleigh dans le tokamak DIII-D en considérant trois distributions de rayons de particules différentes : une distribution log-normale (rouge), une distribution normale (bleue) et une distribution du type $1/a\lambda$ (en jaune) où a est le rayon moyen de la particule et λ un paramètre ajustable. D'après [WBB06].

des particules par le plasma plus chaud au voisinage de la séparatrice devenait prépondérant, contribuant fortement à cette diminution.

La diffusion laser s'avère donc utile pour donner une estimation de la taille et de la densité des particules présentes mais cependant il est nécessaire de faire très attention au modèle d'interprétation utilisé pour exploiter les données. En effet cette méthode doit être correctement choisie parmi les théories de Rayleigh, de Mie ou de Fraunhofer selon la taille des particules sondées vis à vis de la longueur d'onde du laser utilisé. De plus, plusieurs incertitudes font qu'il est impossible à l'heure actuelle de donner des mesures précises concernant la distribution en taille de particules avec ce type de diagnostic. En effet il existe un manque de certitudes concernant les paramètres géométriques des particules, leurs véritables indices de réfraction qui peuvent être fortement modifiés par les interactions poussières-plasma entraînant des changements structuraux de leur surface ou encore le trop peu d'événements diffusifs détectés pour les grosses particules ($> 1\mu\text{m}$) en raison d'une saturation du signal de diffusion. Par exemple, de nouvelles évaluations ont été réalisées par Smirnov [SWK+07] sur les mêmes données concernant la distribution en taille des particules sur DIII-D. La prise en compte des effets de chauffage et de vaporisation des poussières dus au faisceau laser et l'utilisation d'un modèle basé sur la théorie

de Mie ont mis en évidence un désaccord avec les mesures réalisées par West en diffusion Rayleigh (modèle non adapté lorsque l'ordre de grandeur de la taille des particules est comparable à la longueur du laser ce qui est le cas). Une fois ces effets pris en compte, le rayon moyen des poussières atteint environ 250 nm tandis que les tailles varient entre 0.16 et 1.6 μm ce qui est plus grand d'environ un facteur 3 que les précédentes estimations. Ces nouveaux résultats sont en accord avec les données issues de l'analyse ex-situ concernant la distribution en taille des poussières dans DIII-D (voir tableau figure 1.14). Notons que ces données ont été obtenues grâce à une statistique réalisée sur 710 décharges effectuées lors des trois derniers mois de la campagne 2004-2005 et comprenant au total 1580 détections de poussières (cf Fig. 1.17(a)). Cette figure montre également les résultats obtenus par diffusion laser sur la fonction de distribution en taille (cf Fig. 1.17(b)) et la densité de poussières au sein du plasma (cf Fig. 1.17(c)) qui prend en compte des particules en graphite d'indice de réfraction complexe donné pour analyser les résultats.

Dans la Fig. 1.17(b), notons que la droite en pointillés est obtenue à partir des particules détectées dans la région centrale du faisceau laser tandis que pour la droite pleine ce sont les particules détectées dans la région périphérique du faisceau laser. En effet le faisceau laser est constitué d'une région centrale de forte intensité ($\sim 10^{12} \text{Wm}^{-2}$) de diamètre 3mm entouré par une région périphérique dont l'intensité est de l'ordre de 5% de l'intensité centrale et qui porte le diamètre total du faisceau à 5 mm. Dans la Fig. 1.17(c), le profil de densité de poussières est représenté pour les décharges à haut confinement (H-Mode) et bas confinement (L-Mode). On remarque que la densité est proche de la limite de détection près de la dernière ligne magnétique fermée et augmente avec la distance à l'intérieur de la SOL. De plus on remarque que la densité de poussières est nettement plus importante en mode H (comme pour le tokamak JT-60) car c'est dans ce cas que la puissance de chauffage est la plus importante et qu'apparaissent des événements transitoires tels que les ELMs qui intensifient les interactions plasma-paroi et donc la production de poussières dans le plasma de bord. Une observation similaire a été réalisée sur le tokamak ASDEX Upgrade par le diagnostic d'imagerie rapide et sera présentée au chapitre 3 de cette thèse.

L'influence du modèle de diffusion utilisé pour l'analyse des données de diffusion laser à également été observé sur FTU. En effet, les estimations des tailles de particules trouvées par diffusion Rayleigh semblent être 2 à 5 fois plus petites que les tailles effectives trouvées lorsque l'interaction laser-particule ainsi qu'une théorie de Mie sont prises en compte [GCM+08]. Il est donc compliqué de faire une estimation précise lorsque l'interaction laser ou la théorie la plus adaptée ne sont pas pris en compte. De plus comme pour la collection de poussières, les données issues de la diffusion laser doivent être moyennées sur un grand nombre de décharges en raison du faible volume sondé par le laser et donc du trop faible nombre d'événements diffusifs détectés ce qui permet de relier le nombre de poussières détectées et les conditions de décharges uniquement si les mêmes conditions de décharge peuvent être reproduites. Un autre problème peut également être lié aux vibrations mécaniques de la machine qui, notamment lors des disruptions, peut provoquer une déviation de la ligne de visée et fausser les mesures effectuées à un endroit précis [WBB06].

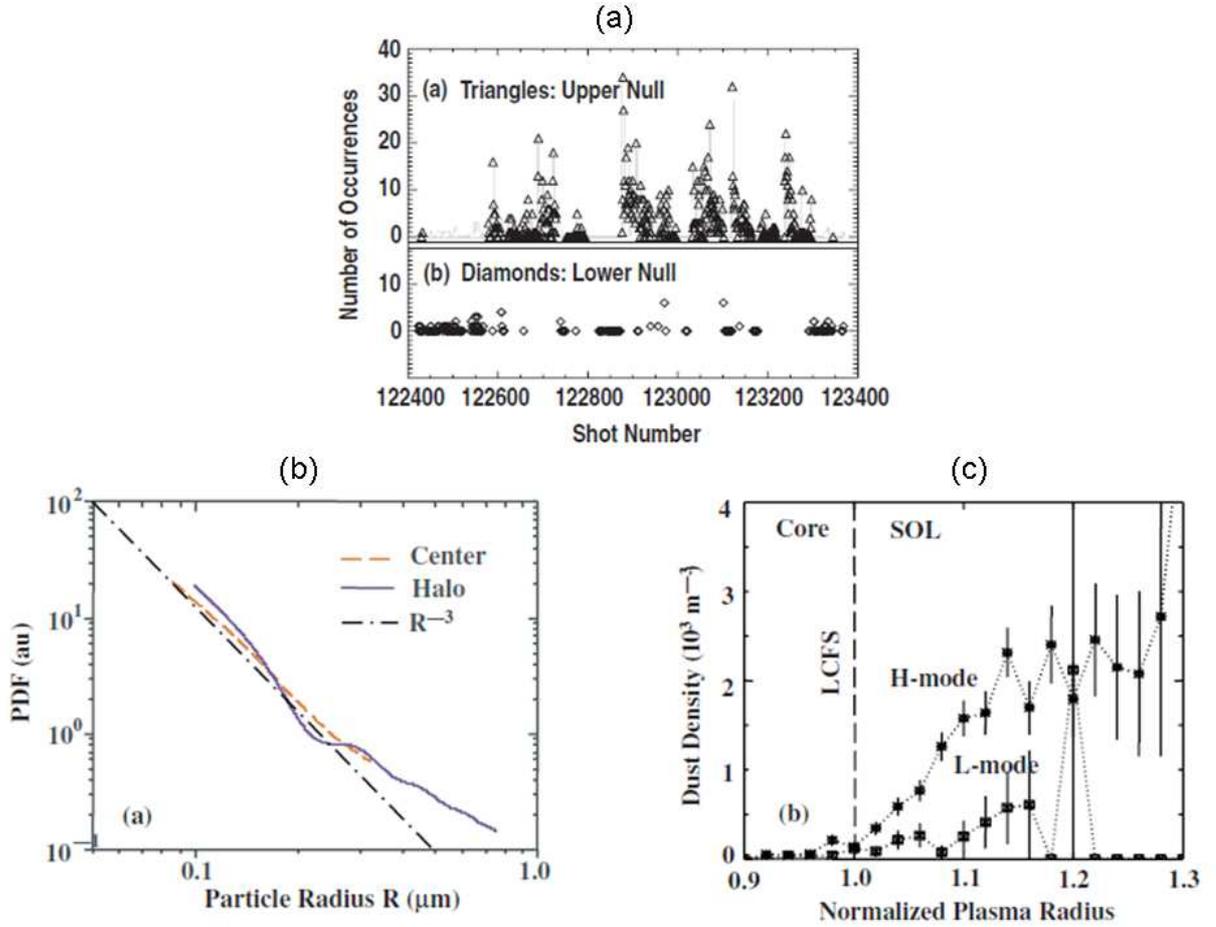


Figure 1.17: Figure montrant (a) le nombre de poussières détectées dans la SOL pendant les 3 derniers mois de la campagne 2004-2005 (b) la distribution en taille et (c) la densité radiale de poussières obtenues par le diagnostic de diffusion laser en considérant des particules en graphite et en utilisant la théorie de Mie dans le tokamak DIII-D. D'après [R⁺08] et [WBB06].

Une solution pour pallier tous ces problèmes serait d'utiliser un grand nombre de lasers visant à différents angles, émettant à des longueurs d'onde différentes et possédant des diamètres de visée différents de manière à sonder toutes les populations de particules (les plus petites comme les plus grosses) mais également d'avoir un maximum d'informations sur la forme et les indices de réfraction des poussières pour améliorer les modèles d'inversion concernant les processus de diffusion. De plus la puissance des faisceaux laser ainsi que la dynamique des détecteurs de lumière diffusée devraient pouvoir être réglées de manière à supprimer la saturation du signal lumineux (due aux grosses particules) et pouvoir compter plus d'événements diffusifs.

Aerogels

Cette nouvelle technique basée sur le piégeage de particules par l'utilisation d'un aérogel (de silice le plus souvent) (cf Fig. 1.18) est une technique empruntée au domaine de l'astrophysique et qui a notamment été largement utilisée dans l'étude des poussières cosmiques [Tso95], [B⁺04], [Cas11] pour mettre en évidence des vitesses de particules très élevées lors de la collection de ces poussières. La preuve que des poussières rapides existent également dans les tokamaks (avec des vitesses de l'ordre du km/s), a été apportée indirectement dans le tokamak FTU [C⁺07], [Rat08]. Ce diagnostic a donc été récemment proposé [RCG⁺08] comme diagnostic in-situ pour capturer les particules très rapides présentes dans la SOL des machines à fusion de manière à déterminer leur vitesse. Ce diagnostic peut compléter ou aider à corréliser des données issues d'un diagnostic d'imagerie rapide, également capable de fournir des informations sur la vitesse des poussières au sein des tokamaks dans cette gamme de vitesse ultra rapide (cf section Imagerie). En effet, pour une acquisition typique à 10000 im/s, une particule possédant une vitesse de 1 km/s parcourt 10 cm/im ce qui est tout à fait observable par caméra rapide.

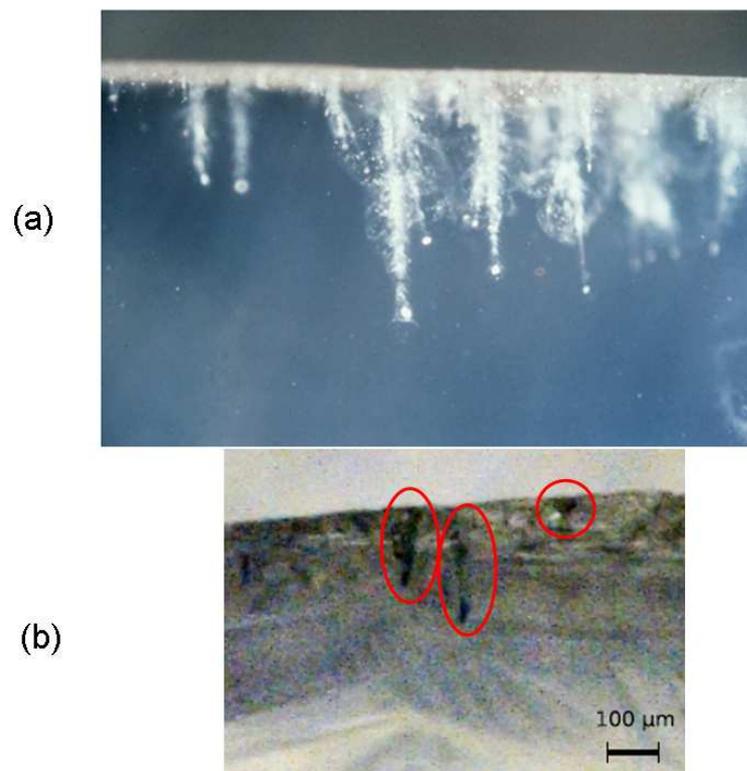


Figure 1.18: (a) Poussières cosmiques piégées dans un aérogel. Source : [sta] et (b) particules piégées (cerclées en rouge) dans un aérogel de silice dans le tokamak TEXTOR durant la phase plateau de la décharge montrant la profondeur de pénétration des particules. D'après [Cas11].

Les premières expériences ont été réalisées sur les tokamaks HT-7 à Hefei en Chine

(tokamak possédant un limiteur en graphite) [MRL⁺09], TEXTOR [RBE⁺09] ainsi que sur la machine EXTRAP T2R [BRL⁺11]. Cette étude menée sur EXTRAP T2R ne sera pas développée dans ce paragraphe, seule une figure montrant les poussières piégées dans l'aérogel est proposée (cf. Fig.1.19), cette machine n'étant pas un tokamak (machine "reverse field pinch").

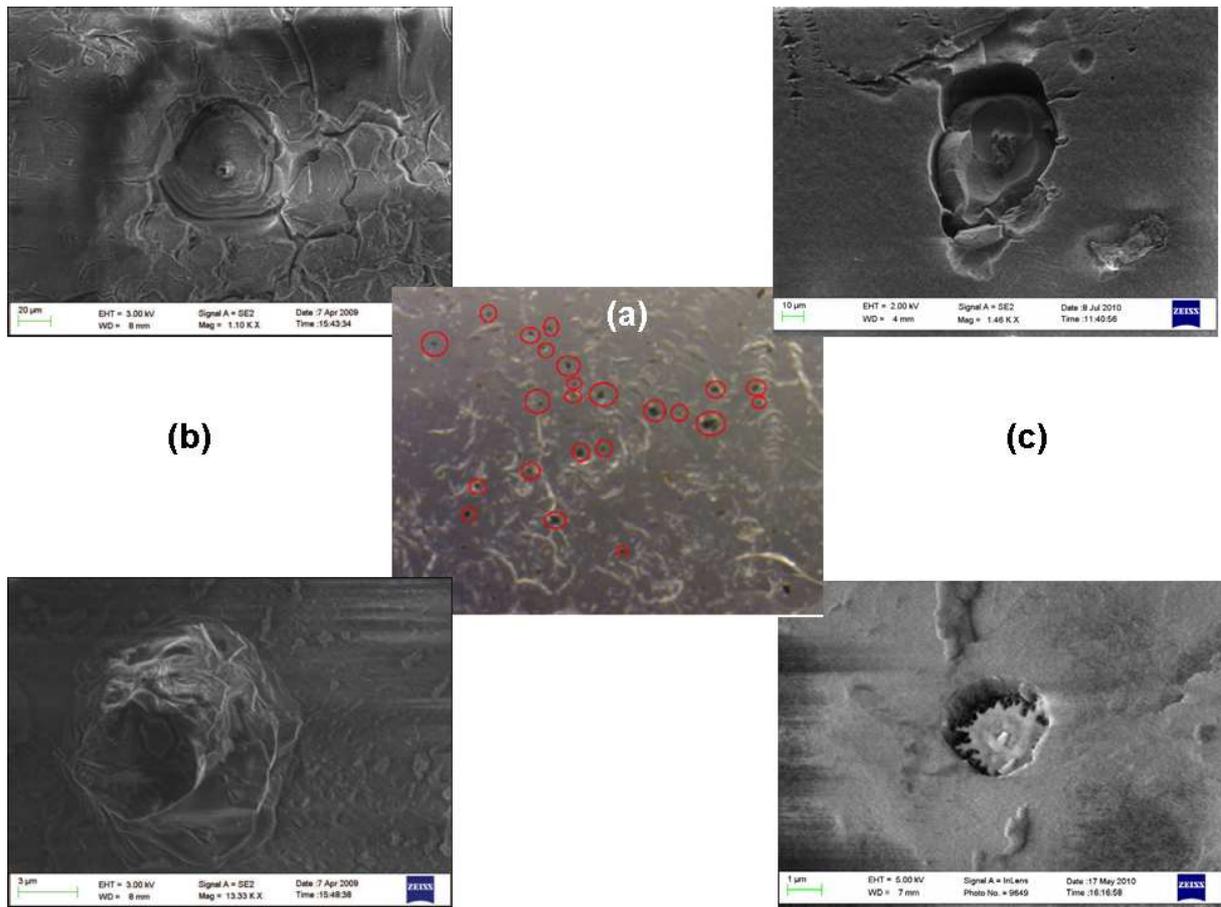


Figure 1.19: (a) Image prise par microscopie optique d'un échantillon exposé à un plasma dans la machine EXTRAP T2R montrant des cratères contenant des particules piégées dans le gel de silice (cerclées en rouge). Les plus petites particules ($< 5 \mu\text{m}$) sont dans ce cas peu ou pas visibles du tout. (b) Image montrant un cratère formé par une particule rapide formant un mince tunnel au centre du cratère (en haut) et un grossissement de ce tunnel montrant clairement la particule intacte au fond du cratère (en bas) et (c) image de piégeage de particules lentes ayant partiellement pénétré dans le gel de silice et formant un cratère peu profond dans un échantillon de EXTRAP T2R.

Les premiers résultats obtenus sur HT-7 utilisant un aérogel de silice placé dans la SOL à une distance de 20 mm de la DSMF et exposé à 10 décharges plasma durant chacune 1s ont mis en évidence 27 cratères ayant des diamètres d'entrée compris entre $400 \mu\text{m}$ et

2 mm (rayon moyen $\sim 480 \mu\text{m}$) et des profondeurs de pénétration allant jusqu'à quelques mm (longueur de pénétration moyenne $\sim 420 \mu\text{m}$) (cf Fig.1.20).

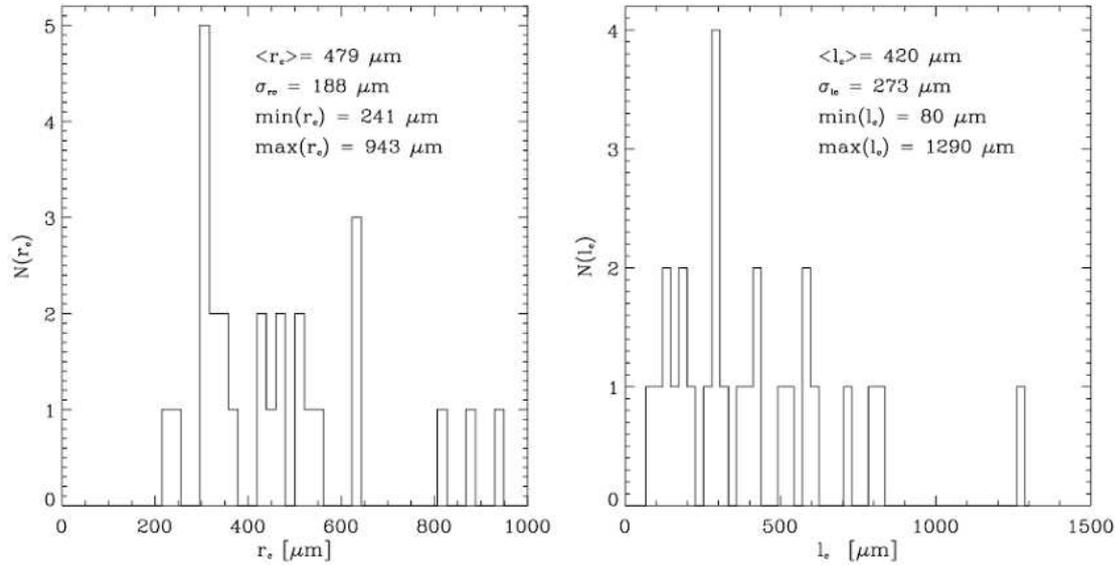


Figure 1.20: Histogramme donnant les rayons (à gauche) et la profondeur (à droite) des cratères observés dans l'aérogel de silice lors d'une analyse sur le tokamak HT-7. D'après [MRL⁺09].

Des structures de compaction dues à la fusion et à la solidification du matériau composant les poussières ont été observées sur les bords et à la surface des cratères. Seulement six particules peu profondément enfouies dans l'aérogel ont pu être collectées, les autres ayant probablement été perdues lors de la procédure d'extraction très délicate à effectuer. Cependant une analyse de ces poussières a permis de montrer que la composition de ces particules (C, Si and B) correspondait à la composition des poussières collectées dans la chambre après ouverture. Concernant la vitesse de ces projectiles, une estimation a indiqué que les vitesses atteintes par les particules les plus petites dépassaient 167ms^{-1} tandis que des vitesses supérieures à 760ms^{-1} sont atteintes pour les particules les plus grosses ce qui signifie que le régime de particules ultra-rapides ($\sim 1\text{kms}^{-1}$) peut être atteint dans les tokamaks.

Les premiers résultats obtenus sur les échantillons placés dans le plasma de bord de TEXTOR (à environ 15-90 mm de la DSMF), lors de décharges ohmiques, ont montré qu'il était possible de piéger, durant la décharge, à la fois les particules lentes et rapides ayant des tailles situées en dessous du μm et jusqu'à environ 100 μm . De plus il a été montré que la densité de particules collectées était en accord avec un flux de poussières de l'ordre de $20\text{-}50 \text{ particules cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour les particules suffisamment grosses ($> 10\mu\text{m}$) pour être observées optiquement et suffisamment rapides ($> 100\text{ms}^{-1}$) pour coller à la surface. Quant à la profondeur de pénétration elle est estimée, pour la plupart des cratères les plus larges, entre 60 et 500 μm . Des vitesses de l'ordre de $2\text{-}3 \text{kms}^{-1}$ ont pu être

également déduites à partir du volume et de la profondeur des cratères ainsi que de la taille des particules.

Ce diagnostic permet donc d'obtenir des informations sur la distribution en taille des particules piégées (si une statistique suffisante est effectuée), le flux de poussières (estimé par le nombre de poussières capturées sur un temps d'exposition donné) et contrairement au diagnostic de collection ex-situ et de diffusion laser, il permet également d'obtenir des informations sur leur vitesse. Cette information est quant à elle déduite de l'analyse de la trace laissée par la particule dans le gel et des caractéristiques du cratère formé (ou caractéristique d'impact) dans le gel (profondeur de pénétration, taille du cratère, distribution de densité de gel autour de l'impact, etc...). Des informations concernant la trajectoire peuvent même être déduites par la direction laissée par la trace dans le gel. Ces différentes analyses de surface sont généralement effectuées par microscopie optique, microscopie électronique à balayage (MEB) ou par tomographie à rayons X permettant d'obtenir de l'imagerie 3D avec une résolution en dessous du μm . De plus une analyse de la composition chimique des particules (par analyse dispersive en énergie des rayons X), de leur masse et de leur propriétés physico-chimiques est possible, une fois les poussières récupérées. Pour réaliser de telles études, des aérogels de silice ((cf. Fig.1.21) sont généralement employés en raison de leur faible conductivité thermique et leur faible indice de réfraction.

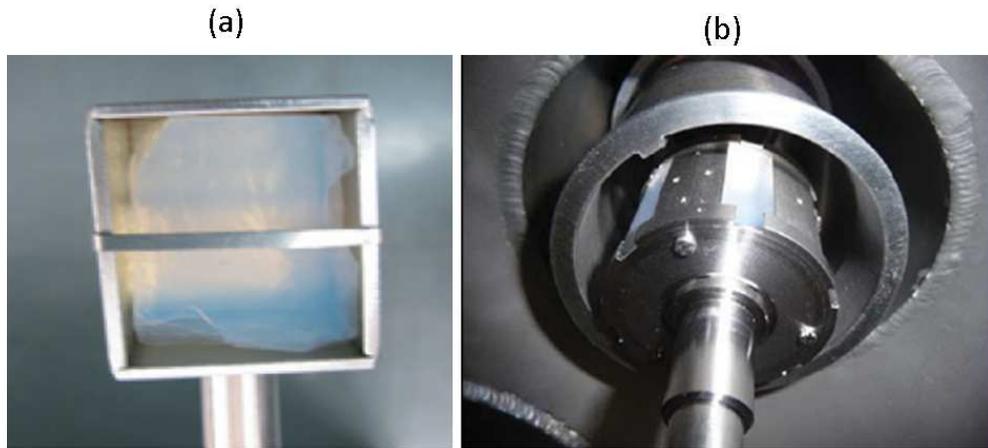


Figure 1.21: *Porte-échantillons contenant l'aérogel de silice transparent exposé face au plasma (a) dans le tokamak HT-7 et (b) dans le tokamak TEXTOR. D'après [MRL⁺09] et [R⁺11].*

Ce faible indice fait que les aérogels sont transparents ce qui facilite grandement la localisation des poussières dans le gel pour les analyser ensuite. Ils sont composés de clusters de sphères solides de silice d'environ 2-5 nm avec jusqu'à 95% d'espace vide, la taille moyenne des pores est d'environ 2-50 nm et la densité massique typique de l'ordre de $20\text{-}100\text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Cette faible densité et cette grande porosité permettent de piéger des particules de tailles comprises entre 0.1 et $100\ \mu\text{m}$ ayant des vitesses d'impact de plusieurs kms^{-1} sans les détériorer. C'est la principale différence avec les cibles solides où

les particules possédant de telles vitesses forment des cratères dans le matériau cible et sont détruites. Un autre avantage de ce type de gel très poreux est de pouvoir capturer des particules lentes (vitesses inférieures à 1 km s^{-1}) qui se déplacent dans la SOL, contrairement aux cibles solides. En effet la particule doit posséder une vitesse limite critique [DWJP04] pour pouvoir pénétrer dans la cible. Pour le type de gel utilisé dans le tokamak TEXTOR, il a été montré que la vitesse minimale est d'environ 60 ms^{-1} ce qui signifie que les particules ayant des vitesses comprises entre 60 ms^{-1} et plusieurs km s^{-1} peuvent pénétrer dans le gel et donc être piégées [RBE+09]. Cependant du fait de la faible densité et de la faible conduction thermique, les aérogels de silice commencent à "fondre" pour des températures supérieures à 800°C , ce qui implique que pour avoir des résultats fiables concernant les structures d'impact (et notamment la profondeur de pénétration), le chauffage en surface ne doit pas dépasser cette limite. En effet si la surface est soumise à des températures trop importantes, celle-ci peut se fissurer, fondre et même se décolorer ou encore changer de forme et de taille. Ceci implique donc notamment que le temps d'exposition de l'échantillon de silice au plasma doit être limité.

Ces expériences très récentes ont donc pu démontrer la faisabilité d'utiliser ce nouveau diagnostic in situ pour investiguer les poussières mobiles au sein du plasma de bord des tokamaks. Cependant l'estimation des vitesses n'en est encore qu'au stade préliminaire. Pour obtenir des vitesses plus précises il serait nécessaire d'effectuer des mesures de calibration en laboratoire. Il suffirait pour cela de faire collisionner des poussières (de composition et de taille connues) sur des cibles d'aérogels (de densité connue) ayant des vitesses dans la gamme $0.1\text{-}10 \text{ km s}^{-1}$ pour établir une sorte de base de données de référence.

Imagerie

L'utilisation de caméras, standards ou rapides, est devenue une procédure largement répandue dans la plupart des réacteurs à fusion pour étudier toutes sortes de phénomènes (turbulence, propagation d'ELMs ou de MARFEs, surveillance de l'échauffement des CFPs, etc...) et notamment les poussières pendant les décharges. En effet contrairement au diagnostic de diffusion laser qui ne permet qu'une mesure locale et donc pas forcément représentative de l'ensemble des poussières présentes au sein du réacteur, l'imagerie permet de visualiser un grand volume de plasma ($\sim 15\text{-}20\%$ du volume de la chambre pour une seule caméra), de visualiser les zones de formation et d'accéder aux trajectoires des particules au sein du plasma au cours du temps, ce qui en fait un diagnostic très puissant et l'une des meilleures méthodes pour étudier le comportement des poussières en phase plasma. Cependant les populations sondées par ces deux diagnostics (imagerie et diffusion laser) sont différentes de par leur taille car les caméras, comme les lasers, possèdent une taille limite de détection. En effet le diagnostic par diffusion laser est capable de détecter des particules de petite taille (de l'ordre du nm) mais pas les caméras.

L'imagerie est basée sur la détection de la lumière émise par les particules incandescentes, chauffées par le plasma environnant. Elle permet d'enregistrer les trajectoires individuelles des particules et d'évaluer leurs vitesses lorsque plusieurs caméras sont utilisées et d'accéder à la dynamique en reconstruisant leurs trajectoires en 3D [RNS+07],

[N⁺10]. Il est également possible d'évaluer les zones préférentielles de création et de déposition des poussières ainsi que le nombre de macro-particules créées lors des décharges [YRP⁺09], [HGR⁺10]. Cependant la taille des particules reste compliquée à déterminer avec ce diagnostic. En effet il faut connaître la composition chimique des poussières et les paramètres plasma locaux à l'endroit où se situe la poussière, pour relier l'intensité lumineuse d'une poussière à sa taille [SPR⁺07] [PKSR05], la luminosité étant fortement corrélée à la densité du plasma ainsi qu'à la température des électrons. Cependant il est rarement possible d'obtenir la position exacte d'une particule avec une seule caméra et de plus il existe de forts gradients de densité et de température électronique dans la SOL [R⁺05] ce qui rend très compliqué l'évaluation de la taille des particules à partir de l'intensité lumineuse enregistrée sur les vidéos. Ce problème peut être en partie résolu en utilisant plusieurs caméras, positionnées de manière à intercepter un même volume de plasma (stéréoscopie). Une précision de l'ordre de 4 cm a ainsi été obtenue dans la SOL de NSTX [RNS⁺07] et 2 cm dans la SOL de MAST [TBDL10] ce qui n'est pas encore suffisant. Cependant même si une précision suffisante était atteinte, il existe toujours des sources d'erreur dans l'interprétation. En effet dans la région de la SOL proche de la séparatrice où les densités et températures électroniques sont suffisamment importantes pour provoquer l'ablation d'une particule (cf Fig. 1.22(b)), il n'est pas facile de déterminer si la luminosité émise provient de la particule elle-même ou du "nuage" poussiéreux dû à l'ablation situé autour de la particule. On voit donc qu'il est impossible de connaître avec précision la taille d'une particule avec ce genre de diagnostic mais une taille minimum peut tout de même être estimée à partir de la lumière émise par la particule. Au final, l'imagerie rapide reste précieuse pour évaluer la façon dont sont transportées les poussières, la façon dont elles réagissent vis à vis des paramètres plasma, et donc de mettre en évidence les conséquences de la présence de ces dernières sur les performances plasmas. Une information importante supplémentaire peut être déduite, à savoir quand il sera nécessaire de "dépoussiérer" le réacteur (entre chaque pulse, à la fin de chaque journée d'opération, ou simplement après une campagne) sachant que la quantité de poussière autorisée dans le futur tokamak ITER sera limitée pour des raisons de sécurité. De plus toutes les informations accessibles par imagerie rapides décrites précédemment peuvent également être utilisées comme paramètres d'entrée pour les modèles théoriques ou pour les codes de simulations décrivant le transport de poussières dans les machines à fusion.

Bien que les particules semblent se déplacer préférentiellement dans la direction du champ magnétique toroïdal et en direction du plasma central [RNS⁺07] [TBDL10], le comportement et les trajectoires de ces particules dans des conditions normales de décharge n'obéissent pas toujours à cette règle de déplacement toroïdal et démontrent même des trajectoires particulières. En effet certaines particules possèdent des trajectoires en forme de spirales, d'autres connaissent un point de rebroussement, etc... Des phénomènes d'éclatement d'une particule en plusieurs autres petites sont également observés ainsi que des particules qui viennent impacter les parois et les composants faisant face au plasma, se désintégrant complètement et provoquant des débris susceptibles de retourner dans le plasma. Des exemples de telles trajectoires obtenues par les caméras installées sur le tokamak DIII-D sont montrés dans la figure 1.22.

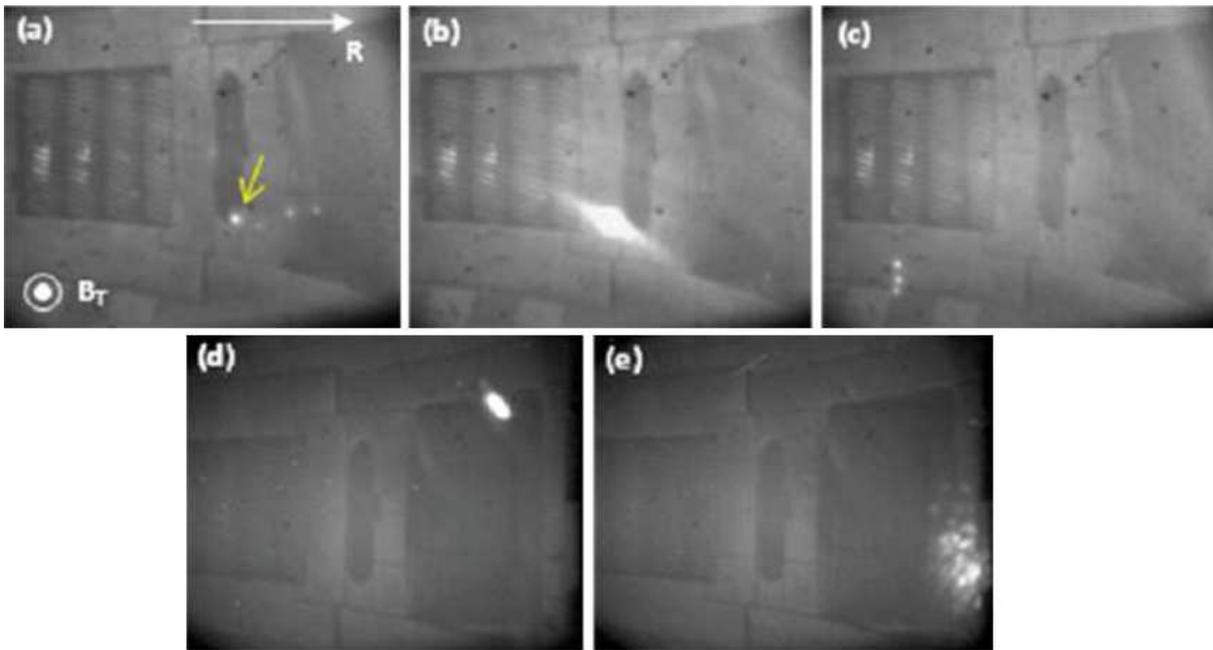


Figure 1.22: (1) Images enregistrées par caméras rapides en vue tangentielle à 2000 im/s montrant des particules mobiles dans le tokamak DIII-D. (a)-(c) Particule en mouvement dans le plasma de bord, subissant une ablation au contact d'un plasma plus chaud (halo lumineux s'allongeant le long des lignes de champ) et se divisant en trois particules plus petites. (d)-(e) Particule rapide évoluant dans la SOL qui vient impacter la paroi produisant de nombreux débris libérés dans le plasma. D'après [RCG⁺08].

Grâce à l'imagerie rapide, il a été montré dans le tokamak DIII-D que, lors de décharges en régime standard, le nombre de particules détectées était faible. Seulement quelques événements isolés sont détectés, voire aucun, avec les caméras standards tandis que les caméras rapides enregistrent entre ~ 10 -100 particules par décharge. Cependant ce nombre s'élève à plus de 10000 particules lorsque des disruptions avec des déplacements verticaux de plasma ont lieu (cf Fig.1.23(1)). La vitesse moyenne des poussières est de l'ordre de 100 ms^{-1} et certaines peuvent atteindre jusqu'à 280 ms^{-1} [R⁺09] [YRP⁺09]. Cependant aucune particule se déplaçant à plus de 1 kms^{-1} n'a été observée dans DIII-D mais la présence de particules plus rapides n'est pas impossible car la caméra rapide utilisée n'est pas assez sensible pour détecter des particules ayant une taille inférieure à quelques micromètres ($\sim 5 \mu\text{m}$), qui pourraient atteindre des vitesses plus élevées. Il a également été observée une forte augmentation du nombre de particules détectées (plusieurs milliers) durant les 2-3 premières décharges après une remise à l'air de la machine (cf. Fig.1.23(2)), du fait notamment de l'activité du personnel et de la pénétration d'air lors de l'ouverture de la machine (ce qui favorise l'éjection de débris et de redépôts notamment lors du nettoyage des tuiles) et qu'il fallait quelques jours d'opération (~ 70 décharges) avant d'observer une nette diminution du nombre d'événements détectés et atteindre un nombre de poussières détectées stable.

Des tendances similaires (type de trajectoires, diminution progressive du nombre de poussières détectées au cours du temps suivant un événement transitoire violent ou une remise à l'air) sont observées sur beaucoup de réacteurs. Dans le réacteur Alcator C-Mod, il a ainsi été montré que 20 heures d'opération plasma étaient nécessaires pour retrouver un nombre de particules "standard" après un dysfonctionnement du système de chauffage causant une véritable pluie de particules [L+05].

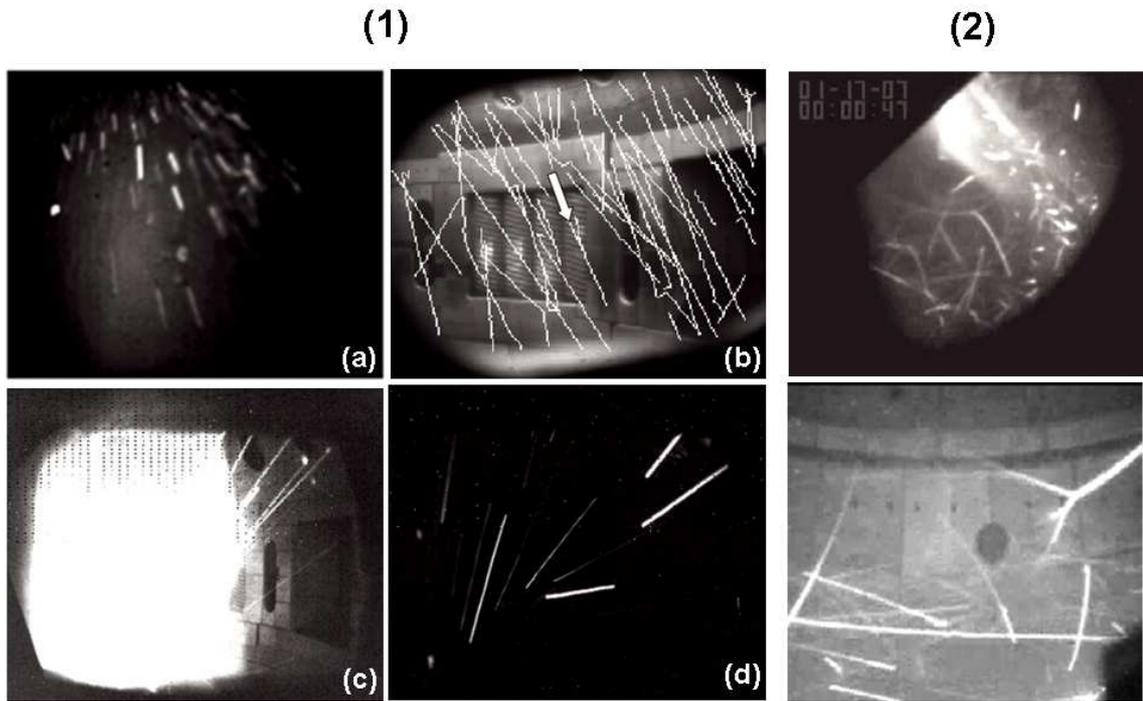


Figure 1.23: (1) Poussières observées dans la SOL de DIII-D par caméra rapide en vue tangentielle et créées lors de disruptions suite à des pertes d'équilibre vertical du plasma (a)-(b) vers le haut et (c)-(d) vers le bas ; (2) Poussières observées sur le divertor bas durant les premières décharges suivant une remise à l'air à l'aide de deux caméras situées à deux endroits différents. D'après [R+09] et [YRP+09].

Un grand nombre d'événements poussiéreux à également été mis en évidence dans le tokamak FTU après disruptions (cf Fig.1.24(a)) ayant une vitesse moyenne estimée à 10 km.s^{-1} [AM10], ainsi que dans le tokamak MAST [TBDL10] (cf. Fig. 1.24(b)). Dans ce cas, des particules possédant des vitesses comprises entre 80 et 350 m.s^{-1} ont été observées (avec une vitesse moyenne de l'ordre de 160 m.s^{-1}).

Sur Tore Supra, une analyse statistique sur les données vidéos collectées lors des campagnes 2006 (campagne CIMES : "Composants pour l'Injection de Matière et d'Energie Stationnaire") et 2007 (campagne DITS : "Deutérium Inventory in Tore Supra") via une caméra CCD standard à grand angle, a été réalisée [HGR+10]. Celle-ci a permis de créer

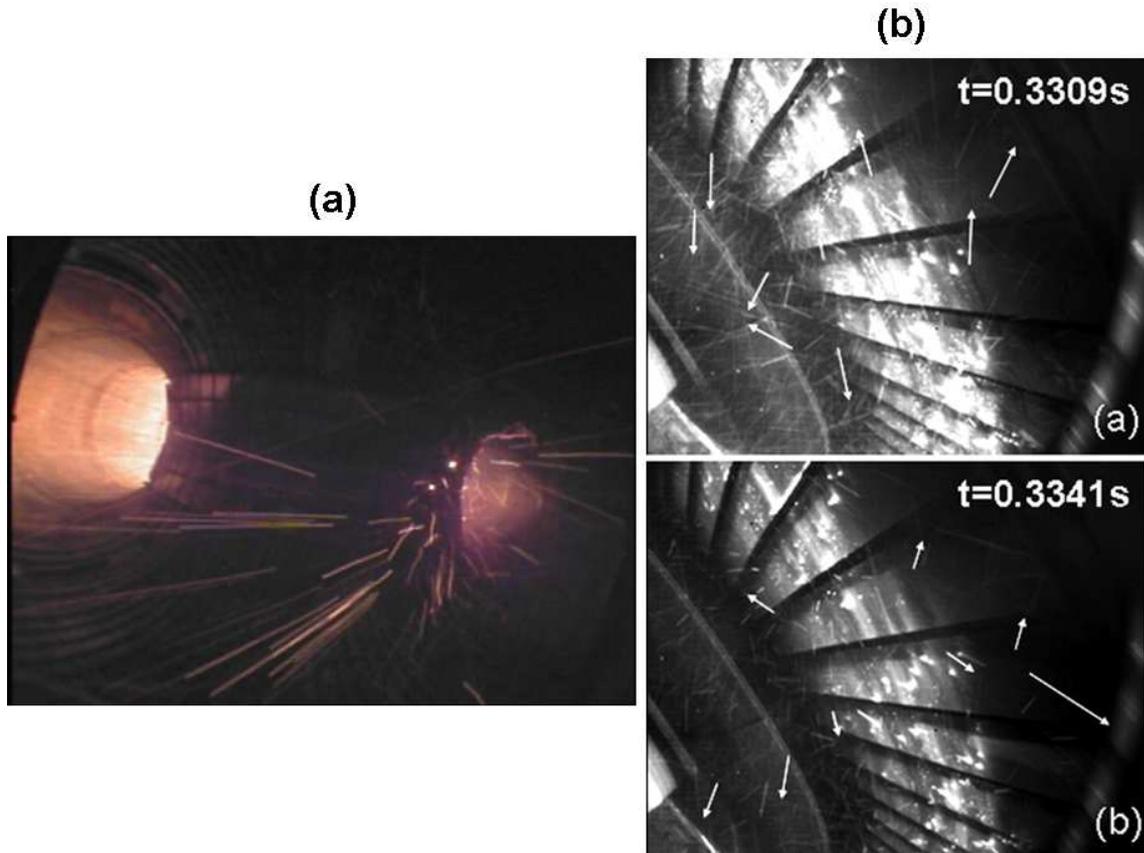


Figure 1.24: (a) Poussières produites après une disruption ayant lieu à l’opposé de la position de la caméra dans le tokamak FTU et (b) Particules observées sur le divertor haut du tokamak MAST par caméras infrarouges après une perte d’équilibre verticale à deux instants différents -en haut- 6ms après la disruption et -en bas- 9 ms après la disruption. Les flèches blanches donnent la direction du mouvement des particules. D’après [AM10] et [TBDL10].

une base de données pouvant renseigner sur le nombre de poussières détectées dans la SOL durant les décharges plasmas. Des résultats portant sur le nombre de poussières détectées, leurs zones de détection (distribution spatiale) ainsi que sur l’évolution temporelle du nombre de particules à court (du début à la fin d’une décharge - typiquement entre 10 et 20 s -) et long (durant toute une campagne) termes. Il a été montré, sur une dizaine de décharges ohmiques réalisées au tout début de la campagne CIMES après 100 s d’opération, qu’un grand nombre d’événements poussiéreux est détecté au début de la décharge (pendant le début de la phase de montée du courant) et pendant la phase plateau (cf. Fig 1.25(1)(a)).

Ceci semble dû à l’interaction du plasma avec les protections du limiteur extérieur, des antennes ainsi que des CFPs, et il semble également que ces poussières proviennent de ”flakes” créés lors de la phase de maintenance. Toujours lors de ces décharges ohmiques, une nette diminution du nombre de poussières avec le temps d’opération est observée

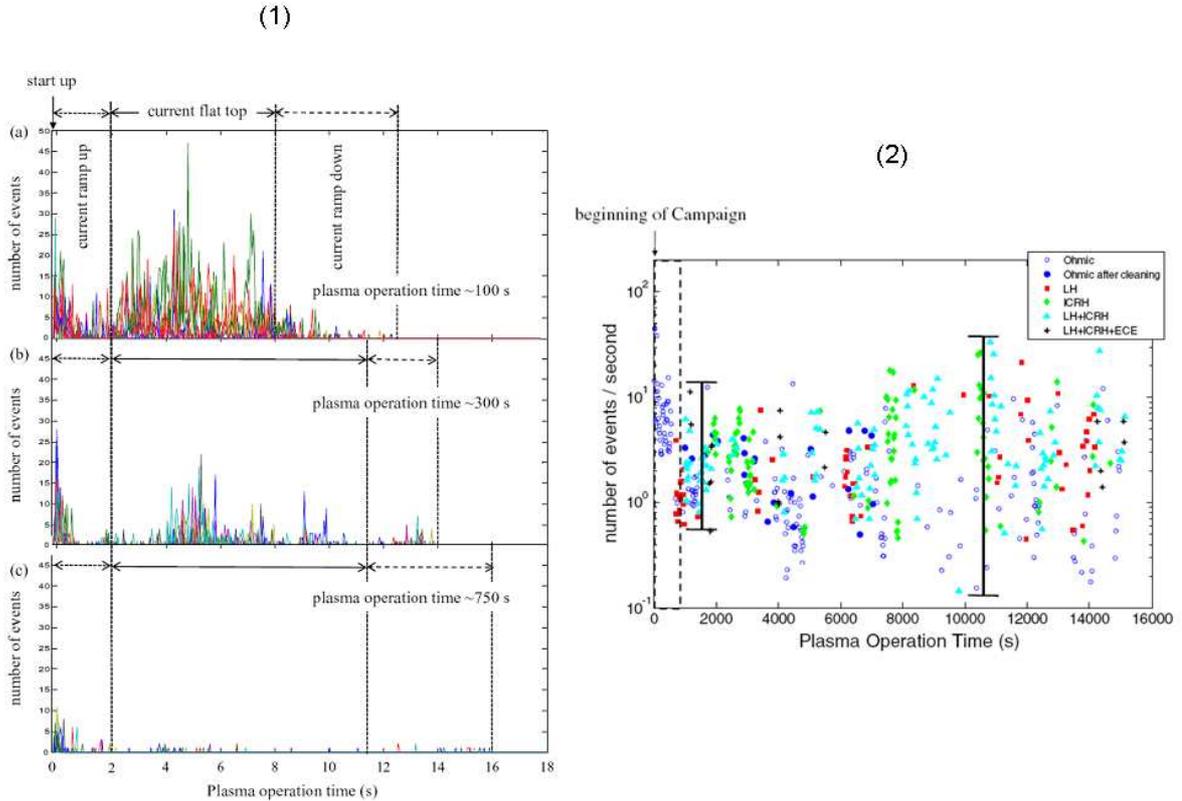


Figure 1.25: (1) Nombre de poussières créées au cours d'une décharge, pour 10 décharges ohmiques similaires (courbes en couleur), au commencement de la campagne CAMES en 2006 après (a) 100 s (b) 300 s et (c) 750 s d'opération ; (2) Nombre de poussières créées sur l'ensemble de la campagne CAMES prenant en compte un grand nombre de conditions de décharges différentes. D'après [HGR⁺10].

(cf. Fig 1.25(1)(b)et(c)), correspondant à un nettoyage du mur interne par les décharges de conditionnement successives. Cependant en s'attachant à l'évolution temporelle sur toute la durée de la campagne comprenant tous les types de décharges, aucune tendance n'est clairement visible et la création de poussières semble dépendre de l'historique de la campagne (cf. Fig 1.25(2)). Il a également été montré lors de cette campagne que le limiteur pompé toroïdal et le côté faible champ étaient les endroits où se créaient plus fréquemment les poussières, que les décharges ICRH (Ion Cyclotron Resonant Heating) semblaient produire le plus de poussières tandis que les décharges ohmiques en produisent le moins. Lors de la campagne DITS, réalisée pour étudier comment et où les isotopes de l'hydrogène (deutérium et tritium) étaient piégés par les parois en carbone de Tore Supra, 180 longues décharges LH presque toutes similaires ont été réalisées représentant à peu près 18000 s de temps d'opération. Cette campagne a donc été idéale pour mettre en évidence une éventuelle dépendance entre l'évolution temporelle du nombre de poussières créées et un scénario plasma bien particulier. La figure 1.26 montre que le nombre de poussières créées augmente avec le temps d'opération si ce même scénario de décharge

plasma est répété. Le décrochement aux alentours de 13000 s d'opération est simplement dû au changement d'un paramètre de décharge (la puissance LH injectée a été diminuée) car le nombre trop élevé de poussières accumulées provoquait des disruptions indésirables et posait des problèmes de fonctionnement. Cependant la tendance reste la même pour les phases 1 et 2. Ce genre de campagne permet de mettre en évidence et comprendre toute l'importance de l'accumulation de poussières dans un tokamak et la nécessité de "dépoussiérer" régulièrement après de longues campagnes de fonctionnement. Il a également été montré lors de cette campagne que le limiteur pompé toroïdal est l'endroit où se créaient la plupart des poussières détectées.

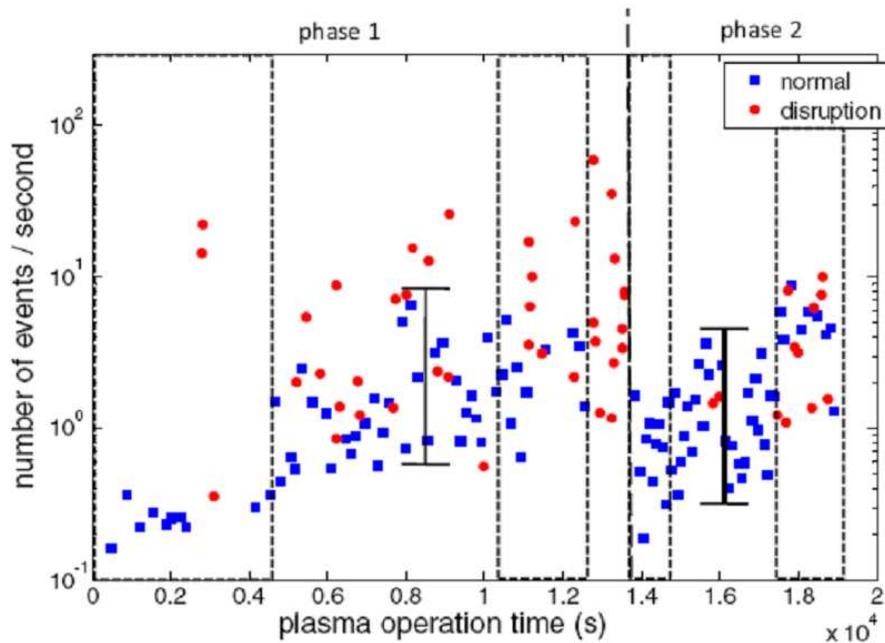


Figure 1.26: Nombre de poussières créées sur l'ensemble de la campagne DITS pour un scénario plasma fixe (180 décharges LH) montrant l'augmentation du nombre de poussières avec le temps d'opération. D'après [HGR⁺10].

Cependant il faut être prudent avec les résultats obtenus par imagerie. En effet, comme il a été indiqué auparavant, il existe une taille limite de détection dépendant notamment de la luminosité émise par la particule. Cela signifie que les plus petites particules (typiquement $1 \mu\text{m}$ et moins) ne sont pas détectées et ne sont donc pas prises en compte dans l'estimation de la densité de particules. Il y a donc une très forte incertitude sur leur nombre mais également sur leur vitesse. Ceci n'est pas sans poser de problème car en général ce sont ces particules qui possèdent les vitesses les plus élevées et sont donc les plus néfastes en cas d'impact sur les CFPs. De plus dans la plupart des résultats présentés ci-dessus, une seule caméra (le plus souvent une caméra standard) est utilisée. La vue projetée ne permet pas de définir avec précision les positions exactes des poussières et donc les zones de création de ces poussières ni leurs trajectoires réelles. Par conséquent

seule une estimation de la position peut être déduite tandis que la vitesse n'est accessible que dans une certaine gamme. En effet dans la majorité des cas, du fait du faible taux d'acquisition des caméras utilisées, les particules laissent des traces continues en guise de trajectoires dans un plan à deux dimensions, telles des météorites entrant dans l'atmosphère. Dans ce cas la vitesse est généralement déduite de la longueur de ces traces, de la résolution et de la cadence d'acquisition de la caméra. Des méthodes d'analyse basées sur des traitements d'images ont été développées pour permettre une analyse statistique sur un nombre suffisamment grand de décharges plasma [HGG09] [BRM08].

La solution pour pallier ces problèmes et obtenir une meilleure précision et donc une meilleure interprétation des données est l'utilisation de plusieurs caméras ultra-rapides (si possible les mêmes pour avoir les mêmes caractéristiques) avec une zone de recouvrement importante [RNS⁺07], [N⁺10].

Concernant le tokamak ASDEX Upgrade une large description des résultats obtenus à partir des données vidéos enregistrées lors des quatre campagnes précédentes sera proposée dans le chapitre 3. Une description détaillée des caméras rapides utilisées dans le cadre de cette thèse pour étudier les poussières au sein de ce tokamak est donnée dans la section suivante. Un outil analysant les données issues de ces caméras et détectant automatiquement les poussières a été développé et validé (cf. chapitre 2) donnant ainsi accès à de nombreuses statistiques sur le nombre de poussières détectées, leurs zones de formation ainsi que leurs trajectoires au sein du plasma.

Caméras visibles

FASTCAM SA1.1

La caméra rapide FASTCAM SA1.1 de Photron Ltd permet l'enregistrement d'images spatialement résolues à une fréquence d'acquisition très élevée. Cependant cette résolution est fortement liée à la fréquence d'acquisition. Plus la fréquence d'acquisition est élevée, moins la résolution est importante car seul le centre du capteur (ou une autre partie) est utilisé afin de permettre l'écriture des données en temps réel sur la mémoire interne de la caméra. Une résolution de 1 méga pixel est atteinte pour une fréquence allant jusqu'à 5400 im/s et la fréquence maximale de prise de vue est de 675000 im/s. La table 1.4 donne la plage de résolution d'une image en fonction de la cadence d'acquisition de la caméra.

L'enregistrement des vidéos est monochrome. La caméra est équipée d'un capteur CMOS de haute sensibilité ayant une dynamique de 12 bits et une résolution maximale de $1024 * 1024$ pixels. Sa mémoire interne est de 16 Go (environ 11 000 images à pleine résolution) permettant le stockage d'un enregistrement de 2.02 secondes à une fréquence d'acquisition de 5 400 im/s pour une résolution maximale. Cependant il est possible de partitionner la mémoire de la caméra (jusqu'à 64 partitions) pour pouvoir enregistrer des séquences rapides et espacées. Il suffit pour cela de définir l'intervalle de temps entre chaque prise d'enregistrement (c'est-à-dire entre chaque déclenchement). Par exemple, si

Table 1.4: Résolution pouvant être atteinte par la caméra FASTCAM SA1.1 selon la fréquence d'acquisition choisie.

Résolution (en pixels)	Fréquence d'acquisition (en im/s)
1024*1024	5400
832*608	10800
640*480	18000
512*512	20000
256*256	67500
256*16	500000
64*16	675000

l'on reprend le cas précédent, il est possible d'effectuer 10 enregistrements de 0.2 secondes toutes les minutes plutôt qu'un seul enregistrement sur 2 secondes successives. Cela permet de suivre un phénomène sur une dizaine de minutes (ce qui peut être intéressant pour observer un phénomène cyclique dans un plasma de laboratoire par exemple). Les données sont ensuite transférées sur un PC via une connexion Ethernet (un giga-bit par seconde) pour être analysées.

Plusieurs formats d'enregistrements des données sont disponibles (JPEG, AVI, TIFF, BMP, RAW, PNG, etc...) permettant de coder l'information en 8 ou 16 bits. Par exemple un format JPEG ou un AVI est codé en 8 bits tandis qu'un format TIFF ou PNG peut être codé en 8 ou 16 bits. Il faut donc être conscient que le fait de convertir les données (une image ou un film) dans un format particulier peut conduire à une perte d'information. En effet pour les formats 8 bits, on ne peut pas récupérer toute l'information et sur les 12 bits disponibles, 4 sont forcément éliminés. Il faut donc choisir correctement le format de sauvegarde selon la dynamique de l'image considérée de manière à n'en retirer que, et toute, l'information utile. Cependant il est possible de sélectionner les bits que l'on souhaite conserver grâce à un "bitshift". Si on supprime les 4 bits inférieurs, on ne conserve pas les faibles luminosités et, inversement, si on supprime les 4 bits supérieurs on ne conserve pas les fortes luminosités. Ce choix dépendra donc de la dynamique recherchée et de l'information utile à retirer de l'image.

La caméra est contrôlée et pilotée à partir d'un PC via un logiciel spécifique à la caméra : le logiciel PFV (Photron FASTCAM viewer). Il est possible de visualiser en temps réel le champ de vision de la caméra, de choisir la fréquence d'acquisition ainsi que la résolution souhaitée, de partitionner la mémoire et de définir l'intervalle de temps d'enregistrement, de transférer les données, et bien sur de commencer et d'arrêter un enregistrement.

De plus ce logiciel peut être utilisé sans la caméra en tant que logiciel de visualisation. Il permet d'effectuer un traitement d'image sur des films déjà sauvegardés et de les ré-enregistrer sous n'importe quels autres formats. En utilisant ce logiciel il est donc possible de modifier les caractéristiques brutes de l'image pour améliorer la visualisation de certains objets difficilement observables sinon. Il existe trois principaux paramètres qui

définissent le tableau de correspondance qui associe des niveaux de gris aux niveaux réels de luminosité enregistrés par la caméra. Ce tableau est nommé Look Up Table (LUT) et les paramètres qui y sont associés sont le **contraste**, la **luminosité** et le **gamma**. Avant de procéder à un tel traitement, la luminosité de l'image est linéaire (si une partie de l'objet considéré est deux fois plus lumineuse alors l'intensité du pixel correspondant sera deux fois plus grande). Si l'on fait varier l'un de ces paramètres de LUT, on modifie les caractéristiques intrinsèques de l'image.

Le **contraste** qui désigne et quantifie la différence de luminosité existant entre les parties les plus sombres et les parties les plus claires d'une image, conserve cette dépendance linéaire et n'en change que la pente. Lorsque celui-ci est augmenté les zones claires de l'image deviennent plus claires et les zones sombres deviennent plus sombres. En revanche si celui-ci est diminué, les zones claires deviennent plus sombres et inversement jusqu'à tendre vers une seule et même valeur de gris. Dans les deux cas, les détails de l'image sont perdus.

La **luminosité**, qui détermine la valeur de l'intensité du pixel, conserve également la dépendance linéaire mais aussi la pente. Simplement cette dépendance est décalée vers des plus hautes valeurs si on augmente la luminosité et vers des plus basses valeurs si on la diminue. Par exemple si un pixel est trois fois plus lumineux qu'un autre, alors en augmentant la luminosité, celui-ci sera toujours trois fois plus lumineux (mais avec une luminosité plus importante).

Le **gamma** qui, lui, ne conserve pas cette dépendance linéaire de la luminosité vis à vis de l'objet. En effet ce paramètre permet d'augmenter le contraste indépendamment dans les zones les plus sombres et les zones les plus claires de l'image. En d'autres termes si on augmente le gamma, on va accentuer le contraste uniquement parmi les zones les plus sombres, et inversement, si on le diminue on accentuera le contraste uniquement dans les zones les plus claires.

Il est donc important d'avoir à l'esprit que tout traitement d'image modifie les caractéristiques propres de l'image et qu'il est relativement facile de mal interpréter la signature d'un quelconque phénomène après un tel traitement. En effet dans ces cas là, les valeurs d'intensité de chaque pixel ainsi que les rapports d'intensité entre chaque pixel ne sont plus représentatifs de l'image brute.

Cette caméra a été utilisée lors des expériences de laboratoire menées sur le réacteur diode et présentées dans cette thèse au chapitre 2, ainsi que lors de la dernière campagne de mesures effectuée sur ASDEX Upgrade et présentée au chapitre 3.

PHANTOM V7.1

La caméra Phantom V7.1 est équipée d'un capteur monochrome SR-CMOS limité dans la cadence d'écriture des données (nombre maximum de pixels lisibles par unité de temps). Ainsi une résolution maximale de 800*600 pixels est accessible jusqu'à une cadence d'acquisition de 4800 im/s, 512*384 pixels jusqu'à 10000 im/s mais celle-ci est réduite à 80*60 pour une fréquence d'acquisition à 100000 im/s). Le temps d'ouverture du capteur est variable et peut atteindre 2 μ s. La caméra peut être déclenchée de l'extérieur et possède une mémoire interne de 1 Go extensible jusqu'à 8 Go. Dans cette configuration, il est possible d'enregistrer 11200 images de résolution maximale pendant 2.4 s à 4800 im/s. Le transfert des données peut se faire via un câble RS232 ou une connexion Ethernet. Le logiciel de visualisation des données est le logiciel CineViewer qui permet de lire les formats .cin (format des données) et d'effectuer un traitement sur des films déjà sauvegardés ainsi que de les ré-enregistrer dans beaucoup d'autres formats comme pour la caméra FASTCAM SA1.1 et son logiciel PFV.

Cette caméra a été utilisée dans les différentes campagnes de mesures effectuées sur ASDEX Upgrade, présentées au chapitre 3.

Pour finir, plusieurs optiques peuvent être adaptées sur ces caméras dont l'utilisation dépend de l'étude qui doit être menée. En effet selon ce que l'on observe, la lumière collectée en provenance du plasma peut être plus ou moins importante. Dans ce cas le choix de l'objectif (distance focale, ouverture du diaphragme, etc...) joue un rôle primordial. Cependant, selon le choix effectué, la profondeur de champ obtenue (qui détermine la zone de netteté sur une certaine longueur devant et derrière le plan focal dans laquelle les particules seront bien discriminées) sera totalement différente. De plus le temps d'acquisition du capteur de la caméra (shutter électronique) mais également la fréquence d'acquisition doivent être correctement choisis pour obtenir un maximum de lumière et donc avoir la meilleure image possible à analyser. Pour augmenter la résolution de l'image lors de certaines études, notamment celles effectuées sur le réacteur diode du laboratoire (cf partie 1.3.3), un objectif Nikon Micro-Nikkor de focale 105 mm équipé d'une bague allonge (permettant de grossir l'image) ou un objectif Micro-Nikkor de focale 200 mm, ont été ajoutés sur la caméra FASTCAM SA1.1, permettant d'obtenir une résolution de 15 μ m par pixel et une profondeur de champ d'environ 5 mm. En revanche, le dispositif optique mis en place sur les grands instruments (Tore Supra, ASDEX Upgrade) est plus complexe du fait de la faible accessibilité des hublots des réacteurs ce qui oblige à éloigner la caméra (de quasiment 5 mètres sur le réacteur ASDEX Upgrade)(cf Fig. 1.27). Il est important dans ce cas précis de réaliser un montage optique optimal de manière à perdre le moins de lumière possible sachant que de plus les cadences d'acquisition utilisées lors de ces études sont en général assez élevées (typiquement 10 000 im/s) pour pouvoir observer des phénomènes très rapides. Lors de ces études menées sur ASDEX Upgrade le diaphragme a été ouvert à fond permettant ainsi d'obtenir une profondeur de champ à l'infini.

Le dispositif optique utilisé sur ASDEX Upgrade est composé de trois objectifs et une lentille. Tout d'abord un premier objectif grand angle (de focale 6 mm ou 12 mm) est

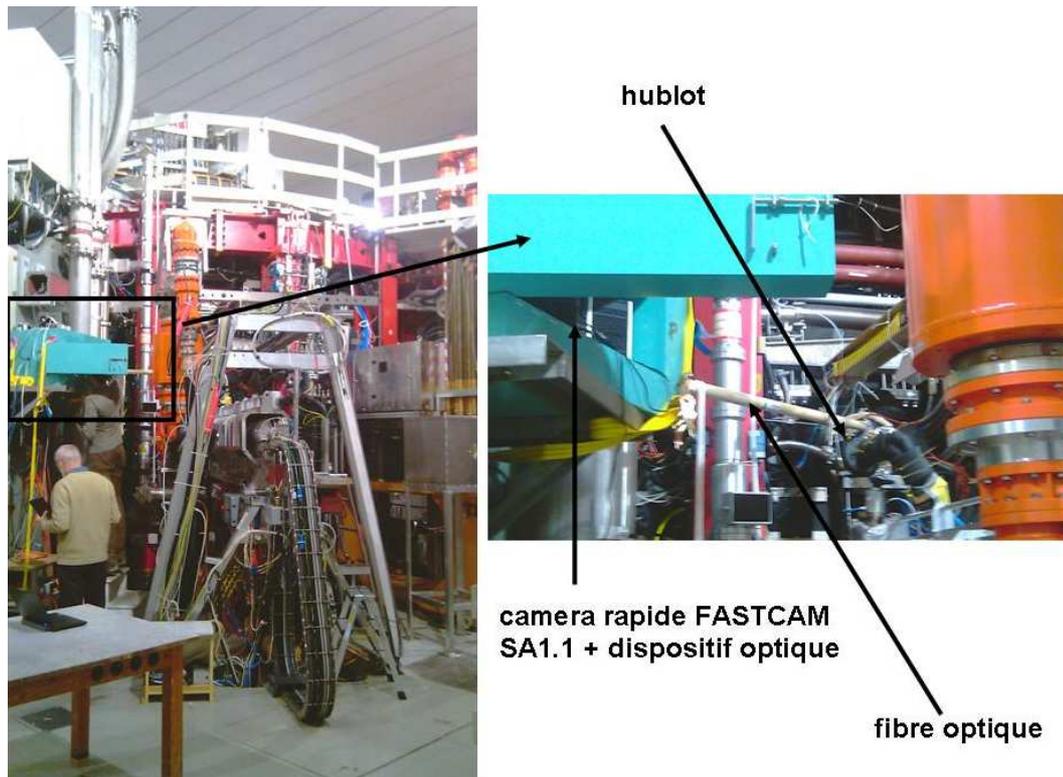


Figure 1.27: Photographie prise sur le réacteur ASDEX Upgrade (Garching, Allemagne) montrant le dispositif optique et l'éloignement de la caméra.

placé face au hublot permettant de collecter la lumière directement émise par le plasma sur une section assez large du tore. Celle-ci est donc collectée puis transmise jusqu'à la caméra via une fibre optique (en réalité tout un réseau de fibres très condensées correspondant chacune à 1 pixel sur le capteur). L'utilisation de cette fibre limite la résolution à 256×256 pixels au mieux. Entre la deuxième extrémité de la fibre optique et la caméra sont placés deux objectifs et une lentille permettant à la fois de focaliser les rayons lumineux (afin de concentrer le plus de lumière possible) et reformer l'image sur le capteur de la caméra. La résolution étant dépendante de la fréquence d'acquisition, une image de 256×320 pixels pour la caméra Photron et 256×256 pixels pour la caméra Phantom est finalement obtenue pour une cadence d'acquisition de 10000 im/s ce qui définit la zone utilisée sur le capteur. Cependant il existe de nombreux problèmes liés à la mise au point de tels dispositifs optiques tels que le vignettage qui apparaît lorsque les focales sont mal accordées.

Tout le dispositif optique ainsi que la caméra sont placés dans une caisse jouant le rôle d'un blindage au plomb pour éviter d'endommager le capteur et réduire le bruit dû aux neutrons (boîte verte sur la Fig. 1.27).

1.3 Conclusion

Ce chapitre a permis de mettre en évidence toute l'importance du choix des matériaux constituant les différentes parties du réacteur (parois, divertor ou limiteurs, etc...), qui doivent être capables de résister au mieux à d'importants flux de particules énergétiques et supporter des températures très élevées et qui peuvent être très inhomogènes en fonction des zones du réacteur considérées. Ainsi les propriétés thermiques, mécaniques des matériaux mais également leurs propriétés chimiques (réactivité avec le combustible) sont des critères essentiels dans les choix à effectuer sur le design du futur réacteur ITER, de manière à éviter autant que possible la création de poussières et leur transport au sein du plasma. Pour cela une connaissance rigoureuse de la composition ainsi que de la taille des particules est indispensable pour évaluer les risques de pénétration de ces particules dans le plasma de coeur (les propriétés du transport étant directement reliées à ces grandeurs) ou leur rôle particulier dans la rétention du tritium qui pose un grave problème de sûreté. Bien évidemment il est également crucial d'étudier différents scénarios de décharge, de manière à connaître ceux qui favorisent ou non de tels phénomènes d'érosion des composants. De cette façon il sera possible de retenir un jeu de scénarios performants pour ITER.

Un grand nombre de diagnostics (optiques, électriques, imagerie) est donc nécessaire pour obtenir les informations les plus précises concernant ces poussières et il est impossible de dé-corréler les études menées sur la caractérisation ex-situ (taille, morphologie, composition chimique, etc...) et l'étude in-situ (zones de formation, vitesse, taille, etc...). Ceux-ci sont plus ou moins performants selon les conditions d'observation et possèdent chacun leurs avantages et leurs inconvénients.

Pour résumer, la diffusion laser permet d'évaluer la taille ainsi que la densité de poussières présentes dans le plasma. La taille de poussière détectable dépend de la longueur d'onde du laser utilisé (le plus souvent $\lambda_{laser}=1064$ nm) et se situe entre quelques dizaines de nanomètres à quelques micromètres. Cependant aucune information concernant la vitesse des poussières n'est accessible avec ce type de diagnostic. Avec l'imagerie rapide, il est possible d'enregistrer les trajectoires individuelles de particules et d'estimer leurs vitesses (des vitesses entre quelques 10 ms^{-1} jusqu'à 1 kms^{-1} ont ainsi été estimées dans les différents tokamaks) mais il reste très compliqué de déterminer leurs tailles. La taille minimum de détection dépend essentiellement de la luminosité émise par la poussière et bien évidemment des paramètres d'enregistrement de la caméra (cadence d'acquisition, temps d'ouverture, etc...). Quant aux cibles d'aérogel, récemment étudiées, elles permettent de capturer des poussières pendant la phase plasma sans les détériorer. Une évaluation de leur taille, de leur morphologie ainsi que de leur vitesse est ensuite possible.

Cependant pour avoir de véritables caractéristiques concernant ces poussières (position, vitesse, accélération, etc...) et en retirer ainsi des informations pertinentes, il est nécessaire d'avoir recours à la stéréoscopie. Ce principe est basé sur l'installation de deux caméras ou plus ayant une zone de recouvrement commune et suffisamment importante. L'intérêt est donc de pouvoir observer les poussières sous des angles différents et d'en extraire ainsi des informations à trois dimensions. Les premières mesures ont ainsi été

réalisées en fin d'année 2010 sur ASDEX Upgrade et les premières résultats sont prévus pour le printemps 2012.

Chapitre 2

Développement et validation d'un outil de détection et de suivi de poussières dans les plasmas.

Sommaire

2.1	Présentation d'un outil d'analyse: l'algorithme "TRACE"	60
2.1.1	Principe général de l'algorithme	62
2.1.2	Traitement d'image	64
2.1.3	Détection	66
2.1.4	Suivi	75
2.1.5	Classification	78
2.1.6	Présentation des résultats	80
2.2	Validation du code	82
2.2.1	Validation manuelle	82
2.2.2	Validation par expérience test	83
2.2.3	Validation numérique du suivi	101
2.3	Étude de l'influence du flux de gaz sur la dynamique des poussières.	104
2.3.1	Contexte de l'étude	104
2.3.2	Influence du flux de gaz sur le transport des poussières	105
2.4	Tests et améliorations en cours de l'algorithme TRACE	111
2.5	Conclusion	112

2.1 Présentation d'un outil d'analyse : l'algorithme "TRACE" (TRAcking and Classification of pinpoint Events)

Dans certains domaines scientifiques, il est parfois nécessaire de reconstruire avec précision la trajectoire de certains objets de manière à connaître leur mouvement, à caractériser leur dynamique spatio-temporelle et de pouvoir ainsi comprendre et prévoir certains phénomènes physiques. On peut citer pour exemples, la détection et le suivi de cellules traceuses utilisées en imagerie médicale [SK05] pour détecter et prévenir d'éventuelles pathologies, de particules dispersées dans un milieu continu dans les systèmes colloïdaux [CG96], ou encore le suivi d'insectes [LL04] dans les sciences du comportement chez l'animal pour mieux comprendre leur façon de vivre ou de se déplacer seul ou en groupe. Dans certains cas précis il est important de pouvoir connaître les trajectoires individuelles de ces objets parmi le mouvement d'ensemble. La méthode PIV (Particle Image Velocimetry) [GLP04],[BHP⁺08], couramment utilisée pour caractériser le mouvement d'ensemble d'un fluide, n'est donc pas applicable dans ce genre d'études.

En physique des plasmas, que ce soit dans le cadre des plasmas de fusion ou des plasmas de laboratoire, la présence de particules au sein du plasma peut avoir des conséquences très néfastes sur le bon fonctionnement de certaines applications. Dans certains secteurs industriels utilisant des procédés plasmas pour traiter des surfaces ou élaborer des films minces par exemple, la présence de particules n'est pas souhaitable car celles-ci peuvent contaminer la surface à traiter et ainsi modifier les propriétés physico-chimiques de ces dernières [BHK⁺03]. Dans le domaine de la fusion, où un fonctionnement en continu des réacteurs est nécessaire pour une production permanente en énergie, la présence de particules, issues notamment de l'érosion des parois, peut provoquer une perte en énergie du plasma (refroidissement) par rayonnement (Bremsstrahlung) [KTSJ04] mais également une perte en combustible (par recombinaison des particules carbonées avec le tritium) [ADR⁺06], [KBC⁺09] (cf. chapitre 1). On voit donc ici tout l'enjeu de maîtriser ces phénomènes dus à la présence de particules au sein du plasma.

Pour cela une connaissance approfondie des mécanismes de formation et de croissance des poussières ainsi qu'une description parfaite de leur transport au sein du plasma est nécessaire. Dans ce but, un outil très performant, entièrement automatisé, nommé **TRACE** (**TR**Acking and **C**lassification of **pinpoint** **E**vents) a été développé durant cette thèse, permettant de détecter et de suivre des particules individuelles avec une grande précision même dans des conditions extrêmes. Celui-ci peut donc permettre, à partir de mesures stéréoscopiques (en 3D à l'aide de deux caméras), de connaître rigoureusement les zones de formation des poussières, leur dynamique spatio-temporelle et donc de mieux décrire et comprendre leur transport au sein du plasma. Pour des mesures à deux dimensions (une seule caméra), seule une projection de la trajectoire peut être obtenue et suivie dans une large gamme de conditions pouvant conduire toutefois à un certain nombre de déductions pertinentes. Une interface graphique, ainsi que de nombreux outils d'analyse et de visualisation ont également été développés permettant un traitement direct des résultats

de manière à faciliter au maximum l'utilisation du code.

Le but de ce chapitre est donc de décrire de manière détaillée le principe de fonctionnement du code qui permet le traitement automatique d'un grand nombre d'enregistrements vidéo ainsi que les différents paramètres mis en jeu lors des différentes procédures. La démarche utilisée pour valider son efficacité et évaluer ses performances, aussi bien par la réalisation de simulations numériques que grâce à la mise au point d'une expérience test sur un réacteur diode radio-fréquence à couplage capacitif permettant de générer des poussières carbonées au sein d'un plasma est également présentée.

Devant la très grande quantité de données à analyser (plusieurs dizaines de To) mais également devant la très grande diversité des vidéos (qualité, format, conditions plasmas, etc...), l'ambition première était donc de développer un code entièrement automatisé, pouvant s'adapter à toutes ces conditions d'enregistrement. Cependant, il est évident que selon le type d'expérience et le domaine d'application, les particules à suivre ne devront pas être "perçues" de la même façon et une adaptation des différents paramètres de détection et de suivi sera donc nécessaire. En effet, les particules peuvent soit être perçues comme des objets sombres sur fond lumineux (comme dans le cas de la plupart des plasmas poussieux de laboratoire) ou inversement, c'est-à-dire comme des objets lumineux sur fond plus sombre (comme dans le cas des plasmas de fusion où les particules émettent un certain rayonnement du à un effet de température). Notons que certaines techniques de segmentation d'image [SS04] prennent également en compte le contour de l'objet en question ce qui n'est pas le cas dans cette procédure qui repose uniquement sur un seuillage en intensité. De la même manière dont notre oeil met en évidence une différence de contraste pour différencier les particules du reste de l'information, le code prend en compte la différence d'intensité lumineuse entre particules et image de fond et recherche des pics d'intensité lumineuse. Si souvent un simple seuillage manuel en intensité est suffisant (lorsque tout est clairement différencié), on est souvent confronté à des cas beaucoup plus complexes où ce genre de seuillage n'a aucun intérêt. C'est typiquement le cas dans les études menées dans le réacteur diode disponible au laboratoire ainsi que dans les grands réacteurs à fusion que sont ASDEX Upgrade et Tore Supra. Dans de telles conditions de décharges, souvent complexes à analyser (disruptions, bruit thermique important, fortes variations spatiales et temporelles en intensité, etc...), un seuillage automatique en intensité qui s'adapte à chaque image en fonction de la luminosité environnante s'avère indispensable. En effet, il est important d'avoir à l'esprit que le type de données à analyser conditionne totalement la façon dont on va avoir à les traiter. Cela semble évident mais il n'est pas toujours facile d'appréhender le problème dans son ensemble et la physique qui lui est associée. Pourtant la méthode d'analyse mise en oeuvre ainsi que les paramètres à ajuster en sont totalement dépendants.

Il sera question, dans cette description du fonctionnement du code, de montrer quels sont les paramètres à ajuster et comment les ajuster pour décrire au mieux la physique du problème, car l'information obtenue avec le code devra être ensuite correctement interprétée. Pour donner un exemple, des données issues de caméras rapides ou de caméras lentes ne seront pas traitées avec les mêmes paramètres de détection et de suivi car certains

d'entre eux dépendent fortement de la cadence d'acquisition des enregistrements. En effet si l'on considère une même particule filmée à 1 000 im/s ou 10 000 im/s, on se rend immédiatement compte que sa vitesse de déplacement semblera différente ce qui n'est pas le cas. En revanche la distance parcourue entre deux images successives sera beaucoup plus importante à 1 000 im/s. C'est donc à ce genre de subtilité qu'il faut prêter attention avant de définir les bons paramètres de manière à utiliser la bonne façon de traiter l'information.

Plusieurs problèmes majeurs, dont le temps de calcul ou encore la mémoire de stockage nécessaire, peuvent s'avérer être un obstacle à l'analyse de telles données (à titre d'exemple, les enregistrements issus de la base de données du tokamak Asdex Upgrade représentent ~ 100 Go /jour de données à analyser). C'est pourquoi il a fallu développer un algorithme entièrement automatique capable d'analyser rapidement et avec fiabilité un grand nombre de vidéos (ou d'images). De plus un avantage de cet algorithme réside dans le fait qu'il n'y a pas à pré-traiter le film au préalable (pas de réglages de paramètres LUT) ni à le traiter pendant la procédure (pas de soustraction d'image de fond, ni d'utilisation de filtres spatiaux) contrairement à beaucoup de procédures déjà existantes. Celui-ci doit également permettre d'extraire un grand nombre de trajectoires individuelles sur des pas de temps très longs de manière à suivre certains événements en particulier ou de permettre l'estimation d'un mouvement/comportement d'ensemble en réalisant une analyse statistique sur tout un ensemble de trajectoires.

Nous montrerons à la fin de ce chapitre et dans le suivant, les applications de cet algorithme. La première porte sur une expérience menée au laboratoire et la seconde sur le réacteur à fusion ASDEX Upgrade. Les résultats obtenus concernant la détection et le suivi de poussières dans les plasmas grâce à l'utilisation de cet outil seront présentés.

2.1.1 Principe général de l'algorithme

Tandis que la procédure de détection a été entièrement développée par nos soins, la procédure de suivi mise en place est basée sur un algorithme développé par Crocker et Grier dans les années 90 [CG96]. La procédure de détection a connu d'importantes évolutions en particulier en passant d'un seuillage manuel à un seuillage hybride automatique. Quant à la procédure de suivi elle a été largement améliorée ce qui a permis d'augmenter son efficacité dans la reconstruction des trajectoires des poussières. De plus elle a été largement optimisée pour un gain en temps de calcul et en ressources. Toutes ces modifications ont permis de traiter automatiquement de grandes quantités de données sur des temps relativement courts, l'objectif étant de pouvoir analyser les données au jour le jour dans les grands réacteurs à fusion.

Il est maintenant possible de traiter des vidéos directement sur un serveur distant, la procédure actuelle étant capable de gérer d'éventuelles coupures intempestives de réseau sans arrêter l'analyse. Il est évident que l'algorithme tel qu'il est utilisé actuellement a subi d'importantes modifications et a dû être sans cesse amélioré et adapté en fonction des résultats obtenus et des problèmes auxquels il a fallu faire face.

Au cours de ce chapitre, il est proposé dans un premier temps de faire une description complète de cet algorithme en décrivant les trois principales parties de la procédure (détection, suivi et classification des événements) ainsi que les paramètres qui y sont associés, puis dans un second temps la façon dont il a été validé par l'expérience et les simulations. Pour finir une liste exhaustive de ce qui pourrait être encore amélioré aussi bien pour optimiser les résultats obtenus (extrapolation des trajectoires par exemple) que pour envisager d'autres études sera présentée.

L'algorithme, codé en langage de programmation MATLAB et nommé *TRACE* fait appel à différentes sous-routines, listées ci-dessous, composant le coeur de la procédure et qui seront plus largement décrites par la suite :

TrackParam.m : sous-routine dans laquelle sont regroupés et définis tous les paramètres à ajuster pour chaque partie de la procédure (détection, suivi et classification). Une zone de l'image ainsi qu'une plage de temps peuvent également être définies si l'utilisateur ne souhaite analyser qu'une partie de l'image (souvent appelée *zone d'intérêt*) et/ou qu'une portion du film (de l'instant t à $t+\Delta t$). Ces paramètres sont donc à renseigner avant le lancement de l'analyse. Des valeurs maximales sont implémentées par défaut de manière à analyser toute l'image ou toute la vidéo. Le nombre de dimensions utiles au suivi (coordonnées x et y et intensité) y est également à renseigner.

SetNoise.m : sous-routine qui retourne la valeur du niveau de bruit moyen du film analysé, utilisée lors de la procédure de détection.

Détection.m : sous-routine qui lance la procédure de détection en faisant appel à la sous-routine **seuil_mat.m** utilisée lors du seuillage en intensité et la recherche des pics locaux d'intensité.

Track.m : sous-routine qui lance la procédure de suivi.

Class.m : sous-routine qui lance la procédure de classification des événements.

De manière à faciliter l'utilisation de l'algorithme, un guide d'utilisation (User Guide) a été rédigé et mis à la disposition de l'utilisateur. Celui-ci se trouve en annexe.

L'algorithme est capable d'analyser aussi bien des films (aux formats .avi, .cin et .ser), que des séries d'images (au format .tiff, .png, .jpg). Ces formats supportés par la procédure sont les formats types des enregistrements issus des caméras utilisées lors des diverses campagnes de mesures à savoir les caméras visibles FASTCAM SA1.1 (.avi) et Phantom V7.1 (.cin). Comme il a été précisé auparavant, la résolution d'une image est différente selon le format d'enregistrement utilisé. Pour des films .avi, la résolution est seulement de 8 bits, tandis que pour les films .cin et .ser, la résolution peut être de 12 ou 14 bits. La quantité d'information accessible sera donc plus importante avec des films .cin, que pour des films .avi. Il en est de même si l'on raisonne en terme de format d'image (.tiff et .png en 8 ou 16 bits et .jpg en 8 bits).

Le code est également capable de traiter un très grand nombre d'images (plusieurs centaines de milliers) ou des vidéos très volumineuses (jusque 16 Go) avec une résolution maximale. Lors de l'étude menée sur les trajectoires de poussières dans le réacteur diode, seule la région de l'espace située sous la cathode (typiquement la gaine où sont piégées les poussières) a été étudiée de manière à alléger le temps de calcul. En revanche pour l'étude menée sur le tokamak ASDEX Upgrade (cf. chapitre 3), il a été nécessaire de s'intéresser à toute la zone d'espace accessible, car le but de l'étude est de réaliser une analyse statistique sur le nombre de poussières détectées et de leurs zones de formation en fonction de différentes conditions de décharges.

Dans un souci d'analyser des enregistrements en continu, il est possible de lancer successivement toute une série de films ce qui permet de traiter les données 24H/24H (réalisation d'un *batch* dans le domaine informatique). Il suffit pour cela de renseigner dans un fichier texte, nommé **FileList**, les noms de toutes les vidéos successives à analyser.

Après avoir vu brièvement les généralités sur le code, une description précise du principe de fonctionnement des trois procédures qui composent l'algorithme est proposée ainsi que les paramètres qui y sont associés. Ces trois procédures sont la procédure de détection, la procédure de suivi et la procédure de classification.

2.1.2 Traitement d'image

Pour obtenir une image "simple" à traiter, il est très souvent indispensable d'avoir recours à une modification des caractéristiques brutes de l'image pour rendre un objet (poussière) ou une structure (antenne de chauffage, divertor, etc...) plus visible par exemple. Il existe plusieurs techniques pour cela, telles que la modification des paramètres de LUT ou l'utilisation de filtres (cf Fig.2.1).

Dans la plupart des expériences réalisées en laboratoire ou dans les grands réacteurs à fusion, la présence de certains "objets" statiques tels qu'un défaut, une impureté présente sur le capteur de la caméra ou sur la fenêtre d'observation ou tout simplement un élément de construction du réacteur (paroi, tuile, cathode, etc...) peut s'avérer gênante lors du traitement. En effet ceux-ci peuvent posséder une luminosité bien plus grande que les objets à détecter et être alors considérés comme de possibles particules, augmentant considérablement le nombre de faux positifs (risque de saturation de la mémoire) et rendant le suivi très compliqué. Une méthode simple permettant l'élimination de ces objets est la soustraction de l'image de fond, car ceux-ci étant statiques, ils sont communs à toutes les images et disparaîtront lors de cette soustraction. Cependant cette méthode ne permet pas d'éliminer les structures fluctuantes telles que les fluctuations dues au plasma. Si celles-ci sont lentes comparées à la cadence d'acquisition, il est possible de soustraire à chaque image F_i une intensité moyenne basée sur l'intensité entre l'image F_{i-1} et l'image F_{i+1} . Une autre solution consiste à filtrer chaque image, à l'aide d'un filtre passe bande

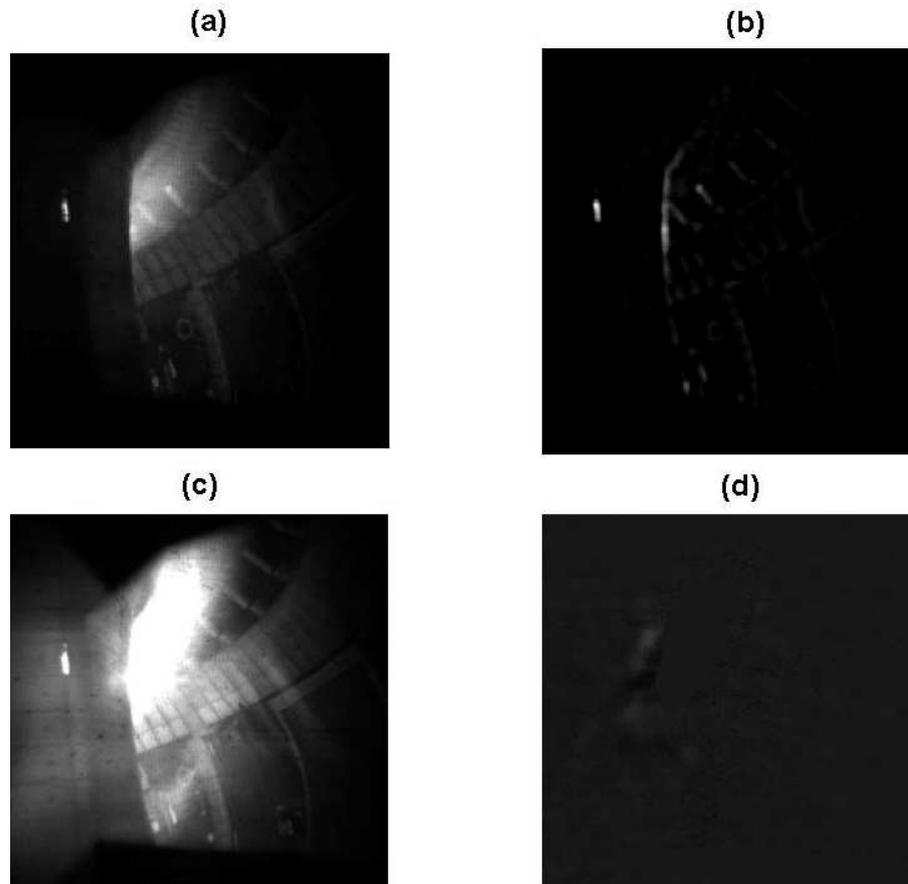


Figure 2.1: Exemple d'images provenant de la décharge # 24002 effectuée dans ASDEX Upgrade montrant les effets d'un traitement d'image. (a) Image brute et (b) image obtenue après avoir été filtrée spatialement avec $L_{min}=1$ pixel (pour discriminer le bruit de fond) et $L_{max}=4$ pixels (pour discriminer les éléments de structure). On considère donc ici des "objets" dont la taille est comprise entre 2 et 3 pixels. (c) Image brute et (d) image obtenue après soustraction de l'image de fond (les "objets" statiques comme les points chauds ainsi que les structures fluctuantes ont disparu).

défini par deux longueurs caractéristiques notées L_{min} et L_{max} , permettant d'éliminer les petites et les grandes structures (typiquement le bruit et les éléments de construction - cathode, antennes de chauffage, etc...-). L'inconvénient majeur qui réside dans ce genre de traitement est la disparition de certains objets statiques intéressants (cf. Fig.2.1(c) et (d)). Par exemple, sur Asdex Upgrade et dans la plupart des tokamaks, il existe de nombreux points chauds stationnaires qui apparaissent sur les différentes structures de la machine et notamment sur les structures d'antennes. Ces points chauds sont dus à un échauffement important des CFPs, suite à un contact avec le plasma (lors de disruptions ou d'instabilités tels que les ELMs) et peuvent être à l'origine de la création de poussières au sein du plasma. Il est donc important de conserver l'information sur ces points chauds. Pour les études menées sur les plasmas de laboratoire, il n'est en revanche pas gênant de soustraire l'image de fond, l'apparition de tels points chauds n'étant pas possible en

raison de la faible température du plasma.

L'efficacité combinée des procédures de seuillage et de suivi utilisées par l'algorithme, permet de s'affranchir de tels traitements. Ceci fait qu'il est donc également possible avec ce code, de détecter et de localiser les points chauds stationnaires existants sur les différentes structures dans les réacteurs à fusion.

Un autre avantage de ne pas soustraire l'image de fond, est de pouvoir analyser les enregistrements image par image (donc indépendamment les unes des autres), ce qui permet d'envisager une éventuelle parallélisation de l'algorithme pour augmenter encore le gain en temps de calcul.

2.1.3 Détection

L'algorithme de détection est basé sur une procédure divisée en deux étapes : la première consiste en une segmentation d'image effectuée grâce à un seuillage en intensité et la seconde consiste à identifier des pics locaux d'intensité. La segmentation d'image a pour but de simplifier l'information contenue dans l'image en séparant les pixels d'intérêt, représentant entre autre les poussières, de l'image de fond. Ceci s'effectue en comparant la valeur de chaque pixel avec un seuil d'intensité noté Thr . Tous les pixels ayant une luminosité supérieure à Thr sont considérés comme les pixels d'intérêt tandis que les autres sont considérés comme appartenant à l'image de fond. Bien entendu un tel seuillage peut être choisi manuellement par l'utilisateur ou défini automatiquement parmi différentes techniques [SS04] selon le type d'image à analyser.

La version de base du code permettait uniquement à l'utilisateur de fixer manuellement le seuil en intensité. Bien évidemment l'efficacité d'un tel seuillage est très rapidement limitée et s'avère très peu efficace dans des conditions extrêmes, habituelles dans les plasmas (fortes variations d'intensité, forte densité en particules, non uniformité en taille des particules, etc...). Dans la plupart des cas rencontrés, non seulement l'intensité des images n'est pas homogène dans l'espace mais celle-ci varie également beaucoup au cours du temps. En effet, chaque image possède une intensité lumineuse qui lui est propre et il n'est donc évidemment pas correct d'utiliser un seuillage manuel.

L'idée était de pouvoir faire varier ce seuil et de l'adapter en fonction du type d'image à traiter. Une première approche consistait donc à considérer un seuil de détection automatique "global" nommé $ThrGlob$ (comme *global thresholding*), défini à partir de la valeur moyenne de l'intensité lumineuse calculée à chaque image. Cette procédure s'est avérée efficace lors du traitement des films réalisés sur les expériences de laboratoire mais a rapidement montré ses limites dans des conditions plus extrêmes comme celles rencontrées dans les plasmas de fusion, notamment du fait d'images fortement bruitées ou à très fortes variations lumineuses (disruption, ELMs, etc...). Dans ces cas précis, de nombreux faux positifs ont pu être constatés, l'algorithme retenant de nombreux pixels de bruit ainsi que de nombreux pixels définissant les bords de transition forte/faible intensité lumineuse

comme étant de vrais positifs (cf. Fig.2.2).

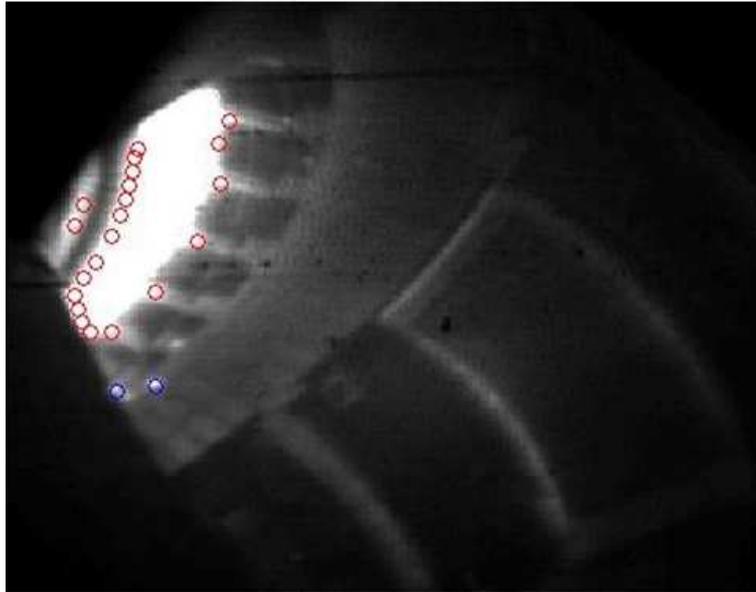


Figure 2.2: Exemple de film (décharge AUG #24778) où sont présents de nombreux faux positifs dans les transitions faible/forte intensité lumineuse en ne considérant qu'un seuillage "global" ThrGlob. En rouge : les faux positifs et en bleu : les vrais positifs (poussières, points chauds, etc...).

Il a donc fallu prendre en compte tous ces problèmes pour arriver à la procédure de détection actuelle qui s'avère très efficace même dans les cas extrêmes. Celle-ci s'appuie sur la définition de 4 critères à respecter, possédant chacun un degré de sélectivité plus ou moins important selon le type d'image que l'on analyse : 3 critères de seuillage en intensité et le critère de pic local d'intensité (cf. Fig.2.3). Pour être retenu comme étant un pic d'intensité lumineuse et être considéré comme une probable particule, le pixel considéré doit donc satisfaire à un instant donné à ces 4 critères simultanément. Une présentation de ces différents critères ainsi que de la procédure utilisée pour discriminer les événements détectés est donnée dans les sections suivantes.

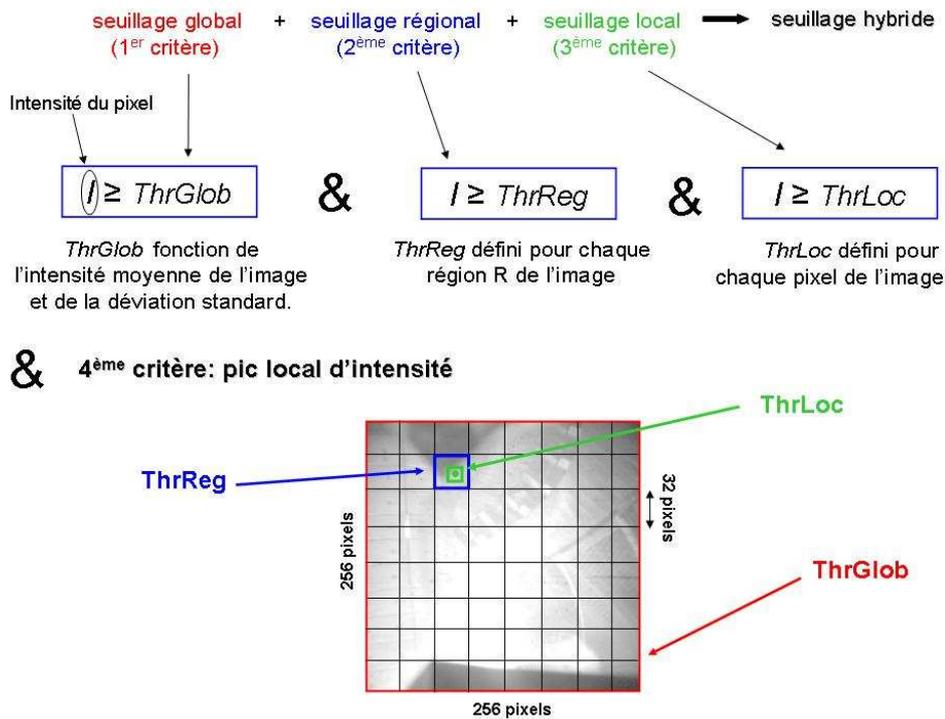


Figure 2.3: Schéma montrant les différents critères utilisés lors du seuillage en intensité dans la procédure de détection (où I définit l'intensité du pixel considérée) ainsi que les zones de l'image où s'appliquent chacun des critères de seuillage : sur toute l'image pour $ThrGlob$, dans une zone de 32×32 pixels pour $ThrReg$ et dans une zone de 7×7 pixels pour $ThrLoc$.

Problème du bruit de fond

La présence d'un bruit constant dans les vidéos (cf Fig.2.4) similaire à de la "neige" présente sur un écran de télévision, dépendant fortement des réglages de la caméra utilisée et des conditions d'enregistrement, posait de nombreux problèmes.

En effet ce bruit typique satisfaisait souvent les 4 critères de sélection et augmentait considérablement le nombre de faux positifs, au point de saturer la mémoire et provoquer l'arrêt de la procédure. Pour discriminer ce bruit, propre à chaque vidéo, du reste de l'intensité de l'image et minimiser ainsi le nombre de faux positifs, une nouvelle sous-routine nommée *SetNoise* a été implémentée dans l'algorithme. En se basant sur l'analyse d'images noires contenant uniquement du bruit, il est en effet possible de déterminer automatiquement par un processus d'itération, une valeur limite en intensité au-dessus de laquelle aucun pixel n'est détecté par la procédure de seuillage. Cette valeur est appelée *noiselevel* et est notée N . Ainsi pour ces images très bruitées de nombreux événements seront détectés en dessous de ce seuil mais aucun au dessus. Ainsi avant le début du traitement du film en question, chaque pixel ayant une intensité lumineuse inférieure à l'intensité du niveau de bruit déterminé est ramené à cette valeur permettant ainsi d'éli-

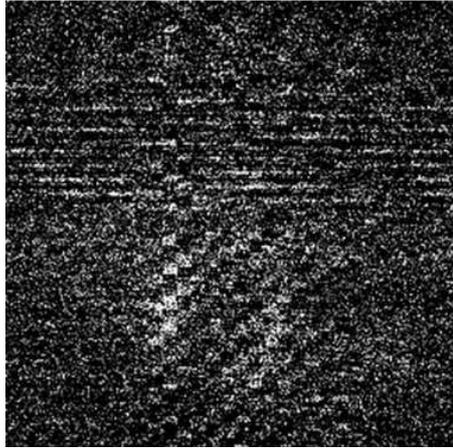


Figure 2.4: Image bruitée typique (décharge AUG #23107) fréquemment rencontrée notamment lors des premières images d'un film à analyser.

miner tous les faux positifs. L'intensité minimale du film considéré est donc égale à la valeur de ce niveau de bruit pour tout le reste de l'enregistrement où d'autres événements plus lumineux pourront être détectés.

Cependant il est possible de se demander s'il n'existe effectivement pas de vraies particules très peu lumineuses noyées dans ce bruit de fond et que l'on serait dans l'impossibilité de détecter en effectuant un tel processus. La réponse est non car dans la majeure partie des vidéos à analyser, les premières images correspondent en réalité à des images noires sans plasma. En effet chaque diagnostic étant déclenché par un signal commun, il existe un laps de temps entre le déclenchement de l'enregistrement et l'allumage de la décharge. Il est donc impossible de détecter une quelconque particule dans ces premières images. Cependant il est possible de rencontrer certains enregistrements possédant une forte intensité lumineuse dès les premières images (déclenchement tardif, début du film coupé, etc...). Par conséquent, le niveau de bruit défini dans ces cas précis est très élevé. Ceci est très problématique dans la mesure où beaucoup de vraies particules risquent de ne pas être détectées dans la suite du film puisque le seuil en intensité minimale fixé automatiquement par la procédure est trop élevé. Ainsi il se peut qu'à certains instants de la décharge, l'intensité des poussières devienne moins importante que la valeur *noiselevel* et celles-ci ne pourront alors pas être détectées par la procédure. Pour pallier ce problème, le calcul du niveau de bruit s'effectue alors sur les 100 dernières images de l'enregistrement qui sont également généralement des images noires très bruitées. Dans les cas extrêmes (et heureusement assez rares), où l'intensité lumineuse est très élevée, à la fois sur les 100 premières comme sur les 100 dernières images du film, il n'est pas possible de déterminer une bonne valeur du niveau de bruit. Celui-ci peut alors être fixé manuellement dans la subroutine *TrackParam.m* à une valeur typique du niveau de bruit commune à la plupart des enregistrements et définie par l'utilisateur par simple visionnage du film. Notons que ce processus est nécessaire lorsque les films à analyser sont très bruités comme cela peut être le cas dans les enregistrements réalisés sur ASDEX Upgrade. En revanche

dans d'autres conditions d'enregistrement, et c'est notamment le cas sur les vidéos prises dans le réacteur diode par la caméra FASTCAM SA1.1, il n'existe pas de bruit moyen et l'utilisation d'un tel processus n'est pas justifiée.

Critères de seuillage

Les 3 critères de seuillage utilisés lors de la procédure de détection et appliqués à chaque image de l'enregistrement sont détaillés ci-dessous :

Le premier critère est basé sur un seuillage "global" noté *ThrGlob*. Il est défini en effectuant la moyenne de l'intensité lumineuse sur l'ensemble des pixels de l'image considérée à laquelle est soustraite la moitié de la valeur de la déviation standard. Cette valeur est donnée par la formule suivante :

$$ThrGlob = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n I_i - \frac{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n ((I_i - \bar{I})^2)^{1/2}}{2} \quad (2.1)$$

avec I représentant l'intensité de chaque pixel de l'image à un instant t donné.

Le choix de cette formule est purement empirique. Comme il a été mentionné auparavant un seuillage basique basé sur l'intensité moyenne de chaque image avait été envisagé et non pas un seuillage hybride. Cependant les résultats obtenus sur les événements détectés étaient loin d'être satisfaisants (beaucoup de faux positifs). De nombreuses autres formules très simples prenant en compte l'écart type ou la variance (qui définissent la distribution autour de cette valeur moyenne en intensité) avec des poids attribués à chacune de ces grandeurs ont donc ainsi été testées sur de nombreuses images types, toutes différentes. Après une vérification minutieuse et chronophage des résultats obtenus pour chacune des images et pour chacune de ces formules, la relation (2.1), permettant d'obtenir le moins de faux positifs dans ces conditions, a été retenue. Cependant l'utilisation de ce critère seul n'était pas satisfaisante, notamment dans les images à fortes fluctuations lumineuses (forts gradients de luminosité) contenant des transitions faible/forte intensité lumineuse (beaucoup d'événements inexistantes étaient détectés sur les bords) et il a donc fallu mettre au point un second critère défini à une échelle inférieure de l'image.

Ce second critère est basé sur un seuillage "régional", noté *ThrReg*. L'image est d'abord divisée en régions, notée R , de 32×32 pixels définissant ainsi 64 régions dans une image de 256×256 pixels (1024 régions pour une image de 1024×1024 pixels, etc...). Ensuite, pour chacune de ces régions R , un seuil dépendant de la différence d'intensité entre le pixel le plus lumineux et le pixel le moins lumineux est défini selon la formule :

$$ThrReg = I_{min}(R) + \frac{I_{max}(R) - I_{min}(R)}{10} \quad (2.2)$$

où R définit une région de l'espace de l'image considérée, $I_{min}(R)$ l'intensité du pixel le moins lumineux à l'intérieur de cette région et $I_{max}(R)$ l'intensité du pixel le plus lumineux.

L'utilisation de ce critère a notamment permis la détection de particules faiblement contrastées par rapport au fond lumineux. De la même façon que pour $ThrGlob$ le choix de cette formule était purement empirique.

En revanche dans les zones de transition faible/forte intensité lumineuse, ce critère s'avérait peu sélectif. Cette observation a amené à la prise en compte d'un troisième critère de sélection défini à l'échelle du pixel.

Le dernier critère est basé sur un seuillage "local", noté $ThrLoc$. Pour chaque pixel de l'image, on calcule la valeur moyenne de l'intensité I_{moy} de l'ensemble des pixels définis dans une zone de $7*7$ pixels autour du pixel considéré. Celle-ci est pondérée par un coefficient dépendant de la différence entre la valeur prise par $ThrReg$ définie dans la région R à laquelle appartient le pixel considéré $ThrReg(R)$ et la valeur minimale de l'intensité de l'image N (*noiselevel*). Il est défini selon la formule :

$$ThrLoc = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n I_i * coef f(ThrReg(R), N) \quad (2.3)$$

Ce critère est le plus sélectif car il est défini sur une échelle spatiale très petite. L'implémentation de ce dernier critère a notamment permis de régler une grande partie des faux positifs présents sur les fameuses zones de transition lumineuse.

Enfin il existe un 4^{eme} critère à respecter qui spécifie le fait que le pixel considéré doit être un pic local d'intensité vis-à-vis de ses pixels voisins définis à l'intérieur d'une boîte de $5*5$ pixels.

Pour qu'un pixel soit détecté par la procédure et retenu comme un événement intéressant, celui-ci doit donc être à la fois considéré comme un pic local d'intensité et sa valeur en intensité lumineuse doit être simultanément supérieure ou égale à $ThrGlob, ThrReg$ et $ThrLoc$.

Cette procédure de détection, reposant sur la combinaison de ces quatre critères, qualifiée de seuillage "hybride", est très efficace. Elle permet de réduire drastiquement le nombre de faux positifs sur l'ensemble des images types étudiées et particulièrement dans les cas très complexes décrits précédemment. Elle permet ainsi de s'affranchir de traitements d'image très lourds à effectuer avant l'analyse mais souvent indispensables dans la plupart des algorithmes existants [HBW03], ce qui constitue une grande étape dans l'automatisation de cet algorithme d'analyse.

Sélectivité des différents critères

Pour juger de la grande efficacité de cette procédure de détection, voici deux images très significatives (cf Fig. 2.5), correspondant à des cas complexes. La première est caractérisée par de fortes variations d'intensité lumineuse (typiquement une disruption) et la seconde est une image très fortement bruitée dans laquelle sont présentes quelques particules peu lumineuses. Ces deux images (de numéros respectifs 20577 et 20732) sont issues d'une vidéo enregistrée lors d'une décharge disruptive en mode H (décharge # 24002) effectuée dans le tokamak ASDEX Upgrade lors de la campagne 2008-2009.

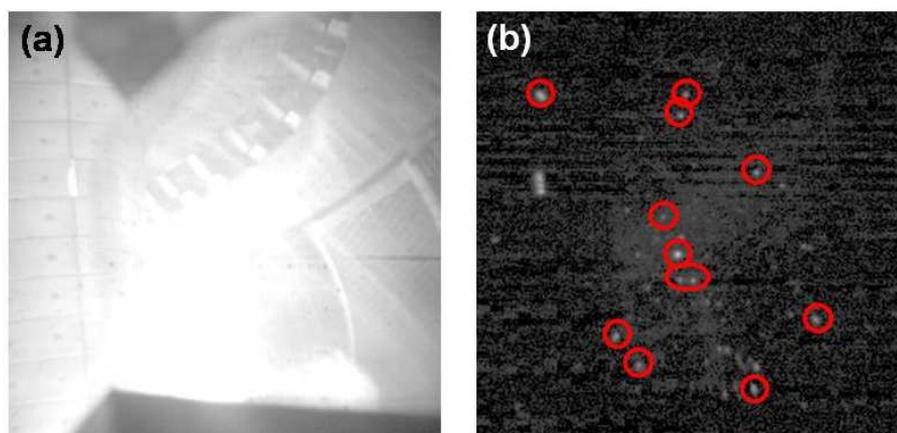


Figure 2.5: Exemples types d'images complexes à traiter issues de la décharge # 24002 effectuée lors de la campagne 2008-2009 dans le tokamak ASDEX Upgrade. (a) Image à fortes variations d'intensité lumineuse : ici une disruption (image 20577) et (b) image fortement bruitée contenant des particules peu lumineuses (image 20732).

Avant le début de la procédure de détection tous les pixels sont considérés comme des événements potentiels et ils sont ensuite éliminés par les différents critères de seuillage définis précédemment. Les pixels non éliminés par le seuillage sont donc retenus comme des événements pouvant correspondre à d'éventuelles poussières.

La table 2.1 donne le nombre final d'événements retenus après seuillage ainsi que le nombre d'événements discriminés par chacun des 4 critères. On peut remarquer que le nombre total de pixels retenus et éliminés dépasse dans les deux cas 65536 (correspondant à une image de 256*256 pixels). En effet certains pixels peuvent être éliminés simultanément par deux critères différents ayant ponctuellement la même valeur.

Table 2.1: Nombre final d'événements retenus après seuillage et nombre d'événements éliminés par chacun des 4 critères, montrant leur degré de sélectivité respectif pour chacune des deux images précédentes (20577 et 20732).

Image	Nombre final d'événements détectés	ThrLoc	Maxloc	ThrReg	ThrGlob
20577	4	37949	1046	99	26540
20732	58	51767	4107	11474	0

Dans une image où aucune particule n'est présente (image 20577 correspondant à la disruption), on peut constater que le nombre d'événements détectés est très faible (seulement 4 événements), tandis que dans le cas de l'image 20732, 58 événements sont détectés. Le but est maintenant de savoir si ces événements correspondent à de faux positifs ou au contraire à de "vrais" événements.

Leur localisation est montrée dans la figure 2.6 où les événements détectés sont cerclés par des ronds jaunes.

On peut remarquer que les 4 détections effectuées par la procédure pendant la disruption, correspondent en réalité à des points chauds localisés sur la paroi du réacteur suite à l'impact d'un flux de particules très énergétiques sur cette dernière (cf Fig. 2.6 (c)). Concernant les 58 événements présents à l'image 20732 (cf Fig. 2.6 (d)), 3 points chauds sont mis en évidence (en haut à gauche de l'image), tout le reste représentant de véritables particules. Aucune fausse détection n'est commise dans ce cas. Ceci montre toute l'efficacité de cette procédure de détection totalement automatique dans ce type d'images très souvent rencontrées dans les enregistrements. Il est important de préciser que dans la figure 2.6, une modification des paramètres LUT a été réalisée pour faciliter la visualisation des particules parfois peu évidentes à observer à l'oeil nu. Les événements détectés (cerclés de jaune) décrits ici ont été identifiés (points chauds, particules) lors de la procédure de classification (cf. section 2.1.5).

La table 2.1 met en évidence l'importance relative de chaque critère selon le type d'image analysée. Si le critère *ThrLoc* est le plus important dans les deux cas, on peut noter l'influence de *ThrGlob* dans l'analyse de l'image 20577 et de *ThrReg* pour l'image 20732.

La combinaison de tous ces critères est donc nécessaire et apparaît donc ici très efficace dans ces environnements complexes souvent rencontrés dans les plasmas de fusion.

Paramètres de détection

Le seul paramètre à renseigner dans cette procédure de détection est le paramètre de taille des particules que l'on cherche à détecter. Il est noté *param.diameter*. Celui-ci joue un rôle essentiel en permettant de discriminer le fait que deux maxima locaux très proches correspondent plutôt à deux particules bien distinctes ou alors appartiennent à une même particule très large (de plusieurs pixels) ayant une luminosité inhomogène. Dans la procé-

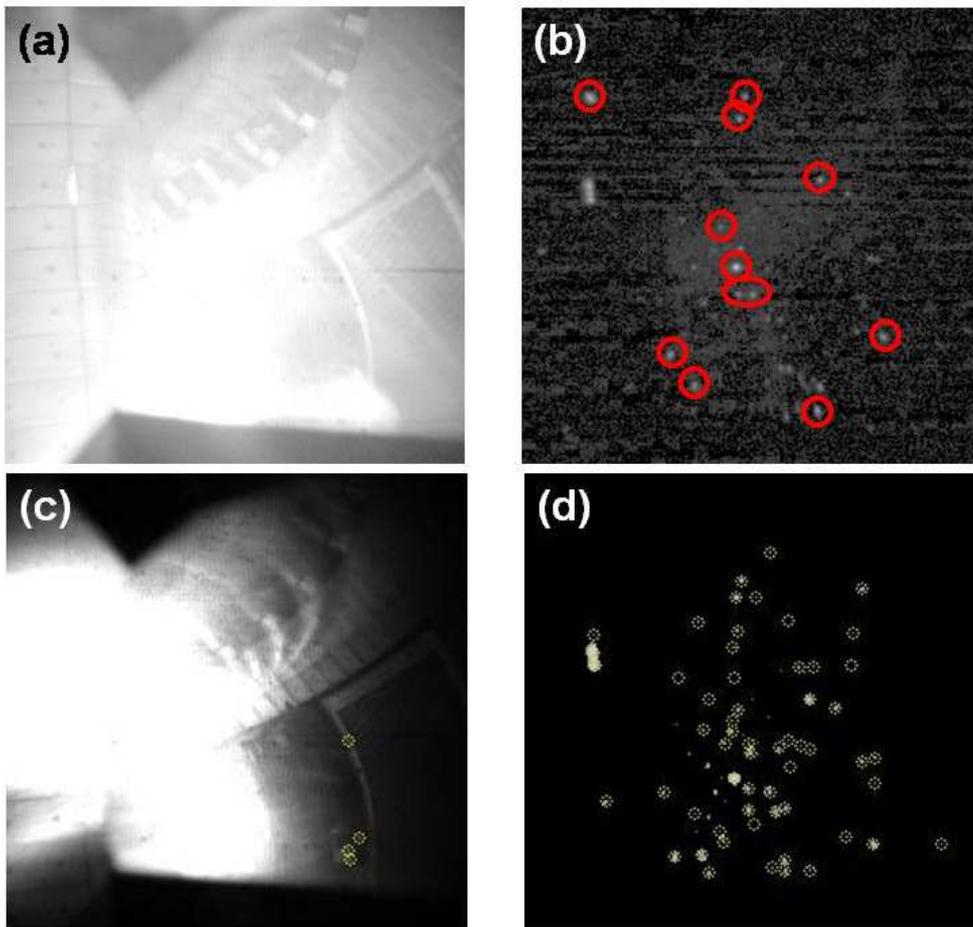


Figure 2.6: Exemples types d'images complexes à traiter issues de la décharge # 24002 effectuée lors de la campagne 2008-2009 dans le tokamak ASDEX Upgrade. (a) Image à fortes variations d'intensité lumineuse : ici une disruption (image 20577) et (b) image fortement bruitée contenant des particules peu lumineuses (image 20732). (c) Même image que (a) et (d) même image que (b) montrant la localisation des événements (cerclés par des ronds jaunes) détectés par la procédure de détection. Une modification des paramètres LUT a été réalisée sur les images (c) et (d) pour faciliter la visualisation des événements parfois peu évidents à observer à l'œil nu.

dure actuelle, si deux pixels définis comme deux maxima locaux d'intensité sont séparés de moins de deux fois le rayon d'une particule (*param.diameter*), ils ne sont pas considérés comme deux événements distincts. Seul le pixel le plus lumineux sera conservé comme étant le maxima local d'intensité. Les coordonnées spatiales de l'événement correspondant seront donc données par les coordonnées du pixel le plus lumineux. Cette simplification est acceptable dans la mesure où, comparée à la taille caractéristique des particules et à la longueur de leur trajectoire, une précision au pixel est suffisante. Cependant, attention à ne pas surestimer la taille des particules à détecter sous peine d'en détecter moins qu'il n'y en a réellement dans le milieu (cas des milieux denses), ni à la sous-estimer sous peine

de détecter deux maxima locaux d'intensité distincts correspondant en réalité à une même particule inhomogène en intensité (et souvent grande en taille) et finalement surestimer la population réelle de particules.

Cette procédure de détection renvoie la liste des positions des événements détectés pour chaque image ainsi que leur intensité respective. Chaque événement est donc défini par sa position en X, sa position en Y, son intensité ainsi que le numéro de l'image où il apparaît. La liste des positions des événements est ensuite sauvegardée dans un fichier sous forme de matrice nommée *(T/F)PositionList.mat* (T ou F représentant le choix fait entre une analyse en terme de temps ou d'image).

Il faut noter qu'une détection parfaite est impossible dans ce genre d'environnement et il existe toujours la présence de faux positifs, certes en quantité assez faible, mais toujours gênantes pour la reconstruction des trajectoires assurée par la procédure de suivi décrite dans la section suivante.

2.1.4 Suivi

Principe

La procédure de suivi est relativement simple mais son efficacité dépend totalement de la valeur donnée aux paramètres utilisés pendant cette procédure qui sont déterminés par le type d'environnement rencontré (milieu dense, trajectoires aléatoires, vitesses inhomogènes, etc...) et dont le choix est laissé à l'appréciation de l'utilisateur.

Les données issues de la procédure de détection sont présentées sous forme de matrices représentant les positions en X et Y ainsi que l'intensité lumineuse des événements détectés, qui correspondent donc aux dimensions utiles au suivi et ce, à chaque image (ou instant) du film. Ainsi on obtient un très grand nombre d'événements ou particules à chaque pas de temps sans avoir de connexion logique entre ceux détectés à l'instant t et ceux détectés à l'instant $t+1$.

Le problème est donc de les recombinaison correctement afin d'obtenir de "vraies" trajectoires. En effet il faut prendre en compte le fait que ces particules peuvent, soit totalement disparaître, soit apparaître d'une image à l'autre ou alors même disparaître puis réapparaître quelques images plus loin (après passage derrière un objet quelconque, traversée d'une zone de même intensité lumineuse, masquages entre particules, etc...). La principale difficulté se trouve donc dans le fait de ne pas recombinaison la trajectoire de deux particules différentes ou d'en considérer deux distinctes, alors qu'il ne s'agit, en réalité, que d'une seule et même particule. Pour réaliser le suivi, il est donc nécessaire de spécifier un grand nombre de paramètres dont un définissant la distance maximale de déplacement autorisée pour une particule entre deux images successives. Ce paramètre est appelé *param.maxdist* (cf. Paramètres de suivi).

Pour réaliser la reconstruction de trajectoire, l'algorithme de suivi utilise la méthode de minimisation de la distance quadratique moyenne totale proposée par Crocker et Grier [CG96]. A partir de l'ensemble des événements détectés à l'image F_i , le code recherche tout ceux détectés à l'image F_{i+1} , localisés dans un rayon défini par le paramètre *param.maxdist* autour de chacun d'entre eux. Si dans cette zone, plusieurs particules sont trouvées, le code calcule alors la distance quadratique moyenne totale de déplacement des particules pour chaque combinaison possible selon la formule :

$$\sum_{j=1}^{N_p} \sqrt{(x_{i+1} - x_i)^2 + (y_{i+1} - y_i)^2} \quad (2.4)$$

où N_p est le nombre de particules détectées à l'image F_{i+1} dans un cercle de rayon *param.maxdist* autour d'une particule j présente à l'image F_i , représentant l'ensemble des recombinaisons possibles.

La combinaison qui assure un déplacement total minimal entre deux images successives est choisie comme étant la connexion la plus probable entre les particules.

Cette stratégie est très efficace lorsque peu de particules sont trouvées dans cette zone spécifiée par ce paramètre *param.maxdist*, c'est-à-dire dans les cas où le milieu est peu dense en particules (cas des études sur les grands réacteurs à fusion).

Paramètres de suivi

On voit donc ici toute l'importance donnée à la définition des paramètres de suivi utilisés lors de cette procédure et dont la liste complète est donnée ci-dessous :

param.dim : définit le nombre de dimensions utilisées par la procédure de suivi pour re-connecter les particules entre les instants t et $t+1$. Trois dimensions sont actuellement implémentées à savoir la position en X, la position en Y et l'intensité lumineuse des particules, mais seules les deux premières sont utilisées pour la reconnection. Il est possible de travailler avec plus de dimensions, en utilisant par exemple le contour, la couleur de l'objet suivi ou une troisième dimension d'espace en cas d'acquisition stéréoscopiques, sachant que le code est déjà adapté pour travailler à N dimensions.

param.maxdist : comme vu précédemment, il définit la distance maximale autorisée (en pixel) parcourue par une particule entre deux images successives pour être considérée comme une unique particule. En d'autres termes, si une particule parcourt plus que *param.maxdist* pixels entre 2 images successives, la procédure considère deux particules différentes. On retrouve ce cas pour des particules très rapides. Il faut donc faire attention au type d'expérience que l'on a à traiter. S'il s'agit d'un cas où des particules sont rapides à suivre relativement à la fréquence d'acquisition choisie, le choix d'une grande valeur de ce paramètre est souhaitable. Pour suivre des particules très rapides, il est conseillé d'opter

pour une fréquence d'acquisition suffisamment grande afin de garder un *param.maxdist* suffisamment bas et minimiser ainsi la probabilité d'effectuer de fausses recombinaisons. En effet, plus ce paramètre est important, plus la probabilité de trouver des particules dans la zone définie par ce paramètre est importante.

param.trec : définit la durée (en nombre d'image ou en temps) durant laquelle on s'autorise à perdre une particule avant de la retrouver sans considérer une nouvelle particule. Cette hypothèse est importante car très souvent une particule peut être perdue puis retrouvée en sortant du plan focal de la camera avant d'y revenir, en croisant une autre particule (masquage), en passant derrière un objet quelconque ou tout simplement en traversant une zone de même intensité lumineuse.

Par exemple dans un milieu dense en particules, celles-ci sont souvent très proches les unes des autres, et les risques d'occlusions entre deux particules sont très élevés. Il est donc nécessaire d'autoriser un temps de perte minimum. Cependant celui-ci ne doit pas être fixé trop grand car dans le cas d'une densité de poussières importante, la probabilité de reconnecter deux segments de trajectoires différentes devient très importante.

param.good : définit le nombre minimum de positions "réelles" que doit compter un événement pour être pris en compte. En d'autres termes, ce paramètre définit la longueur minimum des trajectoires des événements à considérer. Par exemple si un événement est détecté à l'image 1, puis à l'image 4, puis à l'image 8 (considérant donc qu'il est perdue moins de *param.trec* = 4 entre deux détections), sa durée de suivi est de 8 images mais le nombre de positions "réelles" est de 3. Ainsi si *param.good* est fixé égal ou supérieur à 4, cet événement ne sera pas pris en compte. Dans nos analyses, ce paramètre a été fixé à 0 pour pouvoir observer et étudier des événements très courts, présents sur une seule image, ce qui peut être très utile notamment dans le cadre de l'étude de la fréquence et de la localisation des arcs dans les grands instruments. En effet pour certains types d'arcs, la durée d'apparition est de l'ordre de la μs , ce qui représente au plus une image pour une fréquence d'acquisition typique de 10 000 im/s.

Tous ces paramètres dépendent de la fréquence d'acquisition à laquelle est enregistré le film et doivent donc être adaptés en conséquence. Par exemple si une particule est perdue sur deux images à une fréquence de 10 000 im/s, elle sera perdue sur quatre images à 20 000 im/s. Ainsi il faut garder à l'esprit qu'une particule possède une vitesse "relative" qui dépend de la cadence d'acquisition choisie tandis que sa vitesse absolue (réelle), reste la même.

Cette procédure recombine et construit les trajectoires à partir de la liste obtenue lors de la détection. La liste des positions des événements est réorganisée en trajectoire à partir des paramètres de suivi définis. Chaque trajectoire est ensuite identifiée par un numéro correspondant à un événement bien précis. La liste des trajectoires est ensuite sauvegardée dans un fichier sous la forme d'une matrice notée *Tr.mat*.

2.1.5 Classification

Principe

Lorsque la procédure de suivi est terminée, un classement des événements détectés et suivis est effectué à partir des paramètres de classification. Il est donc possible de classer les événements en plusieurs catégories en fonction de leur temps de suivi ainsi que de leur déplacement total entre la première et la dernière image où ils sont détectés. La procédure différencie ce que l'on appelle les "vraies" particules (caractérisées par des temps de suivi et des déplacements très longs), les "autres événements" (trajectoires et déplacements plus courts), les points chauds et réflexions (très persistants, de très faible déplacement et ayant une décroissance en intensité au cours du temps) ainsi que les arcs et neutrons (événements très brefs et très lumineux).

Dans la catégorie que l'on appelle "vraies" particules nous avons choisi d'implémenter un critère supplémentaire basé sur la présence effective d'une particule. Un ratio est donc calculé entre le nombre de fois où elle apparaît "réellement" sur le nombre total d'images entre la première et la dernière fois où elle est détectée. Nous avons fixé ce ratio à 80%. Ceci permet simplement de discriminer les particules que l'on suit "réellement" longtemps de celles que l'on suit longtemps mais de manière discontinue, c'est-à-dire celles qui sont souvent perdues au cours de leur détection mais qui respectent le critère de perte maximum autorisé *param.trec* entre chaque détection. Les particules détectées plus de 80 % du temps sur l'ensemble de leur trajectoire sont appelées "vraies" particules tandis que les autres sont classifiées comme *UFT* (Unidentified Fragmented Trajectory).

En ce qui concerne les événements persistants mais avec un très faible déplacement, la procédure actuelle les classe en tant que points chauds. Cependant d'autres événements peuvent posséder les mêmes caractéristiques tels que les réflexions lumineuses sur la paroi par exemple. Un moyen de les discriminer serait alors de pouvoir estimer localement la température des parois où sont détectés ces événements. Il serait donc possible de recouper les informations fournies par la caméra visible rapide FASTCAM SA1.1 et celles fournies par l'utilisation d'une caméra infrarouge pour permettre d'affiner encore les résultats et discriminer un grand nombre d'événements avec précision. Cependant la procédure actuelle ne permet pas un tel degré de précision et il serait alors plus juste de parler de points "brillants" ce qui permettrait d'englober dans une même catégorie les points chauds et les réflexions. Cependant dans la suite de ce manuscrit, nous conserverons uniquement le terme de points chauds.

Concernant les événements très brefs et très lumineux, il est possible de détecter deux types d'événements, à savoir les arcs et les neutrons. Ces événements très rapides sont caractérisés par leur très faible durée d'apparition, en général une image pour une fréquence d'acquisition typique de 10 000 im/s. Le bruit thermique visible sur les enregistrements, possède également une signature temporelle similaire. Bien que la procédure de détection soit très efficace, il est parfois possible de détecter et prendre en compte quelques pixels

de persistance temporelle très brève lors de l'analyse comme du bruit ou des phénomènes d'arcs (cf. section 3.6). Tous ces événements qui se confondent à faible cadence d'acquisition possèdent cependant une intensité plus ou moins importante et une durée de vie qui est leur est propre. Un moyen de discriminer tous ces événements entre eux est donc de prendre en compte leur intensité lumineuse ou d'augmenter la cadence d'acquisition de la caméra si l'on ne dispose que d'une seule caméra, l'idéal étant de pouvoir faire des mesures stéréoscopiques.

Paramètres de classification

Les paramètres à définir permettant de classifier tous ces événements sont les suivants :

param.mintrack : est la durée minimale en nombre d'images (ou en temps) définissant un événement persistant. En d'autres termes, si un événement apparaît sur plus que *param.mintrack* images, prenant en compte le fait qu'il peut disparaître moins de *param.trec* images entre chaque détection, il sera alors considéré comme un événement persistant. Ce paramètre est donc très important pour discriminer les courtes des longues trajectoires et définit la durée minimum de la trajectoire des "vraies" particules, des UFT et des points chauds.

param.drealdust : est la distance totale minimale (en pixels) que doit parcourir un événement entre la première et la dernière image où il est détecté pour être considéré comme une "vraie" particule. Il doit bien évidemment satisfaire au critère *param.mintrack*. La distance totale parcourue est calculée selon la relation suivante :

$$d_{tot.} = \sqrt{(x_{i+1} - x_i)^2 + (y_{i+1} - y_i)^2} \quad (2.5)$$

Ce paramètre est donc très important pour discriminer les grands des courts déplacements. Cependant il ne renseigne en rien sur la longueur d'une trajectoire. En effet si l'on prend le cas d'une particule qui oscille, la distance totale parcourue entre la première et la dernière image peut être relativement faible tandis que la longueur de la trajectoire peut être relativement grande. Il est donc évident que la définition de ce paramètre est différente lorsque l'on considère une trajectoire sinusoïdale ou une trajectoire linéaire.

param.dhotspot : est la distance totale maximale (en pixels) que doit parcourir un événement entre la première et la dernière image où il est détecté pour être considéré comme un point chaud. Il doit bien évidemment satisfaire au critère *param.mintrack*.

Ainsi, tous les autres événements ayant un déplacement total compris entre les valeurs *param.dhotspot* et *param.drealdust* ou n'étant pas suivi sur plus de *param.mintrack* images seront considérés comme des événements courts voire très brefs ou à faible déplacement,

formant la catégorie "autres événements".

Encore une fois il est important d'avoir à l'esprit que selon le type de données que l'on veut analyser mais également selon les caractéristiques propres des événements (vitesse, accélération, type de trajectoire, etc...), les paramètres de suivi devront être correctement adaptés. Par exemple la définition de points chauds dans un réacteur à fusion prend tout son sens alors que dans les plasmas poussiéreux de laboratoire où la température est généralement peu élevée, cette définition peut n'avoir aucun sens. De plus, comme nous l'avons vu précédemment, la fréquence d'acquisition du film joue un rôle primordial dans l'évaluation des paramètres de suivi et il en est de même dans celle des paramètres de classification, car la distance parcourue sur un temps donné ou sur un nombre d'images dépend de la cadence d'acquisition de l'enregistrement.

Catégories d'événements

Les événements sont ensuite classés en quatre catégories selon la durée de leur apparition et leur longueur de déplacement (définis par les paramètres de classification) et un numéro renseignant sur leur type leur est attribué. On distingue ainsi :

- les points chauds (type 1). Ils sont sauvegardés dans un fichier nommé *HSArray.mat*.
- les poussières (type 2), ainsi que les particules détectées moins de 80% du temps et appelées *UFT* (type 3). Elles sont enregistrées dans deux fichiers distincts nommés *DustArray.mat* et *UFTArray.mat*.
- les "autres" événements (type 0). Ils sont sauvegardés dans un fichier nommé *DataArray.mat*.

2.1.6 Présentation des résultats

Chaque matrice issue des différentes procédures est sauvegardée dans un dossier (ayant le nom de la vidéo analysée) et nommée par une chaîne de caractère, composée du nom de la variable précédé de F ou T selon le type de donnée choisie (temps ou image), du nom du film analysé, du numéro de la première et la dernière image du film analysé et de la valeur du niveau de bruit *noiselevel* trouvée par la sous-routine **SetNoise.m**.

Pour donner un exemple, la matrice des poussières détectées par l'algorithme dans la vidéo # 23107 enregistrée dans le tokamak ASDEX Upgrade, analysée de l'image 1 à 19415, avec le niveau de bruit *noiselevel* déterminé automatiquement (ici 94), est sauvegardée sous le nom :

$$(F/T)DustArray_23107_1_19415_94 \quad (2.6)$$

Les résultats obtenus donnent accès à plusieurs informations concernant les événements détectés et suivis. Pour chaque événement il est possible de connaître sa plage de temps d'apparition dans le film (première et dernière image où il apparaît), ses positions successives au cours du temps (coordonnées verticales et horizontales), son intensité lumineuse, sa durée ou temps de suivi ainsi que son déplacement total entre la première et la dernière image.

Un outil très utile, nommé **showevents.m** permettant l'ajout des trajectoires de tous les événements sur le film analysé selon un code couleur bien défini (cf. Fig.2.6(c) et (d)) ainsi qu'une interface graphique, ont été développés pour faciliter l'analyse des données et la visualisation des résultats (cf. Fig.2.7).

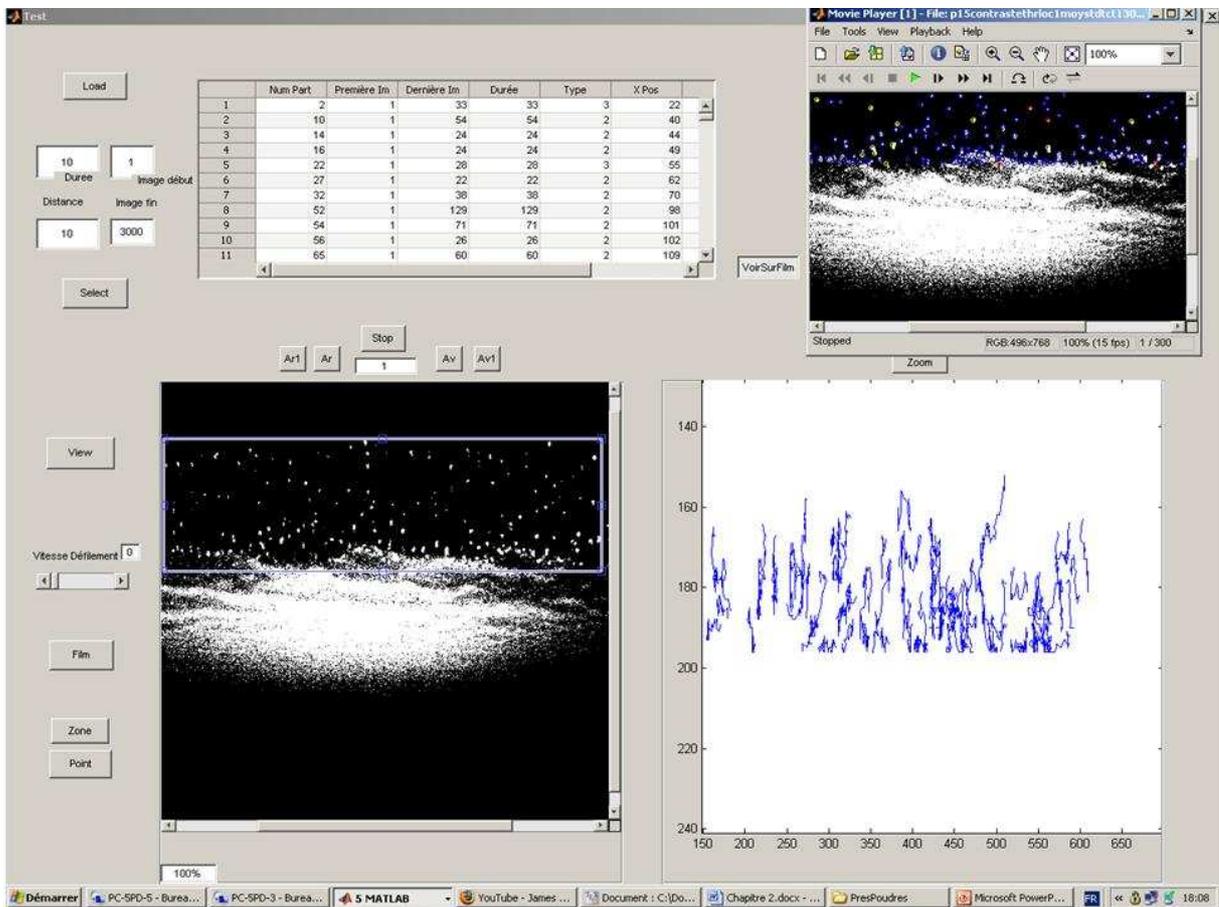


Figure 2.7: Interface graphique permettant une évaluation rapide des résultats. Les trajectoires et les caractéristiques du déplacement de chaque particule présente dans la zone sélectionnée répondant aux différents critères sélectionnés (durée minimum de suivi en pixels, distance minimum parcourue en pixels, plage de temps d'apparition dans le film), sont directement accessibles.

Ainsi il est possible de représenter de manière rapide et directe, les trajectoires de chaque événement et de montrer leur localisation spatiale à chaque instant du film. Pour sélectionner le ou les types d'événements que l'on souhaite visualiser, il suffit de renseigner deux valeurs, à savoir le temps minimum de suivi et le déplacement total minimum. Il est donc possible de sélectionner les particules à plus ou moins longues trajectoires et à plus ou moins grands déplacements. Il est également possible de choisir la plage de temps sur laquelle on souhaite faire cette analyse. Une autre possibilité est de choisir une zone précise de visualisation, une zone d'intérêt, dans laquelle seront représentées toutes les trajectoires de tous les événements sélectionnés par les deux critères cités précédemment.

Un module supplémentaire a été ajouté dans le cadre de l'étude sur les poussières dans le réacteur diode permettant de connaître la vitesse et l'accélération instantanée, l'amplitude et la fréquence d'oscillation de chaque poussière détectée par l'algorithme.

2.2 Validation du code

Pour permettre une analyse automatique et systématique de toutes les données en toute fiabilité, il a fallu valider l'efficacité des différentes procédures (détection et suivi) et s'assurer que les résultats obtenus étaient corrects. Pour cela, trois étapes successives de validation ont été effectuées.

2.2.1 Validation manuelle

Dans le but de valider les procédures de détection et de suivi de manière qualitative, nous avons d'abord vérifié la véracité des résultats obtenus en comparant les trajectoires issues de la procédure automatique et les trajectoires de ces mêmes poussières suivies et validées visuellement sur des enregistrements effectués dans un réacteur diode dont la description détaillée est donnée dans la section *Validation par expérience test*. Étant données les conditions expérimentales très difficiles dans lesquelles ont été réalisées ces vidéos, un pré-traitement par correction des paramètres LUT s'avère nécessaire sur chaque image pour réaliser correctement ce suivi manuel. La précision du suivi entre deux images successives est estimée à 1 pixel. Ce travail demande un temps considérable et il n'est donc pas possible de faire une telle analyse sur un nombre suffisamment grand de poussières pour valider l'efficacité de l'algorithme. Ce travail a donc simplement permis d'avoir une première estimation de la qualité de la détection et du suivi.

Cette étude, réalisée sur plusieurs dizaines de particules [BHP⁺08], a montré que la déviation entre les trajectoires suivies manuellement et celles trouvées par la procédure de suivi n'excède pas 1 pixel, c'est-à-dire environ 20 μm . Un exemple de suivi manuel et automatique d'une poussière, réalisés sur 100 pas de temps (pour une cadence d'acquisition de 500 im/s), est donné dans la Fig.2.8.

Cette très bonne corrélation, retrouvée sur le suivi de plusieurs dizaines de poussières,

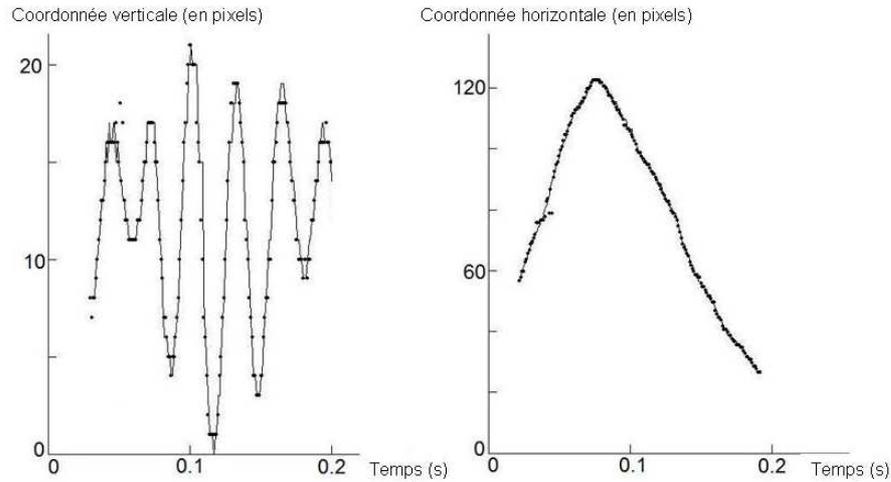


Figure 2.8: Comparaison des trajectoires obtenues manuellement (représentées par des points) et par la procédure de suivi (représentées par une ligne continue) pour une particule suivie sur 100 pas de temps (a) dans la direction verticale (perpendiculairement à la cathode) et (b) dans la direction horizontale (parallèlement à la cathode)

permet à priori de considérer à première vue que l'ensemble de la procédure semble plutôt efficace. Pour confirmer cette première analyse et cette première tendance, l'ensemble de l'algorithme a ensuite été testé grâce à la mise au point d'une expérience test sur un réacteur diode dans des conditions plasmas complexes. Les différentes vidéos analysées lors de cette expérience ont été enregistrées par la caméra rapide FASTCAM SA1.1 décrite au chapitre 1.

2.2.2 Validation par expérience test

Pour valider la robustesse du code et pouvoir à terme étudier la dynamique des poussières dans les plasmas poussiéreux de laboratoire ou dans les grands réacteurs à fusion (c'est-à-dire dans n'importe quel type de décharges), une expérience test avec des conditions expérimentales très défavorables à la détection et au suivi a été mise au point.

Dans les dispositifs expérimentaux ordinairement utilisés pour ce genre d'études, une faible densité de poussières de tailles et de masses bien définies est injectée dans le plasma. De plus, celles-ci sont généralement éclairées par une source lumineuse externe, telle qu'une nappe laser, pour faciliter leur détection. Dans notre dispositif expérimental, les particules sont générées in situ, non illuminées, et simplement vues par contraste avec le fond lumineux du plasma. Les poussières sont très dispersées en taille et leur densité est très élevée. Aucune source lumineuse extérieure n'est utilisée ce qui permet d'éviter d'éventuelles perturbations du mouvement (agitation thermique) dues à un chauffage des particules par le faisceau laser. Ceci permet donc de tester l'algorithme dans des conditions difficiles.

Dispositif expérimental

Les poussières sont créées in situ dans un réacteur diode (cf. Fig.2.9) à couplage capacitif, par injection d'acétylène (C_2H_2) dans un plasma d'argon basse pression, créé par décharge radio-fréquence (13,56 MHz). Le gaz réactif permet l'apport des précurseurs moléculaires à l'origine de la formation des poussières. L'électrode supérieure polarisée ainsi que l'électrode inférieure, mise à la masse, sont en acier inoxydable. Les poussières auraient pu être générées par pulvérisation d'une électrode en graphite [M⁺03] mais les tailles de particules obtenues dans ce cas sont plus petites [PLH⁺08] et insuffisantes pour être observées par caméra rapide. La puissance est transmise du générateur RF (Dressler Cesar 133) à l'électrode supérieure (cathode) via une boîte d'accord permettant un couplage optimal de la puissance. Le vide dans la chambre du réacteur est réalisé grâce à une pompe à palettes (Leybold AS 8-16) permettant d'obtenir un vide limite de 3 mTorr. L'injection de gaz est assurée par des débitmètres massiques individuels à chaque gaz, ce qui permet de contrôler précisément les proportions du mélange gazeux au sein du réacteur. Les différents gaz sont continuellement pompés en même temps que l'injection et le débit est gardé constant au cours de l'expérience. La pression est mesurée à l'aide d'une jauge capacitive (Balzers TPG252). Notons que l'injection et le pompage des gaz s'effectuent sur les côtés du réacteur (cf. Fig.2.9) et non pas au centre de la chambre

Il est très fréquent dans ce genre d'expérience d'utiliser des électrodes plates et circulaires. Cependant, celles employées dans ce dispositif sont rectangulaires, de longueur 7 cm, de largeur 2 cm et d'épaisseur 0.7 cm car il est nécessaire que les poussières se déplacent dans un plan vertical pour faciliter leur observation par caméra rapide. Ceci a l'avantage de limiter l'étude au plan focal de la caméra (profondeur de champ) qui, compte tenu de l'optique utilisée, est de l'ordre de 1 cm, et de rendre ainsi leur détection et leur suivi beaucoup plus efficaces. La distance inter-électrode est de 8 cm.

Le mouvement des particules est enregistré par la caméra rapide FASTCAM SA1.1 équipée d'un capteur monochrome 12 bits CMOS ayant une résolution spatiale de 1 mégapixel à 5400 im/s. Un objectif externe Nikon Micro-NIKKOR de 105 mm associé à une bague allonge ou un objectif Nikon Micro-NIKKOR de 200 mm ont été utilisés, permettant d'obtenir une résolution de l'ordre de 15 μ m par pixel. En contrepartie, cela réduit fortement la zone de netteté correspondant à la profondeur du champ focal. La conséquence directe est que seules les poussières situées dans cette zone de netteté réduite peuvent être étudiées, ce qui peut limiter le temps de suivi, les poussières pouvant en effet sortir du champ focal durant leur déplacement.

Pour obtenir des tailles suffisamment grandes de particules pour être observables à la caméra, des conditions expérimentales, ainsi qu'un protocole bien défini, doivent être respectés. Une exploration paramétrique des conditions de décharge a en effet été effectuée et a permis de retenir le protocole suivant [Zay09]. Tout d'abord un plasma d'argon est créé à une puissance RF de 20 W. Cette puissance est appliquée jusqu'à stabilisation du plasma, c'est-à-dire pendant une minute environ. Celle-ci est ensuite fixée à 10 W de manière à obtenir des particules suffisamment grosses pour notre expérience. L'acétylène

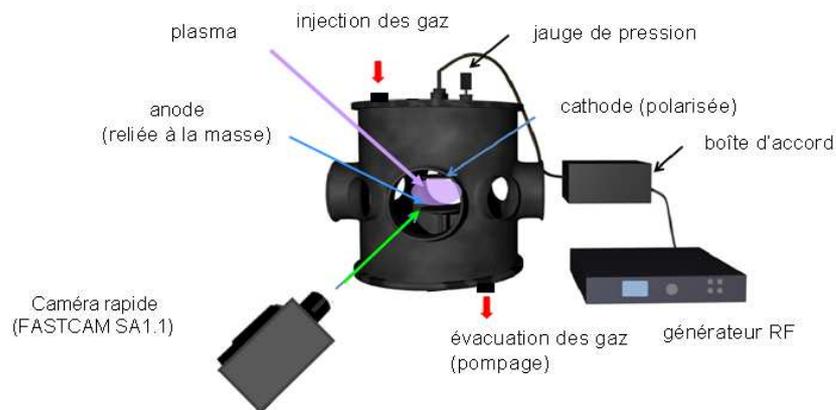


Figure 2.9: Description du dispositif expérimental utilisé pour la réalisation de l'expérience test.

est ensuite injecté. Pour que les particules grossissent à une taille suffisante, la fraction d'acétylène dans le mélange gazeux ainsi que la pression doivent être fixées à des valeurs bien spécifiques. Dans cette perspective, 14% d'acétylène et une pression de 80 mTorr sont un bon choix. Après quelques minutes, des particules d'une taille d'environ 100 μm apparaissent et l'enregistrement peut commencer. Une fréquence d'acquisition de 500 im/s a été choisie car, dans ces conditions précises, le déplacement moyen d'une particule entre deux images successives est d'environ un pixel ce qui est très bien adapté pour tester efficacement la procédure de suivi. Lorsque l'enregistrement du film est terminé, la puissance RF ainsi que l'injection des gaz sont éteintes.

Description de l'expérience test

Comme il a été écrit auparavant, il s'agit de valider ici les différentes procédures grâce à une expérience test. Pour juger de l'efficacité des procédures de détection et de suivi dans une décharge plasma, le dispositif expérimental a été adapté de manière à influencer la dynamique des poussières dans une direction précise. Ainsi il est possible de comparer les résultats obtenus par la procédure automatique avec les principales caractéristiques du mouvement "forcé" des poussières. Notons que les conditions expérimen-

tales choisies s'éloignent beaucoup de celles trouvées habituellement dans la littérature [RNS+07],[VSNF01], [FPM+04], [FPM+05], [AMD99], [WTW07], de manière à tester le code dans des conditions très difficiles, c'est-à-dire dans un milieu à forte densité de poussières non uniformes en taille, à fortes fluctuations d'intensité lumineuse et sans éclairage laser.

Bilan des forces agissant sur les poussières

Lorsqu'elles sont piégées dans la gaine, les poussières sont soumises à l'action de nombreuses forces qui ont, soit tendance à les confiner dans cette gaine ou, au contraire, à les en expulser. Toutes ces forces en compétition dépendent de la taille des poussières soit directement, soit à travers la charge électrique des poussières et peuvent être distinguées en deux classes [Cav07], [Mik08], [GMP99]. D'une part les forces indépendantes de la charge de la particule telles que la force gravitationnelle notée F_g , la force de friction des neutres notée F_n ainsi que la force de thermophorèse notée F_{th} . D'autre part, il y a les forces qui dépendent directement de la charge de la particule, à savoir la force électrostatique notée F_e , la force ionique notée F_i ainsi que la force de répulsion entre les poussières elles-mêmes notée F_{dd} .

Dans les décharges RF capacitives, comme celle utilisée dans cette expérience, les principales forces agissant sur les poussières de tailles micrométriques dans la gaine sont les forces ionique (qui tend à les confiner), électrostatique et gravitationnelle (qui tendent à les éjecter). La force de thermophorèse peut être négligée ici car la puissance RF injectée étant faible ($\sim 10W$), le gradient de température existant dans la chambre à vide du réacteur est par conséquent très faible.

Les expressions de chaque force auxquelles sont soumises les poussières sont données ci-dessous.

1) La force électrique F_e :

Les poussières sont chargées négativement. Celles-ci sont donc soumises à une force électrostatique induite par les interactions coulombiennes entre les poussières chargées et le champ électrique de gaine. Dans le cas d'une particule conductrice de charge Q_p placée dans un champ électrique E , cette force s'exprime par :

$$F_e = Q_p \cdot E \quad (2.7)$$

avec E le champ électrique de gaine vu par la poussière et Q_p la charge de la poussière.

Du fait de la plus grande mobilité des électrons, ceux-ci rencontrent en premier les poussières qui se chargent négativement, ce qui provoque la répulsion des électrons et l'attraction des ions. Pour une poussière isolée, il se crée un équilibre entre le flux d'ions et le flux d'électrons. Les courants ioniques et électroniques, prédits par la théorie OML (Orbital Motion Limited) [All92], s'exerçant sur la poussière, se compensent et la surface

de la poussière acquiert un potentiel ($V_p - V_f$), où V_p est le *potentiel plasma* et V_f est le *potentiel flottant*, généralement inférieur à V_p . On a donc pour une poussière sphérique isolée :

$$Q_p = 4.\pi.\epsilon_0.r_p.(V_p - V_f) = 4.\pi.\epsilon_0.r_p.V_{sp} \quad (2.8)$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide, r_p le rayon de la poussière et V_{sp} le potentiel de surface de la poussière dans la gaine.

2) La force gravitationnelle F_g :

Les poussières du plasma sont soumises à une force de pesanteur (proportionnelle à la masse de la poussière) qui s'exprime dans le cas de poussières sphériques par la relation :

$$F_g = m_p.g = \frac{4}{3}.\pi.r_p^3.\rho_p.g \quad (2.9)$$

avec g l'accélération gravitationnelle, m_p la masse d'une poussière sphérique, r_p son rayon et ρ_p sa masse volumique.

Cette force de pesanteur F_g tend donc à éjecter en dehors de la gaine (en direction de l'électrode inférieure) les poussières ayant atteint une taille critique.

3) La force de friction des neutres F_n :

L'écoulement du gaz dans la décharge induit une force de friction résultant de la viscosité du gaz, entraînant des interactions entre les poussières et le milieu gazeux (transfert de quantité de mouvement entre les atomes ou molécules du gaz et les poussières). Cette force de friction est introduite lorsqu'il existe une vitesse relative entre les poussières et le gaz neutre. Dans les plasmas poussiéreux de laboratoire, cette vitesse relative entre les poussières et les molécules du gaz est plus petite que la vitesse thermique du gaz neutre. Dans ce cas, cette force de friction F_n peut être estimée par la formule d'Epstein [Eps24] et est donnée par la relation :

$$F_n = -\frac{4}{3}.\pi.r_p^2.m_n.n_n.v_{th,n}.(v_p - v_n) \quad (2.10)$$

avec m_n et n_n la masse et la densité des neutres respectivement, v_p et v_n les vitesses cinétiques des poussières et du gaz neutre respectivement et $v_{th,n}$ la vitesse thermique du gaz neutre.

4) La force ionique F_i :

Le champ électrique à l'intérieur de la gaine crée un flux d'ions positifs qui a tendance à attirer les ions du centre de la décharge vers les électrodes et conduit à un transfert de quantité de mouvement des ions positifs vers la poussière : c'est la force ionique F_i . L'expression de cette force agissant sur la poussière est obtenue en intégrant la distribution en énergie des ions $f(v_i)$:

$$F_i = n_i \cdot m_i \cdot v_i \cdot \int_0^{+\infty} \sigma \cdot v_i \cdot f(v_i) \cdot dv_i \quad (2.11)$$

avec n_i , m_i et v_i respectivement la densité, la masse et la vitesse moyenne des ions positifs et σ la section efficace de transfert entre les ions positifs et la poussière.

Cette force s'exerce sur la poussière de deux façons différentes qui dépendent de la façon dont les ions positifs énergétiques transfèrent leur quantité de mouvement aux poussières. La première, où les ions transfèrent leur énergie à la poussière suite à une collision directe et que l'on nomme force de collection $F_{i,coll.}$ et la seconde où le transfert d'énergie se fait par collisions coulombiennes, c'est-à-dire par interactions électrostatiques entre les ions et la poussière et que l'on nomme $F_{i,coul.}$. Dans ce dernier cas, seule une partie de la quantité de mouvement des ions est transférée aux poussières contrairement au premier cas où toute l'énergie est transférée. Les expressions de ces deux forces sont données par les relations :

- pour la force de collision $F_{i,coll.}$:

$$F_{i,coll.} = n_i \cdot \mu \cdot v_i^2 \cdot \sigma_{coll.} = n_i \cdot \mu \cdot v_i^2 \cdot (\pi \cdot b_{coll.}^2) \quad (2.12)$$

avec n_i la densité ionique, v_i la vitesse ionique, μ la masse réduite du système donnée par $\mu = \frac{m_i \cdot m_p}{m_i + m_p}$ et $\sigma_{coll.}$ la section efficace de collection des espèces ioniques donnée par $\pi b_{coll.}^2$ où $b_{coll.}$ est le paramètre de collection. Cette section efficace définit en quelque sorte le domaine à l'intérieur duquel un ion doit se trouver pour être collecté par la poussière.

En exprimant cette section efficace de collection des espèces ioniques, donnée par :

$$\sigma_{coll.} = \pi \cdot b_{coll.}^2 = \pi \cdot r_p^2 \left(1 - \frac{2eV_{sp}}{m_i \cdot v_i^2}\right) \quad (2.13)$$

avec V_{sp} le potentiel de surface de la poussière dans la gaine et en considérant que $m_p \gg m_i$, on obtient finalement pour l'expression de $F_{i,coll.}$:

$$F_{i,coll.} = \pi \cdot n_i \cdot m_i \cdot v_i^2 \cdot r_p^2 \left(1 - \frac{2eV_p}{m_i \cdot v_i^2}\right) \quad (2.14)$$

- pour la force coulombienne $F_{i,coul.}$:

$$F_{i,coul.} = n_i \cdot \mu \cdot v_i^2 \cdot \sigma_{coul.} \quad (2.15)$$

avec $\sigma_{coul.}$ la section efficace du transfert de quantité de mouvement pour les collisions coulombiennes. Cette section efficace est obtenue en calculant l'intégrale :

$$\sigma_{coul.} = 4\pi b_0^2 \int_{b_{coll.}}^{\lambda_{De}} \frac{bdp}{b_0^2 + b^2} \quad (2.16)$$

avec b le paramètre d'impact et b_0 le paramètre correspondant à une déviation de 90° donné par :

$$b_0 = r_p \frac{e \cdot V_{sp}}{m_i \cdot v_i^2} \quad (2.17)$$

L'intégrale de la relation (2.17) est calculée entre les bornes d'intégration $b_{coll.}$ (afin de ne pas prendre en compte dans le calcul les ions collectés par la poussière) et λ_{De} , distance au dessus de laquelle les interactions coulombiennes deviennent négligeables. On obtient donc pour le calcul de la section efficace $\sigma_{coul.}$:

$$\sigma_{coul.} = 2\pi b_0^2 \ln\left(\frac{b_0^2 + \lambda_{De}^2}{b_0^2 + b_{coll.}^2}\right) \quad (2.18)$$

soit pour la force coulombienne $F_{i,coul.}$:

$$F_{i,coul.} = 2\pi b_0^2 n_i \cdot m_i \cdot v_i^2 \cdot \ln\left(\frac{b_0^2 + \lambda_{De}^2}{b_0^2 + b_{coll.}^2}\right) \quad (2.19)$$

Les poussières créées dans ces conditions expérimentales particulières vont donc subir l'influence de ces différentes forces en compétition dont l'importance dépend fortement de leur taille ainsi que de la zone considérée dans la décharge. Le mouvement des poussières ainsi que leur répartition spatiale seront complètement dépendants de l'équilibre existants entre ces forces. Il est donc possible de forcer le mouvement des poussières en perturbant l'équilibre de ces forces.

De manière à pouvoir valider l'efficacité de l'algorithme, il est nécessaire de connaître avec précision au moins une caractéristique du mouvement des poussières. Le but de l'expérience est de provoquer des perturbations de gaine pour induire une réponse collective des poussières à cette perturbation et pouvoir mettre à terme en évidence une corrélation entre le mouvement de ces poussières et les oscillations de gaine induites. La manière la plus simple pour y parvenir est de perturber le champ électrique régnant à l'intérieur de la gaine, une action sur les autres forces étant très compliquée à mettre en oeuvre voire impossible. Afin de forcer les poussières à osciller collectivement, une composante sinusoïdale de faible amplitude ($\sim 1W$) est donc appliquée aux 10 W de puissance initiale, à une

fréquence de 10 Hz, provoquant ainsi une oscillation périodique de la gaine (contraction puis expansion). De manière générale, on peut considérer l'apparition de faibles perturbations d'une grandeur à proportion d'environ 1% de la valeur de cette grandeur. Dans cette configuration, cela signifie qu'une perturbation de 0.1 W serait suffisante. Cependant cette perturbation n'est pas suffisante car le milieu n'est pas perturbé, aucune oscillation de poussière n'est observée. C'est pour cette raison que l'amplitude de la composante sinusoïdale a été fixée à $\sim 1\text{W}$ (soit 10% de la puissance) après avoir vérifié que la décharge n'était pas perturbée (ce qui est le cas car les poussières restent confinées dans la gaine). Quant au choix de la valeur de la fréquence des oscillations, celle-ci a été gardée relativement basse pour permettre aux poussières les plus massives de pouvoir répondre à la fluctuation imposée. Une fréquence plus faible que les fréquences caractéristiques de dynamique des poussières est donc requise. Pour cela il faut calculer la fréquence plasma d'une poussière donnée par la relation :

$$\omega_{pd} = \sqrt{\frac{Q_p^2 \cdot N_p}{\epsilon_0 \cdot m_p}} \quad (2.20)$$

avec Q_p la charge électrique des poussières, N_p leur densité, m_p leur masse et ϵ_0 la permittivité du vide.

La charge Q_p d'une poussière (et donc son potentiel de surface) a été estimé par un calcul issu de la théorie OML (Orbital Motion Limited) [SM02] et une densité N_p de l'ordre de 10^{12} particules par mètre cube a été choisie pour représenter la densité de poussières présentes dans la gaine lors des expériences. Le calcul donne une fréquence de pulsation de l'ordre de 100 Hz pour des poussières ayant une taille de $15 \mu\text{m}$ et de l'ordre de 15 Hz pour des poussières de $100 \mu\text{m}$. C'est pour cette raison qu'une fréquence d'oscillation de la puissance de 10 Hz a été appliquée.

Cette oscillation de puissance provoque, quant à elle, une oscillation de la luminosité du plasma. En effet, lorsque la puissance RF imposée augmente, la polarisation de la cathode augmente ainsi que l'épaisseur de la gaine et vice-versa. Cette variation d'épaisseur de gaine provoque ensuite la variation du champ électrique de gaine. En présence de champs forts, les électrons sont fortement accélérés et excitent les états métastables de l'argon vers des états supérieurs qui se désexcitent en émettant des photons. Ainsi pour une puissance modulée maximum (11W), l'intensité de la luminosité de la gaine est maximum et inversement, pour une puissance modulée minimum ($\sim 9\text{W}$), l'intensité de la luminosité de la gaine sera minimum. Dans nos conditions plasma, l'épaisseur de gaine varie linéairement avec la tension de polarisation appliquée à la cathode, comme nous pouvons le voir sur la Fig. 2.10.

Cette mesure d'épaisseur de gaine est directe via les enregistrements à la caméra rapide. Elle est déterminée en calculant la distance entre le bord de la cathode et le début de la zone lumineuse (calcul automatique de la distance de la cathode à la position de la zone de gradient maximal de luminosité de la gaine). L'épaisseur de la cathode étant connue, elle sert de référence (ceci permet une conversion simple mm/nombre de pixels).

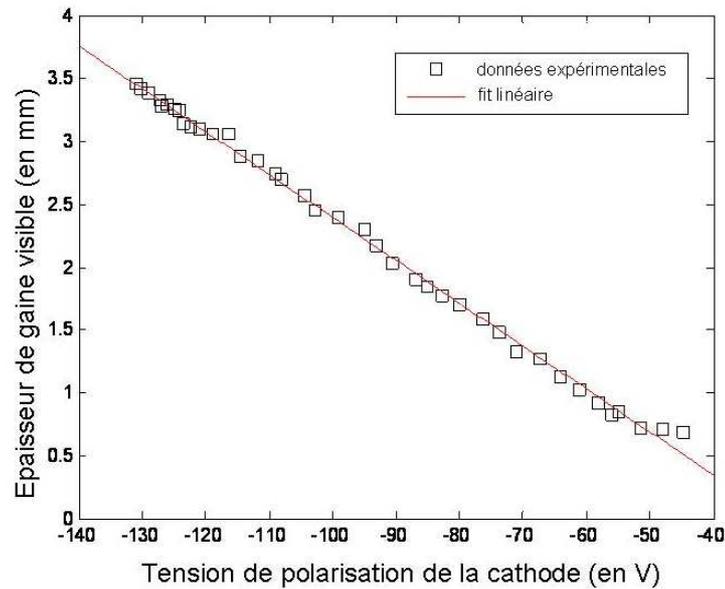


Figure 2.10: *Dépendance de l'épaisseur de gaine visualisée à la caméra rapide vis-à-vis de la polarisation de la cathode.*

Pour illustrer l'influence des fluctuations de gaine sur le mouvement des poussières, l'évolution temporelle des coordonnées de plusieurs poussières a été comparée à l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse de la gaine. Un exemple de cette comparaison est donné pour une particule suivie sur 250 pas de temps dans la Fig. 2.11.

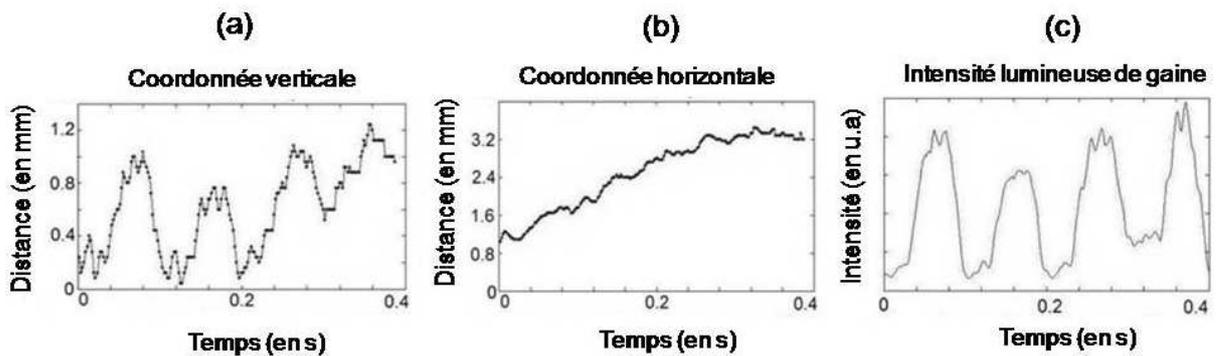


Figure 2.11: *Evolution temporelle du déplacement d'une poussière selon (a) la direction verticale et (b) la direction horizontale comparée à (c) l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse de la gaine.*

On peut vérifier ici qu'il existe une forte corrélation entre le déplacement vertical de la poussière et la luminosité de la gaine (c'est-à-dire le champ électrique) tandis que dans la

direction horizontale, aucune corrélation n'est visible. Cela signifie que la poussière oscille avec les fluctuations de gaine perpendiculairement à la cathode tandis que sa dynamique dans la direction parallèle n'est pas affectée et semble indépendante.

Ce comportement a été vérifié sur un grand nombre d'enregistrements réalisés pour plusieurs fréquences d'oscillation de gaine (10 Hz, 20 Hz, 30 Hz, ..., 60 Hz). Pour des fréquences plus élevées, cette corrélation est moins évidente du fait que les particules les plus massives n'ont pas le temps de répondre à ces fluctuations rapides. Cependant ce comportement oscillatoire vis-à-vis de la luminosité de la gaine est bien représentatif de l'ensemble des poussières piégées dans la gaine.

Ainsi pour estimer statistiquement l'efficacité globale des procédures de détection et de suivi, la cross-corrélation moyenne, notée $C_{l,y}$, entre le déplacement vertical de chaque poussière et la luminosité de la gaine a été calculée. Celle-ci permettant de mesurer la similarité entre les deux signaux est calculée selon la formule suivante :

$$C_{l,y} = \frac{\sum_t^{T-1} [l(t) - \bar{l}] * (y(t + \tau) - \bar{y})}{\sqrt{\sum_t (l(t) - \bar{l})^2} * \sqrt{\sum_t (y(t + \tau) - \bar{y})^2}} \quad (2.21)$$

où $l(t)$ est la série temporelle des fluctuations d'intensité de la gaine moyennée dans la région étudiée, $y(t)$ est la série temporelle de la coordonnée verticale de la poussière considérée, \bar{l} et \bar{y} leurs valeurs moyennées respectives et T la longueur des séries temporelles.

Avec la normalisation imposée (soustraction de la moyenne et division par la déviation standard à chaque pas de temps), cette cross-corrélation est bornée entre -1 et 1. Pour $C_{l,y} = 1$, les deux séries temporelles, intensité et déplacement vertical, sont parfaitement corrélées et sans aucun déphasage, tandis que pour $C_{l,y} = -1$, les deux séries temporelles sont parfaitement anti-corrélées, c'est-à-dire de variations inverses. $C_{l,y} = 0$ indique en revanche une absence totale de corrélation. Pour de vraies poussières (vrais positifs) parfaitement suivies et qui répondent instantanément à la perturbation imposée, la corrélation est égale à 1 tandis que pour des fausses détections (faux positifs) ou dans le cas d'erreurs de suivi, cette corrélation est nulle. Cependant cette affirmation n'est pas tout à fait exacte en raison de l'inertie des poussières vis-à-vis de la perturbation imposée (d'autant plus grande que la masse des poussières est importante) mais on considérera en première approximation que cette hypothèse reste valable.

Il est important de noter que l'utilisation de la cross-corrélation implique d'utiliser des signaux assez longs pour pouvoir l'estimer correctement. Ainsi pour éviter de prendre en compte des poussières suivies très peu de temps et donc de se méprendre sur la justesse de la corrélation associée, seules les poussières suivies sur plus d'une période d'oscillation sont considérées. Sachant que dans les enregistrements étudiés, la cadence d'acquisition est de 500 im/s et que la fréquence d'oscillation de gaine imposée est de 10 Hz, seules les poussières suivies sur plus de 50 pas de temps sont prises en compte.

Résultats

Dans cette étude, seule une région en bordure de la gaine, située sous la cathode et appelée par la suite région d'intérêt, est analysée. En effet, dans cette région de l'espace, les poussières possèdent une oscillation verticale marquée due au fort champ électrique vertical ce qui est très important dans le cadre de notre étude. Celle-ci est située sous la cathode et est représentée sur la Fig. 2.12. Elle est définie sur une boîte de 110*90 pixels. Notons que dans cette expérience les poussières apparaissent comme des points sombres sur fond lumineux. Le code étant écrit pour détecter un pic de lumière, une inversion de l'échelle des couleurs est systématiquement effectuée. Dans cette région de l'espace définie par la région d'intérêt, il n'existe pas de fort gradient spatial de luminosité, bien que celle-ci ne soit pas tout à fait homogène dans la direction verticale et varie fortement dans le temps comme on peut le voir sur la Fig. 2.12.

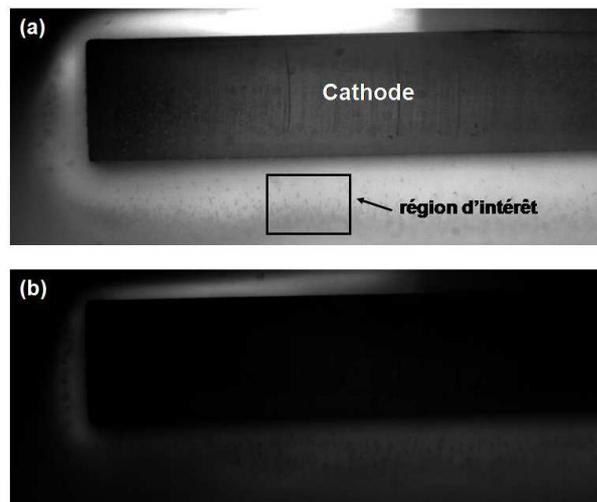


Figure 2.12: Images montrant une forte variation d'intensité lumineuse au cours du temps (a) 5^{ème} image du film analysé et (b) 10^{ème} image du film analysé. La cadence d'acquisition du film est de 500 im/s. En encadré, la zone d'intérêt (110*90 pixels), située sous la cathode, où l'analyse a été effectuée.

Dans la version initiale de l'algorithme seul un seuillage manuel, fixé par l'utilisateur, était implémenté, ce qui ne permettait pas d'ajustement du seuil en fonction des conditions de luminosité rencontrées. C'est pour cette raison qu'un seuillage hybride s'adaptant à chaque image a été implémenté par la suite. De manière à observer l'influence des différents seuils utilisés sur la justesse des résultats obtenus, l'analyse effectuée dans la région d'intérêt pour chaque film traité a été réalisée en considérant différents seuils manuels et le seuillage automatique. Étant donné le faible gradient spatial de luminosité et le fait que la taille de la boîte est suffisamment petite, il s'avère qu'un simple seuillage global en intensité effectué dans la zone d'intérêt est aussi efficace et plus rapide qu'un seuillage hybride adaptatif (une vérification sur quelques exemples a en effet montré des résultats identiques pour ces deux procédures de seuillage). L'analyse des enregistrements sera donc

effectuée en utilisant le seuil global en intensité $ThrGlob$, défini par la relation (2.1) et appliqué à la région d'intérêt. Pour une analyse réalisée sur l'image entière, un seuillage hybride adaptatif est utilisé, mais plus coûteux en temps de calcul.

Pour vérifier l'efficacité de la procédure de détection sous différentes conditions d'illumination, l'évolution temporelle du nombre total de poussières détectées pour deux conditions de seuillage en intensité différentes (un seuillage manuel et le seuillage global automatique), est comparée à l'évolution de l'intensité lumineuse de l'image spatialement moyennée dans la région d'intérêt.

Notons qu'avant d'appliquer le seuillage manuel, un traitement d'image a été effectué de manière à mettre en évidence les poussières à détecter. Pour cela une soustraction de l'image de fond ainsi qu'un filtrage spatial ($L_{min}=1$ et $L_{max}=4$) de l'image ont été effectués, ce qui n'est pas le cas pour l'utilisation du seuillage automatique.

Le nombre de poussières détectées dépend fortement du type de seuillage effectué comme on peut le constater sur la figure 2.13.

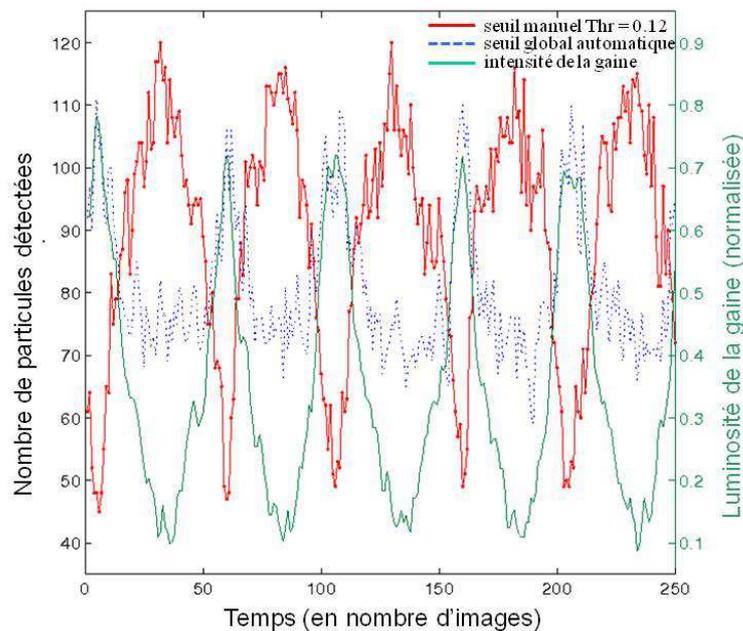


Figure 2.13: Évolution temporelle du nombre de particules détectées avec le seuil fixe $Thr = 0.12$ (courbe rouge) et avec le seuil global automatique (courbe bleue en pointillé) comparée à l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse de la gaine normalisée à 1 (courbe verte échelle à droite).

Lorsque la luminosité de la gaine est importante (cf. Fig.2.14), le nombre de particules détectées est très faible avec le seuillage fixe tandis qu'avec le seuillage automatique celui-ci est maximum. Dans le cas contraire, lorsque la luminosité du plasma est faible (cf. Fig.2.15), on observe l'effet inverse. Pour comprendre ce résultat, il faut analyser plus en détail les deux situations simultanément. Lorsque la luminosité de la gaine est importante, la dynamique de l'image est plutôt faible. En effet l'intensité du pixel le plus lumineux est seulement 10% plus grande que celle du pixel le moins lumineux ce qui signifie que le contraste entre les particules et l'image de fond est très faible. En revanche lorsque la luminosité de la gaine est faible, cette différence d'intensité est de l'ordre de 30% ce qui signifie que les particules sont beaucoup mieux contrastées. Cela est d'autant plus flagrant lorsque l'image de fond est soustraite et le filtre appliqué comme on peut le voir sur les figures 2.14(b) et 2.15(b).

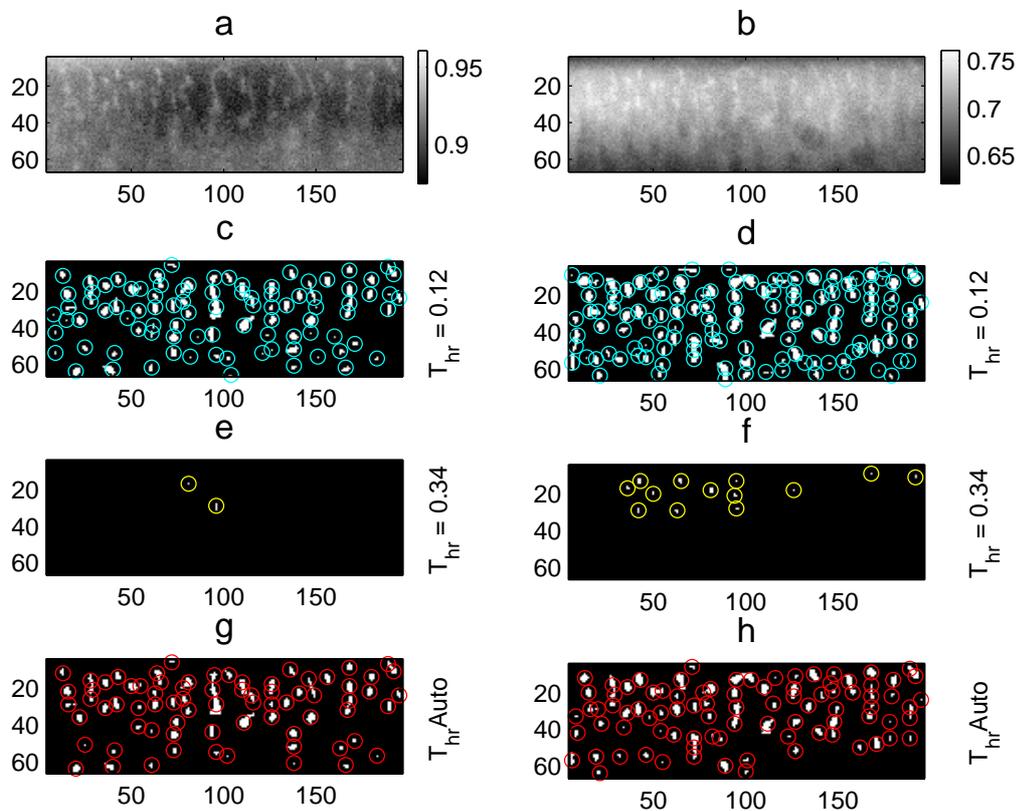


Figure 2.14: Résultats issus de la procédure de détection appliquée à la zone d'intérêt sur la 5^{ème} image du film analysé en Fig.2.12 sur (a) l'image brute et (b) sur la même image avec soustraction de l'image de fond. Les axes sont gradués en pixels. A gauche : résultats issus du seuillage avec les seuils fixes (c) $Thr = 0,12$, (e) $Thr = 0,34$ et (g) le seuillage global automatique. A droite : résultats issus du seuillage appliqué à l'image traitée (b) avec les mêmes seuils.

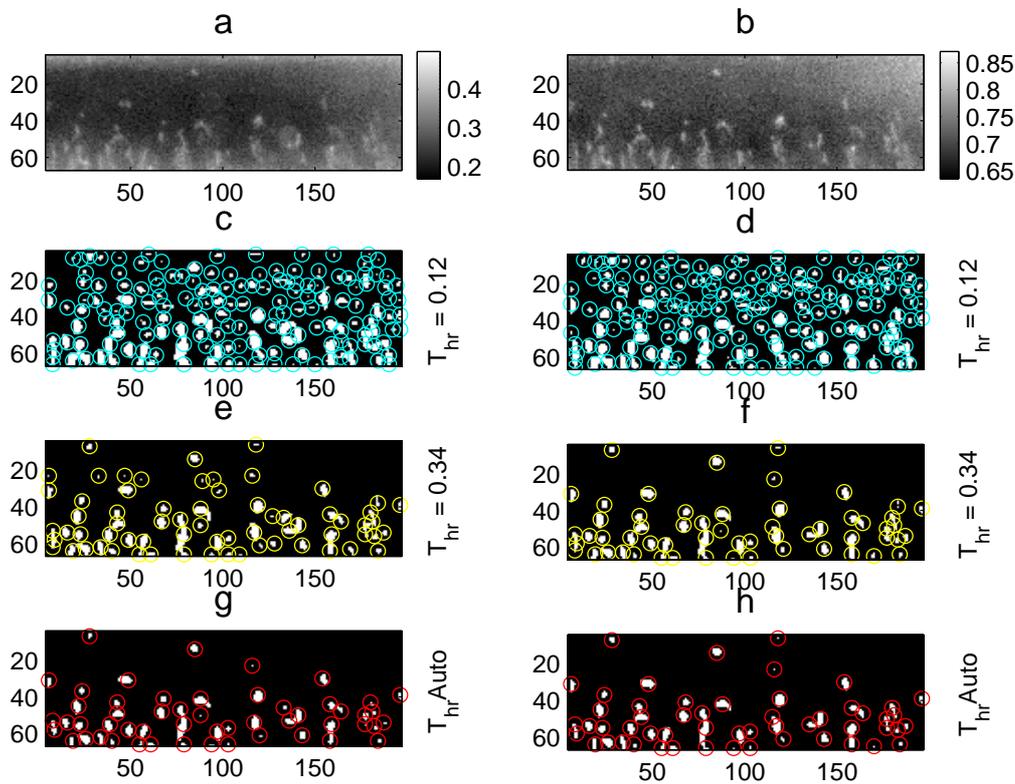


Figure 2.15: Même analyse effectuée mais sur la 10^{ème} image du film analysé en Fig. 2.12.

Lorsque les particules sont très bien contrastées en phase sombre, le fait d'appliquer un seuil fixe très bas ($Thr=0.12$) permet de détecter un très grand nombre de particules, et beaucoup d'événements qui n'en sont pas. Dans le cas d'un très faible contraste, en phase lumineuse, on voit qu'un seuillage fixe à 0.12 est très peu efficace car très peu d'événements sont détectés.

Si l'on regarde maintenant le seuillage global qui s'adapte selon l'intensité moyenne de l'image, celui-ci permet de détecter un grand nombre de particules dans les phases lumineuses où les particules sont peu contrastées mais un peu moins dans les phases sombres où les particules sont beaucoup mieux contrastées. Ceci est simplement dû à l'efficacité de ce seuillage qui permet de minimiser les faux positifs. En effet on constate qu'un tel seuillage automatique est bien plus efficace qu'un seuillage manuel car il minimise fortement le nombre de faux positifs comme on peut le constater sur les figures 2.14 et 2.15. Presque toutes les détections effectuées par le seuillage automatique sont de vraies particules, tandis qu'un grand nombre d'événements détectés avec le seuillage manuel sont de faux positifs, notamment lors des phases où la luminosité de la gaine est faible.

De plus, de manière à être plus sélectif dans les événements détectés en utilisant un

seuillage fixe, une nouvelle valeur fixe $\text{Thr}=0.34$ a été implémentée. Dans ce cas précis, beaucoup de vraies particules ne sont plus détectées lors des phases à forte illumination de gaine tandis que, pour les phases de faible illumination, beaucoup de faux positifs sont encore présents.

Il apparaît donc clairement ici que l'utilisation d'un seuillage automatique global, simplement basé sur la moyenne de l'intensité de tous les pixels présents dans la région d'intérêt, est indispensable pour obtenir une procédure de détection efficace. Il est important de noter que le fait de retirer l'image de fond (et donc d'améliorer le contraste entre particules et image de fond) ou de filtrer l'image, ne change en rien la qualité de la détection lorsque l'on utilise un seuillage automatique. Ceci signifie qu'il n'est pas nécessaire d'avoir recours à un traitement d'image avant de lancer la procédure de détection. Ceci est un point très important, l'objectif étant d'avoir un algorithme rapide, efficace et totalement automatique.

Considérant cette procédure de détection efficace, une étude sur la performance combinée de la détection et du suivi peut maintenant être menée en étudiant le taux de corrélation entre le déplacement vertical de chaque particule suivie sur plus d'une période d'oscillation et la luminosité de gaine. Cette étude a notamment été réalisée pour définir l'influence de certains paramètres de suivi sur la qualité de la procédure de suivi. Ainsi il a été possible de déterminer les valeurs à donner à ces paramètres de suivi.

Comme il a été mentionné dans la section 2.1.4., un paramètre de suivi très important est *param.trec* qui définit le nombre d'images successives sur lesquelles on s'autorise à perdre une particule avant de la retrouver. On imagine très bien que plus ce paramètre est grand, plus le nombre de particules suivies sur des pas de temps très longs est important (cf Fig. 2.16). Ceci reste vrai quelle que soit la valeur du seuil utilisé.

Cependant ceci ne signifie pas que toutes ces particules sont de vraies particules. Bien au contraire, la probabilité de reconnecter deux événements distincts devient très importante lorsque *param.trec* est grand. Il a donc tout d'abord fallu évaluer la « bonne » valeur à donner à ce paramètre pour minimiser les erreurs de suivi. Pour cela, le même film a été analysé plusieurs fois, avec différentes valeurs de *param.trec* et les trajectoires définies sur plus d'une période d'oscillation de gaine, c'est-à-dire 50 pas de temps, ont été analysées quantitativement et qualitativement par un calcul de cross-corrélation puis une vérification visuelle. Le nombre total de ces trajectoires, obtenues pour les trois seuillages fixes et le seuillage automatique, est présenté dans la figure 2.17.

Comme il a été constaté auparavant (cf. Fig. 2.14 et Fig. 2.15), le nombre de particules détectées est beaucoup plus important lorsque l'on fixe le seuil à sa valeur la plus basse, $\text{Thr}=0.12$, que lorsque l'on utilise le seuil automatique. Cependant, comme le montre la figure 2.17(a), le nombre de particules détectées sur plus de 50 pas de temps est, quant à lui, sensiblement égal dans ces deux cas. Cela signifie que la plupart des particules identifiées avec le seuillage fixe sont des particules de trajectoires courtes voire très courtes (cf. Fig. 2.16). Dans ce cas précis, la procédure de suivi essaie de relier des positions d'évé-

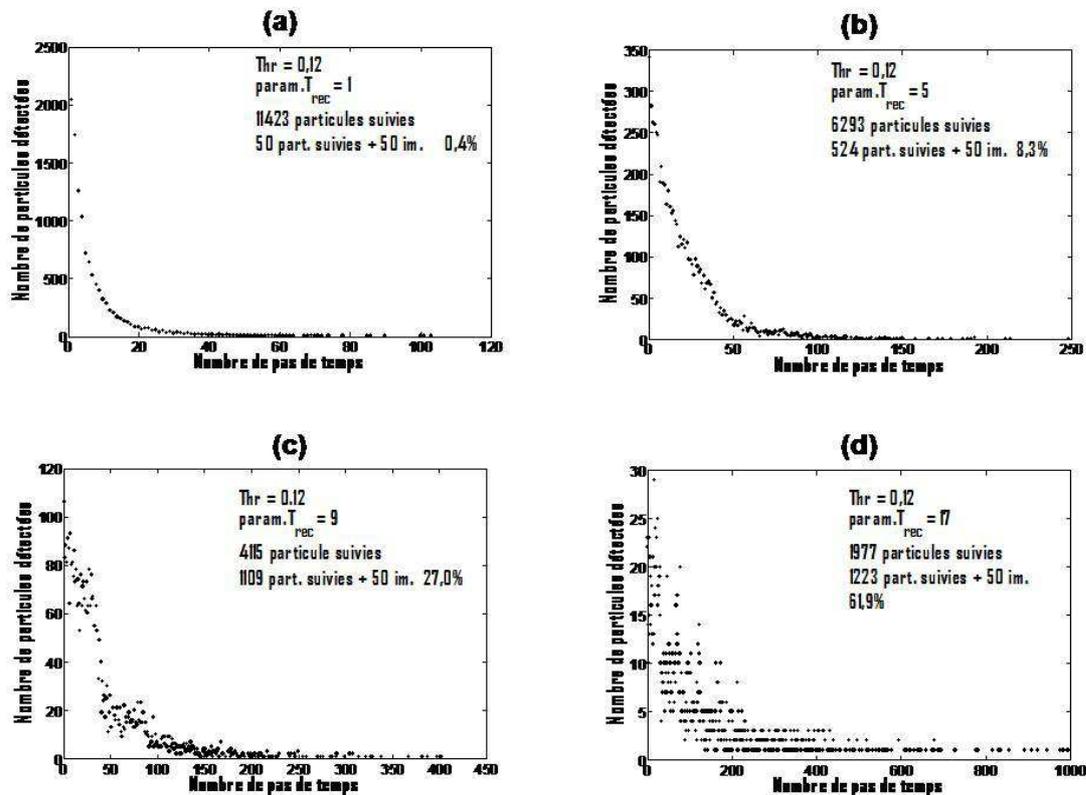


Figure 2.16: Fonctions de distribution donnant le nombre de particules détectées sur N pas de temps (ou N images) sur le film analysé en Fig. 2.12 et un seuil fixé à $\text{Thr}=0.12$ (a) pour $\text{param.trec}=1$, (b) $\text{param.trec}=5$, (c) $\text{param.trec}=9$ et (d) $\text{param.trec}=17$. Pour chaque valeur de param.trec , le nombre total de poussières suivies sur plus de 50 pas de temps ainsi que la proportion en % par rapport au nombre total de poussières détectées sont donnés.

nements qui correspondent, en réalité, à de faux positifs dont la conséquence directe est l'établissement de trajectoires très courtes qui n'ont aucune signification.

Si l'on s'attache maintenant à des seuils fixes plus élevés, $\text{Thr}=0.24$ et $\text{Thr}=0.34$, le nombre de longues trajectoires (> 50 pas de temps) est largement inférieur, ce qui est en parfait accord avec les observations précédentes, montrant simplement le fait que de tels seuillages sont trop sélectifs. Cependant, quelle que soit la valeur du seuil, le nombre de longues trajectoires augmente considérablement avec le paramètre de suivi param.trec car la probabilité de recombinaison de différentes particules devient plus importante. Ceci semble indiquer qu'il serait préférable de choisir la valeur maximum pour ce paramètre, de manière à obtenir le plus grand nombre de longues trajectoires à condition de vérifier que les trajectoires obtenues sont correctes.

Dans le but de vérifier cette hypothèse et d'estimer la fiabilité de ces longues trajec-

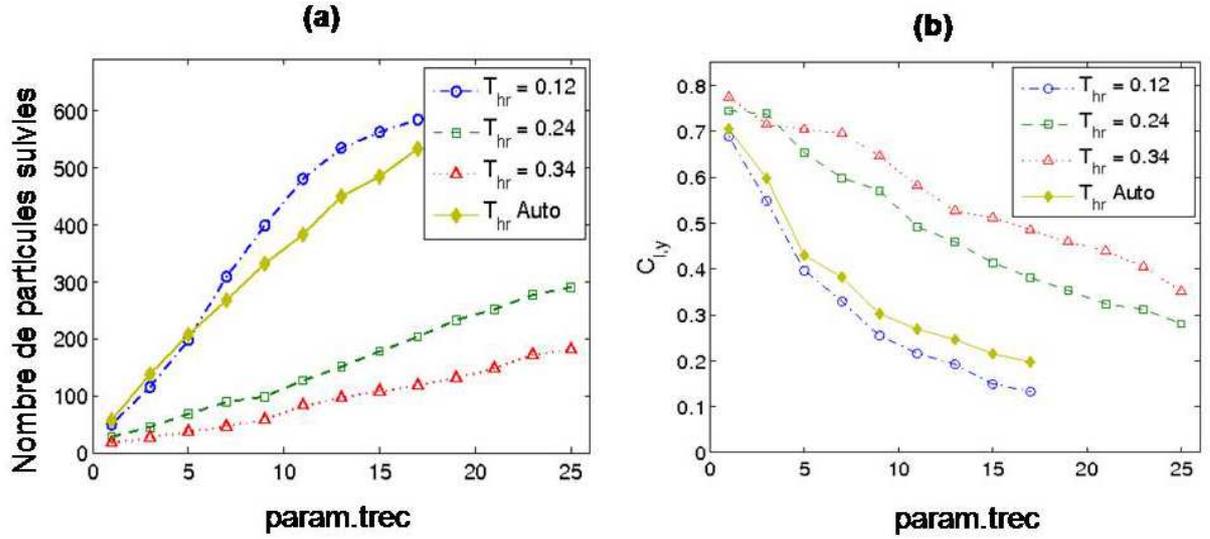


Figure 2.17: (a) Nombre de particules détectées sur plus de 50 pas de temps en fonction du paramètre *param.trec* pour les différents seuils fixes, $Thr=0.12$, $Thr=0.24$ et $Thr=0.34$ et pour le seuillage global automatique. (b) Cross-corrélation moyenne associée $\langle C_{l,y} \rangle$, calculée sur l'ensemble des poussières appartenant à chaque classe de valeur de *param.trec*.

toires, observons maintenant l'évolution de la corrélation. Pour chaque classe i de valeur de *param.trec*, la valeur moyenne de la cross-corrélation est définie sur l'ensemble des poussières appartenant à la classe i selon la relation 2.15. Les résultats concernant ce calcul de cross-corrélation sont donnés en Fig.2.17(b) pour l'ensemble des 4 seuils.

$$\langle C_{l,y} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N C_{l,y}(i) \quad (2.22)$$

où N est le nombre total de poussières appartenant à la classe i .

Il est facile de voir que cette cross-corrélation moyenne diminue drastiquement avec le paramètre *param.trec*. Ceci est simplement dû au fait qu'une particule considérée comme une seule vraie particule avec un grand *param.trec* est en réalité la recombinaison de trajectoires de deux, voire plusieurs, particules entre elles ce qui fait chuter le taux de corrélation.

Bien évidemment à *param.trec* fixe, le taux de corrélation est moins important pour des seuils d'intensité faible, moins restrictifs, car le nombre de faux positifs est d'autant plus important. Une autre source d'erreur possible est de prendre en compte des particules très massives qui ne parviennent pas à suivre ces fluctuations et qui par conséquent ne sont pas du tout corrélées avec les fluctuations d'intensité de gaine. En prenant *param.trec* faible (≤ 3), le taux de corrélation reste correct ($\geq 60\%$) et ce quel que soit le seuil d'in-

tensité choisi.

Il sera donc préférable de choisir un seuil permettant d'obtenir le plus grand nombre de particules détectées tout en ayant un taux de corrélation suffisamment haut pour pouvoir considérer que ce sont de vraies particules. Celui qui semble le plus adapté est donc le seuil automatique (cf. Fig.2.17).

Pour vérifier cela et déterminer la gamme correcte de valeurs de corrélation, une vérification visuelle systématique des trajectoires a été effectuée pour chaque classe de particules, c'est-à-dire des particules ayant une forte corrélation, ayant une corrélation faible voire quasi-nulle ainsi que des particules anti-corrélées. Cette vérification a été effectuée image par image et sur un grand nombre d'enregistrements différents. Il s'est systématiquement avéré que les particules ayant une corrélation supérieure à 70 % étaient toutes de vraies particules avec de grandes amplitudes d'oscillations tandis que la plupart de celles ayant une corrélation inférieure semblaient être des particules mal suivies menant au calcul de corrélation sur de fausses trajectoires. Il a été vérifié que de nombreuses erreurs de suivi, de nombreuses fausses recombinaisons de trajectoires sont réalisées par la procédure suite à une sortie du plan focal ou un masquage entre poussières par exemple (cf. Fig. 2.18). Cette observation reste vraie quel que soit le seuil utilisé.

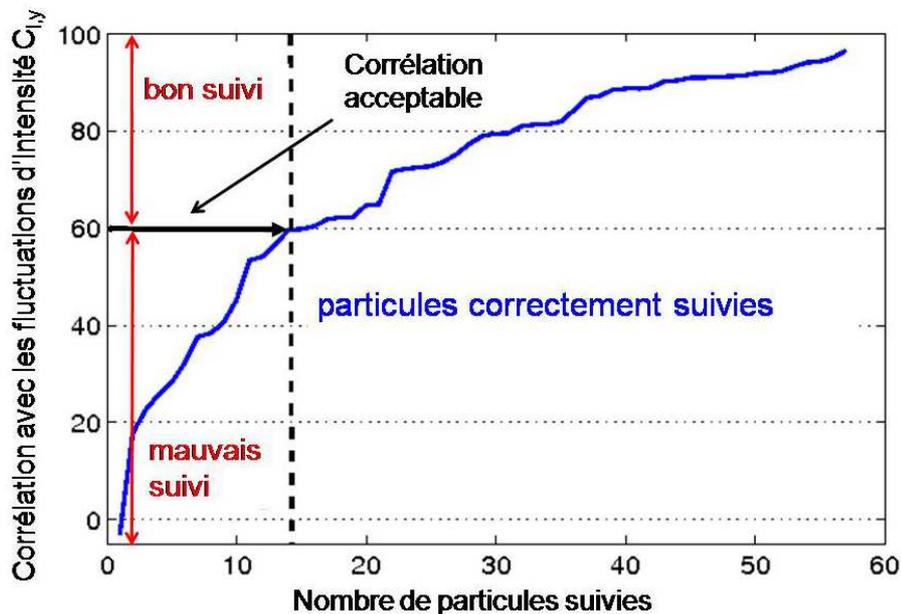


Figure 2.18: Corrélation (en %) calculée pour chaque poussière suivie sur plus de 50 pas de temps pour le paramètre *param.trec* fixé à 3. Une vérification manuelle systématique sur la trajectoire de chaque poussière a montré que les poussières ayant une corrélation supérieure à 60 % sont des poussières bien suivies tandis que celles ayant une corrélation inférieure sont des poussières mal suivies.

A la vue de ces résultats, il a donc été conclu que la plus grande efficacité de la procédure est obtenue pour un paramètre *param.trec* fixé à 3 images pour le choix d'un seuillage automatique car c'est dans cette configuration que l'on obtient le plus grand nombre de vraies et longues trajectoires. Il est vrai que les résultats obtenus pour la même valeur de *param.trec* mais avec un seuil fixe $\text{Thr}=0.12$ semblent être également valables car on obtient sensiblement les mêmes valeurs de corrélation pour les mêmes nombres de particules détectées. Cependant, il faut garder à l'esprit que seules les particules suivies sur plus de 50 pas de temps ont été prises en compte ici, et que le nombre de faux positifs reste beaucoup plus important avec un seuil fixe $\text{Thr}=0.12$ (cf. Fig. 2.14 et Fig. 2.15).

L'autre principal avantage du seuillage automatique est de gagner considérablement en temps de calcul et en ressources, là où un seuillage fixe requiert un temps de calcul beaucoup plus important du fait des nombreuses détections impliquant ensuite de nombreuses combinaisons possibles lors du suivi.

Pour donner un ordre de grandeur, l'analyse d'un film de 1 000 images, nécessite un temps de calcul d'une dizaine de secondes sur un pentium IV (2 GHz et 2 Go de RAM) avec un seuillage automatique alors que pour un seuil fixe, la même analyse nécessite plusieurs minutes. On voit donc ici toute l'utilité et la grande efficacité d'un tel seuillage. Cependant il faut garder à l'esprit que la définition de ce seuillage automatique devra probablement être adaptée aux situations rencontrées et ne sera pas forcément définie comme la "simple" valeur moyenne de l'intensité de l'image.

Le fait de pré-traiter l'image avant de lancer la procédure semble à priori devoir améliorer la détection et le suivi des particules de manière assez conséquente. En effet le fait de pouvoir ajuster les paramètres de LUT permet d'accentuer la différence de contraste entre particules et image de fond et ce à chaque image. Cela semblerait donc justifié mais les principaux inconvénients résident dans le fait qu'il est nécessaire de pré-traiter le film avant de lancer la procédure. Ceci constitue un véritable problème car il est impossible de pouvoir effectuer des analyses automatiques de vidéos dans de telles conditions et donc d'obtenir un algorithme entièrement automatisé. C'est pour s'affranchir de cette contrainte qu'un seuillage automatique qui, à priori, permet une détection optimale et donc un suivi optimal, a été implémenté.

2.2.3 Validation numérique du suivi

Dans le but de vérifier la procédure de suivi indépendamment de la procédure de détection, des particules virtuelles ayant des trajectoires connues ont été simulées. Ainsi, en considérant la détection parfaite, il est possible de comparer ces trajectoires parfaitement connues et celles obtenues par la procédure de suivi appliquée à la liste contenant toutes les positions de toutes les particules à chaque instant.

Dans de récentes études, où les conditions expérimentales sont proches de celles rencontrées lors de l'expérience test, il a été montré que les particules possèdent un mouvement super-diffusif qui peut être bien décrit par une distribution en vitesse de type Tsallis

[LGF08], [RRK⁺06], [NSZM06]. Pour simuler des trajectoires de particules, une fonction de distribution en vitesse de type Tsallis a donc été choisie. Celle-ci est basée sur un modèle de distribution à queue de type puissance permettant ainsi d'avoir de très larges écarts de vitesse par rapport à la moyenne. En effet, il est possible en utilisant une telle distribution en vitesse, de simuler des particules ayant aussi bien des vitesses très faibles que des vitesses très élevées par rapport à la vitesse moyenne des particules.

Pour une variable en vitesse v , celle-ci est définie par :

$$T(v) = [(1 - \beta(1 - q)v^2)]^{\frac{1}{1-q}} \quad (2.23)$$

où q désigne le paramètre de non-extensivité et $\beta-1$ caractérise la largeur de la distribution.

Cette fonction de distribution se rapproche d'une distribution gaussienne lorsque $q = 1$ et lorsque $q > 1$, on se rapproche de statistique non-gaussienne.

Il ne s'agit pas ici d'utiliser un modèle de simulation complexe mais simplement de simuler des particules ayant des vitesses et des trajectoires aléatoires similaires à celles observées dans l'expérience test et permettre d'obtenir des situations problématiques telles que des masquages entre poussières, des points de rebroussements ou encore des sauts de poussières (poussières rapides se déplaçant de plus que *param.maxdist* entre deux images successives) et vérifier ainsi l'efficacité de la procédure de suivi dans de telles conditions.

Ainsi 60 particules ont été simulées sur 500 pas de temps dans une boîte de 60*60 pixels (ce qui constitue une densité comparable à celle de l'expérience), capable de s'agrandir en fonction de la diffusivité des particules ce qui permet de garder un nombre constant de particules à suivre, sans création ni perte. 1 000 réalisations indépendantes ont été réalisées pour deux types de distribution en vitesse. Pour la première simulation, une fonction de distribution en vitesse de type Tsallis pure a été considérée dans les deux directions de l'espace (cf. relation 2.16). Pour la seconde, on ajoute une perturbation du type $a \sin(\omega t + \varphi)$ dans la direction verticale où ω est la fréquence des oscillations imposée et identique à chaque particule, a l'amplitude aléatoire des oscillations définie entre 0 et 1 et différente pour chaque particule et ϕ vaut 0 ce qui signifie que toutes les particules oscillent en phase afin de simuler au mieux les conditions de particules oscillantes que l'on retrouve dans l'expérience test.

Les résultats obtenus sur la comparaison entre les trajectoires parfaitement connues et celles issues de la procédure de suivi sont consignés dans la table 2.2 :

Pour une fonction de distribution de Tsallis pure, 30% des particules sont parfaitement suivies sur les 500 pas de temps de ces simulations et en moyenne, les particules sont correctement suivies sur 75% de leur trajectoires c'est-à-dire 375 pas de temps. Les

Table 2.2: Comparaison entre les trajectoires parfaitement connues et les trajectoires reconstruites par la procédure de suivi sur les 1 000 réalisations effectuées.

Distribution en vitesse	Trajectoires parfaites obtenues (en %)	Efficacité globale	Nombre de masquages	Nombre de sauts
Distribution de Tsallis (x,y)	30%	75%	608	127
Distribution de Tsallis (x,y) + oscillations (y)	50%	85%	56	57

erreurs de suivi ou recombinaisons de trajectoires de particules différentes sont essentiellement dues au fait que dans ces conditions de simulation, les masquages entre poussières sont très nombreux (plus de 600 masquages). Lorsque deux particules sont distantes d'une distance inférieure à leur rayon, on considère dans ce cas qu'il y a masquage, ce qui arrive très souvent lorsque la densité de particules ayant des trajectoires totalement aléatoires est importante. De plus, pour des vitesses très élevées (qui engendrent donc des sauts de particules), le paramètre de suivi *param.maxdist*, qui définit la distance maximum de déplacement autorisée d'une particule entre deux pas de temps successifs n'est pas adapté, ce qui augmente également les erreurs de suivi.

Deux résultats montrant un suivi parfait et un suivi incorrect dû à une recombinaison de trajectoire de deux particules différentes sont montrés sur la figure 2.19.

Lorsque l'on force les particules à osciller dans une direction donnée (ici une oscillation verticale a été imposée) avec des amplitudes différentes, on remarque que le nombre de particules parfaitement suivies par la procédure est fortement augmenté (de l'ordre de 50%) ainsi que la proportion de particules suivies sur plus de 375 pas de temps (de l'ordre de 85%). Ainsi lorsque l'on force les particules à osciller dans une direction précise, l'efficacité globale de la procédure de suivi est largement augmentée. Ceci est principalement dû au fait qu'un mouvement collectif dans une direction donnée minimise grandement le risque de masquages (dans ce cas on passe de plus de 600 masquages à seulement plus d'une cinquantaine).

Considérant donc ces deux aspects de validation, il semble à priori que la procédure de suivi employée est satisfaisante. Pour augmenter encore son efficacité, une des pistes envisagées est d'inclure un algorithme permettant l'extrapolation des trajectoires individuelles (cf. section 2.4) de manière à réduire le risque de reconnecter deux trajectoires différentes notamment après un masquage. Plusieurs méthodes peuvent être retenues et ce, en considérant la dynamique propre des particules dans le milieu considéré (extrapolation de type spline cubique ou linéaire dans les cas les plus simples).

Une large description de l'algorithme utilisé lors de cette thèse pour analyser les di-

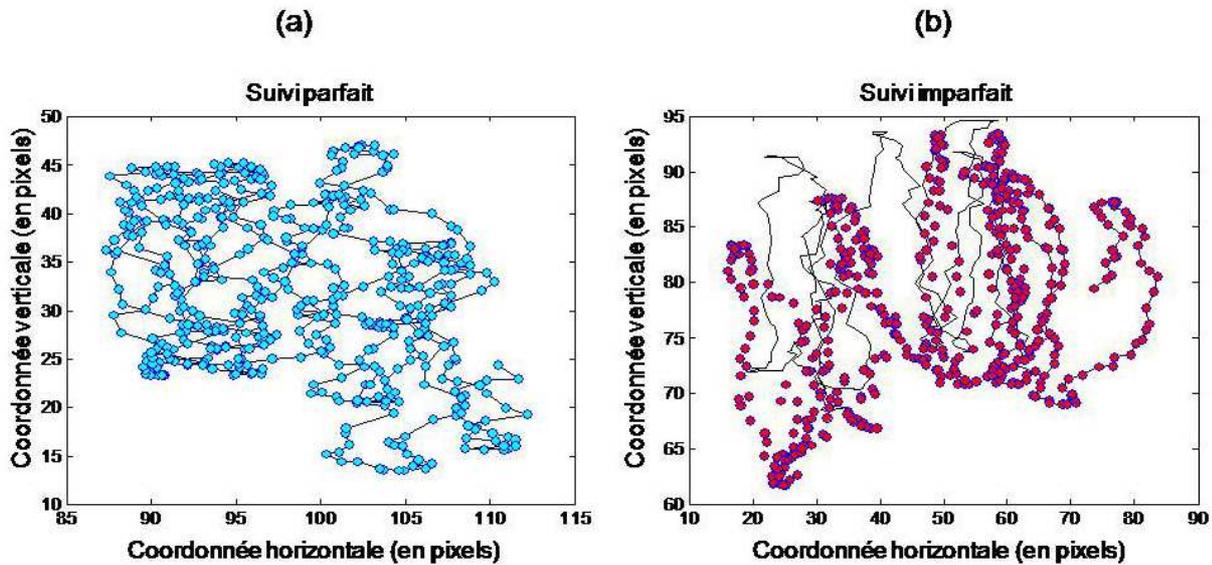


Figure 2.19: Trajectoires typiques obtenues par la procédure de suivi (représentée par une ligne continue) vis-à-vis des différentes positions simulées (représentées par des points). (a) Exemple de suivi parfait (b) Exemple d'erreur de suivi : bon suivi de la poussière sur les premiers pas de temps puis suivi d'une autre poussière probablement suite à un masquage.

verses données a donc été proposée. Il a permis, grâce au traitement des vidéos enregistrées par caméra rapide lors de ces différentes expériences, d'extraire automatiquement des trajectoires individuelles de poussières et ce dans des conditions plasmas complexes et avec une grande fiabilité, permettant ainsi d'envisager des analyses statistiques sur les populations de poussières au sein de plasmas froids ou de fusion. Avant de s'intéresser à l'étude statistique réalisée sur ASDEX Upgrade, via l'utilisation de cet algorithme, sur le nombre de poussières détectées en fonction des scénarios plasmas, un exemple concret d'une application possible avec cet outil est présenté dans le cadre de ces expériences menées sur le réacteur diode.

2.3 Exemple d'application du code : Étude de l'influence de l'injection de gaz sur la dynamique des poussières.

2.3.1 Contexte de l'étude

Durant ces dernières années, les plasmas poussiéreux ont attiré une grande attention en raison de leurs multiples applications notamment dans les domaines de la technologie par traitement plasma. Les mécanismes de génération et de transport de poussières au sein de ces plasmas sont toujours activement étudiés aujourd'hui. Il a été montré aussi bien pour

une particule individuelle que pour une large concentration de poussières, que leur dynamique et leur distribution spatiale dépendent fortement d'un grand nombre de forces qui s'exercent sur elles (cf. section 2.2.2). En effet selon les conditions de fonctionnement de la décharge, l'équilibre entre ces différentes forces varie et est responsable de la forme et de la dynamique du nuage poussiéreux. L'étude de cette dynamique des poussières est donc intéressante car elle peut permettre d'obtenir certains paramètres plasmas ou certaines caractéristiques des poussières elles-mêmes comme leur taille [WTW07], [TMaSN⁺01]. Dans beaucoup de situations, des oscillations sont observées résultant d'une perturbation dans l'équilibre des forces agissant sur les poussières. Une équation d'oscillateur peut généralement être dérivée montrant que l'amplitude d'oscillation et la période sont principalement fonction de la masse de la particule, de sa charge et du champ électrique [ZMP01]. En travaillant donc avec des poussières calibrées, ces dernières peuvent être utilisées comme sondes pour déduire certains paramètres plasmas tels que le champ électrique [BSL⁺09]. Inversement, la connaissance de ces paramètres rend possible une estimation de la masse et/ou de la charge des poussières en étudiant leur mouvement [CSMB08]. L'étude des différents mécanismes de transport est donc d'un intérêt tout particulier. Dans certains domaines où ces poussières sont indésirables, elle peut fournir des informations précieuses sur la façon dont celles-ci pourraient être éliminées de certaines régions en contrôlant leur transport. De telles informations sont importantes dans les domaines tels que les technologies de traitement par plasma où les poussières peuvent venir contaminer la surface du matériau à traiter ou les plasmas de fusion où ces mêmes poussières contribuent fortement à augmenter l'érosion des CFPs et causer des pertes de puissance (cf. chapitre 1). A la vue de ces problèmes, une attention particulière doit être portée à la position des systèmes d'injection et de pompage de gaz, le flux de gaz pouvant fortement affecter aussi bien le transport des poussières que les processus de croissance et d'agglomération de poussières [WSY93].

De telles études concernant les mécanismes de transport peuvent être réalisées, soit en faisant une analyse statistique des trajectoires d'un grand nombre de poussières dans le cas d'un mouvement d'ensemble, soit en s'intéressant au suivi de une ou de quelques poussières ayant de longues trajectoires (suivi de type lagrangien) lorsqu'il n'existe pas de mouvement d'ensemble. De telles analyses sont donc possibles avec l'utilisation de notre algorithme.

Dans l'étude qui suit, un travail très préliminaire sur l'influence de l'injection de gaz sur le déplacement des poussières est proposé comme un exemple possible d'application de l'algorithme dans des plasmas de laboratoire. Les résultats présentés ici sont issus des mêmes expériences (même dispositif expérimental, mêmes conditions plasmas) ayant servi à la validation du code décrite dans la section 2.2.2.

2.3.2 Influence du flux de gaz sur le transport des poussières

Les conditions normales d'opération du réacteur utilisé lors de ces expériences impliquent une entrée et une sortie de gaz en continu. Le débit de gaz, assuré par des débitmètres massiques individuels à chaque gaz, est gardé constant au cours de l'expérience.

Pour mettre en évidence l'influence du flux de gaz sur la dynamique des poussières, une expérience a été réalisée. Durant la première phase de l'expérience, il y a injection et pompage des gaz (argon et acétylène) en continu puis durant la seconde phase de l'expérience, l'injection et le pompage des gaz sont stoppés à partir d'un certain temps. La décharge est ainsi maintenue à pression constante, les poussières piégées un certain temps mais le flux de gaz devient nul (c'est ce que l'on appellera par la phase *absence d'injection de gaz*). Notons que durant cette expérience, aucune modulation de puissance RF n'est imposée, contrairement à l'*expérience test* décrite précédemment. Les trajectoires des poussières, étudiées dans la région d'intérêt située sous la cathode, présentent de grandes différences en présence ou en absence de flux de gaz comme on peut le voir sur la figure 2.20.

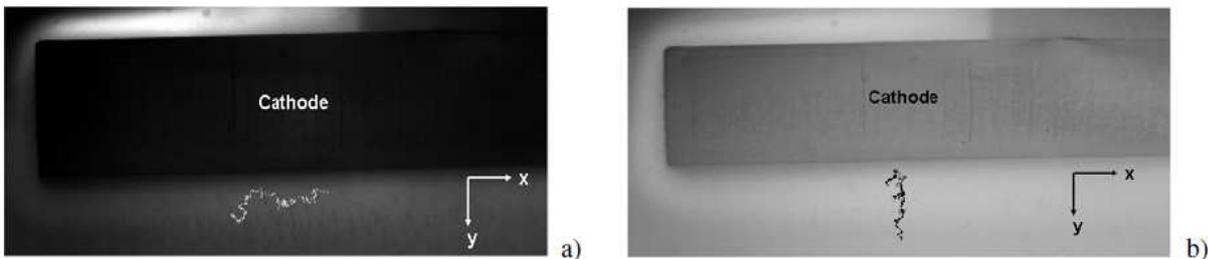


Figure 2.20: Comparaison de deux trajectoires de poussières. (a) En présence d'un flux de gaz et (b) en l'absence d'un flux de gaz.

Notons que les deux trajectoires des poussières visibles sur la figure 2.20 ont été obtenues, pour les deux phases différentes de l'expérience, en représentant les positions successives de ces poussières au cours du temps (*i.e* en additionnant toutes les images sur lesquelles elles ont été suivies pendant l'enregistrement). Ces deux trajectoires ont été choisies arbitrairement pour illustrer les différences de mouvement dans chacune des deux phases de l'expérience et sont représentées sur une image prise à un instant t quelconque de l'enregistrement. Notons également que de nombreuses autres poussières (non visibles) sont également présentes sur ces images, piégées dans la gaine.

Lorsque l'injection et le pompage des gaz sont stoppés, les particules croissent généralement à un endroit donné et, après un certain temps, tombent ensuite sous l'effet de la gravité (lorsqu'elles deviennent trop grosses pour rester confinées dans la gaine) (cf. Fig.2.20(b)). Dans le cas contraire, les trajectoires d'un grand nombre de particules montrent une claire tendance des particules à se déplacer dans la direction horizontale avec de faibles amplitudes d'oscillations dans la direction verticale (cf. Fig.2.20(a)). Dans les deux cas des ondes de gaine, qui se propagent quasi verticalement de bas en haut (cf. Fig.2.21), apparaissent en présence des poussières et sont mises en évidence par les observations à la caméra. Cependant lorsque l'injection des gaz est stoppé (dans la seconde expérience), ces fluctuations de gaine deviennent très faibles (en intensité et en fréquence).

Ces oscillations sont directement liées aux fluctuations de potentiel régnant dans la gaine. En perturbant l'équilibre des forces, ces oscillations peuvent clairement influencer le confinement et le transport des poussières. Dans ce cas, la fréquence de ces oscillations

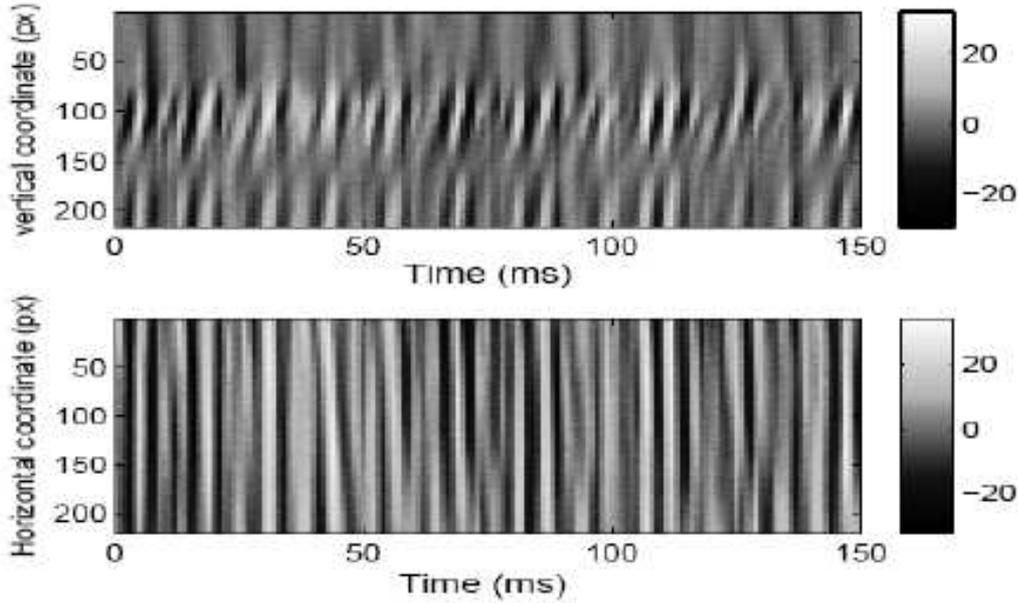


Figure 2.21: Dépendance temporelle des fluctuations d'intensité de la gaine en dessous de la cathode selon l'axe vertical (en haut) et l'axe horizontal (en bas), mettant en évidence une propagation verticale. La fréquence de ces fluctuations est d'environ 200 Hz. La barre des couleurs représente l'intensité lumineuse de chaque pixel après soustraction de l'image de fond.

spontanées de gaine est d'environ 200 Hz (cf. Fig.2.21)(celle-ci est en général de l'ordre de 100-1000 Hz). Les particules observées dans cette expérience sont donc trop massives pour répondre instantanément à de telles oscillations relativement rapides. En effet, comme il a été spécifié auparavant, la fréquence de pulsation d'une poussière d'une taille d'environ $100\ \mu\text{m}$ est de l'ordre de 15 Hz ($\omega_{pd}^{-1} = 66\ \text{ms}$). Cependant ces particules massives peuvent subir une influence significative de la friction avec les neutres. Dans notre expérience, le temps caractéristique de friction poussières-neutres est d'environ 1 s [KHDR04] ce qui signifie que les ondes de gaine observées sont trop rapides pour être déclenchées par la friction entre les particules observées et le gaz neutre. Néanmoins, le fait que ces oscillations de gaine soient liées au mouvement du gaz et que ce dernier influence fortement l'amplitude et la fréquence de ces fluctuations de gaine est prouvé par les observations à la caméra rapide. Pour comparer l'influence d'une injection ou non de gaz, les paramètres de fréquence et d'amplitude des fluctuations pour chacun de ces deux cas sont répertoriés dans la table 2.3, où la déviation standard de l'intensité lumineuse est le paramètre caractérisant l'amplitude des fluctuations.

On remarque que l'amplitude (déviation) de ces fluctuations diffère d'une région à l'autre de la gaine (à savoir en dessous, au dessus et sur le coté de la cathode), lorsque le gaz est injecté. En revanche lorsque qu'il n'y a pas d'injection, cette déviation est beaucoup plus petite ce qui indique que ces fluctuations de gaine sont faibles et ont quasiment la

Table 2.3: *Caractéristiques des fluctuations d'intensité lumineuse dans différentes régions de la gaine pour deux cas spécifiques seulement différenciés par une injection de gaz (avec et sans injection).*

		Sous la cathode	Au-dessus de la cathode	A coté de la cathode
Avec injection	Fréquence (Hz)	129.3	107.7	110.7
	Déviatiion standard	2.7	19.8	5.4
Sans injection	Fréquence (Hz)	163.3	167.8	163.7
	Déviatiion standard	1.4	1.7	1.9

même valeur tout autour de la cathode. Il semble donc intéressant de savoir si les deux comportements des poussières observés dans la figure 2.20 peuvent être connectés à ces fluctuations de gaine relativement rapides.

Exposant de Hurst

Dans le but de décrire le transport des poussières pour un grand nombre de conditions plasmas, il est nécessaire de connaître la caractéristique principale du mouvement de ces poussières avec un paramètre universel simple. Dans un grand nombre de récents papiers, le transport de poussières est caractérisé en analysant le déplacement quadratique moyen des poussières (MSD - Mean Square Displacement en anglais -) et la probabilité de fonction de distribution [LGF08], [NSZM06], [RRK⁺06]. Cette méthode peut être un outil très efficace pour étudier la superdiffusivité des poussières dans un milieu poussiéreux relativement simple, ce qui est loin d'être le cas dans notre étude. En raison des conditions expérimentales évoquées auparavant, beaucoup de particules sont perdues durant la procédure de suivi avant qu'elles aient parcouru une distance significative pour mettre en évidence de tels phénomènes de superdiffusivité. En effet les particules suivies sur des durées relativement longues sont peu nombreuses comme on peut le voir sur la figure 2.22 ce qui rend l'utilisation de cette méthode d'analyse très compliquée et encore plus son interprétation.

C'est pourquoi une approche différente a été choisie. Dans cette étude, bien que le nombre de poussières ne soit pas significatif d'un point de vue statistique, seules les trajectoires les plus longues sont prises en compte, car elles correspondent à des poussières mieux résolues optiquement et surtout mieux suivies, ce qui facilite l'interprétation. La méthode de caractérisation proposée est basée sur une estimation de l'exposant de Hurst notée H [Hur57], associé aux composantes verticale et horizontale des trajectoires des poussières individuelles considérées. Cette méthode proposée par Hurst et appelée analyse des étendues normalisées ou Rescaled Range Analysis (R/S Analysis) est détaillée en Annexe A.

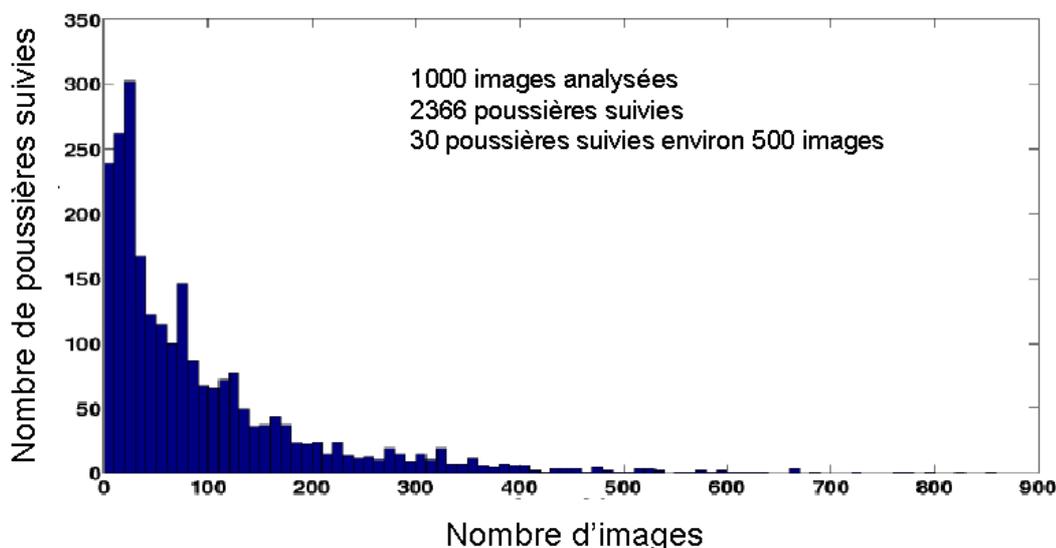


Figure 2.22: Fonction de distribution typique montrant le nombre de poussières suivies en fonction de la durée de suivi. 30 longues trajectoires (~ 500 images) sont trouvées. D'après [BBB⁺ 11].

Cette estimation de H rend possible une décomposition simple de la dynamique des poussières sur des échelles de temps caractéristiques et peut ainsi permettre de mettre en évidence une quelconque dépendance de la dynamique sur des échelles de temps longues à un phénomène bien particulier. Une telle analyse requiert la connaissance des positions successives de la poussière considérée sur une échelle de temps large comparée au temps caractéristique d'évolution des trajectoires. A l'heure actuelle, dans nos conditions expérimentales, l'algorithme permet d'obtenir au mieux des trajectoires sur environ 500 images (ce qui n'est pas totalement satisfaisant), c'est pourquoi une analyse préliminaire montrant les avantages de cette technique est proposée. Pour une analyse plus précise, l'accès à de plus longues trajectoires est donc nécessaire ce qui nécessite de petites améliorations de la procédure de suivi (cf. section 2.4).

L'exposant de Hurst est compris entre 0 et 1. Un exposant supérieur à 0.5 révèle des phénomènes de persistance, la variable est sensible à son histoire et la série présente une dépendance à long terme, son évolution tend à suivre des tendances. La force du phénomène de persistance croît lorsque H approche de 1. A l'inverse un exposant inférieur à 0.5 révèle un phénomène d'anti-persistance. Si $H=0.5$, le processus ne présente aucune structure de dépendance de long terme comme un processus de bruit blanc par exemple, on parle alors de mouvement brownien standard.

La figure 2.23 montre les exposants de Hurst calculés respectivement dans les directions perpendiculaire et parallèle à la cathode, pour une poussière seule soumise à l'influence des fluctuations spontanées décrites dans la figure 2.21.

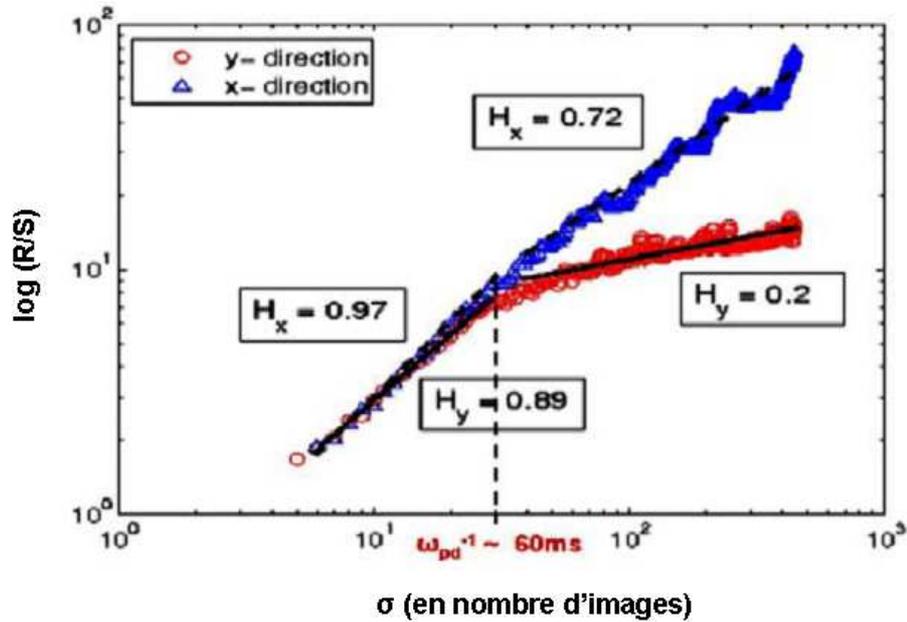


Figure 2.23: Exposants de Hurst calculés, correspondant aux déplacements vertical (H_y) et horizontal (H_x) d'une particule seule. τ représente le nombre d'images correspondant à la trajectoire. Dans cette étude la fréquence d'acquisition de la caméra était de 500 im/s. D'après [BBB⁺11].

On peut remarquer sur cette figure que les grandes valeurs de H_x et H_y ($H_x=0.97$ et $H_y=0.89$) soulignent un comportement brownien fractionnaire similaire sur des échelles de temps courtes ($\tau < 35$ images), tandis qu'une claire différence de dynamique apparaît pour des échelles de temps longues. En effet le mouvement dans la direction horizontale x , perpendiculaire aux oscillations de gaine, est persistant ($H_x=0.72$), tandis que la dynamique dans la direction verticale y est clairement anti-persistante ($H_y=0.2$). Il est important de noter que le point de cassure montrant la différence de dynamique dans les deux directions apparaît à un temps d'environ 60 ms, en parfait accord avec ω_{pd}^{-1} , mettant ainsi en évidence un déplacement classique entre deux collisions. Il existe donc clairement d'autres mécanismes responsables du comportement à long terme des poussières. Dans la direction x , la grande valeur de H_x indique une tendance des poussières à se déplacer de manière plutôt rectiligne, ce qui laisse supposer l'existence d'une force d'entraînement. Étant donné que l'on n'observe pas de tel comportement lorsque l'injection et le pompage de gaz sont éteints, il est fortement probable que les grosses particules soient entraînées par la force de friction existante avec le gaz neutre. Dans ce cas, on pourrait s'attendre à ce que l'évolution de H_x reste similaire sur des temps supérieurs au temps caractéristique de friction poussières-neutres (~ 1 s). Cependant cette affirmation ne reste qu'à l'état d'hypothèse, car une conclusion définitive nécessiterait des temps de suivi plus long (bien supérieur à la seconde) que celui présenté ici. En effet, comme il a été spécifié auparavant, le temps de suivi maximum obtenu est d'environ 500 images ce qui représente environ 1

s à la fréquence d'acquisition de la vidéo correspondante (500 im/s) ce qui ne permet pas de justifier cette hypothèse. Cependant l'observation visuelle des différents films enregistrés lors de ces expériences ainsi que la vérification de cette tendance d'entraînement sur toutes les poussières ayant des longues trajectoires, semblent supporter cette hypothèse. Pour le mouvement dans la direction verticale, un mécanisme est à l'origine de la poussée des poussières en direction de la cathode où elles rencontrent un champ électrique plus important les forçant ainsi à redescendre. Un mouvement oscillatoire des poussières autour de leur position d'équilibre est donc observé et le comportement à long terme est clairement anti-persistant dans cette direction. Même si la figure 2.23 ne permet pas de fournir d'information sur le mécanisme physique responsable du mouvement vers le haut des poussières, l'aplatissement de la courbe indique que le temps caractéristique associé à ce phénomène est de l'ordre de 80 ms. La large plage de temps qui sépare le temps caractéristique du phénomène inconnu et celui des oscillations spontanées illustrées dans la figure 2.21, exclu donc ces oscillations comme cause possible du mouvement vers le haut de ces poussières. L'identification de ce phénomène nécessiterait donc d'approfondir cette étude et ce travail est toujours en cours d'investigation aujourd'hui.

La possibilité d'utiliser l'exposant de Hurst pour obtenir les caractéristiques principales des trajectoires des poussières a ainsi été démontrée. Dans les plasmas complexes, comme celui étudié ici, l'avantage d'utiliser une telle méthode d'analyse comme complément ou alternative à d'autres techniques est de pouvoir décomposer et visualiser plutôt simplement les différentes échelles de temps associées aux différentes dynamiques observées. Beaucoup d'informations peuvent ainsi être obtenues, même sur un nombre restreint de trajectoires. Une dépendance à long terme du mouvement des poussières vis-à-vis d'un phénomène peut même être observée à condition de pouvoir utiliser des séries temporelles (trajectoires) assez longues. Cette analyse très préliminaire menée sur le réacteur diode et basée sur l'utilisation de l'exposant de Hurst sur quelques longues trajectoires individuelles de poussières permet à priori de confirmer la tendance d'un mouvement super-diffusif des poussières dans ce type d'expérience, confirmant les observations faites dans de récentes études [LGF08], [RRK+06], [NSZM06].

2.4 Tests et améliorations en cours de l'algorithme TRACE

L'algorithme disponible actuellement, bien que très efficace fait toujours l'objet de modifications de manière à l'améliorer davantage. Ainsi des tests visant à optimiser les procédures de détection et de suivi sont actuellement en cours avec la collaboration de Vincent Martin (équipe service intégration plasma/paroi, groupe composants faces au plasma du CEA Cadarache dirigée par Jean Marcel Travère).

Le premier concerne l'implémentation d'une stratégie d'extrapolation des trajectoires pour obtenir un plus grand nombre de longues trajectoires. Cet aspect est d'une grande importance car il permet d'une part de ne pas surestimer la densité de poussières présentes

au sein du plasma et d'autre part d'effectuer des analyses du mouvement de ces poussières via l'utilisation de méthode nécessitant la prise en compte de longues trajectoires (cf. section *Exposant de Hurst*). Cette extrapolation peut être soit linéaire soit cubique selon le type de mouvement de poussière considéré. La question qui se pose porte sur l'instant choisi pour effectuer l'extrapolation de ces trajectoires. En effet celle-ci peut soit s'effectuer durant la procédure de suivi [OXB06], soit après la procédure. Un paramètre supplémentaire à renseigner dans la sous routine **TrackParam.m** pourrait ainsi être implémenté.

Le second concerne une amélioration du suivi des particules par l'utilisation d'un filtre de Kalman qui peut améliorer à la fois le suivi des particules dans les situations difficiles (ex. croisement, fragmentation) et le lissage des trajectoires reconstruites. La prise en compte d'autres critères pour la prédiction de la trajectoire d'une particule suivie comme la forme de la particule est également envisagée pour obtenir une amélioration globale du suivi.

Enfin une amélioration de la procédure de classification peut également être réalisée en prenant en compte l'analyse fréquentielle des déplacements des événements détectés et suivis de manière à les discriminer encore plus précisément (notamment pour pouvoir différencier des événements comme les arcs et le bruit qui possèdent généralement les mêmes caractéristiques de temps d'apparition pour une cadence d'acquisition typique de 10000 im/s, mais qui ont une signature fréquentielle différente).

Un jeu de données tests a ainsi été choisi pour des cas caractéristiques (masquages ou fragmentations de poussières) retrouvés dans des vidéos d'ASDEX Upgrade, sur lesquelles l'ensemble de ces modifications seront testées pour permettre une comparaison en termes de performance des différentes procédures. L'analyse comparative sera basée sur l'évaluation de la qualité de la classification et du comptage d'événements.

2.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre l'algorithme de détection et de suivi automatisé nommé *TRACE*, développé durant cette thèse avec l'aide de Jean-Luc Briançon et Frédéric Brochard et utilisé pour l'analyse des données obtenues dans le réacteur diode du laboratoire et le réacteur ASDEX Upgrade, a été présenté.

Il permet d'extraire avec fiabilité les trajectoires d'un grand nombre de particules à partir de données vidéos enregistrées par les deux caméras rapides utilisées lors de cette thèse (FASTCAM SA1.1 et PHANTOM V7.1) et ce, dans des conditions de décharges plasmas très variées. Il est composé de trois procédures : une procédure de détection, basée sur un seuillage hybride en intensité, une procédure de suivi et une procédure de classification permettant de discriminer plusieurs types d'événements lumineux au sein du plasma tels que les poussières en mouvement, les points chauds stationnaires ou encore des événements transitoires de type arcs.

Les différents paramètres d'entrée utilisés lors de ces différentes procédures ont également été largement présentés. La démarche utilisée pour valider son efficacité repose sur la mise au point d'une expérience test effectuée au laboratoire sur un réacteur diode radio-fréquence à couplage capacitif permettant de générer une grande quantité de poussières de tailles macroscopiques. Une perturbation a été générée pour forcer les particules à osciller dans la direction perpendiculaire à la cathode et permettre d'effectuer un calcul de corrélation entre le mouvement de ces poussières et les fluctuations d'intensité lumineuse de la gaine liées à cette perturbation. La procédure de suivi a également été validée par la réalisation de simulations numériques dans des conditions proches de celles rencontrées dans l'expérience test. Un avantage est de pouvoir faire une détection et un suivi de poussières sans requérir de source de lumière souvent délicate à installer sur les réacteurs pour des raisons d'accessibilité.

Pour finir un exemple d'application possible de cet algorithme dans l'étude du transport de poussières dans des plasmas de laboratoire a été proposé. L'utilisation de l'exposant de Hurst, permettant de décomposer la dynamique des poussières sur des échelles de temps différentes et appliqué aux longues trajectoires des poussières extraites par l'algorithme, a permis de mettre en évidence une dynamique dominée par les collisions sur des échelles de temps courtes et un comportement à long terme probablement fortement influencé par une friction avec le gaz.

La mise au point au laboratoire de cet algorithme de détection et de suivi de poussières, efficace et fiable, a ainsi permis de réaliser une grande statistique sur le nombre de poussières détectées dans le réacteur ASDEX Upgrade en fonction de nombreuses conditions de décharges et de mettre en évidence des corrélations entre certains paramètres spécifiques de décharges et le nombre de poussières mobilisées au sein du plasma.

Chapitre 3

Étude statistique du nombre de poussières mobilisées dans ASDEX Upgrade en fonction de différents scénarios de décharges

Sommaire

3.1	Le tokamak ASDEX Upgrade	116
3.2	Les poussières dans ASDEX Upgrade	121
3.3	Analyse statistique: Étude du nombre de poussières mobilisées dans ASDEX Upgrade	126
3.4	Les différentes campagnes de mesures	128
3.4.1	Influence de l'ouverture du réacteur	128
3.4.2	Impact des disruptions	137
3.4.3	Impact des déplacements verticaux du plasma	148
3.4.4	Impact des décharges de type H-Mode et L-Mode	151
3.4.5	Influence des différents moyens de chauffage: ECRH, ICRH et injection de neutres (NBI)	152
3.5	Influence des conditions de décharges sur le nombre de poussières détectées.	155
3.5.1	Les disruptions	157
3.5.2	Les fluctuations du plasma: Les ELMs et les déplacements du plasma	158
3.5.3	La mauvaise absorption par le plasma de la puissance ECRH et de la puissance NBI	162
3.5.4	Les autres décharges	164
3.6	Étude par imagerie rapide des mécanismes de formation des poussières	166
3.6.1	Influence des ELMs sur la génération d'arcs électriques	167
3.6.2	Localisation des événements	169
3.6.3	Influence du chauffage cyclotronique	171
3.7	Conclusion	174

3.1 Le tokamak ASDEX Upgrade

Le réacteur ASDEX (Axial Symetric Divertor EXperiment) Upgrade (AUG) est un réacteur à fusion de type tokamak (cf. Fig.3.1) situé à l'Institut Max Planck pour la Physique des Plasmas à Garching en Allemagne, dont la mise en fonctionnement a débuté en 1991. Il succède ainsi à ASDEX qui a fonctionné des années 1980 à 1990 (cf. chapitre 1) et où a été découvert pour la première fois le mode H [Wag82], mode de confinement amélioré induit par une forte puissance de chauffage.

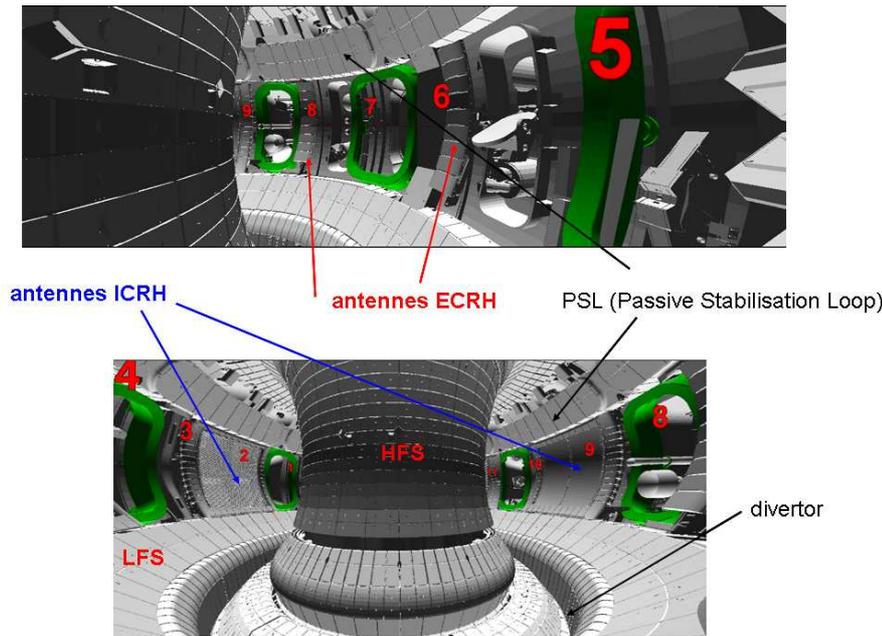


Figure 3.1: Vue schématique du réacteur ASDEX Upgrade montrant les différents secteurs du tore ainsi que les principaux éléments.

ASDEX Upgrade est un tokamak de taille moyenne (rayon du tore deux fois plus petit que celui du tokamak JET qui est le plus grand réacteur à fusion en fonctionnement en Europe) mais son design a été étudié pour explorer les conditions de fonctionnement des futurs réacteurs à fusion. Ainsi ASDEX Upgrade se rapproche fortement de la configuration du futur tokamak ITER tant au niveau de la configuration magnétique que de la géométrie du divertor (cf. Fig.3.2) et de la nature de ses composants faisant face au plasma, ce qui en fait une machine particulièrement adaptée pour l'étude et la compréhension des phénomènes physiques que l'on pourrait rencontrer sur ITER. Ce tokamak est donc dédié à l'étude de plusieurs problématiques physiques et technologiques tels que le comportement du divertor face au plasma (notamment pour les décharges de fortes puissances), la physique du plasma de bord et plus particulièrement des interactions plasma-paroi tungstène, l'étude du transport de l'énergie et des particules dans le plasma de coeur, l'étude des instabilités plasma et bien d'autres aspects encore. Ainsi ASDEX Upgrade joue surtout un rôle majeur dans la recherche et le développement de scénarios plasmas favorables à un fonctionnement en continu du réacteur. Une grande avancée dans ce do-

maine a notamment été réalisée en 1998 où un scénario plasma à très haut confinement (appelé "Improved H-Mode") a été mis en évidence permettant ainsi d'accroître le temps de décharge et cela même si ASDEX Upgrade n'a pas été conçu avec la possibilité de conduire des décharges longues (temps de pulse moyen de l'ordre de 10 s).

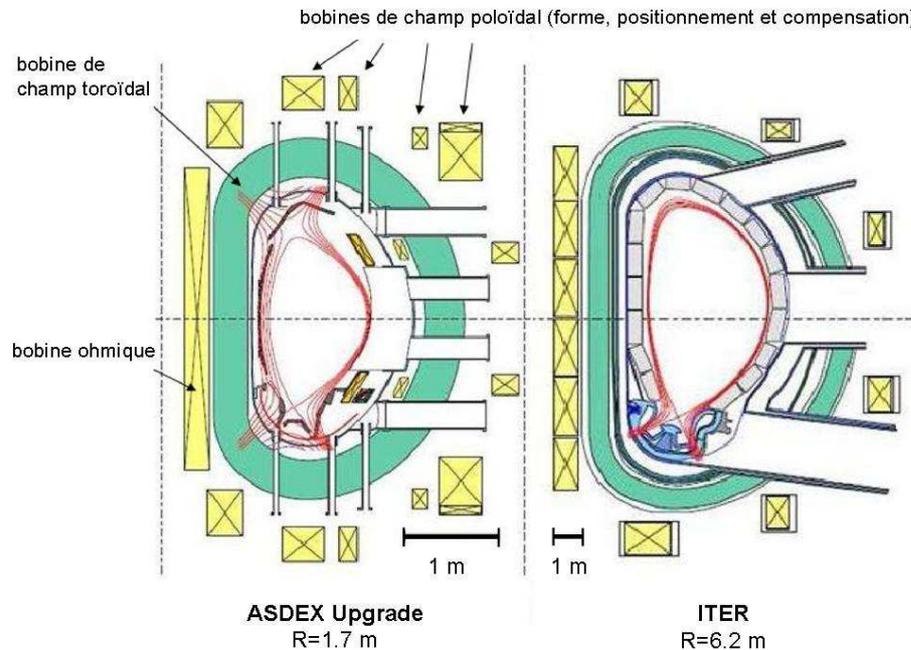


Figure 3.2: Coupe transversale montrant une section poloïdale du réacteur ASDEX Upgrade (à gauche) et du futur tokamak ITER (à droite) montrant la similitude dans leur configuration ainsi que le rapport de taille (cf. échelle sous les figures).

Le divertor d'ASDEX Upgrade s'appuie sur des bobines de champ magnétique poloïdal additionnelles, situées à l'extérieur du réacteur et distribuées autour du tore. Ces bobines permettent de modifier les surfaces magnétiques de sorte qu'un point, appelé *point X*, soit créé de manière à isoler le plasma central des parois du réacteur. Dans cette configuration le plasma est en contact avec les parois uniquement dans la région du divertor. Sur ASDEX Upgrade, ce *point X* peut être créé soit dans la partie inférieure du plasma, soit dans la partie supérieure ou simultanément dans les deux zones. Dans le premier cas on parle de configuration magnétique LSN (Lower Single Null), dans le second cas de configuration magnétique USN (Upper Single Null) et dans le dernier cas de configuration magnétique DN (Double Null) (cf. Fig.3.3). Ceci permet d'obtenir des formes de plasma très variées, allongées ou quasi-circulaires, selon la configuration choisie.

Le champ magnétique toroïdal typique utilisé lors des décharges plasma est de l'ordre de 2-3 Teslas, la densité électronique de l'ordre de 10^{20}m^{-3} et la température du plasma de coeur de l'ordre de 10 keV. Pour des raisons de sécurité notamment, et pour éviter une contamination radioactive du réacteur, les décharges dans ASDEX Upgrade n'uti-

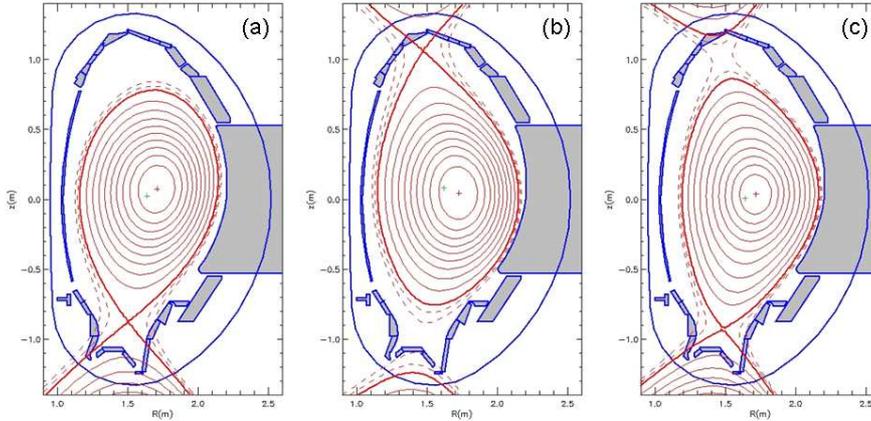


Figure 3.3: Coupe transversale des surfaces de flux poloidales obtenues pour trois décharges différentes montrant différentes positions du point "X" : (a) configuration LSN (Lower Single Null) décharge #24189 à $t=2s$, (b) configuration USN (Upper Single Null) décharge #23370 à $t=2s$ et (c) configuration DN (Double Null) décharge #21148 à $t=2s$.

lisent pas de tritium. Elles sont essentiellement réalisées avec du deutérium mais peuvent également être opérées avec de l'hydrogène ou de l'hélium. Pour atteindre la température plasma souhaitée, plusieurs types de chauffage additionnels sont utilisés sur ASDEX Upgrade en plus du chauffage ohmique (1MW) : un chauffage par injection de neutres (d'hélium, d'hydrogène ou de deutérium) permettant de délivrer jusqu'à 20 MW de puissance, un chauffage radio-fréquence (via 4 sources ICRH) permettant de coupler jusqu'à 8 MW de puissance au plasma à des fréquences comprises entre 30 et 120 MHz, un chauffage micro-ondes (via 4 sources ECRH) capable de délivrer chacune 0.5 MW de puissance pendant 2 s à environ 140 GHz et une nouvelle source ECRH capable de délivrer 1 MW de puissance pendant 10 s à 105 GHz ou 140 GHz. Cette puissance de chauffage externe permet, à l'heure actuelle, d'atteindre des flux intermittents d'énergie dans le plasma de bord équivalents à ceux que l'on retrouverait sur ITER (environ 18 MW/m^2 pour AUG -cf. Fig.3.4(b)- contre 24 MW/m^2 pour ITER), ce qui est particulièrement adapté à une étude pertinente des interactions plasma-paroi.

Différents régimes de fonctionnement peuvent ainsi être atteints selon les paramètres de décharge choisis (scénario de chauffage, configuration magnétique, combustible injecté, etc...) dont notamment les modes à bas confinement (mode L) et à haut confinement (mode H). Les paramètres principaux du plasma, très proches de ceux qui règneront dans ITER sont consignés dans la table 3.1.

Notons que depuis sa mise en service, ASDEX Upgrade a subi d'importantes modifications, notamment au niveau de la géométrie du divertor (cf. Fig.3.4(a)) et de la nature des CFPs (passage de certains éléments en carbone à des éléments en tungstène à partir

Table 3.1: Quelques paramètres typiques caractérisant une décharge plasma effectuée dans le tokamak ASDEX Upgrade en comparaison à ITER.

Paramètres typiques du plasma	ASDEX Upgrade	ITER
Grand rayon du plasma	1.7 m	6.20 m
Petit rayon horizontal du plasma	0.5 m	2 m
Petit rayon vertical du plasma	0.8 m	6.80 m
Volume plasma	14 m ⁻³	840 m ⁻³
Volume chambre à vide	32 m ⁻³	1400 m ⁻³
Courant plasma	jusqu'à 2 MA	15 MA
Densité plasma	10 ²⁰ m ⁻³	
Température plasma	60 à 100 millions de degrés	
Type de plasma	hydrogène, deutérium, hélium	deutérium-tritium
Champ magnétique maximum	3.9 T	5.3 T
Durée de décharge maximum	10 s	de 10 min. à 1 h.

de 1996 puis couverture totale des parois en tungstène en 2007).

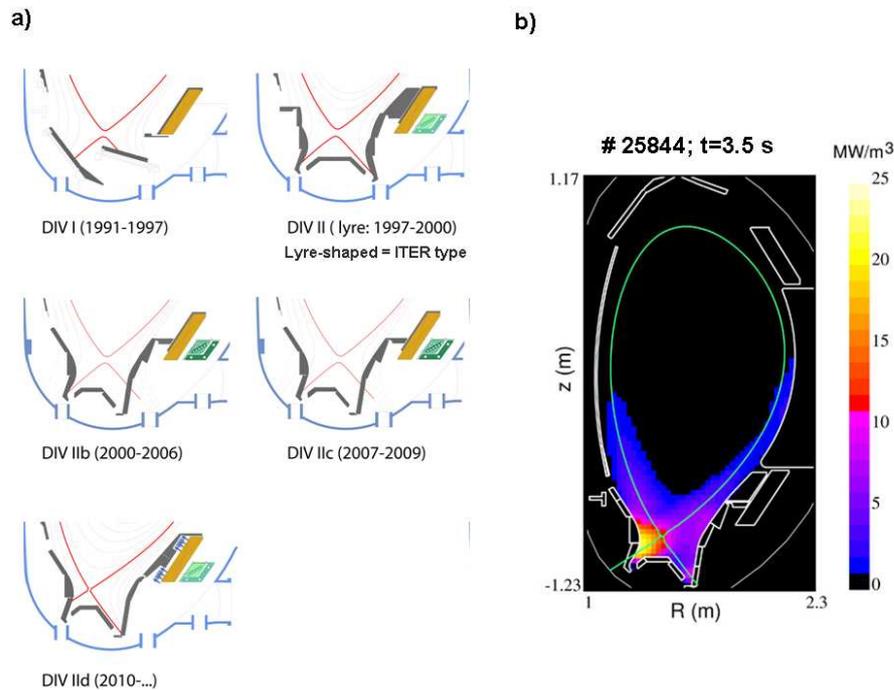


Figure 3.4: (a) Image montrant les différentes configurations retenues pour le divertor installé sur ASDEX Upgrade depuis sa mise en fonctionnement en 1991 et (b) exemple d'un dépôt de puissance élevé sur le divertor d'ASDEX Upgrade (décharge #25844) permettant une étude pertinente des interactions plasma-paroi.

En effet la principale caractéristique de ce réacteur à fusion réside dans le fait que les murs de l'enceinte à vide sont totalement recouverts de tungstène ce qui en fait le seul

tokamak au monde à posséder cette particularité. Ceci a pour but de tester l'influence d'un mur totalement tungstène sur les performances plasma et de valider cet élément pour construire l'enceinte à vide du futur réacteur ITER. Le principal avantage du tungstène est qu'il possède un point de fusion très élevé (~ 3000 °C) qui lui permet d'encaisser d'importants flux de chaleur provenant du plasma central. Cependant le principal inconvénient du tungstène est qu'il a tendance à s'ioniser facilement aux hautes températures, à polluer le plasma et à diluer le combustible deutérium-tritium. De plus, du fait de son haut numéro atomique, le tungstène totalement ionisé rayonne beaucoup plus que les autres composants pressentis pour former les murs du réacteur (carbone et beryllium notamment) ce qui peut conduire à une perte en énergie du plasma et un déconfinement de celui-ci. Il est donc important d'étudier l'influence de ce composant sur les performances plasma de manière à montrer la faisabilité de l'utilisation d'une enceinte en tungstène sachant que le carbone ne constitue pas une voie possible pour ITER du fait de la forte rétention en tritium dans les couches de carbone déposées sur les parois. Toutes ces modifications ont permis de faire d'importantes avancées dans la compréhension de certains phénomènes. Un petit résumé des grandes étapes atteintes dans ASDEX Upgrade est proposé dans la table 3.2.

Table 3.2: *Rapide historique des modifications importantes ainsi que des principales étapes validées dans le réacteur ASDEX Upgrade.*

Dates importantes	Modifications et découvertes
1991	Début du fonctionnement du réacteur ASDEX Upgrade
1996	- La nouvelle configuration du divertor (divertor II) permet d'obtenir des décharges à fortes puissances (~ 20 MW) pour un dépôt de puissance très faible sur le divertor - Début du remplacement de certains éléments en carbone par du tungstène
1998	Découverte d'un mode H stationnaire à très fort confinement appelé "Improved H-mode" caractérisé par une barrière de transport interne favorisant une meilleure isolation thermique du coeur du plasma et permettant ainsi un accroissement du temps de décharge.
2000	Stabilisation et suppression des instabilités NTM (Neoclassical Tearing Modes) responsable d'une perte du confinement plasma grâce à l'ECCD (Electron Cyclotron Current Drive)
2007	Passage de tous les composants internes du réacteur en tungstène
2009	ASDEX Upgrade démontre la réussite de l'utilisation d'un mur tout tungstène en permettant des décharges propres et performantes
2010	Installation de nouvelles bobines de champ magnétique additionnelles pour la mitigation des ELMs

Ce tokamak est équipé d'environ 40 diagnostics différents (optiques, électriques, imagerie, etc...). Certains d'entre eux permettent une détection en temps réel de problèmes

de fonctionnement de la décharge permettant ainsi d’agir rapidement sur les paramètres plasma (en moins de 10 millisecondes) pour contrôler la décharge.

3.2 Les poussières dans ASDEX Upgrade

Cette section est consacrée aux études menées sur les poussières générées dans le réacteur ASDEX Upgrade. Celles-ci concernent notamment l’analyse de leur composition, leur morphologie, leur taille ainsi que leur densité et leur distribution spatiale à l’intérieur de la chambre à vide. La connaissance de ces différentes caractéristiques joue un rôle majeur dans la compréhension des phénomènes mis en jeu dans les mécanismes de formation de ces poussières, leur probable zone de formation ainsi que de leur transport au sein du plasma. Ces informations sont également très importantes pour les différentes études menées lors de cette thèse, car les poussières observables à la caméra dépendent directement de ces caractéristiques ainsi que des conditions plasmas régnant dans la SOL. En particulier les notions de taille et de composition des poussières sont primordiales [SKY+09], [YRP+09], [TPS+07], [TSPR08]. En effet, comme il a été spécifié dans le chapitre 1, la limite de détection de la caméra rapide dépend de l’émission de lumière de ces poussières, qui est directement déterminée par ces deux paramètres. Ainsi certaines particules, trop petites pour être observables à la caméra dans des conditions classiques, le deviendront si elles rayonnent suffisamment de lumière en s’échauffant au contact du plasma. Il est donc important de connaître quelles populations et quels types de poussières sont présents dans le réacteur pour savoir si celles-ci peuvent ou non être détectées à la caméra.

Afin de ne pas sous-estimer la densité de poussières réellement présentes lors des décharges, il est donc important de connaître avec précision leur distribution en taille, leur composition mais également leur origine (érosion d’une paroi, recombinaison en volume, fragmentation d’un diagnostic quelconque ou simple débris issus d’une maintenance effectuée par le personnel). Sur ASDEX Upgrade, comme dans de nombreux autres tokamaks, un des principaux diagnostics d’analyse des poussières est l’analyse post-mortem des particules collectées lors de l’ouverture de la machine. Ainsi plusieurs relevés ont été effectués lors des campagnes précédentes permettant d’observer l’évolution des caractéristiques de ces poussières en fonction des différentes configurations de la machine (modifications des CFPs et de la configuration du divertor).

Lors de ces analyses une distinction est faite entre les poussières provenant des processus d’interactions du plasma avec les CFPs ou celles mobilisées par le plasma, et les débris produits par une remise à l’air du réacteur, une maintenance effectuée par le personnel dans certains secteurs ou introduits par le personnel lui-même. Pour cela des collecteurs (5 au total), contenant des substrats de silicium mono-cristallin, et dont le design est présenté dans la figure 3.5, ont été disposés à différents endroits de la chambre à vide.

Ces collecteurs sont installés durant l’ouverture du réacteur et protégés des impuretés par un cache. Celui-ci est retiré juste avant la fermeture de la chambre puis réinstallé directement après une ouverture permettant ainsi de réduire fortement la contamination

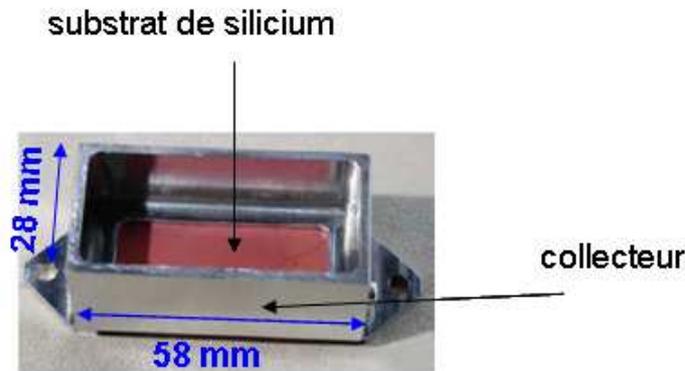


Figure 3.5: Photographie d'un collecteur contenant le substrat de silicium utilisé pour l'analyse *ex situ* des poussières dans le tokamak ASDEX Upgrade.

du substrat par les débris. Un des principaux avantages de cette technique réside dans le fait qu'aucune sélection de poussières n'est réalisée lors de la collection, car à priori, toutes les particules (en termes de morphologie, composition ou taille) peuvent être collectées par les substrats, contrairement aux techniques de bande adhésive ou d'aspiration filtrée adaptées pour la collecte d'une certaine catégorie de poussières. Cependant, du fait de la fragilité des substrats de silicium, il n'est pas possible de les placer à n'importe quels endroits de la machine. Seuls des emplacements sans contact direct avec le plasma et où le dépôt de puissance est relativement faible peuvent ainsi être sélectionnés. Les différentes localisations de ces substrats sont données dans la figure 3.6(b).

Les poussières collectées sont ensuite identifiées, mesurées et analysées grâce à un dispositif entièrement automatisé (le dispositif "Helios"), équipé d'un microscope électronique à balayage et d'un faisceau d'ions localisé et permettant également une analyse dispersive en énergie des rayons X des échantillons. Une large base de données est ainsi construite permettant d'obtenir une statistique pertinente sur la composition chimique, la morphologie (interne et externe) et la taille des poussières collectées dans ASDEX Upgrade et donc de les classer en fonction de leurs caractéristiques. La description de cette technique d'analyse ainsi que les paramètres utilisés pour définir les différentes classes de poussières sont détaillées dans l'article [BER⁺10].

Les résultats obtenus sur les dernières campagnes de mesures (2007 à 2009), reposant sur l'analyse de plus de 140 mm² de substrat choisis aléatoirement dans les différents secteurs du tore et contenant plus de 100 000 particules, ont permis de mettre en évidence plusieurs classes de poussières comme le montre la figure 3.6(a).

Une première estimation de l'analyse statistique effectuée en 2008 [RBLtAUT09] portant sur la morphologie et la composition des poussières a montré que celles d'une taille inférieure à 5 μm étaient essentiellement sphériques et principalement composées de tungstène (cf. Fig.3.7(a)), tandis que les particules ayant une taille supérieure sont pour la

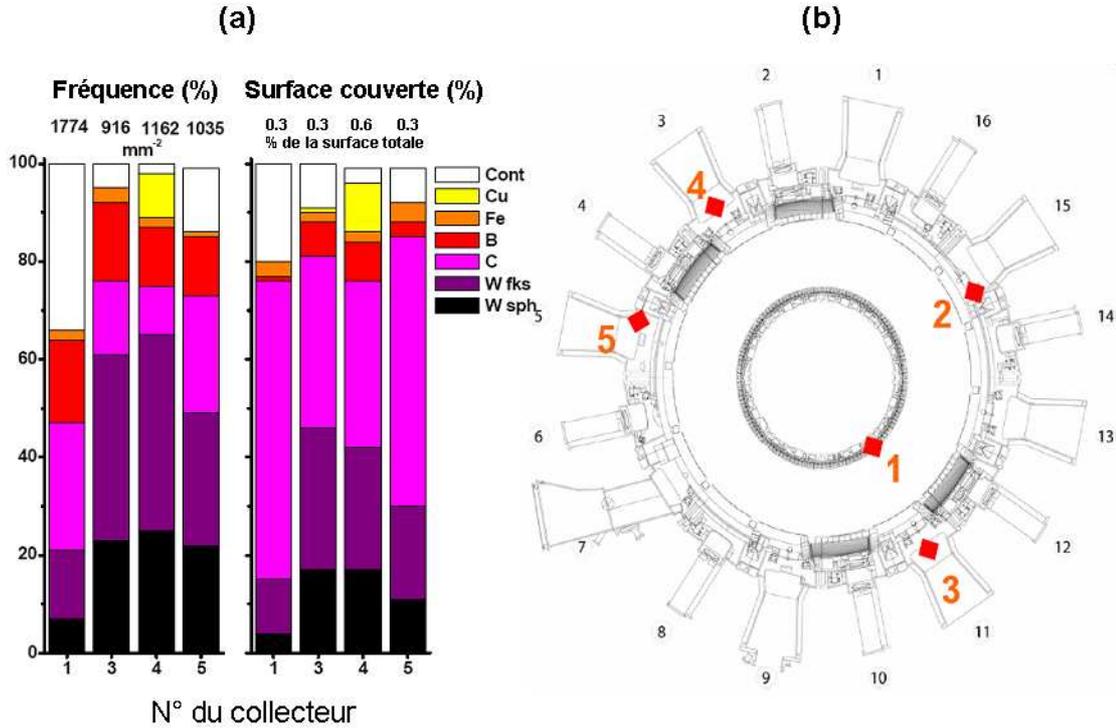


Figure 3.6: (a) Histogrammes montrant à gauche : la proportion de particules appartenant à chaque classe en fonction du numéro des substrats de silicium. Le nombre total de particules collectées par unité de surface (en mm^{-2} pour chacun des substrats est donné en haut de chaque colonne) et à droite : la proportion de la surface couverte par les poussières d'une classe en fonction du numéro des substrat. La fraction de la surface couverte par les poussières par rapport à la surface totale de l'échantillon est donnée en haut de chaque colonne (en %). L'abréviation "Cont." signifie contaminants et désigne les débris ou des particules d'origine organique (notamment apportées par le personnel), c'est-à-dire des particules contenant du sodium, du potassium, du calcium ou du soufre. (b) Position des différents collecteurs à l'intérieur de la chambre à vide.

plupart des congglomérats complexes, en général des particules de tungstène scellées dans des matrices composées de carbone et de bore (cf. Fig.3.7(b)).

Un tableau montrant la composition des poussières ainsi que la proportion (en %) associé à chaque élément en fonction de la taille des poussières est proposé (cf. table 3.3).

Les coupes transverses, obtenues par amincissement par faisceau d'ions localisé renseignent sur la morphologie interne des poussières permettant ainsi de déduire les processus à l'origine de leur formation. Ainsi des gouttelettes de tungstène produites par des processus d'arcs électriques semblent être l'origine principale des poussières sphériques de tungstène tandis que les agglomérats semblent être issus de couches de matériaux redéposés sur la partie intérieure du divertor, localisées près des zones où se produisent les

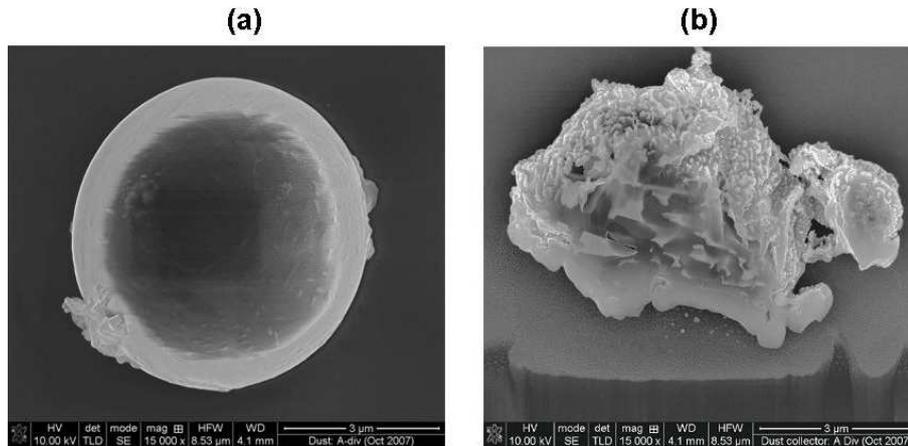


Figure 3.7: (a) Image MEB d'une gouttelette de tungstène avec quelques irrégularités en surface et matériau déposé. (b) Image MEB d'un agglomérat collecté dans ASDEX Upgrade lors de la campagne 2007 coté faible champ. La poussière a été partiellement coupée par faisceau d'ions localisé pour connaître la structure interne. Les structures fines sur la surface externe de la poussière apparaissent lumineuses. Sur la coupe transversale, les points brillants sont constitués de tungstène tandis que la matrice apparaissant en noire est constituée de carbone et de bore. D'après [RBL+AUT09] et [BER+10].

Table 3.3: Tableau montrant la composition des poussières ainsi que la proportion de chaque élément en fonction de la taille des particules collectées dans ASDEX Upgrade durant la campagne 2008.

Taille (μm)	Bore (%)	Carbone (%)	Fer (%)	Tungstène (%)	Autres (%)
<5	26	16	4	55	-
5-10	21	30	12	21	15

arcs (gouttelettes de tungstène issues des arcs implémentées dans les couches issues de la déposition) et qui s'effritent du fait des contraintes thermiques importantes (par exemple des disruptions). La distribution en taille des particules (cf. Fig.3.8), issue des analyses effectuées sur 3 collecteurs, montre un maximum pour les particules de petite taille confirmant ainsi une forte population de particules sphériques en tungstène pouvant constituer une source importante d'impuretés dans ASDEX Upgrade.

De plus il a été montré, lors de la campagne 2009 [EBR+11], que deux tiers des poussières collectées étaient des gouttelettes et des "flocons" essentiellement composés de tungstène, des "flocons" ("flakes" dans la littérature) essentiellement composés de carbone ainsi que des cristallites et des "flocons" essentiellement composés de bore (cf. Fig.3.9).

Les principaux éléments retrouvés dans les poussières d'ASDEX Upgrade sont donc le tungstène, le carbone et le bore confirmant ainsi les analyses menées lors des précédentes campagnes (2007 et 2008) [RBL+AUT09]. Notons qu'une distinction est faite entre

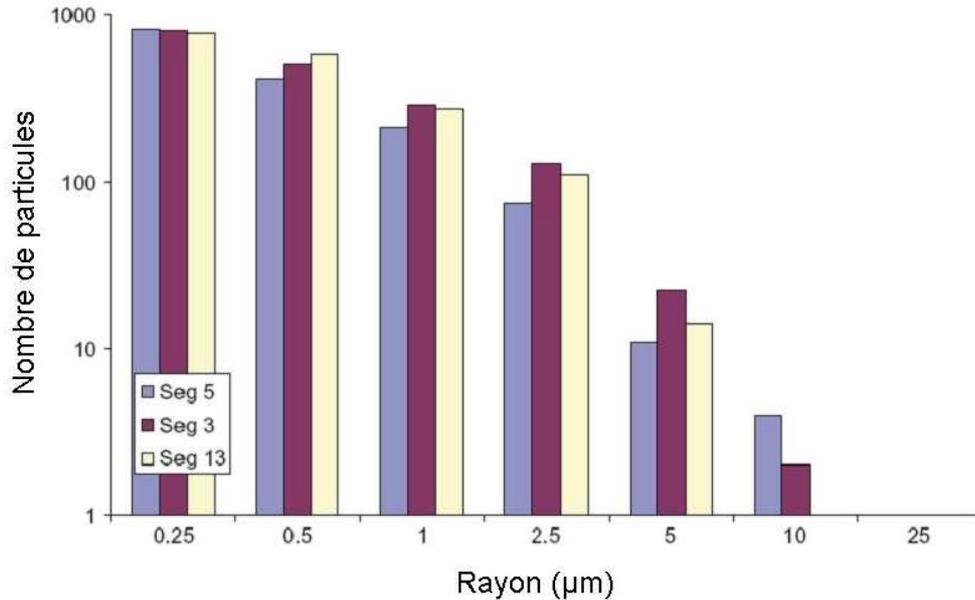


Figure 3.8: *Distribution en taille (rayons) des poussières analysées lors de la campagne 2008 dans trois secteurs (secteurs 3, 5 et 15) du tokamak ASDEX Upgrade.*

gouttelettes et "flocons" car les processus physiques ou chimiques à l'origine de ces deux morphologies ainsi que les zones de création sont différentes. Ceci explique notamment les différences de proportion d'éléments présents dans les différents collecteurs qui sont situés à différents endroits de la chambre à vide. Ainsi si l'on considère les collecteurs 3 et 4, installés à des positions similaires autour du tore, on peut remarquer une grande similitude dans la composition et la fraction des différents éléments dans les poussières collectées, liée à la symétrie toroïdale dans la distribution des particules pendant la phase plasma. Notons également qu'une fraction non négligeable (plus de 11 %) de gouttelettes composées de fer et de "flocons" composés de cuivre a été mise en évidence résultant de phénomènes d'ablation dus à des arcs électriques se formant sur des composants en acier inoxydable de la chambre à vide et une fonte locale des PSL (Passive Stabilization Loop) en cuivre (cf. Fig.3.9).

Sur la base de ces éléments, nous pouvons donc conclure que les poussières les plus susceptibles d'être observées avec l'imagerie rapide sont les gouttelettes de tungstène, à priori produites par des arcs électriques, capables d'émettre beaucoup de lumière par rayonnement.

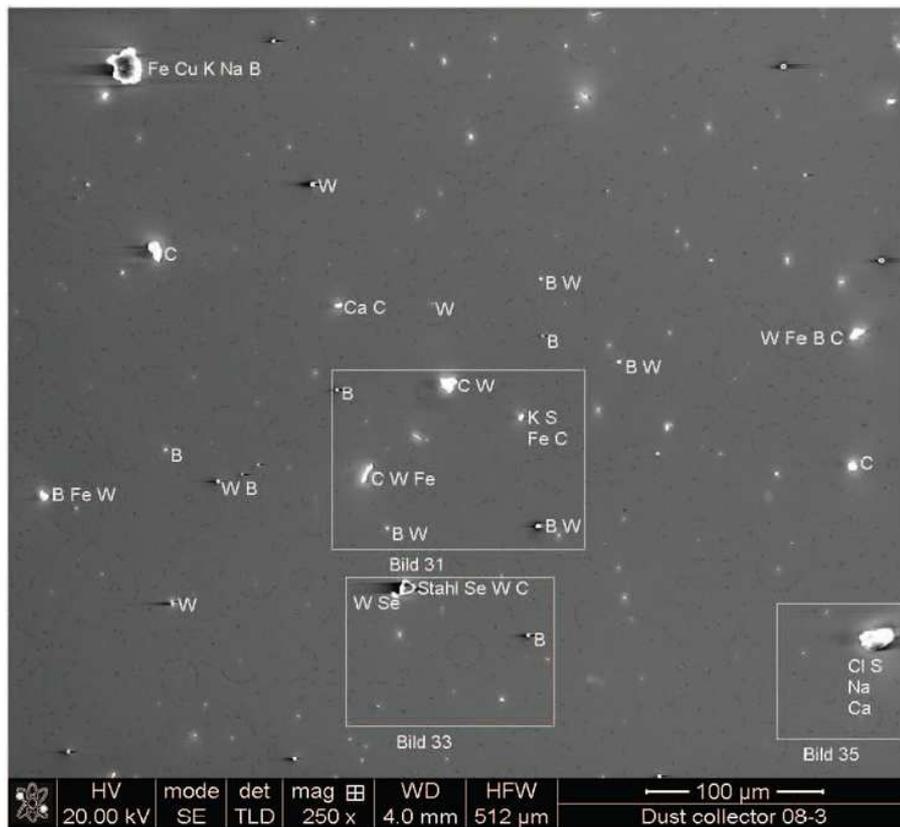


Figure 3.9: Photographie MEB montrant la diversité en composition et en taille des poussières collectées dans ASDEX Upgrade.

3.3 Analyse statistique : Étude du nombre de poussières mobilisées dans ASDEX Upgrade

Cette section présente les résultats concernant le nombre de poussières micrométriques mobilisées dans le tokamak ASDEX Upgrade déduit à partir des données d'imagerie rapide et à l'aide de l'algorithme *TRACE*. Cette étude a été réalisée sur 4 campagnes différentes (décharges #23140 à #26837) comprenant 5 ouvertures du réacteur (cf. table 3.4) dont une ouverture majeure en fin d'année 2009 (après le tir #25890) marquée par l'installation de bobines complémentaires servant à l'étude de la mitigation des ELMs par perturbation magnétique. Notons que dans la suite de cette thèse, nous appellerons "campagne" une période de fonctionnement du tokamak entre deux ouvertures (cf. table 3.4) et non pas une série complète de décharges (entre #23000 et #24000 par exemple) comme il est d'usage de le noter dans la base de données d'ASDEX Upgrade. Pour effectuer la correspondance numéro de décharge et temps d'opération plasma, les durées de chaque décharge ont été cumulées sur l'ensemble des 5 campagnes. Notons que pour la dernière campagne étudiée (5^{ème}), l'analyse s'est arrêtée à la décharge #26837 correspondant à un temps final d'opération plasma de 14370 s.

Table 3.4: Périodes d'ouverture du réacteur et numéro du tir correspondant au redémarrage des décharges plasma.

Numéro de campagne	Période d'ouverture	Temps d'arrêt	Tir correspondant au redémarrage	Durée plasma cumulée (en s)
1	24/04/2008 à 14/05/2008	~ 1 mois	# 23140	0
2	17/07/2008 à 23/09/2008	~ 2 mois	# 23673	1878
3	28/11/2008 à 09/04/2009	~ 4 mois	# 24190	3840
4	31/07/2009 à 01/09/2009	~ 1 mois	# 25019	5920
5	18/12/2009 à 30/11/2010	~ 12 mois	# 25946	9347

Tout au long de ce chapitre ces dates de redémarrage après ouverture seront marquées dans les figures par des lignes bleues verticales (cf Fig. 3.11) et le numéro du premier tir effectué après ce redémarrage. La statistique réalisée repose sur l'analyse d'environ 1470 décharges (tous types de décharges confondus) sur un total d'environ 2470 décharges existantes. Il est également important de noter que la caméra a été momentanément indisponible de la décharge #25890 à la décharge #26000 expliquant ainsi le manque de données dans la statistique au début de la cinquième campagne (cf. Fig. 3.11).

Il est important de noter que pour obtenir ces résultats, la base de donnée d'ASDEX Upgrade, accessible sur l'intranet de l'IPP Garching, a servi de référence. Cependant les données issues de cette base ne sont pas toujours correctes, de nombreuses anomalies ayant été mises en évidence lors de l'exploitation des résultats (temps d'apparition des disruptions incorrects par exemple). Une réserve quant à l'interprétation des résultats est donc nécessaire lors de l'analyse de ces données. Une autre difficulté provient du fait qu'au cours de ces différentes campagnes, la caméra utilisée pour l'acquisition des données a été déplacée dans différents secteurs (cf. Fig 3.10), la place pour l'installation des différents diagnostics étant très restreinte et l'accessibilité aux différents hublots difficile (cf. Fig. 1.26).

Ceci signifie donc que le volume "sondé" par la caméra n'est non seulement pas toujours identique mais diffère également par les éléments observés, susceptibles de se détériorer au contact du plasma comme les antennes de chauffage ou les différents diagnostics par exemple et donc de générer des poussières. Les objectifs (donc les angles solides) utilisés lors de ces expériences varient également (objectif "wide angle" de 4mm, objectif "mini-length" de 6 mm, 8mm, etc...) selon le phénomène qui est observé (nécessité d'observer le divertor, zoomer sur une zone bien précise pour observer des arcs électriques par exemple,

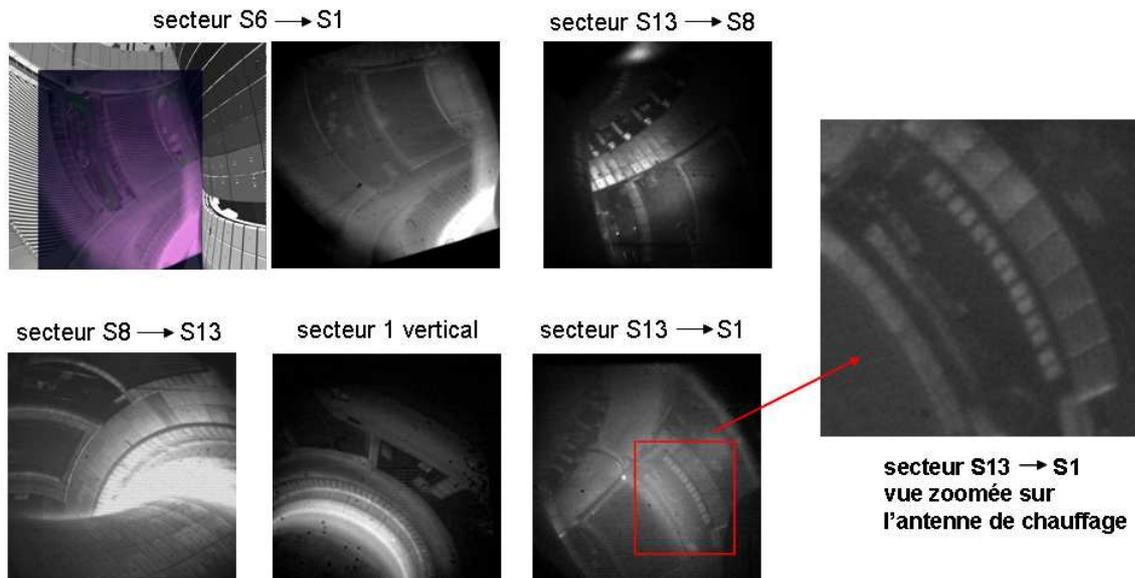


Figure 3.10: Images montrant les différentes prises de vue de la caméra rapide Phantom V7.1 correspondant à différents secteurs du tokamak ASDEX Upgrade.

etc...)). Ces remarques sont importantes dans le sens où le nombre de poussières détectées est directement lié au volume sondé ainsi qu'aux différentes zones de visée. Cependant, après vérification, il semble correct de faire l'hypothèse que ce volume est quasi identique quelle que soit la zone visée par la caméra. Les vues zoomées correspondent quant à elles aux vidéos enregistrées pendant la série 26000.

Un autre point important et dont il faut être conscient, réside dans le fait que seuls certains secteurs sont observés avec la caméra rapide (S13 à S8 et S6 à S1) et d'autres non. En particulier les secteurs 7 et 15, où sont installés les injecteurs de neutres, ne sont jamais visibles à la caméra. Ainsi les poussières créées ou mobilisées dans ces secteurs situés hors du champ de vision de la caméra ne peuvent donc pas être détectées. En effet en raison de leur faible durée de vie dans le plasma, les poussières créées dans un secteur opposé ne peuvent pas arriver jusqu'au secteur visé. Ainsi la statistique proposée ci-dessous doit être interprétée avec prudence car de nombreuses poussières peuvent quand même être mobilisées dans le tore de plasma sans forcément être vues par la caméra et ne seront donc pas comptabilisées.

3.4 Les différentes campagnes de mesures

3.4.1 Influence de l'ouverture du réacteur

La première idée a été d'étudier les décharges de type mode H standard, qui sont des décharges effectuées au début de chaque journée de mesures pour vérifier le bon fonctionnement du réacteur ainsi que pour étalonner et s'assurer de la bonne marche des

différents diagnostics. Étant donné que ces décharges sont réalisées en utilisant les mêmes paramètres (cf. table 3.5), on peut supposer que ce type de décharge mobilise sensiblement le même nombre de poussières.

Table 3.5: Paramètres de décharge utilisés lors des tirs en mode H standard.

Paramètres	Valeurs
Courant plasma (I_p)	1 MA
Facteur de sécurité (q_{95})	~ 4.6
Courant ohmique (I_{OH})	0.03 MA
Champ magnétique toroïdal (B_T)	$\sim -2.47 \text{ T}^0$
Résistance ohmique (R_{OH})	0.37Ω

Une variation au cours de la campagne du nombre de poussières détectées lors de ces décharges pourrait alors être interprétée comme étant due à un effet de conditionnement des parois par le plasma ou à une perte violente du confinement du plasma suite à l'apparition de phénomènes transitoires tels que les disruptions ou les ELMs.

La figure 3.11, réalisée sur une statistique de plus de 240 décharges en mode H standard, montre le nombre de poussières détectées pendant ces décharges en fonction du temps d'opération plasma (cumulé sur les 5 campagnes décrites précédemment). On constate que le nombre de poussières mobilisées au sein du plasma est relativement faible et quasi constant (< 10) (cf. droite verte horizontale). En conclusion, le temps d'opération plasma ne semble avoir aucun effet notable sur le taux de détection, ce qui signifie que ce type de décharge ne produit pas ou peu de poussières au sein du tokamak, et que la quantité de poussières mobilisables dans l'enceinte ne varie pas significativement avec le temps d'opération plasma. En particulier, la décroissance du nombre de poussières mobilisées au cours du temps après ouverture du réacteur présentée dans l'article de S.H. Hong [HGR+10] n'est pas observée.

Seules cinq décharges référencées sur cette figure 3.11, correspondant aux décharges #23468, #23884, #24801, #24915, #24941, ont provoqué l'apparition de nombreuses poussières. Après vérification des caractéristiques de décharge correspondant à ces 5 cas particuliers, il s'avère que ce sont soit des tirs disruptifs soit des tirs précédés par de nombreuses disruptions pouvant expliquer le nombre de poussières encore élevé dans ces décharges. Un exemple représentatif de ce phénomène est la décharge #23884 qui n'est pas une décharge disruptive mais qui comporte beaucoup de poussières. La visualisation de cet enregistrement permet de constater un échauffement des CFPs, du fait d'un mauvais centrage du plasma, au début de la décharge (cf. images Fig.3.11(a)) ayant pour conséquence un contact quasi-permanent avec les parois. Ces poussières qui sont très visiblement éjectées de ces parois (cf. images Fig.3.11(b)) semblent donc être mobilisées (pour des dépôts) et/ou créés (si un processus d'érosion est mis en jeu) par cet échauffement. Cette première étude, si l'on excepte ces cas particuliers, ne révèle donc finalement pas de conséquence

1. Le champ magnétique toroïdal est négatif car il est défini dans le sens contraire du courant plasma I_p pris comme référence pour définir le sens positif de rotation autour du tore.

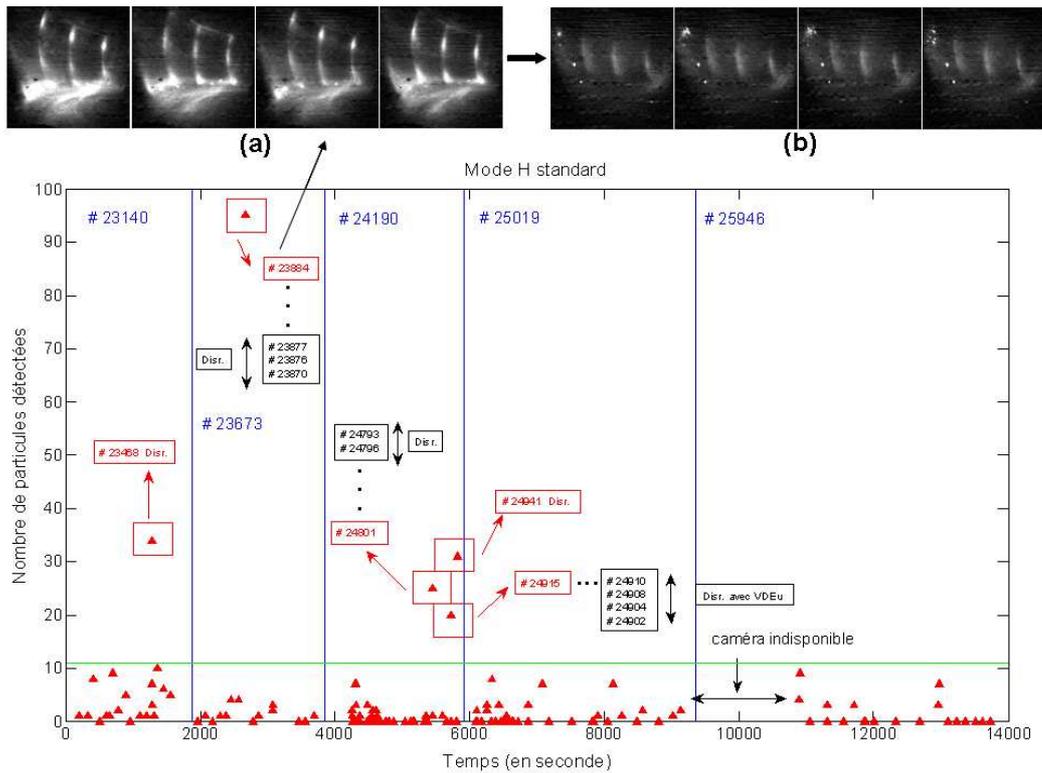


Figure 3.11: Nombre de poussières détectées en fonction du temps d’opération plasma lors des décharges en mode H standard. (a) Premières images du film montrant un échauffement quasi permanent des CFPs et (b) l’apparition de poussières libérées dans le plasma suite à cet échauffement.

de l’ouverture de la machine sur le nombre de poussières détectées au cours du temps.

La figure 3.12 montre les résultats obtenus sur les 5 dernières campagnes, incluant toutes les conditions de décharge, y compris celles présentant des événements transitoires tels que les ELMs et les disruptions et en prenant en compte uniquement les ”vraies” poussières comme définies dans le chapitre 2.

La figure 3.13, quant à elle, montre la même information mais en tenant compte également des longues trajectoires fragmentées non identifiées (cf. UFT -Unidentified Fragmented Trajectories- dans le chapitre 2).

On se rend compte que, selon que l’on considère ou non ces UFT, les conclusions seront totalement différentes. En effet si l’on considère la figure ne représentant que les poussières avérées, il semblerait que les décharges disruptives (représentées par les triangles verts) produisent plus de poussières que les autres types de décharges ce qui n’est plus le cas lorsque l’on considère les UFT (notamment lors de la dernière campagne). Ceci nous a donc mené à réfléchir sur la prise en compte des UFT dans la suite de l’étude, qui peuvent être toutes sortes d’événements (particules rapides, particules qui se disloquent, arcs mo-

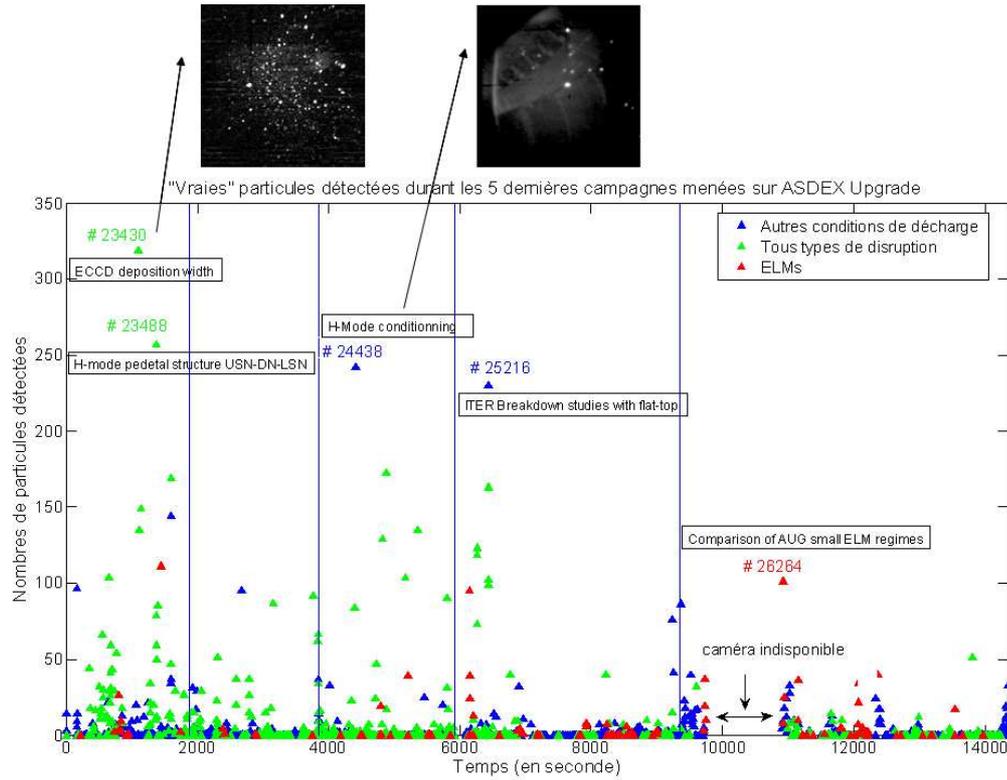


Figure 3.12: Nombre de "vraies" particules détectées au cours des 5 dernières campagnes en fonction du temps d'opération plasma et discriminées en fonction du type de décharge (disruptions, ELMs et autres décharges) dans le tokamak ASDEX Upgrade.

biles, etc...), se déplaçant longtemps sur de longues distances mais dont la trajectoire est très fragmentée (suivies moins de 80 % du temps), mais aussi des fausses détections (bruit, etc...). Après quelques vérifications, notamment pour les décharges comportant de nombreux événements (exemple des décharges #24838, #24878, #26276, #26290, #26823, #26825 sur la Fig.3.13), il s'est avéré que, sur un certain nombre de films, une partie significative des événements détectés n'étaient pas de vraies poussières mais correspondaient à du bruit. De plus la même vérification a été réalisée sur quelques décharges prises dans la figure 3.12 (#23430, #23488, #24438, #25216, #26264) de manière à être sûr que les événements détectés dans ces films correspondent effectivement à de vraies poussières, ce qui est le cas (cf. images Fig.3.12). Il a donc été décidé de ne pas tenir compte de ces trajectoires fragmentées dans la suite de l'étude de manière à garder une statistique lisible, sachant que la reconstruction de ces longues trajectoires discontinues est toujours en cours d'investigation, notamment avec i) l'écriture d'un algorithme d'extrapolation de trajectoires permettant de reconnecter ces fragments entre eux et ii) l'amélioration de l'algorithme de détection par l'application d'un filtre de Kalman, de manière à obtenir moins d'UFT et faciliter le suivi (cf. section 2.4).

Il est important de noter que dans cette étude statistique une attention toute parti-

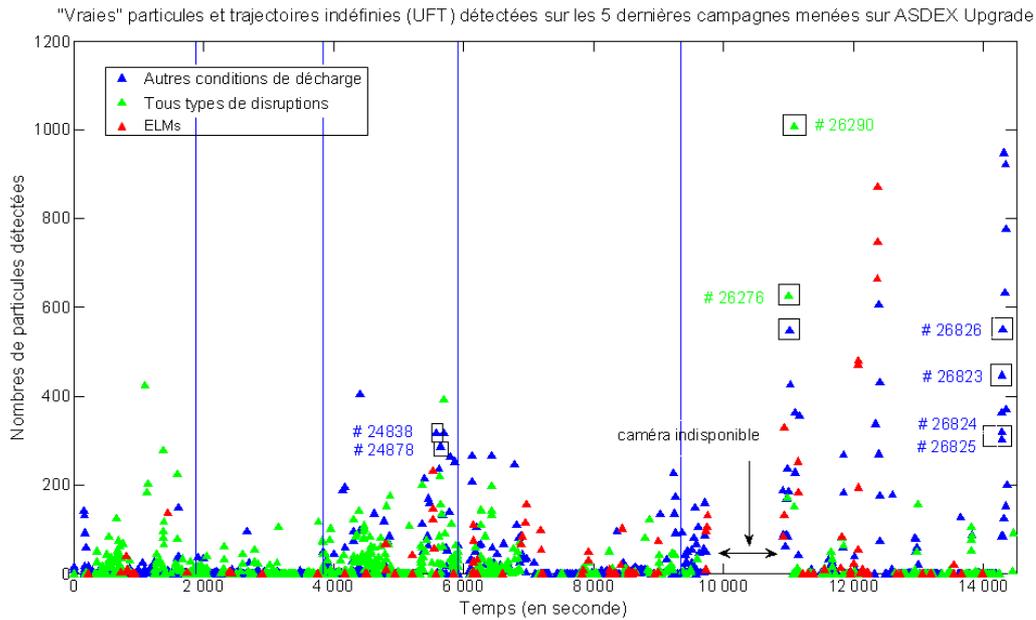


Figure 3.13: Nombre de "vraies" particules et de trajectoires indéfinies additionnées, détectées au cours des 5 dernières campagnes en fonction du temps d'opération plasma et discriminées en fonction du type de décharge (disruptions, ELMs et autres décharges) dans le tokamak ASDEX Upgrade.

culière a été portée aux décharges disruptives pour mesurer l'importance de ce type de décharges dans les mécanismes de création/mobilisation de poussières. Ceci explique la prédominance de ces décharges (représentés par les triangles verts) dans l'analyse vis à vis des autres types de décharges (cela ne signifie pas que l'essentiel des décharges effectuées sur ASDEX Upgrade sont disruptives). Un tableau récapitulatif donnant la proportion de films analysés pour chaque type de décharges vis à vis du nombre total de films existants dans la base de données est proposé dans la table 3.6 (cf. table 3.6(a)) ainsi que le pourcentage de films analysés pour chaque catégorie par rapport au nombre total de films analysés (cf. table 3.6(b)). Pour avoir une statistique équilibrée, fiable et représentative de l'ensemble de ces campagnes de mesures, environ un film sur deux a été traité pour chacune des 5 campagnes (excepté pour la 5^{eme} campagne).

La première observation marquante que l'on peut faire en observant l'allure globale de la figure 3.12 est que relativement peu de poussières sont créées/mobilisées au sein du plasma dans le réacteur ASDEX Upgrade au cours des différentes campagnes. La table 3.7 recense le nombre moyen de particules détectées par film, en considérant toutes les décharges, aussi bien celles présentant des poussières que les autres, pour chacune des campagnes. Il apparaît clairement que ce nombre moyen est relativement faible, excepté pour la première campagne qui montre une singularité. Cependant cette singularité peut simplement être la conséquence directe du type de décharges analysées (disruptions ou pas) et surtout de la proportion du nombre de films analysés pour chacune de ces catégories

Table 3.6: (a) Proportion de films analysés pour chaque type de décharges et pour chacune des 5 campagnes en fonction du nombre total de films existants dans la base de données d'ASDEX Upgrade ainsi que (b) la proportion de films analysés pour chaque catégorie par rapport au nombre total de films analysés pour chacune des 5 campagnes.

Types de décharges	Nombre de films existants dans la base de données	Nombre de films analysés	(a) Proportion (en %) de films analysés/films existants	(b) Proportion (en %) de chaque catégorie/films analysés
Toutes campagnes confondues				
Total	2470	1467	~59%	
Disruptions	915	719	~79%	~49%
Autres types de décharge	1555	748	~48%	~51%
1ère campagne				
Total	377	206	~54%	
Disruptions	129	95	~74%	~46%
Autres types de décharge	248	111	~45%	~54%
2ème campagne				
Total	378	185	~49%	
Disruptions	157	111	~70%	~60%
Autres types de décharge	221	74	~33%	~40%
3ème campagne				
Total	680	351	~52%	
Disruptions	278	214	~77%	~61%
Autres types de décharge	402	137	~34%	~40%
4ème campagne				
Total	618	321	~52%	
Disruptions	188	141	~75%	~44%
Autres types de décharge	430	180	~42%	~56%
5ème campagne				
Total	417	404	~97%	
Disruptions	163	158	~97%	~39%
Autres types de décharge	254	246	~97%	~61%

dans une même campagne (plus de disruptions censées créer plus de poussières analysées au cours de la première campagne), ce qui ne semble pas être le cas (cf. table 3.6 (a) et (b)).

En considérant l'ouverture majeure qui a eu lieu très récemment pour ajouter les bobines de mitigation des ELMs (fin 2009 à fin 2010) et le remplacement de nombreuses tuiles du divertor, on pourrait s'attendre à obtenir un pic de production de poussières ce qui n'est visiblement pas le cas. Une des hypothèses s'appuie sur le fait que de nombreux éléments ayant été remplacés, peu de particules issues de l'érosion et de la redéposition sont présentes sur ces éléments (éléments neufs) et ne peuvent donc pas être mobilisées

Table 3.7: Nombre moyen de particules détectées par films pour chacune des différentes campagnes montrant la décroissance du nombre de poussières au cours du temps.

Numéro de la campagne	Nombre de poussières détectées en moyenne par film
1	15.14
2	4.97
3	4.72
4	5.09
5	3.59

au sein du réacteur, même si beaucoup peuvent tout de même être apportées par le personnel effectuant cette maintenance. De plus il s'avère que les 100 premières décharges suivant le redémarrage du plasma correspondent à des décharges de test et de calibration des diagnostics et de conditionnement des parois, qui ne représentent donc pas de danger potentiel et ne sont donc pas propices à une éventuelle érosion de celles-ci. De plus, comme l'a montré la figure 3.11, ce type de décharges mobilise peu ou pas du tout les poussières au sein du plasma.

L'étude des différentes campagnes prises individuellement confirme la tendance générale, à savoir que l'on n'observe pas de diminution temporelle du nombre de particules au cours de ces campagnes ce qui suggère que la quantité de poussières mobilisables n'est pas corrélée au temps d'opération plasma au sein d'une même campagne mais plus à l'historique des décharges précédentes contrairement à ce qu'avait avancé S.H. Hong en 2010 [HGR⁺10] sur l'analyse de la campagne menée en 2007 (série 22000). En effet si l'on s'attarde sur les quatre premières campagnes (cf. Fig. 3.14), on voit nettement que ce nombre de poussières ne diminue pas avec le temps d'opération plasma. Cependant chaque campagne de mesure étant différente du fait de cette dépendance vis-à-vis des décharges précédentes et des maintenances effectuées, il n'est pas possible de comparer aussi simplement ces résultats. La conclusion donnée par S.H. Hong peut ainsi être valable pour la campagne 2007 uniquement et non pas pour les campagnes suivantes sur lesquelles nous avons basé nos conclusions. L'analyse du journal de maintenance effectuée sur le réacteur indique ainsi que la campagne 2007 a été effectuée sans boroniser les parois de la chambre à vide contrairement aux campagnes suivantes (2008-2011). Les deux tendances inverses peuvent donc s'expliquer par cette différence dans le processus de conditionnement des parois sachant que le but de la boronisation des murs de l'enceinte est de fournir une meilleure résistance (ou protection) des CFPs vis-à-vis du plasma.

Bien que quelques particules soient détectées en début de chaque campagne, il n'est pas évident d'affirmer que l'ouverture du réacteur soit à l'origine de la mobilisation de ces poussières dans le plasma. Ce fait semble donc être davantage lié au conditionnement des murs (boronisation) et à l'historique des décharges.

En s'attachant maintenant aux types de décharges et notamment aux décharges disruptives, il semblerait que les disruptions soient à l'origine d'une production de poussières

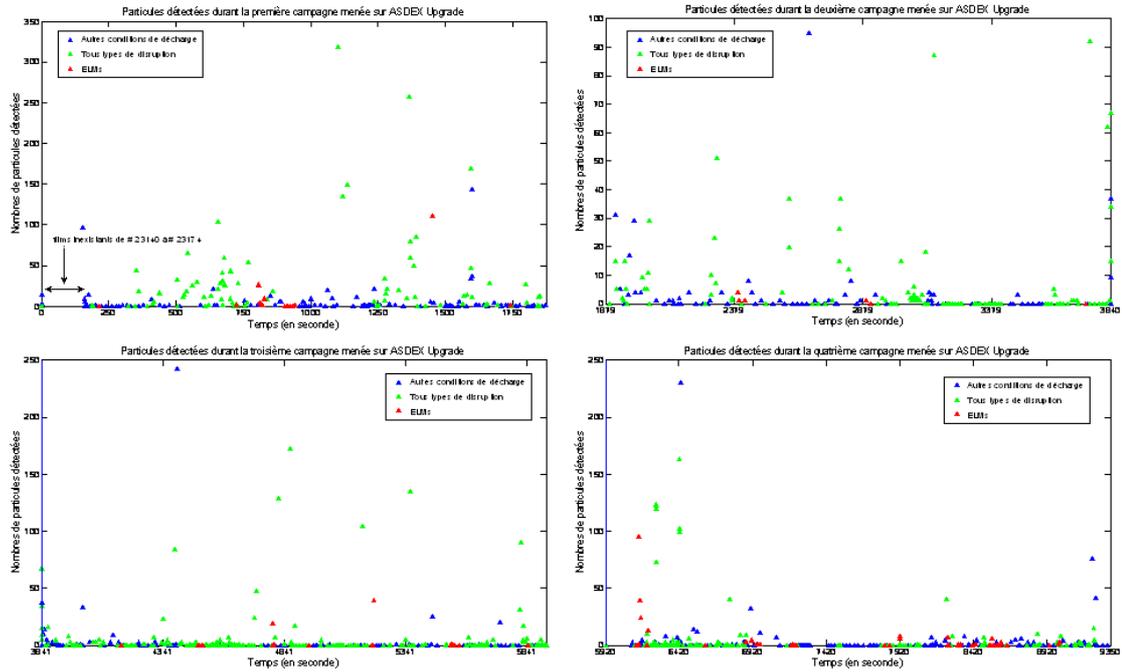


Figure 3.14: Evolution temporelle du nombre de particules détectées au cours des 4 premières campagnes, visualisées individuellement.

bien plus importante que les autres types de décharges (cf. Fig.3.12). Ceci pourrait s'expliquer par une proportion de décharges disruptives analysées plus importante que pour les autres décharges, mais ce n'est pas toujours le cas (cf. table 3.6(b), 1^{ère} et 4^{ème} campagnes). Ainsi le nombre moyen de poussières observées par film pour les disruptions et pour les autres décharges a été calculé en fonction du nombre de vidéos analysées pour chacune de ces deux catégories. Il est important de noter que ce calcul, réalisé pour chaque campagne puis toutes campagnes confondues, est effectué en tenant compte de toutes les décharges, aussi bien celles contenant des poussières que celles n'en contenant pas. Les résultats sont consignés dans la table 3.8.

Il est clairement visible ici que, quelle que soit la campagne considérée, le nombre de poussières observées pendant les décharges disruptives est en moyenne plus important que celui obtenu pour les autres types de décharge, atteignant plus d'un facteur deux toutes campagnes confondues. Une autre remarque importante peut être tirée de ce tableau. La conclusion précédente est d'autant plus vraie si l'on considère la première campagne (plus d'un facteur 4). De plus, le nombre de poussières détectées lors de cette première campagne, aussi bien pour les autres types de décharges mais davantage encore pour les décharges disruptives, est bien plus élevé comparé aux campagnes suivantes. La singularité de cette campagne mise en évidence auparavant se retrouve donc ici. Cette tendance laisserait penser qu'une maintenance particulière a pu être réalisée avant le redémarrage de cette première campagne, expliquant une forte quantité de poussières mobilisables. D'après le journal recensant les dates d'ouverture du réacteur ainsi que les maintenances

Numéro de la campagne	Nombre moyen de poussières observées pendant les décharges disruptives	Nombre moyen de poussières observées pendant les autres types de décharge
1	25.70	5.24
2	6.00	3.22
3	5.77	3.44
4	6.80	3.64
5	3.54	3.88
toutes campagnes confondues	8.16	3.89

Table 3.8: *Tableau donnant le nombre moyen de particules détectées par film pour chacune des différentes campagnes considérant d'une part les décharges disruptives et d'autre part les autres décharges.*

effectuées, un arrachage de la couche supérieure des tuiles du divertor a été effectué juste avant le redémarrage de la première campagne ce qui pourrait expliquer cette forte quantité de poussières observées. D'autres hypothèses sont envisageables pour expliquer cette singularité de la première campagne. En effet celle-ci pourrait simplement s'expliquer par le fait qu'il y ait de moins en moins de poussières mobilisables au cours du temps et donc que les décharges, mêmes violentes comme les disruptions, produisent de moins en moins de particules. En effet les nombreuses particules détectées pourrait être mobilisées en début de campagne puis évacuées par le système de pompage au fur et à mesure de l'avancement de la campagne. Une autre explication pourrait être que les disruptions ayant eu lieu au cours des deux premières campagnes ont été plus violentes en terme d'énergie libérée aux parois que celles présentes lors des trois dernières campagnes. Pour pouvoir conclure de manière correcte et juger du véritable impact des disruptions sur le taux de production de poussières, il est important de vérifier que l'apparition de ces particules est véritablement la conséquence de ces disruptions et que celles-ci ne sont pas déjà présentes dès le début de la décharge, avant que la disruption ne se produise. Ceci signifierait dans ce cas que la présence de ces poussières est simplement liée à leur mobilisation durant la phase plasma précédant la disruption, confirmant ainsi un effet lié à l'historique des décharges précédentes.

3.4.2 Impact des disruptions

Impact des différents types de disruption sur le nombre de poussières détectées

Cette section est tout particulièrement dédiée à l'étude des décharges disruptives dans le tokamak ASDEX Upgrade, qui peuvent être distinguées en trois catégories (cf. Fig.3.15) :

- les disruptions apparaissant dans la phase de montée du courant plasma, notées *DisB*.
- les disruptions ayant lieu durant la phase plateau (phase stationnaire) notées *DisR*.
- les disruptions ayant lieu durant la phase de descente du courant plasma notées *DisE*.

D'après la figure 3.16, il apparaît clairement que les poussières semblent être mobilisées ou produites par un type particulier de disruptions, celles ayant lieu durant la phase stationnaire (*DisR*) et durant la phase de descente du courant (*DisE*) produisant sensiblement plus de poussières que celles ayant lieu durant la phase de montée du courant (*DisB*). En effet ces dernières semblent en mobiliser ou en produire peu voire pas du tout ce qui pourrait s'expliquer par le fait que la puissance injectée à ce moment de la décharge n'est pas suffisamment importante pour provoquer l'endommagement des CFPs en cas de déconfinement du plasma.

Encore une fois pour pouvoir valider cette hypothèse et montrer que cette tendance n'est pas due au nombre de films analysés pour chacun des trois types de disruptions, la table 3.9, donnant la proportion de films analysés pour chacune des 5 campagnes, permet de constater que presque toutes les décharges correspondant à des disruptions de type B ont été analysées. Excepté le fait de considérer que ces décharges disruptives de type B soient toujours à l'origine d'une faible mobilisation, cela ne prouve rien car le nombre disponible de décharges de ce type est beaucoup plus faible que pour les autres types (*DisE* et *DisR*), quelle que soit la campagne considérée (cf. table 3.9, 1^{ère} colonne).

Cependant il est important pour cette étude de dissocier les poussières provoquées par la disruption et celles mobilisées au début de la décharge, ne serait-ce que pour savoir si ces dernières pourraient être à l'origine de la disruption elle-même. Pour cela nous avons représenté le nombre de poussières présentes avant et après la disruption (cf. Fig. 3.17) en choisissant comme temps de référence des disruptions le temps d'apparition du pic d'intensité lumineuse dû à cette disruption (correspondant au pic de puissance radiative P_{rad} visible sur la figure 3.15).

La première idée était de prendre les temps issus de la base de données d'ASDEX Upgrade mais ceux-ci, après vérification sur un nombre non négligeable de décharges, s'avéraient très souvent inexacts (décalage de l'ordre de 1/10^{ème} de seconde) ce qui pouvait totalement changer le nombre de particules détectées avant et après la disruption.

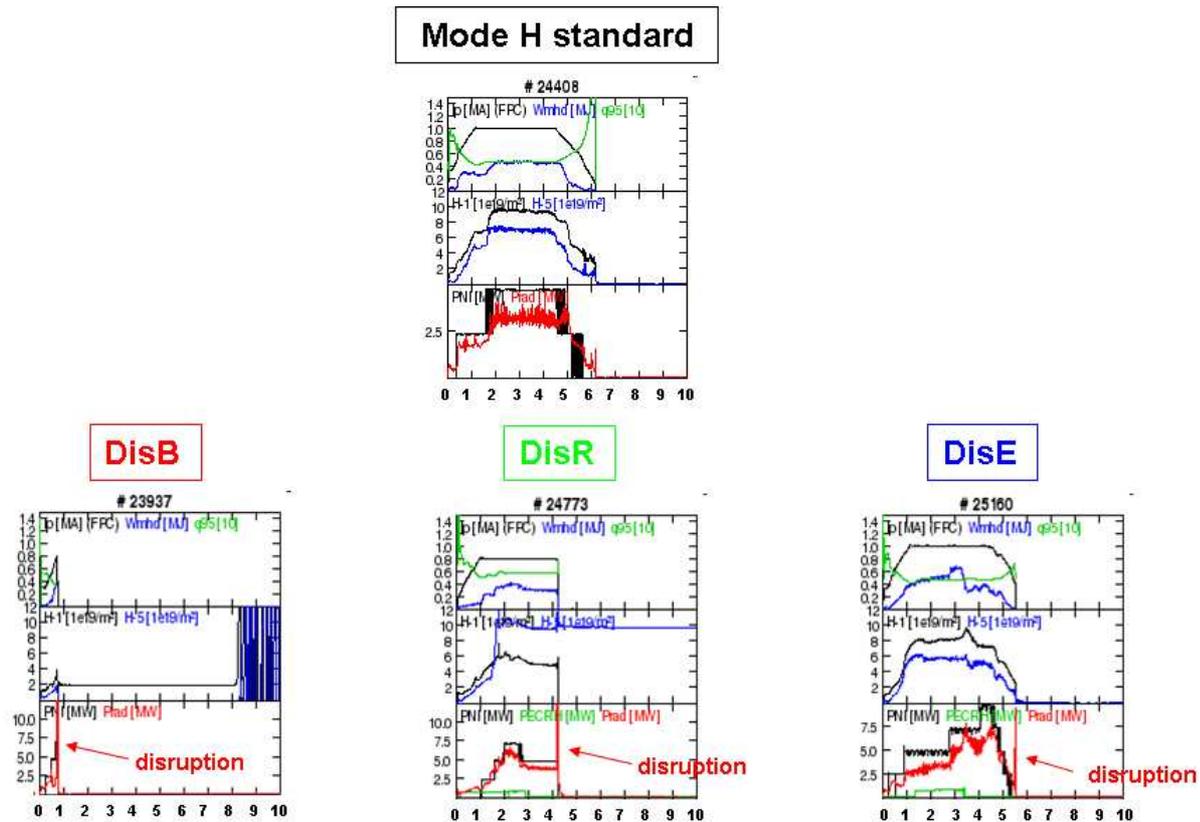


Figure 3.15: Schéma illustrant les différents paramètres de décharges (notamment les puissances injectées (fenêtres du bas) pour chaque type de chauffage : NBI (courbe noire), ECRH (courbe verte) et ICRH (courbe bleue)) dans quatre décharges différentes présentant un Mode H standard, une disruption de type B, une disruption de type R et une disruption de type E. La disruption est marquée par le pic présent dans le signal P_{rad} correspondant au pic d'intensité lumineuse visible dans les enregistrements.

Cependant la référence donnée par le pic d'intensité doit tout de même être considérée avec prudence dans le sens où, lors de la disruption, l'image peut être saturée en intensité sur plusieurs images ce qui peut correspondre à plusieurs centaines de μs de temps de décharge (selon la cadence d'acquisition choisie).

L'analyse de la figure 3.17 (en bas) montre que très peu de poussières sont détectées après une disruption, excepté pour la première campagne et le début de la deuxième. Remarquons que l'on retrouve ici la singularité de la première campagne. Ces poussières proviennent en grande majorité des disruptions ayant lieu durant la phase stationnaire (DisR) ce qui semble logique car la puissance libérée à ce moment de la décharge est maximale. De même le peu de poussières créées par les autres types de disruptions (DisB

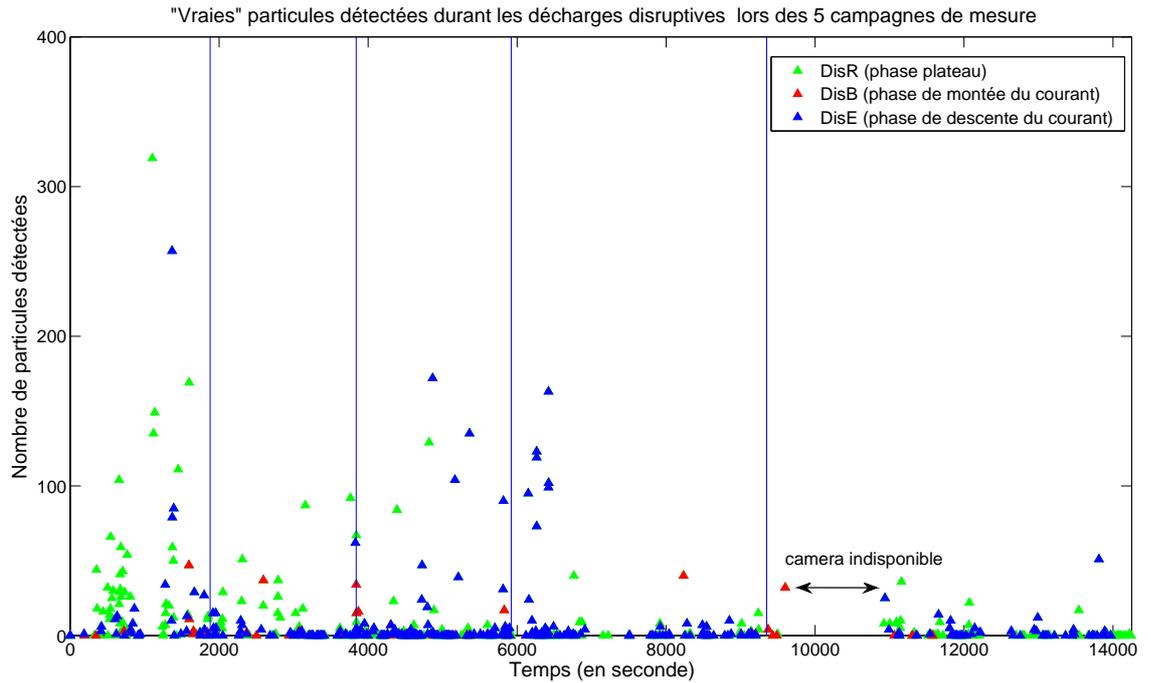


Figure 3.16: Nombre de particules détectées au cours des 5 campagnes de mesure en ne considérant que les décharges disruptives discriminées selon leur type (*DisB*, *DisR* et *DisE*).

et *DisE*) s'expliquent par le fait que la puissance au sein du plasma est faible au moment de la disruption. En regardant maintenant la figure 3.17 (en haut), on se rend compte qu'un grand nombre de poussières sont présentes avant les disruptions et que celles-ci sont souvent liées à des disruptions de type E et quelques fois à des disruptions de type R. Ceci est logique car celles-ci arrivent soit dans la phase de descente du courant à la fin de la décharge soit dans la phase plateau ce qui signifie que de nombreuses particules ont le temps d'être mobilisées dans le plasma avant l'apparition de la disruption. La figure 3.18 représentant le nombre moyen de particules détectées avant et après disruption pour chacun des trois types confirme ces différentes tendances.

La conclusion serait donc que finalement les disruptions (tous types confondus) mobilisent ou créent relativement peu de poussières macroscopiques et que beaucoup de particules détectées sont déjà présentes avant (environ 10 poussières présentent en moyenne avant les disruptions sur les cinq campagnes) (cf. Fig. 3.18), laissant imaginer que beaucoup d'entre elles sont simplement mobilisées lors de l'allumage de la décharge et sont donc liées à l'historique des décharges effectuées avant.

Table 3.9: (a) Proportion de films analysés pour chaque type de disruptions et pour chacune des 5 campagnes de mesures en fonction du nombre total de films existants dans la base de données d'ASDEX Upgrade ainsi que (b) la proportion de films analysés pour chaque catégorie de disruption par rapport au nombre total de films analysés pour chacune des 5 campagnes.

Types de disruptions	Nombre de films existants dans la base de données	Nombre de films analysés	(a) Proportion (en %) de films analysés/films existants	(b) Proportion (en %) de chaque catégorie/films analysés
Toutes campagnes confondues				
Total	915	719	~78%	
DisB	60	51	~85%	~23%
DisR	417	275	~66%	~38%
DisE	431	369	~86%	~51%
1ère campagne				
Total	129	95	~73%	
DisB	9	9	~100%	~9%
DisR	84	56	~67%	~59%
DisE	36	30	~83%	~31%
2ème campagne				
Total	157	111	~70%	
DisB	13	9	~69%	~8%
DisR	71	43	~61%	~39%
DisE	73	59	~81%	~53%
3ème campagne				
Total	278	210	~76%	
DisB	22	19	~86%	~9%
DisR	108	63	~58%	~30%
DisE	146	128	~88%	~61%
4ème campagne				
Total	188	139	~74%	
DisB	6	4	~67%	~3%
DisR	70	44	~63%	~31%
DisE	112	91	~81%	~65%
5ème campagne				
Total	163	140	~86%	
DisB	10	10	~100%	~7%
DisR	84	69	~82%	~49%
DisE	64	61	~95%	~43%

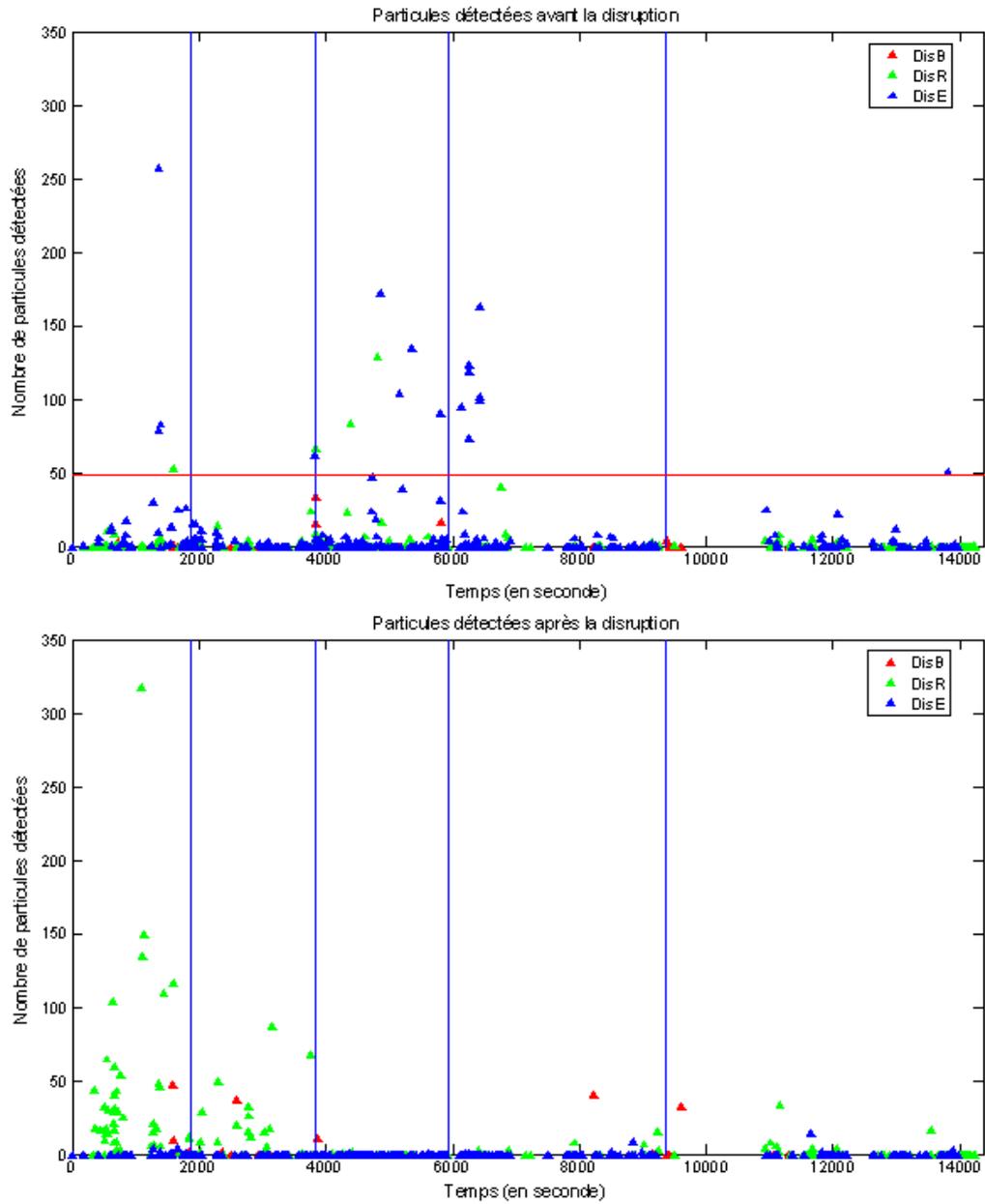


Figure 3.17: Figure montrant le nombre de particules détectées avant disruption (en haut) et après disruption (en bas) pour chacun des trois types de disruption et pour chacune des 5 campagnes de mesures menées sur ASDEX Upgrade.

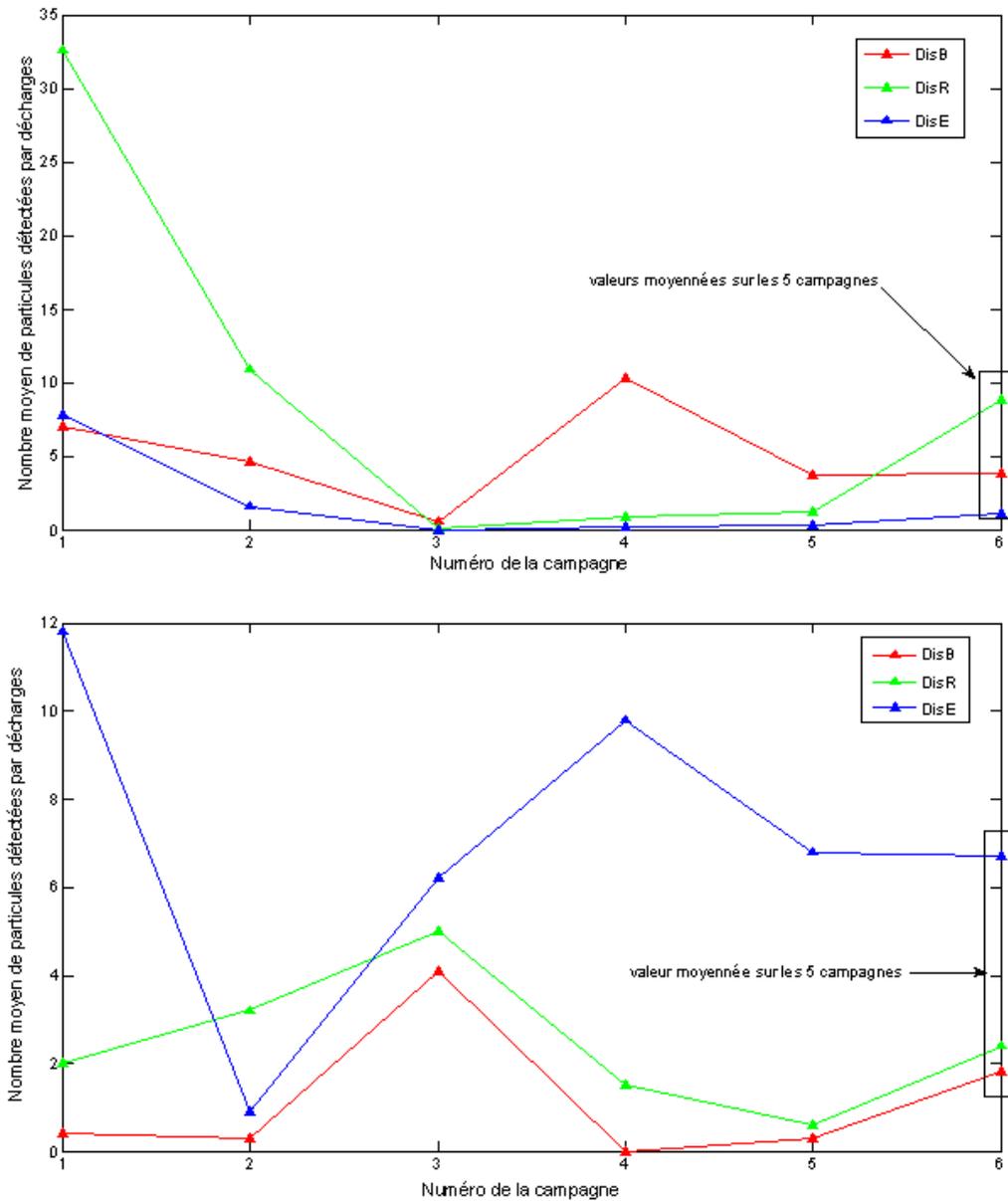


Figure 3.18: Evolution du nombre moyen de particules détectées avant disruption (en haut) et après disruption (en bas) pour chacun des trois types de disruption et pour chacune des 5 campagnes de mesure. Le dernier point représente la valeur moyennée sur les 5 campagnes.

Analyse temporelle des décharges disruptives

L'étude qui suit est directement déduite de la remarque précédente. En effet on a constaté que pour certaines décharges, de nombreuses poussières étaient présentes avant les disruptions, notamment pour les campagnes 3 et 4. L'idée est donc de savoir si ces pous-

sières peuvent être à l'origine ou favoriser une disruption ce qui pourrait représenter un résultat important concernant le rôle joué par les poussières dans l'évolution des décharges plasmas et donc dans le bon fonctionnement du réacteur. Pour cela une comparaison entre le moment d'apparition des poussières dans la décharge et le moment d'apparition de la disruption a été réalisée de manière à vérifier si le temps écoulé entre ces deux instants était suffisamment faible pour envisager une corrélation entre les deux phénomènes. La figure 3.19 ainsi que la table 3.10 montrent les résultats obtenus sur quelques décharges caractéristiques (tirs situés au dessus de la barre rouge dans la figure 3.17). Chaque particule étant représentée, une information sur la densité de poussières présentes à chaque instant est obtenue.

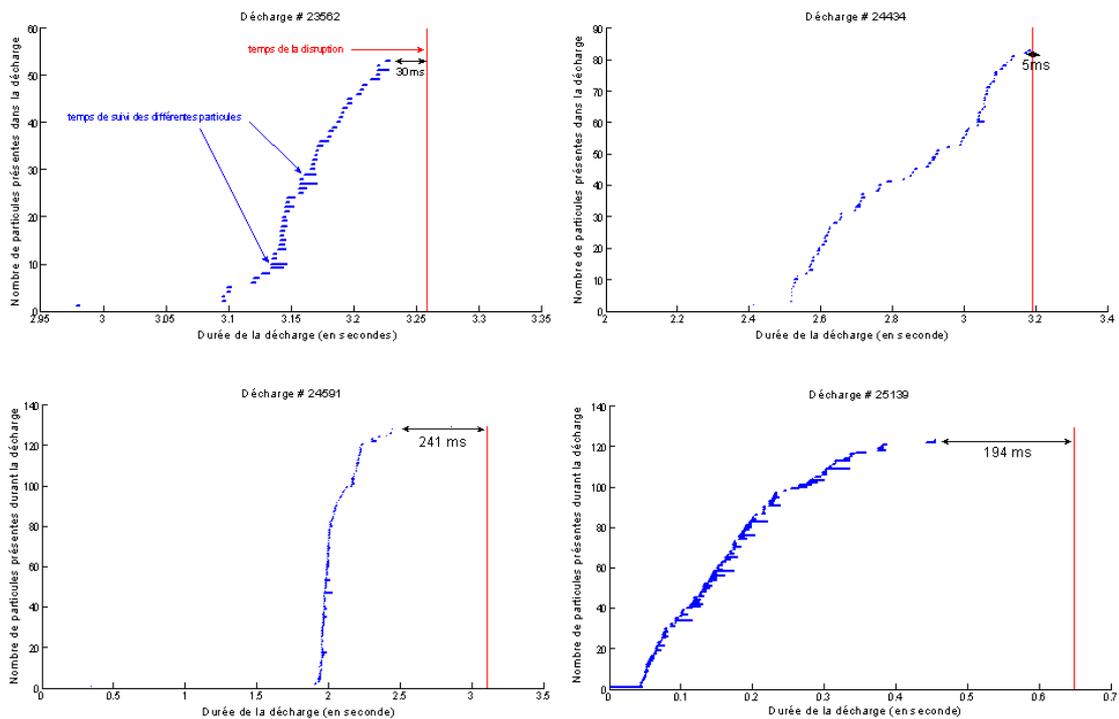


Figure 3.19: Image montrant le temps d'apparition des particules et leur durée de suivi (barres horizontales bleues) durant la décharge vis-à-vis du temps d'apparition de la disruption (barre verticale rouge).

On constate d'après ces données qu'il ne semble pas y avoir de corrélation évidente entre l'apparition des poussières et la survenue d'une disruption car, d'une part, les temps caractéristiques d'apparition des deux phénomènes sont relativement éloignés (cf. table 3.10), et d'autre part, la densité de poussières présentes juste avant la disruption est relativement faible (absence d'un front de particules juste avant la disruption).

Une explication serait qu'une accumulation de poussières sur des temps relativement courts serait suffisante pour induire une disruption. Cela rejoint certaines études précédentes réalisées sur ce réacteur suggérant que les poussières n'ont pas d'effets néfastes et

Table 3.10: Temps écoulé entre la présence de la dernière particule détectée et l'apparition de la disruption.

Numéro du tir	Temps écoulé (en ms)
23488	1675
23489	12
23562	30
24171	100
24223	30
24434	5
24591	241
24601	31
24688	911
24778	1539
24943	34
25096	379
25138	17
25139	194
25140	71
25213	217
25214	204

ne représentent pas de réels dangers pour les scénarios plasmas [RBLtAUT09]. Cependant l'absence d'information sur le temps maximum que l'on peut considérer entre l'apparition des deux phénomènes pour affirmer une corrélation ainsi que sur une densité critique suffisante pour provoquer une disruption, ne permet pas de conclure aussi facilement. Un autre point important sur lequel il faut être vigilant, réside dans le fait que la caméra rapide ne détecte que les grosses poussières (de l'ordre du μm). On imagine bien que s'il y a une grande quantité de grosses poussières présentes dans le plasma, il y en a également de nombreuses petites qui pourraient être responsables de la disruption. De plus une saturation en intensité liée à l'apparition de cette disruption peut également empêcher une détection efficace des poussières qui peuvent se retrouver noyées dans cette forte luminosité. Il n'est donc pas possible d'obtenir une estimation de la densité de poussières avec la caméra et il est donc certain de sous-estimer (même grandement) la densité de poussières présentes juste avant que la disruption ne survienne.

Si l'on regarde maintenant le même phénomène mais en considérant les poussières également présentes après la disruption (cf. Fig. 3.20 et Fig. 3.21), on se rend compte que de nombreuses particules sont immédiatement créées (présence d'un front de particules) suite à l'apparition de ces phénomènes violents et très énergétiques que sont les disruptions. Si l'on considère ces deux graphes qui montrent clairement que certaines disruptions sont à l'origine de la création de très nombreuses poussières, on peut constater en revanche qu'il n'existe pas de véritable lien entre les particules mobilisées au début d'une décharge et la disruption elle-même car ces deux figures illustrent deux tendances contraires. Il est important de noter que ces deux exemples ont été choisis arbitrairement

pour illustrer cette étude et qu'il existe de nombreux autres profils similaires à chacune de ces deux tendances. Il peut simplement être dit que, dans certaines décharges, il n'est pas impossible que la présence de nombreuses poussières micrométriques puisse induire une disruption (cf. Fig.3.20), tandis que dans d'autres décharges ce n'est clairement pas le cas (cf. Fig.3.21)

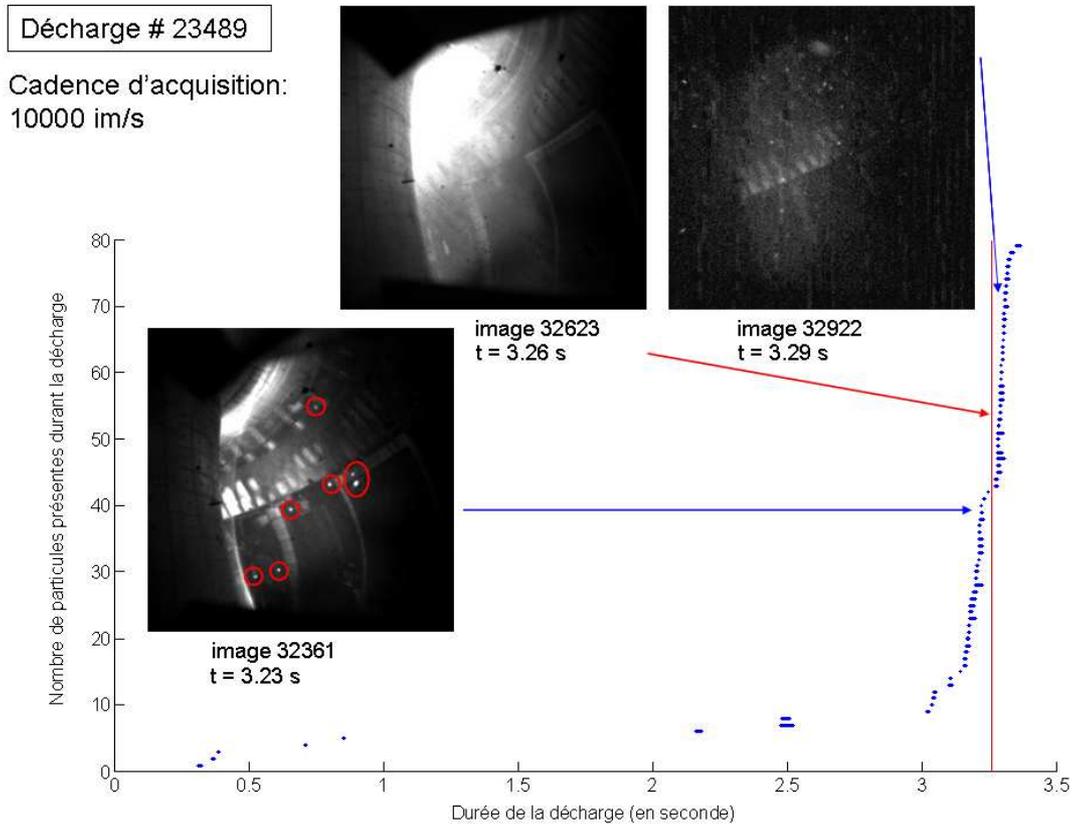


Figure 3.20: Décharge #23489 permettant de voir un fort taux de création de poussières après la disruption. Dans ce cas la densité de poussières présentes juste avant la disruption est relativement importante et le temps séparant les deux phénomènes est court (12 ms). Les cercles rouges indiquent la présence de particules avant la disruption.

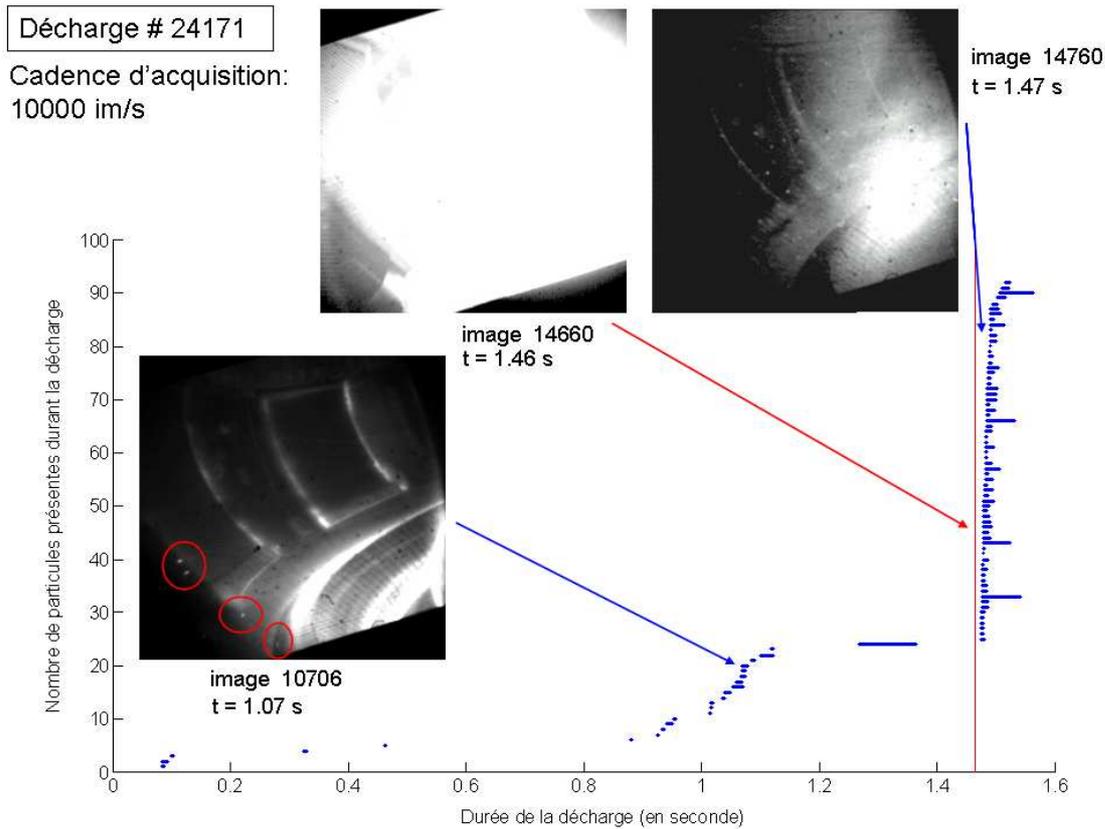


Figure 3.21: Décharge #24171 permettant de voir un fort taux de création de poussières après la disruption. Dans ce cas la densité de poussières détectées juste avant la disruption est relativement faible et le temps séparant les deux phénomènes est important (100 ms). Les cercles rouges indiquent la présence de particules avant la disruption.

Impact de la mitigation des disruptions

Les disruptions peuvent représenter un danger certain pour le bon fonctionnement du réacteur en causant un sévère endommagement des CFPs (dépôts de flux de chaleur importants sur les parois, grosses contraintes mécaniques appliquées à la structure, électrons découplés). Il est donc important de pouvoir prévoir ce genre d'événements, de les éviter si possible ou de les atténuer de manière à garantir la sécurité du réacteur. Dans ASDEX Upgrade, certains signaux précurseurs mettant en évidence des instabilités du plasma [Rei10] permettent de prévoir l'apparition d'une disruption. Ainsi il est possible d'anticiper et d'atténuer les effets de ces événements violents en modifiant les paramètres du plasma. Une des méthodes utilisée depuis 2007 est l'Injection Massive de Gaz noble (IMG). Cette injection de gaz (du néon) permet d'augmenter la densité de neutres et ainsi de refroidir le plasma par dilution (baisse de la concentration du combustible due à l'injection) et par rayonnement. Une description du principe de mitigation des disruptions par IMG et du système utilisé est détaillée en [PCE+09].

Une nouvelle technique basée sur la stabilisation des modes MHD à travers l'injection localisée de puissance ECRH/ECCD a récemment été utilisée comme moyen possible de retarder ou éviter une disruption [E⁺11].

L'influence de la mitigation des disruptions sur le nombre de poussières détectées a également été étudiée. La figure 3.22 permet de comparer les tirs disruptifs effectués avec mitigation et ceux effectués sans mitigation, en prenant en compte uniquement les particules détectées après la disruption. Il est important de noter que seulement 88 décharges disruptives avec mitigation existent dans la base de données sur 915 disruptions existantes (représentant ainsi 9% du nombre total de décharges disruptives existantes) et que parmi elles seules 63 décharges ont été analysées parmi les 719 disruptions analysées (représentant ainsi également 9%).

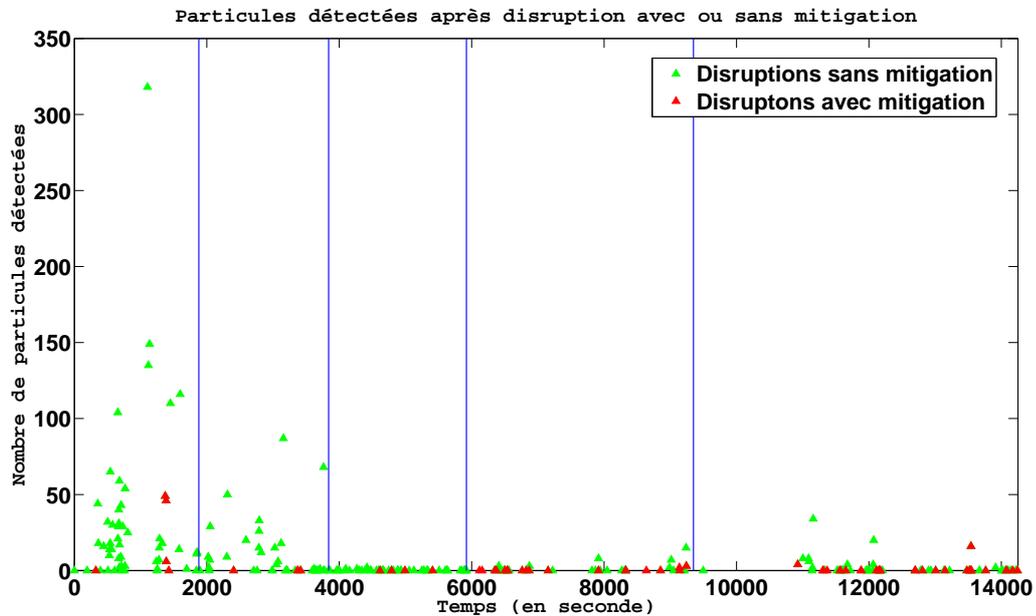


Figure 3.22: Graphe présentant le nombre de particules détectées (uniquement celles présentes après la disruption) au cours des décharges disruptives effectuées avec ou sans mitigation pour les 5 campagnes de mesures menées sur ASDEX Upgrade.

Bien que la statistique ne soit pas conséquente du fait de la faible proportion de films de disruptions avec mitigation analysés, il ressort clairement que la mitigation est responsable de la diminution du taux de poussières détectées. En effet en analysant la figure 3.22, seuls deux tirs (#23490 et #23493), montrent la création de nombreuses poussières, tous les autres en créant peu voire pas du tout et ce, toutes campagnes confondues.

3.4.3 Impact des déplacements verticaux du plasma

Cette analyse porte sur l'étude de l'influence des déplacements verticaux du plasma (autres événements transitoires violents) faisant suite à une perte de stabilité. Sur ASDEX Upgrade on distingue deux types de déplacements verticaux, ceux dans la direction du divertor bas et nommés VDEu (*Vertical Displacement Event "unten"*) et ceux se déplaçant vers le haut du réacteur (divertor haut) et nommés VDEo (*Vertical Displacement Event "oben"*). Le rôle joué par ce type d'événement dans la création/mobilisation de poussières dans ASDEX Upgrade n'est pas comparable à celui joué dans d'autres tokamaks. En effet chaque tokamak possède une configuration bien spécifique (limiteur plancher, divertor bas, divertor haut, divertor haut et bas, etc...) et en règle générale on observe un taux de création/mobilisation de poussières plus important lorsque le plasma se déplace en direction de l'un de ces éléments. Cela signifie que pour certaines configurations les VDEu semblent être plus dangereux pour les CFPs tandis que pour d'autres configurations ce sont plutôt les VDEo. Les figures 3.23 et 3.24 montrent le nombre de particules détectées avant (Fig. 3.23) et après (Fig. 3.24) l'apparition de la disruption, pour chaque type de déplacement vertical et pour les 5 campagnes successives. Les déplacements verticaux du plasma sont en général des événements qui précèdent les disruptions et, d'après les figures 3.23 et 3.24, il semble que beaucoup de disruptions soient précédées par des déplacements verticaux du plasma dans ASDEX Upgrade. En effet suite à la perte de stabilité, le plasma se déplace et vient au contact des parois pouvant ainsi provoquer la perte de confinement et mener à la disruption. Ainsi les poussières observées avant les disruptions (cf. Fig. 3.17 et Fig. 3.19) sont peut-être mobilisées ou créées lors de ces déplacements verticaux du plasma en direction des CFPs. Aucune information concernant le temps d'apparition de ces déplacements n'existe dans la base de données, cependant il serait possible de mettre en évidence ces déplacements brusques du plasma avec l'algorithme *TRACE*. En effet il suffirait pour cela d'établir la cartographie de l'intensité lumineuse (répartition spatiale) pour chacune des images analysées. On pourrait ainsi facilement imaginer un déplacement vertical du maximum d'intensité lors de l'apparition de ces VDE. La possibilité de situer temporellement ces VDE pourrait permettre, de la même façon que pour les disruptions, de comparer le temps d'apparition des poussières et le temps d'apparition des VDE et juger ou non d'une quelconque relation entre ces deux phénomènes. Si la modification de l'algorithme a été rapide, sa mise en oeuvre aurait nécessité une ré-analyse de tous les enregistrements ce qui n'était pas envisageable dans le cadre de cette thèse. Cette modification a néanmoins été implémentée pour les analyses actuellement en cours.

D'après la figure 3.25, montrant le nombre moyen de particules détectées (durant toute la décharge) pour chacun des deux types de déplacement vertical, on peut constater que les déplacements vers le bas (VDEu) sont associés à un taux de détection de poussières plus élevé comparé aux déplacements vers le haut (VDEo) ou les autres décharges disruptives.

En effet, moyennée sur toute les campagnes, la quantité de poussières détectées est quasiment trois fois plus importante que celle mobilisée par les VDEo et cinq fois plus importante que celle provoquée par les disruptions non précédées d'un déplacement vertical

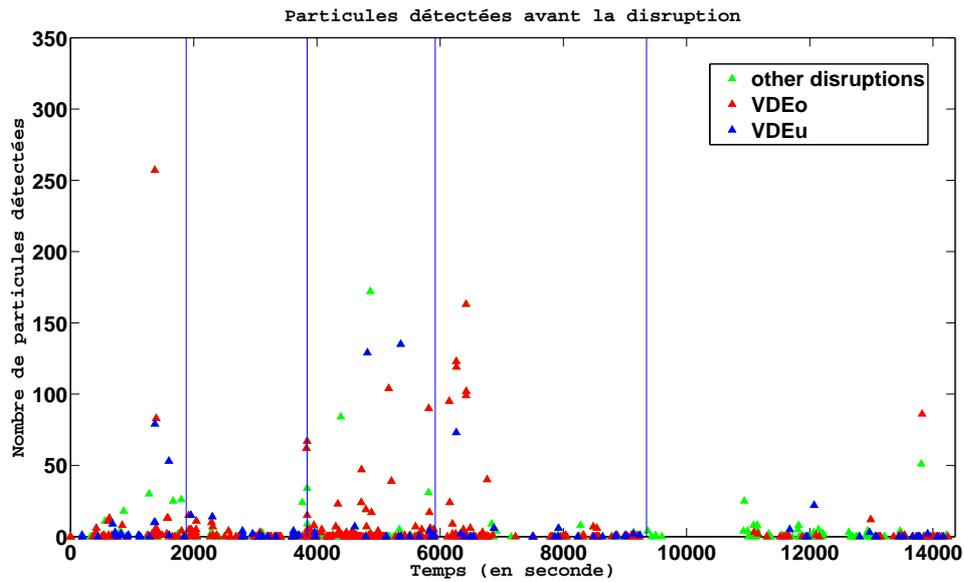


Figure 3.23: Figure montrant le nombre de particules détectées avant disruption pour chacun des deux types de déplacement vertical du plasma et pour chacune des 5 campagnes.

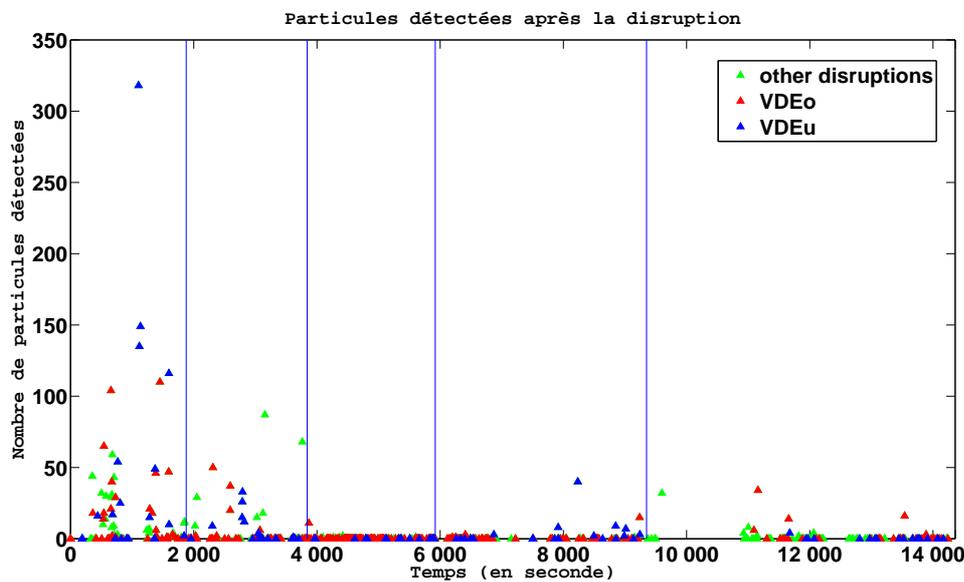


Figure 3.24: Figure montrant le nombre de particules détectées après disruption pour chacun des deux types de déplacement vertical du plasma et pour chacune des 5 campagnes.

du plasma. En faisant l'hypothèse que les dépôts et re-dépôts de poussières de tungstène

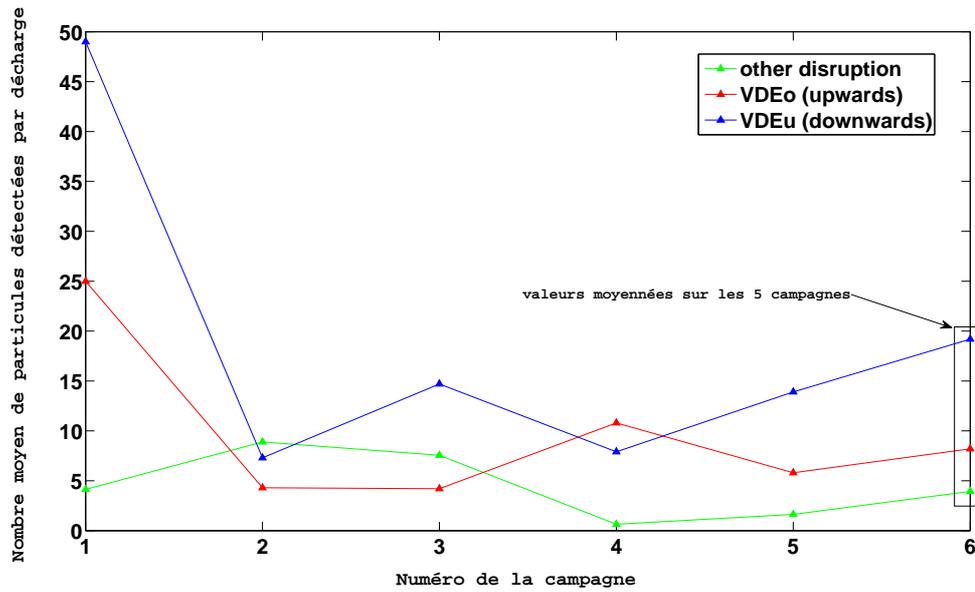


Figure 3.25: Evolution du nombre moyen de particules détectées pour chacun des deux types de déplacement et pour chacune des 5 campagnes. Le dernier point représente la valeur moyennée sur les 5 campagnes.

notamment, se font préférentiellement sur la partie interne du divertor bas [M⁺09], en raison de la gravité qui les fait retomber après coupure de la décharge, on peut imaginer que cette quantité de poussières mobilisables est bien plus importante dans cette région du réacteur. Un déplacement du plasma vers cette région, et donc un flux de chaleur suffisamment important, suffirait à "décoller" ces poussières, expliquant ainsi la tendance observée. Notons que l'on observe encore ici la singularité de la première campagne.

3.4.4 Impact des décharges de type H-Mode et L-Mode

Cette analyse permet de comparer le nombre de poussières observées pendant les décharges à haut confinement magnétique (mode H) et à bas confinement magnétique (mode L). La figure 3.26 montre les résultats obtenus sur les 5 dernières campagnes. Cependant, comme le montre cette figure, de nombreuses décharges, aussi bien en mode de haut confinement qu'en mode de bas confinement, sont à caractère disruptifs, ce qui ne permet pas vraiment de discriminer le taux de poussières produites par chacun des deux modes. Pour s'affranchir de ce problème un tableau donnant le nombre moyen de poussières produites pour chacun des 2 modes et sans prendre en compte les disruptions est également proposé (cf. table 3.11). Il apparaît clairement que les décharges en mode H provoquent beaucoup plus de poussières que les décharges en mode L, la différence dépassant un facteur 3 toutes campagnes confondues. Ceci peut s'expliquer facilement par le fait que les modes de haut confinement sont des modes où l'énergie emmagasinée par le plasma est beaucoup plus importante ce qui cause des dommages aux CFPs plus importants en cas de contact entre ceux-ci et le plasma. Ces résultats confirment les tendances déjà mises en évidence sur d'autres réacteurs, par diffusion laser, où les modes de haut confinement sont responsables d'un taux de création de poussières plus important [R+08], [WBB06].

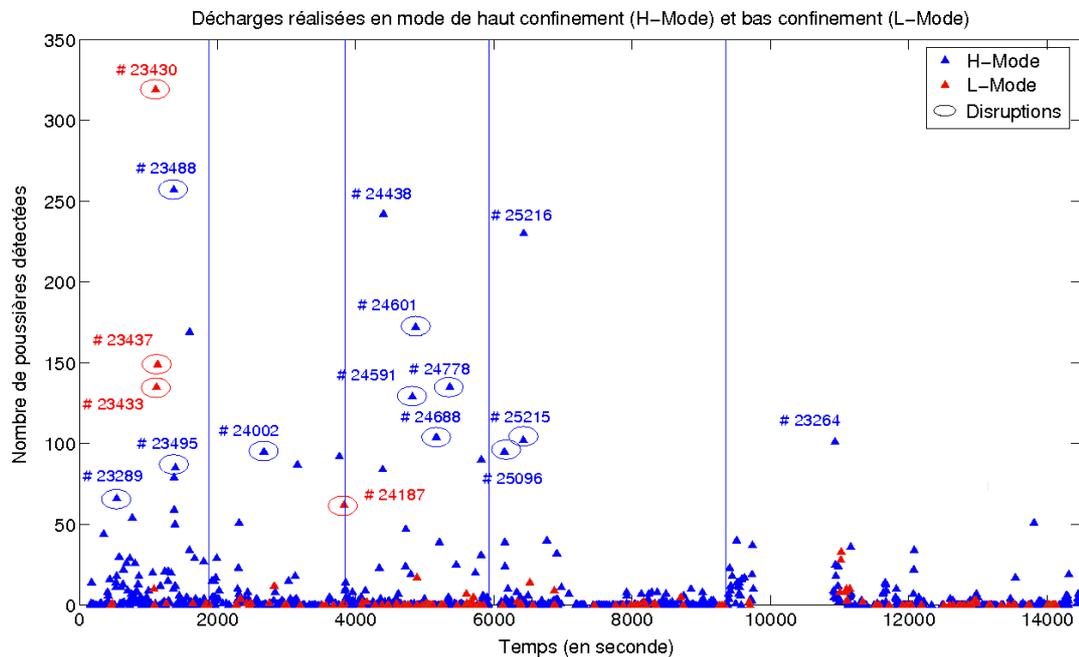


Figure 3.26: Nombre de particules détectées pour les 5 campagnes de mesures en discriminant les décharges réalisées en mode de haut confinement (H-Mode) et bas confinement (L-Mode).

Table 3.11: Nombre moyen de particules détectées par film pour les décharges de type L-Mode et H-Mode, décharges disruptives non comprises.

Numéro de la campagne	Nombre moyen de poussières produites par les décharges de type L-Mode	Nombre moyen de poussières produites par les décharges de type H-Mode
1	1.5	3
2	0.7	3.69
3	0.24	7.08
4	0.41	3.56
5	2.36	4.54
toutes campagnes confondues	1.31	4.21

3.4.5 Influence des différents moyens de chauffage : ECRH, ICRH et injection de neutres (NBI)

Une dernière étude statistique porte sur l'influence du mécanisme de chauffage sur le nombre de poussières détectées. D'une manière générale il existe 3 mécanismes de chauffage additionnel (outre le chauffage ohmique) sur ASDEX Upgrade. Les deux premiers, chauffages par résonance cyclotronique ionique (ICRH - Ion Cyclotron Resonance Heating -) et électronique (ECRH - Electron Cyclotron Resonance Heating -) sont généralement utilisés pour initier la décharge. De plus un chauffage additionnel basé sur l'injection d'un faisceau de particules neutres très rapides (NBI - Neutral Beam Injection -) est utilisé pour atteindre les régimes de forte puissance, comme les modes H. Le principe de ces différents mécanismes de chauffage est expliqué dans le chapitre 1. Il existe au total 4 antennes de chauffage ECRH (installées dans les secteurs 6, 8 et 14), chacune couplée à 2 gyrotrons et permettant de coupler chacune 0,5 MW de puissance au plasma pendant 2 secondes, 4 antennes de chauffage ICRH (installées dans les secteurs 2, 4, 10 et 12) comprenant chacune 2 générateurs de puissance de 2 MW permettant de coupler environ 8 MW au plasma et 2 injecteurs de neutres composés chacun de 4 sources (le premier, installé dans le secteur 15, est composé de 4 sources arcs et le second, composé de 4 sources RF, est installé dans le secteur 7) (cf. Fig. 3.27). Un nouveau gyrotron permettant de délivrer une puissance de 1 MW pendant 10 secondes a été récemment installé (en 2010) dans le secteur 5 du réacteur.

Les figures 3.28 et 3.29 représentent d'une part le nombre de particules détectées en fonction des différents types de scénarios de chauffage (ICRH, ECRH, NBI, ICRH+ECRH, ECRH+NBI, ICRH+NBI, ECRH+ICRH+NBI) sur l'ensemble des 5 campagnes de mesure et, d'autre part, en fonction de la puissance totale injectée sur toute la durée de la décharge. En considérant la figure 3.28, il semblerait que les décharges effectuées en chauffage NBI et NBI+ECRH produisent plus de poussières que les autres types de décharges et ce, quelle que soit la campagne considérée. En revanche celles effectuées par chauffage ECRH et ICRH seulement n'en produisent que très peu voire pas du tout. Ceci peut s'expliquer par le fait que la puissance injectée dans ce type de décharge est relativement faible (cf. Fig. 3.29) et donc l'énergie emmagasinée par le plasma l'est également ce qui rend ces décharges relativement peu dangereuses pour les CFPs. Cette observation est confirmée

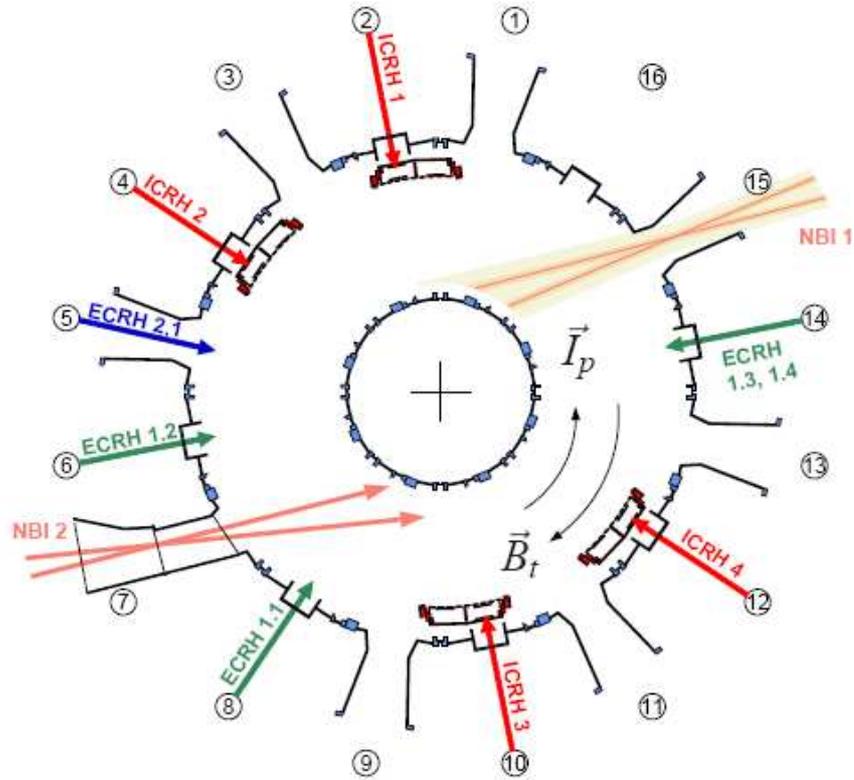


Figure 3.27: Schéma issu de la base de données du tokamak ASDEX Upgrade montrant la répartition par secteur des différents mécanismes de chauffage autour du tore selon les différents secteurs.

par le calcul du nombre moyen de particules détectées pour chacun des différents types de chauffage donné dans le tableau 3.12 qui montre que la quantité de poussières détectées est quasiment deux fois supérieure pour les décharges NBI et NBI+ECRH que pour les autres décharges. Cependant en considérant les décharges NBI+ICRH et NBI+ECRH+ICRH, il est évident que la quantité de particules détectées est beaucoup plus faible ce qui pourrait indiquer que le chauffage ICRH possède un effet atténuateur sur la mobilisation/création de poussières au sein du plasma. Ce résultat est donc contraire à de nombreuses études qui montrent la génération d'un grand nombre d'arcs électriques aux abords des antennes ICRH, censés créer de nombreuses poussières pendant la décharge.

Si l'on s'intéresse maintenant au comportement en fonction de la puissance totale injectée, il semblerait que ce soit pour les puissances intermédiaires ($3 \text{ MW} \leq P_{chauffage} \leq 7 \text{ MW}$) que le taux de production est le plus élevé et non pas pour les puissances les plus importantes comme l'on pourrait s'y attendre. Encore une fois, on semble retrouver ici un effet modérateur du chauffage ICRH même à des puissances très élevées ($\sim 15 \text{ MW}$ jusqu'à presque 20 MW). Cependant il faut être prudent pour conclure sur cette observation. En effet, comme il a été écrit auparavant, pour chacun des types de chauffage, il existe

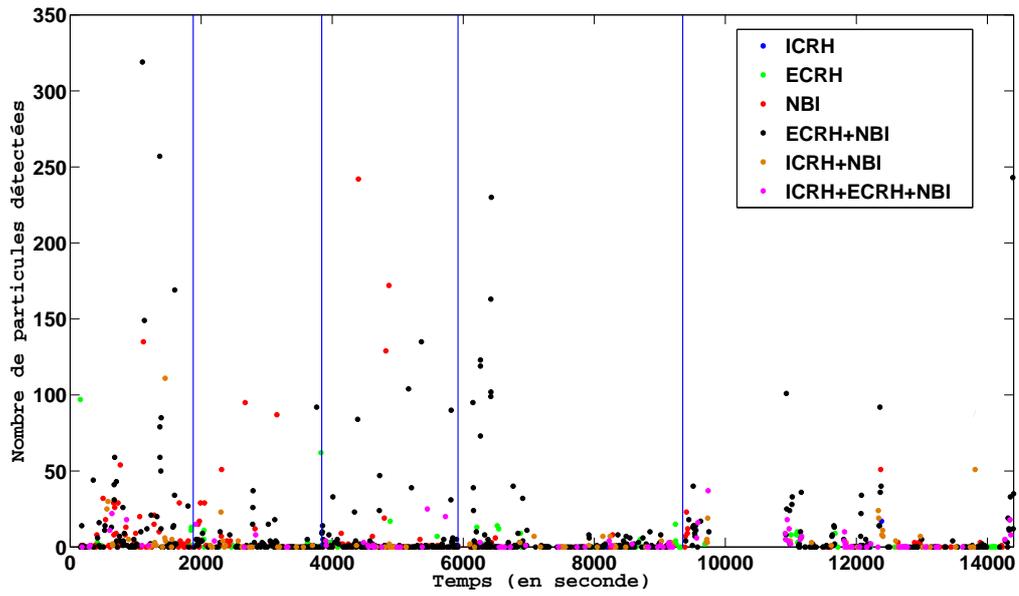


Figure 3.28: Evolution du nombre moyen de particules détectées pour les différents types de chauffage en fonction des différentes campagnes.

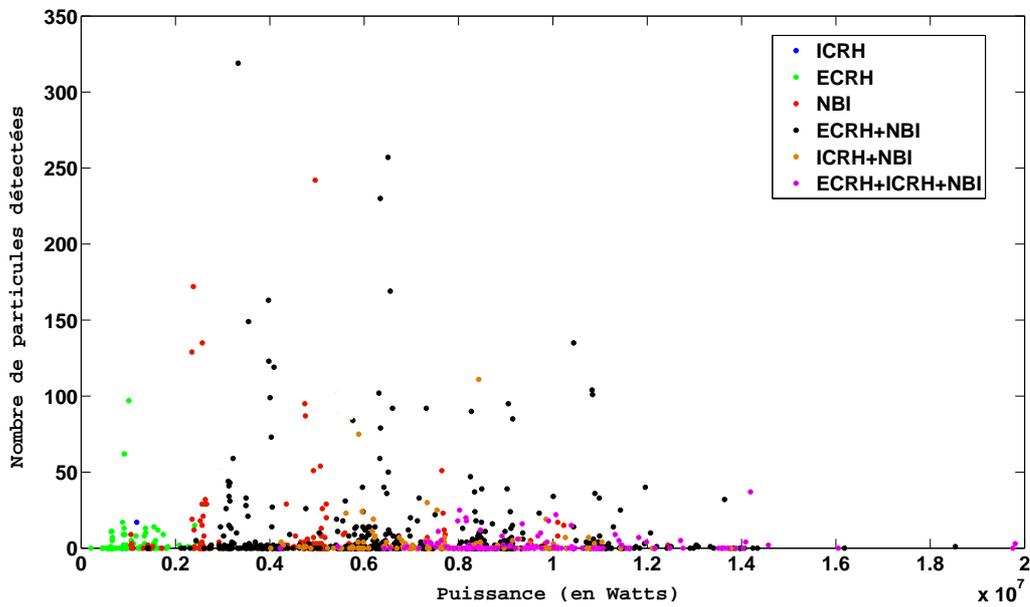


Figure 3.29: Evolution du nombre moyen de particules détectées pour les différents types de chauffage en fonction de la puissance.

Table 3.12: Tableau donnant le nombre moyen de particules détectées par film pour chacun des différents types de chauffage toutes puissances confondues.

Type de chauffage	Nombre moyen de poussières observées
ICRH	2.13
ECRH	4.36
NBI	7.61
ECRH+NBI	8.75
ICRH+NBI	3.90
ICRH+ECRH	0.71
ICRH+ECRH+NBI	3.03

plusieurs antennes réparties dans les différents secteurs et fonctionnant soit simultanément soit alternativement. Cela signifie donc que, selon le positionnement de la caméra, les antennes présentes dans le champ de vision seront différentes et ne seront pas forcément celles utilisées lors de la décharge. Ceci est problématique dans le sens où les décharges présentant un fort taux de poussières sont peut-être simplement les décharges où les antennes en fonctionnement sont dans le champ de vision, ce qui pourrait ne pas être le cas dans les décharges en présentant peu. De plus il ne paraît pas impossible qu'une partie des poussières produites dans les secteurs voisins soient visibles à la caméra. Pour s'affranchir de ce problème il serait judicieux de différencier pour chaque décharge si les antennes servant au chauffage sont visibles ou pas sur la caméra et considérer cette observation dans l'étude de la quantité de poussières détectées. Ce travail est encore en cours au moment d'écrire ce mémoire.

3.5 Influence des conditions de décharges sur le nombre de poussières détectées.

L'analyse statistique précédente, effectuée sur près de 1500 décharges, a permis de mettre en évidence le fait que le nombre de poussières macroscopiques mobilisées en phase plasma est très faible dans la plupart des décharges réalisées lors des cinq campagnes de mesures effectuées sur ASDEX Upgrade (cf. Fig.3.30). En effet sur l'ensemble des décharges analysées, 842 ne contiennent aucune poussière observable (56% du nombre total), environ 400 en contiennent moins de 10 (27% du nombre total) tandis que seulement 52 décharges (3.5% du nombre total) présentent un nombre de poussières détectées supérieur à 40. Cette observation semble ainsi indiquer l'efficacité d'une configuration tout tungstène dans des scénarios plasmas proches de ceux prévus sur ITER et conforte le choix de ce matériau pour les parois de ce futur réacteur.

Cependant, dans des conditions plasmas particulières, souvent en présence de fortes fluctuations, le nombre de poussières détectées augmente significativement. L'étude suivante vise donc à rechercher des corrélations entre l'apparition de ces poussières dans les décharges et les variations de certains paramètres de décharge enregistrés par les différents diagnostics installés sur ASDEX Upgrade. Pour réaliser cette étude, les 52 décharges pré-

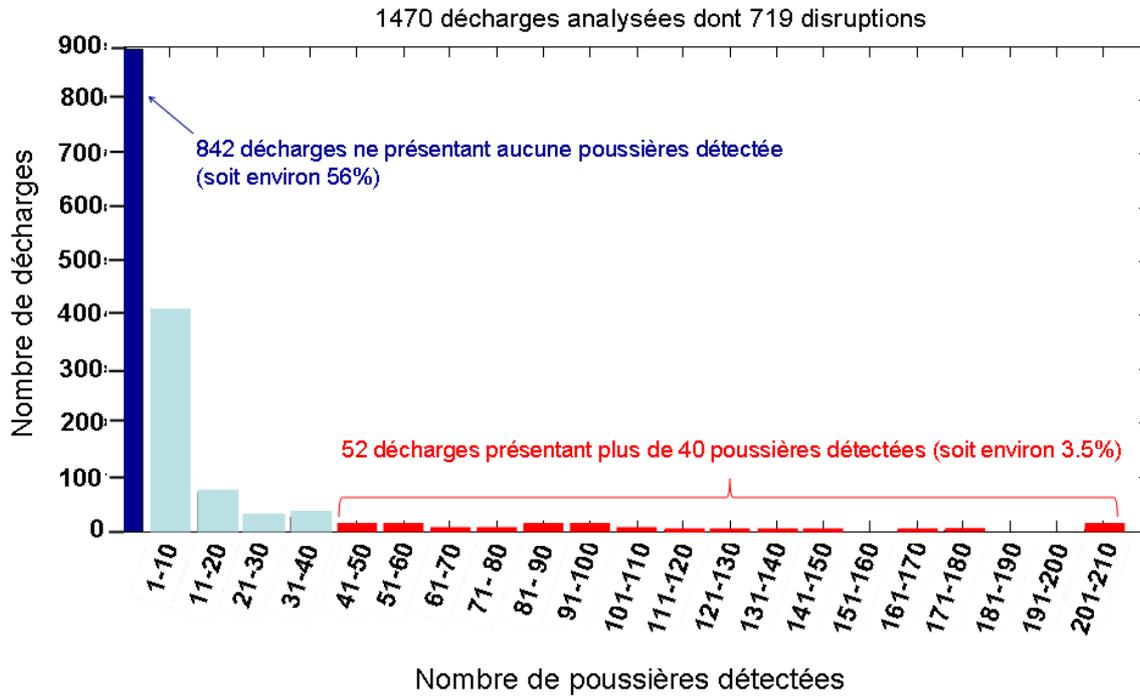


Figure 3.30: Distribution du nombre de décharges obtenues en fonction des classes de nombre de poussières détectées pour l'ensemble des 5 campagnes. La majorité des décharges (plus de 80%) présentent peu (moins de 10 particules) ou pas de poussières.

sentant les plus grosses quantités de poussières ont été examinées en détail en fonction de nombreux paramètres caractérisant les décharges. Ce travail a ainsi permis de mettre en évidence quatre catégories types de conditions spécifiques de décharge susceptibles d'être à l'origine d'une forte mobilisation des poussières au sein du plasma :

- 1) les décharges caractérisées par une disruption.
- 2) les décharges présentant de fortes fluctuations du plasma (notamment des ELMs et des déplacements du plasma en direction des CFPs).
- 3) les décharges présentant une mauvaise absorption de la puissance ECRH ou NBI.
- 4) les autres décharges.

Les différents paramètres de décharges considérés lors de cette étude sont :

- le courant plasma noté I_p .
- la puissance couplée au plasma par injection de neutres notée PNI .
- la puissance couplée au plasma par résonance cyclotronique ionique notée $PICRH$.
- la puissance couplée au plasma par résonance cyclotronique électronique notée $PE-CRH$.
- la puissance radiative émise par le plasma notée $Prad$.

- la mesure de l'activité turbulente notée *EvenN* et *OddN*.
- les fluctuations plasmas liées aux ELMs mesurées dans la partie intérieure du divertor notées *ELMa-Han*.
- les fluctuations plasmas liées aux ELMs mesurées dans la partie extérieure du divertor notées *ELMi-Han*.
- la puissance emmagasinée par le plasma notée *Wmhd*.
- le facteur de sécurité q à 95% du flux de surface noté q_{95}
- les mesures par interférométrie laser de la densité électronique dans le plasma de coeur et le plasma de bord, notées respectivement *H-1*, *H-3* et *H-4*.
- la mesure de la température électronique par interférométrie de Michelson notée *T1785*.
- la mesure de la température électronique par interférométrie hétérodyne notée *T_{radA}* ;58.
- la mesure de la température ionique par spectroscopie d'échange de charge notée *T_i* :1.
- la mesure du taux de neutrons noté *NRATEII*.

En outre les déplacements du plasma au cours d'une décharge ont été observés en analysant les surfaces de flux magnétiques à chaque instant de la décharge (par pas de 0.1 s) permettant de mettre en évidence un contact entre le plasma et les différents CFPs.

Pour illustrer chacune des 4 catégories indiquées précédemment et illustrer de manière concrète la corrélation entre l'apparition des poussières dans la décharge et les différents paramètres plasmas, un exemple représentatif de cette corrélation est présenté à chaque fois.

3.5.1 Les disruptions

Lors de l'analyse statistique présentée dans la section 3.4.2, il a été montré que beaucoup de décharges disruptives ne produisent pas ou peu de poussières et que pour la majorité d'entre elles, les particules détectées étaient mobilisées lors de l'allumage de la décharge. Toutefois une singularité concernant la première campagne avait été mise en évidence, montrant de nombreuses particules détectées juste après les disruptions. Cette tendance a de nouveau été observée lors de l'analyse plus fine des différents paramètres de décharges qui présentent les mêmes caractéristiques pour toutes les décharges disruptives du début de cette campagne. L'exemple choisi pour montrer la corrélation entre ces paramètres et le temps d'apparition des poussières est la décharge #23246 (cf. Fig.3.31).

Cet exemple illustre bien le fait que la disruption provoque une fin instantanée et violente de la décharge à $t=1.772$ s (temps issu de la base de données), visible sur la Fig.3.31 par la chute de tous les signaux. Cette disruption est donc à l'origine de la mobilisation ou de la création de nombreuses poussières détectées à partir de $t=1.78$ s au sein du réacteur.

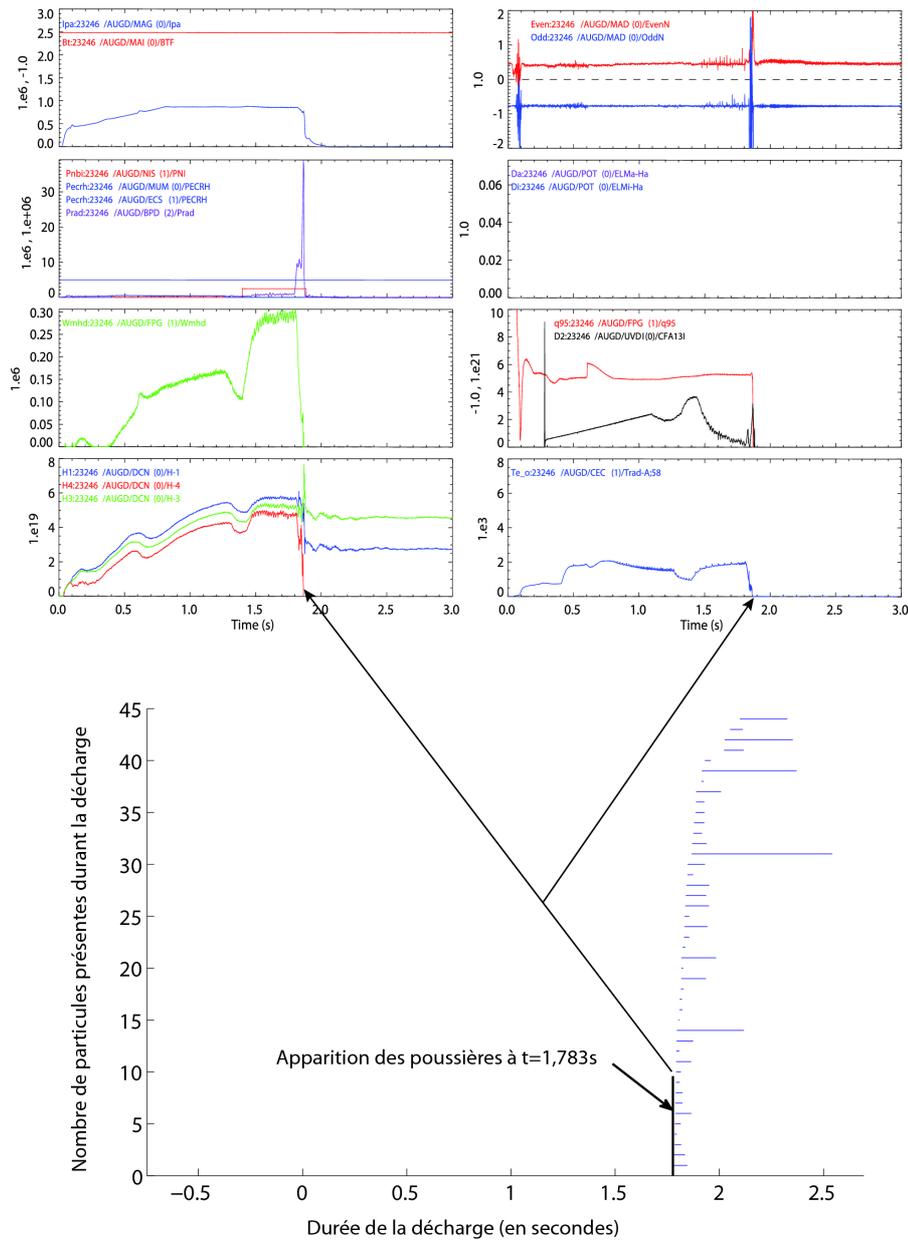


Figure 3.31: Profil des différents signaux enregistrés lors de la décharge #23246 montrant un effondrement brutal correspondant à la fin de la décharge due à la disruption (à $t=1.772$ s). Les poussières sont détectées directement après la disruption (à $t=1.78$ s).

3.5.2 Les fluctuations du plasma : Les ELMs et les déplacements du plasma

Les instabilités du plasma de bord, visibles par de fortes fluctuations du plasma sur les différents signaux, peuvent être à l'origine de la mobilisation de nombreuses poussières.

Les deux exemples choisis ci-dessous, permettant de mettre en évidence une corrélation entre l'apparition de ces fluctuations et la détection de poussières, illustrent l'impact des ELMs et du déplacement brutal du plasma vers les CFPs.

Les ELMs

La décharge choisie pour illustrer le rôle joué par les ELMs est la décharge #24591. La figure 3.32 montre les différents signaux ainsi que le temps d'apparition des poussières dans la décharge (de $t=1.949$ s à $t=2.4$ s). Contrairement au cas précédent, les poussières ne sont pas corrélées à la disruption qui a lieu à $t = 3.102$ s. Cette décharge fait donc partie des décharges disruptives où les poussières sont mobilisées pendant la phase plasma par un autre phénomène. La plage d'apparition des poussières (entre $t = 1.94$ s et $t = 2.4$ s) correspond exactement à la durée d'apparition des ELMs, puis, lorsque ceux-ci disparaissent, plus aucune particule n'est détectée. En revanche, les autres signaux ne montrent pas de variations temporellement corrélées avec l'observation des poussières, excepté ceux de densité électronique $H-1$ et $H-4$ et de mesure de turbulence $EvenN$ directement liés aux macro-instabilités du plasma.

Pour écarter l'hypothèse que ces poussières ne sont pas mobilisées par un contact du plasma avec les parois, les surfaces de flux magnétiques sont également représentées à 6 instants différents (avant, pendant et après la plage d'apparition des poussières) (cf. Fig. 3.33). Cette figure montre qu'aucun contact n'est visible entre le plasma et les parois du réacteur, écartant ainsi l'hypothèse d'un tel scénario.

Dans de nombreuses situations, une corrélation est visible entre les déplacements du plasma en direction des CFPs et l'apparition de poussières au sein du plasma. Cependant aucun exemple n'a pu être trouvé pour illustrer seule cette corrélation. En effet dans de nombreux cas, une corrélation avec un autre paramètre est également visible. Cette situation est souvent rencontrée dans les décharges analysées, à savoir qu'un grand nombre d'entre elles présentent des corrélations avec plusieurs paramètres mais à des instants différents de la décharge, ce qui rend parfois difficile de les classer dans une catégorie bien précise.

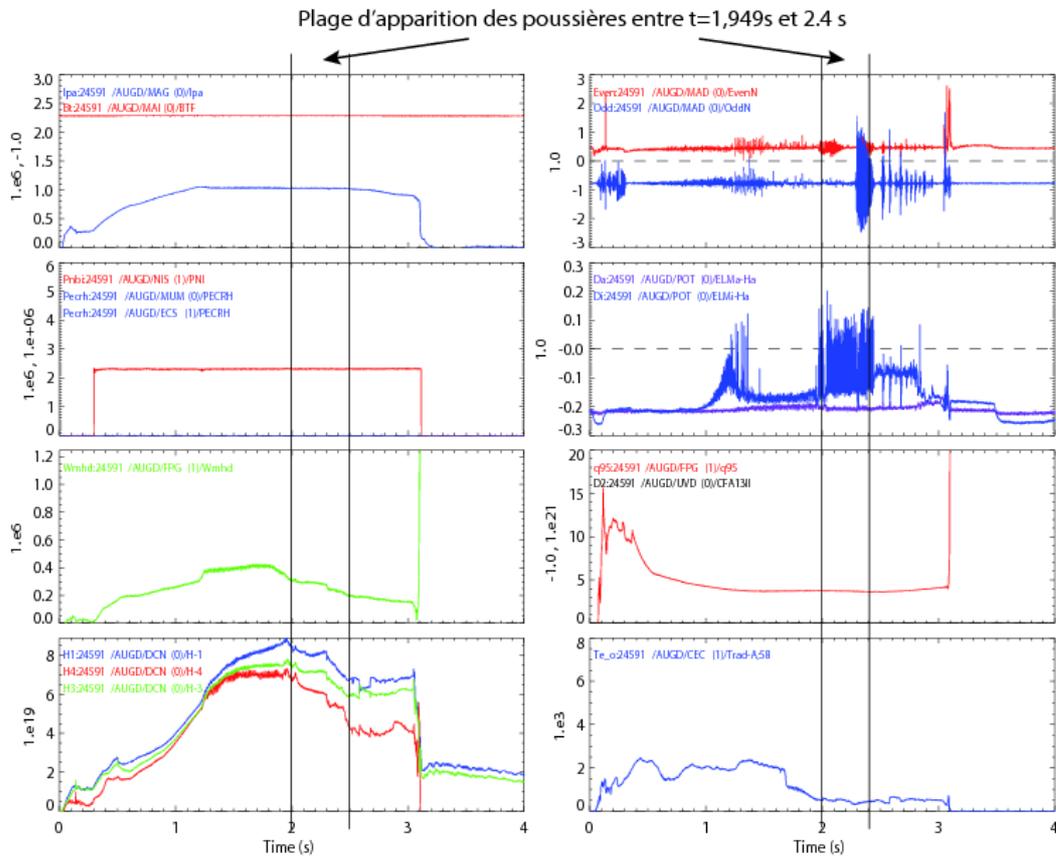


Figure 3.32: Profils des différents signaux enregistrés lors de la décharge #24591 montrant une claire corrélation entre le temps d'apparition des poussières et la présence d'instabilités du plasma de bord (ELMs).

3.5. Influence des conditions de décharges sur le nombre de poussières détectées.

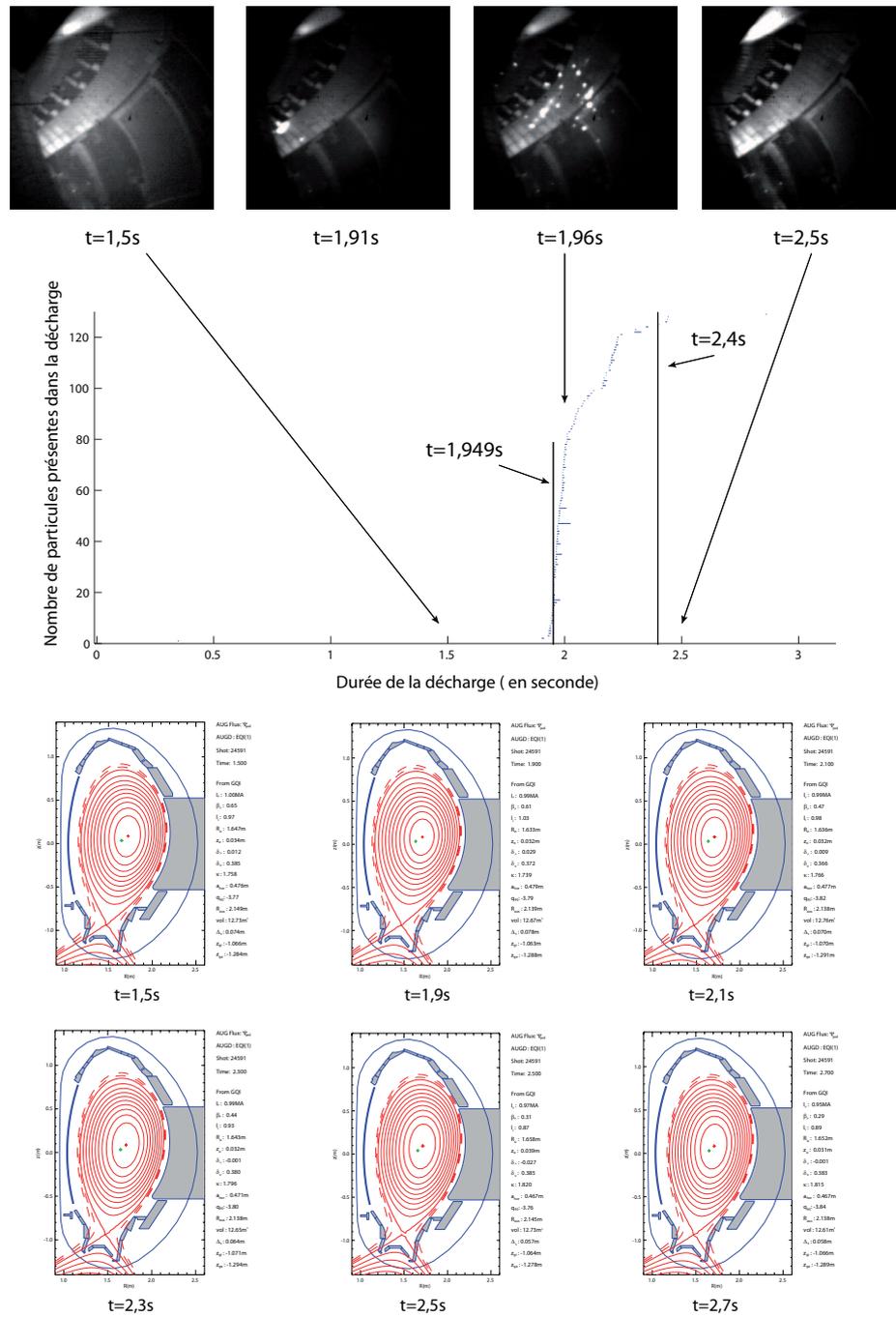


Figure 3.33: Plage d'apparition des poussières détectées durant la décharge #24591. Les photos correspondantes montrent l'apparition de nombreuses poussières à partir de $t=1.91$ s. Les coupes transversales des surfaces de flux magnétiques sont également représentées à $t=1.5$ s, $t=1.9$ s, $t=2.1$ s, $t=2.3$ s et $t=2.5$ s montrant l'absence de contact entre le plasma et les CFPs.

3.5.3 La mauvaise absorption par le plasma de la puissance ECRH et de la puissance NBI

Cette catégorie avec la première concernant les disruptions sont celles qui contiennent le plus grand nombre de décharges. Il a été choisi ici de présenter simultanément l'impact de ces deux moyens de chauffage sur la quantité de poussières mobilisées dans le plasma. L'exemple choisi pour illustrer cette catégorie est la décharge #25138. La figure 3.34 montre les différents signaux correspondant aux différents paramètres de décharge ainsi que l'intervalle de temps durant lequel les poussières sont détectées. Les différents temps indiqués sur cette figure signalent les points d'inflexion de la courbe de détection, indiquant une nouvelle génération de poussières à ces instants précis. Comme on peut le constater, la durée de la décharge est très courte (~ 1 s) ce qui signifie qu'elle a été stoppée volontairement ou qu'un mauvais couplage de la puissance injectée a provoqué son interruption. Dans ce cas de figure, les poussières sont immédiatement détectées après l'injection de puissance ECRH (à $t=0.02$ s). Un point d'inflexion à l'arrêt de l'ECRH ($t=0.13$ s) est ensuite clairement visible correspondant à une diminution du nombre de particules détectées. Une nouvelle vague de poussières (nouveau point d'inflexion) apparaît ensuite à $t=0.36$ s correspondant à l'instant de l'injection de puissance NBI (à $t=0.36$ s), ce qui laisse supposer que cette puissance injectée est mal couplée au plasma ou n'est pas déposée au bon endroit. Cette hypothèse peut facilement expliquer le fait que de nombreuses poussières soient mobilisées dès l'allumage de la décharge lors de l'injection de puissance. L'analyse de la décharge filmée par caméra rapide confirme cette observation.

3.5. Influence des conditions de décharges sur le nombre de poussières détectées.

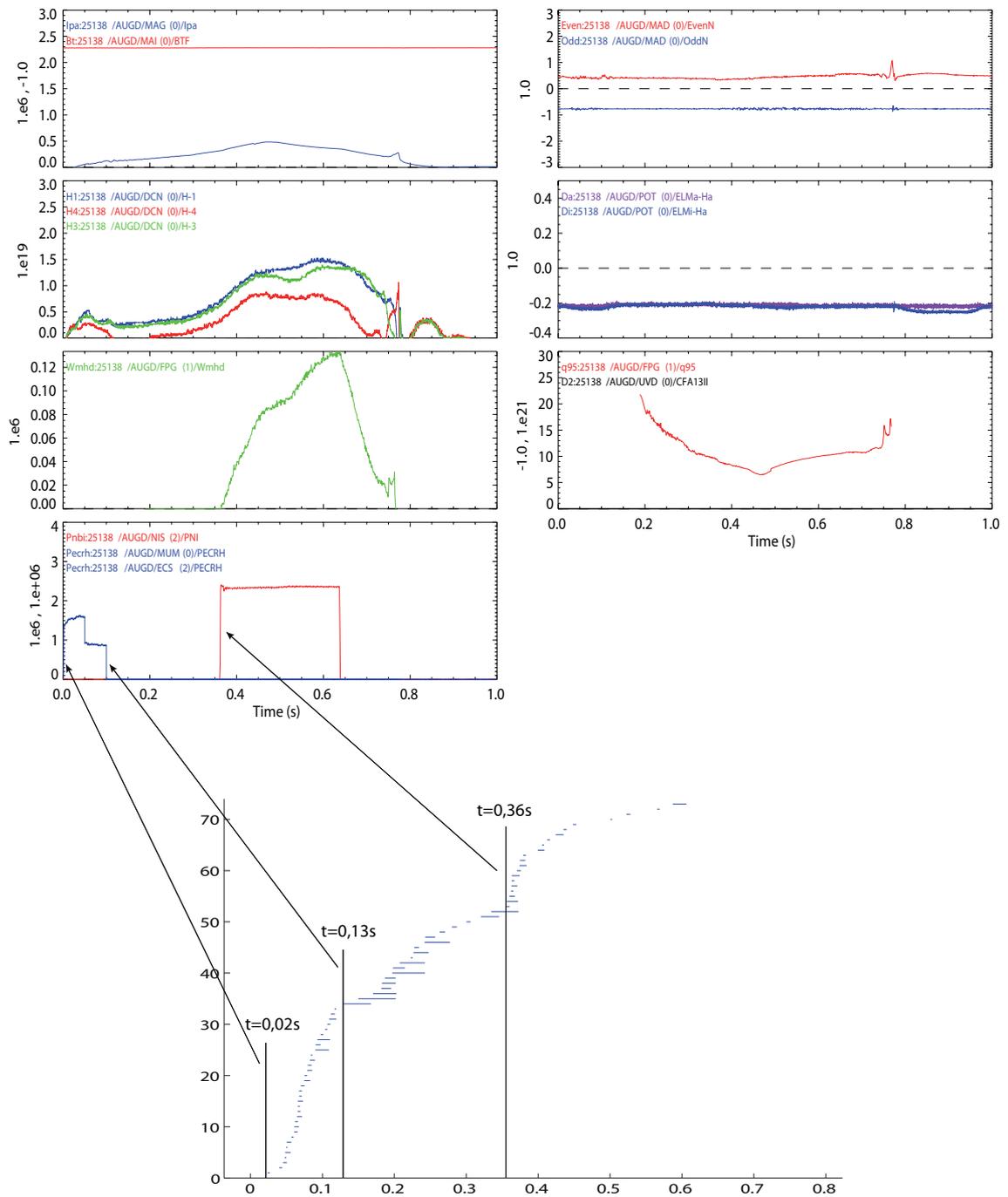


Figure 3.34: Profils des différents signaux enregistrés lors de la décharge #25138 et plage d'apparition des poussières détectées durant la décharge montrant la corrélation entre les injections de puissance (ECRH et NBI) et la génération de poussières.

3.5.4 Les autres décharges

Cette catégorie contient toutes les décharges où aucune corrélation n'est visible entre les différents signaux analysés (ainsi qu'entre les surfaces de flux) et le nombre de poussières détectées par l'algorithme entre $t=1.94$ s et $t= 3.43$ s (cf. Fig.3.35). De plus aucun contact du plasma avec les CFPs n'est visible excluant ce mécanisme comme source possible de poussières. Cependant cela ne signifie pas qu'il n'existe pas de corrélation avec d'autres signaux non pris en compte dans cette étude. En effet en raison du nombre très important de diagnostics accessibles, il existe beaucoup d'autres signaux possibles à analyser. Ce travail portant sur la recherche de corrélation avec d'autres conditions de décharges spécifiques (influence de l'IMG utilisée lors de la mitigation des disruptions par exemple), grâce à l'analyse de signaux supplémentaires, est en cours au moment de rédiger ce mémoire. Cette étude pourrait permettre de mettre en évidence d'autres scénarios plasmas dans la génération de poussières sur ASDEX Upgrade.

La décharge choisie pour illustrer cette catégorie est la décharge #25096. On voit clairement sur la figure 3.35, l'absence de corrélation entre les variations temporelles des différents signaux et le nombre de poussières mobilisées dans le plasma, signifiant qu'un autre phénomène est à l'origine de la mobilisation des poussières dans le plasma. Cependant durant la plage de temps d'apparition des poussières entre $t=1.94$ s et $t= 3.43$ s, les signaux *OddN* et *EvenN*, montrent de fortes fluctuations. Une étude plus approfondie de ces signaux, mesurant l'activité turbulente du plasma, ou d'autres signaux liés à ceux-ci, pourrait donc permettre de faire un lien vers le paramètre responsable de cette mobilisation des poussières.

3.5. Influence des conditions de décharges sur le nombre de poussières détectées.

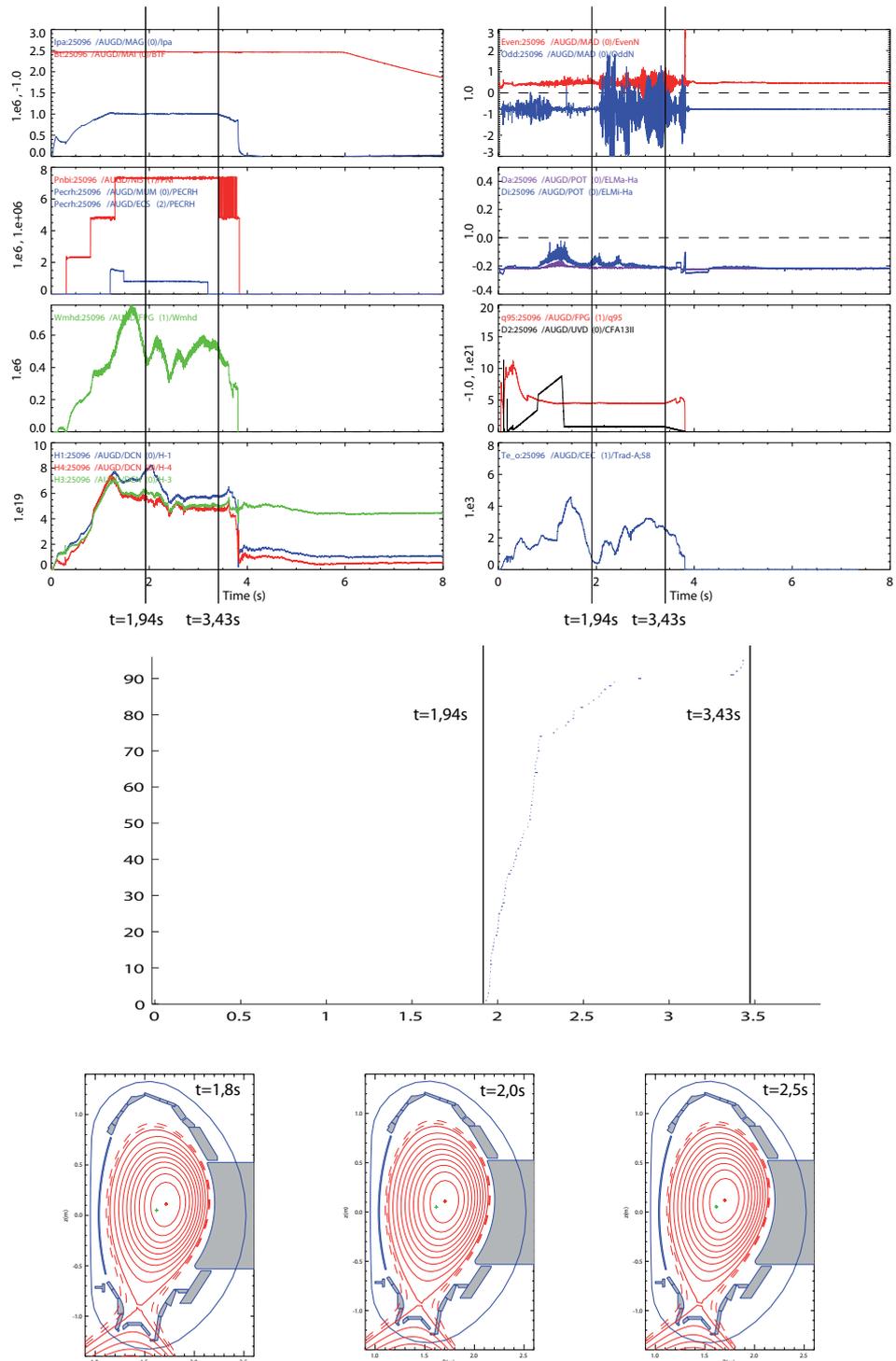


Figure 3.35: Profils des différents signaux enregistrés lors de la décharge #25096 et plage d'apparition des poussières détectées durant la décharge montrant l'absence de corrélation. La représentation des surfaces de flux magnétiques à $t=1.8\text{ s}$, $t=2.0\text{ s}$ et $t=2.5\text{ s}$ ne montre également aucun contact entre le plasma et les parois.

3.6 Étude par imagerie rapide des mécanismes de formation des poussières

L'analyse post-mortem des poussières collectées sur ASDEX Upgrade a montré qu'une grande majorité de ces poussières étaient des sphères de tungstène de tailles micrométriques dont le mécanisme probable de formation est lié à la génération d'arcs électriques provoquant l'érosion des CFPs (cf. Fig. 3.36). Ce processus peut être, dans certaines régions du réacteur (divertor interne bas), la source d'érosion dominante, bien plus importante que la gravure physique. Dans certains cas, la couche de tungstène recouvrant les CFPs peut être complètement érodée, ainsi qu'une petite partie du carbone qui se trouve en dessous expliquant la présence de carbone dans la composition de certaines poussières.

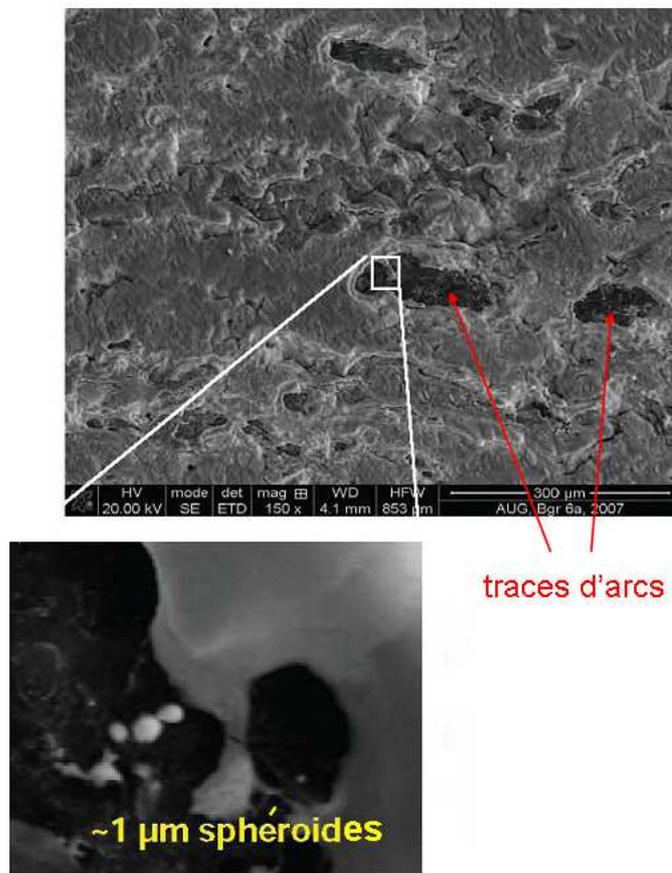


Figure 3.36: Image MEB de la surface d'une tuile du divertor dans ASDEX Upgrade ayant été soumise à des arcs. Des gouttelettes de tungstène ainsi que des éclaboussures de tungstène fondu resolidifiées résultant de cette érosion sont visibles et localisées près des traces laissées par les arcs.

Une étude plus approfondie du rôle joué par ces arcs électriques dans les processus d'érosion des parois dans les réacteurs métalliques tels qu'ASDEX Upgrade est donc né-

cessaire. Une des possibilités permettant de mettre en évidence l'apparition de ces arcs au cours de la décharge est l'imagerie rapide.

3.6.1 Influence des ELMs sur la génération d'arcs électriques

Une étude récente menée par V. Rohde [RET⁺11] dans ASDEX Upgrade a montré qu'il existait une corrélation entre l'apparition d'arcs électriques et l'activité des ELMs durant les décharges plasmas (cf. Fig.3.37).

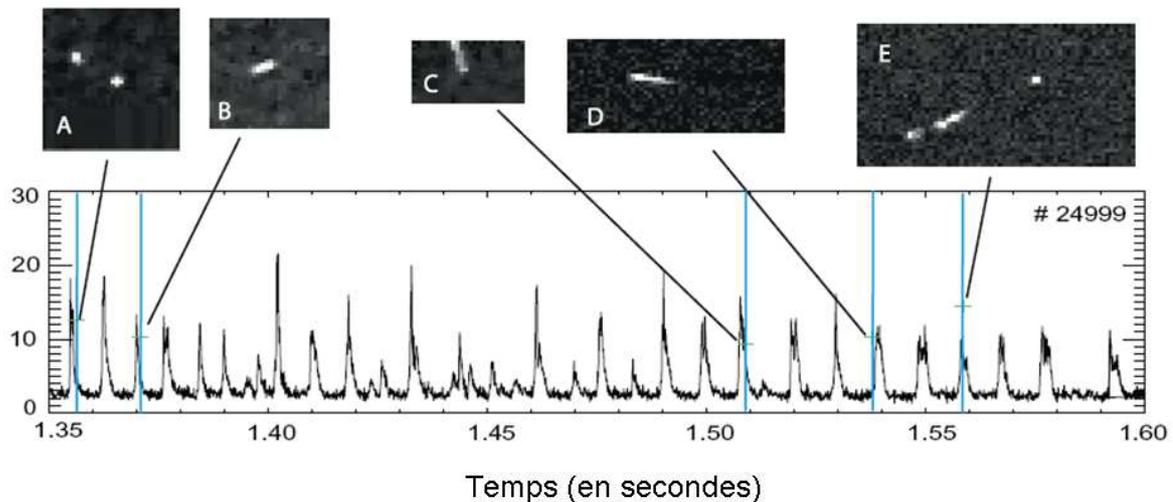


Figure 3.37: Évènements typiques (AE) identifiés comme des arcs et mesurés durant la décharge en mode H #24999 dans la partie interne du divertor par caméra rapide (résolution $150 \times 150 \mu\text{m}^2$ et temps d'exposition $3 \mu\text{s}$), apparaissant durant le début d'un ELM (mis en évidence par le signal temporel enregistré par le détecteur d'ELMs situé dans la région du divertor interne bas). D'après [RET⁺11].

L'algorithme développé étant capable de détecter de nombreux événements, nous nous sommes donc intéressés à cette problématique qui a mené à l'étude préliminaire proposée dans cette section. Pour débiter ce travail, une analyse des décharges présentant des ELMs a donc été effectuée en considérant les trois types d'ELMs décrits en section 1.2.7 du chapitre 1, pour savoir si la génération d'arcs pouvait être corrélée à un type particulier d'ELMs. L'idée était donc de savoir s'il était possible de trouver une corrélation entre les fréquences de relaxation des ELMs et la fréquence d'apparition d'événements que l'on pourrait assimiler à des arcs. Pour cela il a fallu mettre en évidence ces deux phénomènes avec l'algorithme *TRACE*.

Mise en évidence des ELMs avec l'algorithme *TRACE*

L'algorithme *TRACE* permet de relever l'intensité lumineuse moyenne pour chaque image d'un film durant toute la durée de la décharge analysée. Ainsi il est possible d'obtenir le profil d'intensité lumineuse moyenne au cours du temps pour chacune des décharges

comportant des ELMs. Il a été possible d'identifier la présence de ces ELMs sur ces profils et de les assimiler à des fluctuations d'intensité lumineuse d'une fréquence bien particulière. La figure 3.38(a) montre le profil d'intensité lumineuse obtenue pour une décharge comportant des ELMs mettant en évidence une fréquence du signal de l'ordre de 100 Hz correspondant à la fréquence typique de relaxation des ELMs de type I (cf. section 1.2.7).

Mise en évidence des arcs avec l'algorithme *TRACE*

Il existe 3 types de traces d'arcs recensés dans ASDEX Upgrade : les arcs ayant un mouvement irrégulier, associé aux décharges lumineuses de nettoyage, les arcs accidentels générés entre les structures comme les PSL dans la direction du champ magnétique et les arcs uni-polaires générés sur les CFPs qui bougent très rapidement et perpendiculairement au champ magnétique.

En considérant les différentes hypothèses liées aux arcs (forte luminosité, durée de vie inférieure à la μs) et en les assimilant à des événements très brefs et très lumineux, il a été possible, en choisissant correctement les paramètres d'entrée dans la procédure de classification, de ne retenir que les événements intéressants pour cette étude. La fréquence d'acquisition de la caméra étant typiquement de 10 000 im/s pour les enregistrements comportant des ELMs, seuls les événements n'apparaissant que sur une seule image ont été retenus.

La décharge #25431 "ELM control with ECRH/ECCD, sector 1, top view" a été choisie pour illustrer cette étude. La figure 3.38 montre l'évolution de l'intensité lumineuse moyenne ainsi que l'évolution du nombre d'événements ne durant qu'une seule image en fonction du temps. La répartition temporelle de ces événements a ainsi pu mettre en évidence une claire corrélation entre la fréquence de relaxation des ELMs et la fréquence d'apparition de ces événements (à ~ 100 Hz) (cf. Fig.3.38(a)). Notons que ces fréquences ont pu être obtenues par une analyse en ondelette (cf. Fig.3.38(b)) et une analyse FFT (cf. Fig.3.38(c)) effectuées sur chacun des deux signaux. Une description détaillée de ces outils de traitement du signal est donnée dans les thèses de F. Brochard [Bro04] et S. Oldenburger [S.O10].

Cette observation est valable pour les décharges comportant des ELMs de type I, tandis qu'une telle corrélation n'est pas observée pour les ELMs de type II et III ce qui est en accord avec les précédentes observations [RET+11].

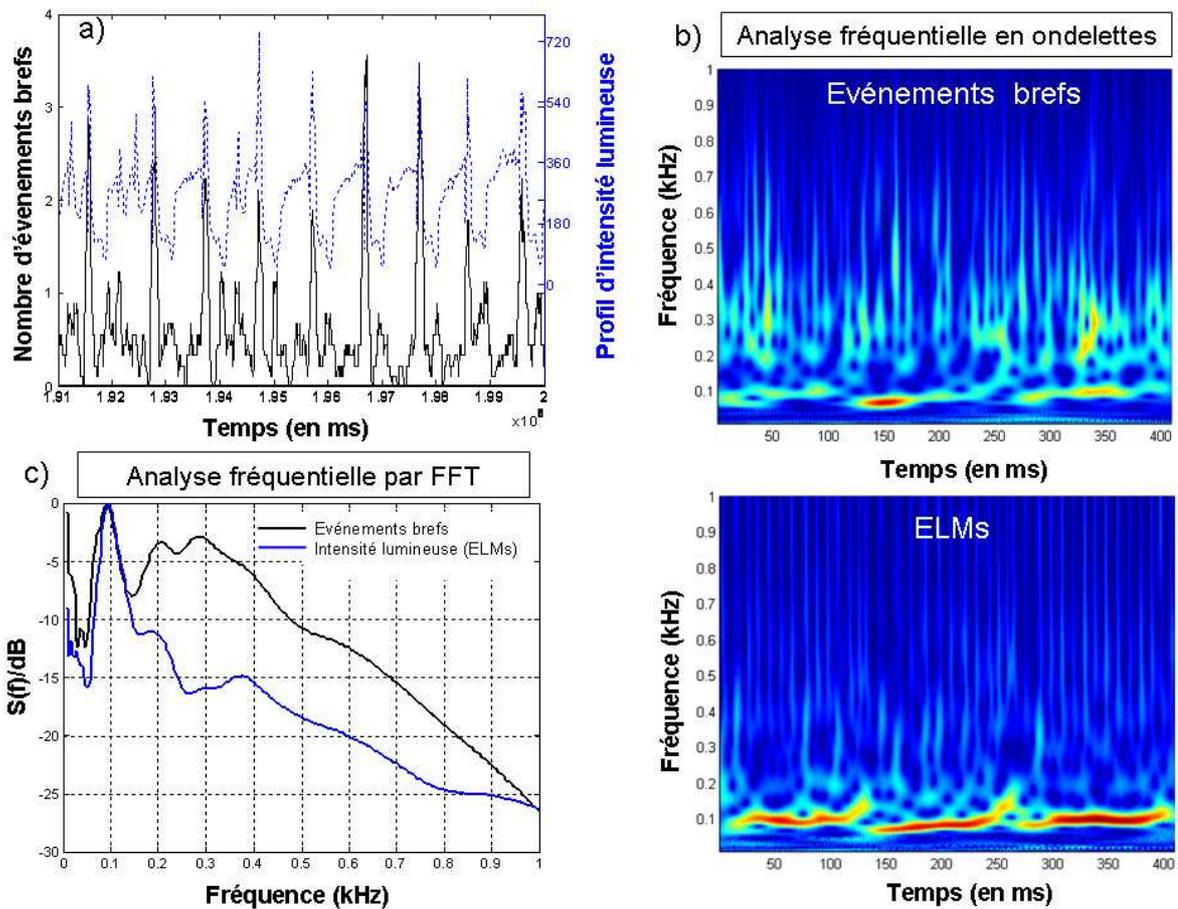


Figure 3.38: a) Corrélation entre la fréquence de relaxation des ELMs et la fréquence d'apparition des événements durant une seule image pour la décharge #25431. Les fréquences ont été calculées à l'aide b) d'une analyse en ondelette et c) d'une analyse par transformée de Fourier.

3.6.2 Localisation des événements

D'après la littérature et notamment celle concernant ASDEX Upgrade, les arcs électriques apparaissent à de nombreux endroits (cf. Fig.3.39) mais sont le plus souvent initiés sur les composants en contact avec le plasma de SOL. Ils apparaissent plus fréquemment dans des endroits bien précis du réacteur, en particulier dans la partie interne du divertor bas et les régions environnantes ainsi que près des antennes de chauffage (cf. Fig.3.39).

Ainsi après avoir mis en évidence cette corrélation entre la fréquence de relaxation des ELMs et la fréquence d'apparition des événements présents sur une seule image, la localisation spatiale de ces derniers a été recherchée de manière à savoir si ces événements avaient lieu à des endroits bien précis dans le réacteur où si ils étaient purement aléatoires. Le critère "événements n'apparaissant que sur une seule image" ne semblait pas suffisant dans le sens où de nombreux autres phénomènes (neutrons, fausse détection liée au bruit,

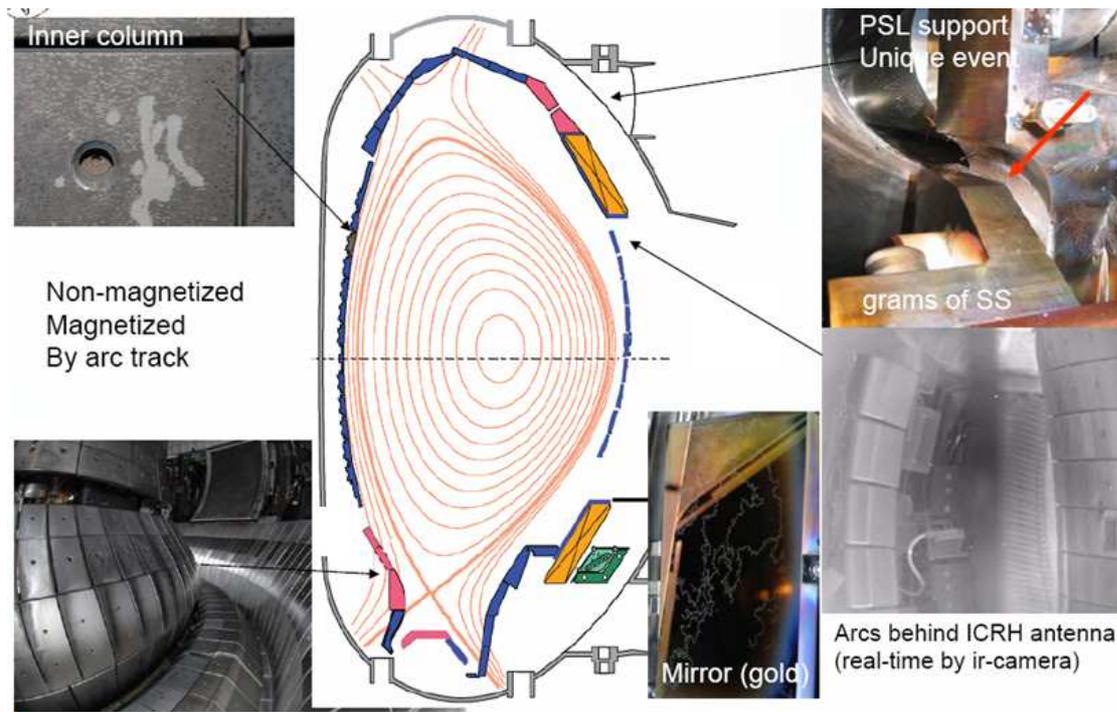


Figure 3.39: Endroits où sont fréquemment localisés les arcs dans ASDEX Upgrade.

etc...) pouvait également être retenus comme des candidats possibles à la nomination d'arcs. Pour affiner la sélection, seuls les événements, parmi tous ceux retenus, possédant une intensité supérieure à 500 et se répétant un grand nombre de fois à la même position pour des instants différents de la décharge ont été retenus.

La figure 3.40 montre la localisation de ces événements en fonction de leur fréquence d'apparition à un même endroit tout au long de la décharge. Si l'on regarde la figure de gauche on constate que si l'on considère les événements apparaissant au moins une fois au même endroit leur localisation semble très aléatoire (cf. Fig. 3.40(a)) alors que si l'on considère la figure de droite, où seuls les événements apparaissant plus de vingt fois au même endroit sont représentés, ceux-ci sont localisés à des endroits bien particuliers du réacteur (cf. Fig. 3.40(b)) tels que le divertor bas ou encore les antennes de chauffage ICRH et ECRH, endroits où se reconnectent les lignes de champ magnétique et où se fait le couplage entre la puissance injectée et le plasma ce qui est en accord avec les observations faites lors des études précédentes.

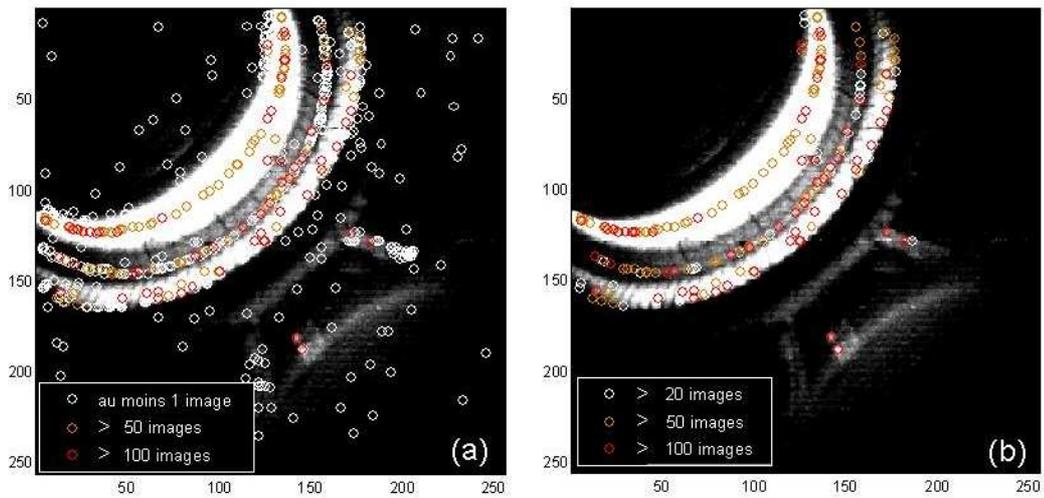


Figure 3.40: Images montrant la localisation des événements ne durant qu'une seule image, prenant compte leur intensité (500) et de leur fréquence d'apparition à un même endroit pour la décharge #25431, avec présence d'un filtre H_{α} .

décharge 26266: secteur S13 à S8

décharge 26620: secteur S1 vertical

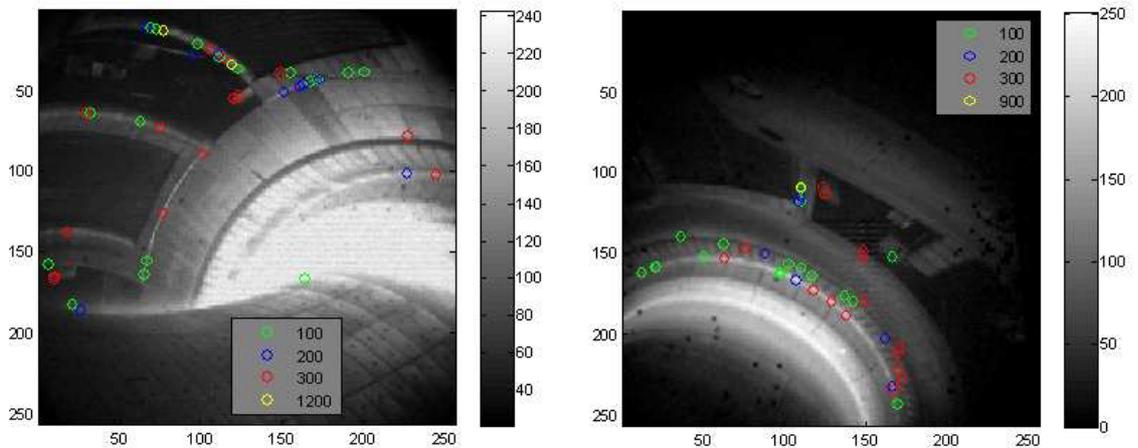


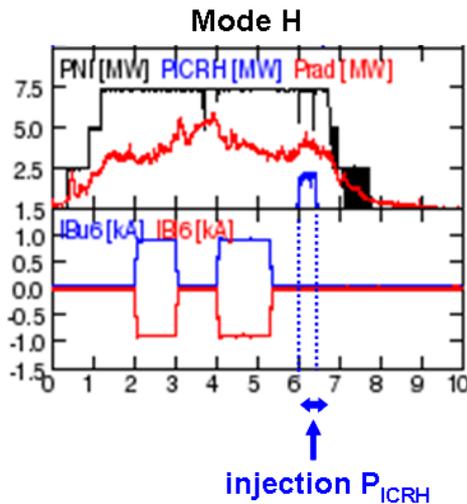
Figure 3.41: Images montrant la localisation bien particulière du même type d'événements pour les décharges #26266 et #26620.

3.6.3 Influence du chauffage cyclotronique

La localisation de ces événements brefs et très lumineux étant souvent située sur les antennes de chauffage, une étude rapide sur une influence du type de chauffage sur la production d'arcs a été réalisée. Pour illustrer cette étude, deux décharges (#26064 et #26265) réalisées respectivement avec chauffage NBI+ICRH et NBI+ECRH ont été analysées. Pour ces deux décharges, les secteurs visés par la caméra vont du secteur S13 à

S8 comportant deux antennes de chauffage ICRH (ICRH4 et ICRH3) et une antenne de chauffage ECRH (ECRH1) (cf. Fig.3.27) dans le champ de vision. La figure 3.42 montre les paramètres de décharge relatifs à chacun des deux tirs, le temps d'apparition des puissance de chauffage (ICRH pour la première décharge et ECRH pour la seconde) au cours de la décharge ainsi que les antennes utilisées pour le chauffage du plasma (antennes correspondantes à celles visées par la caméra lors des enregistrements).

Décharge 26064: secteur S13 à S8

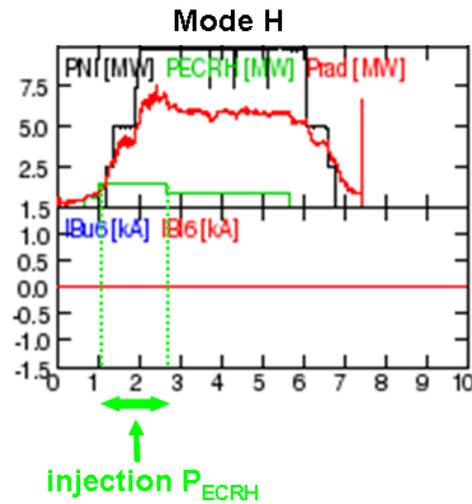


Puissance totale injectée: 9.865 MW

NBI: 7.432 MW de 0.397 s à 7.77 s

ICRH: 2.422 MW de 5.998 s à 6.497 s

Décharge 26265: secteur S13 à S8



Puissance totale injectée: 11.431 MW

NBI: 9.956 MW de 1.193 s to 6.808 s

ECRH: 1.475 MW

Figure 3.42: Profils des signaux correspondant à l'injection de puissance NBI (PNI), de puissance ECRH (PECRH) et de puissance ICRH (PICRH) montrant la quantité de puissance injectée au cours de la décharge pour chacun des type de chauffage. Deux décharges (#26064 à gauche et #26265 à droite) effectuées en mode H sont étudiées.

Les figures (cf. Fig. 3.43 et Fig. 3.44) illustrent quant à elles la localisation des événements brefs définis ci-dessus en fonction du nombre d'apparitions à un endroit précis, montrant ainsi une répartition spatiale très localisée sur les antennes de chauffage. Cette première observation semble donc indiquer que les deux phénomènes sont à priori corrélés. Pour être certain de voir cette influence du chauffage sur la production d'arcs, la densité d'événements détectés en fonction du temps de décharge pour quelques fréquences d'apparition a donc été représentée (additionnées sur des fenêtres de 500 images) pour chacune de ces deux décharges (cf. Fig. 3.43 et Fig. 3.44). Il est possible d'observer sur ce graphe la présence d'un pic d'événements détectés lors de l'injection de puissance par l'intermédiaire des antennes de chauffage démontrant une corrélation entre le mécanisme de chauffage et la production d'arcs.

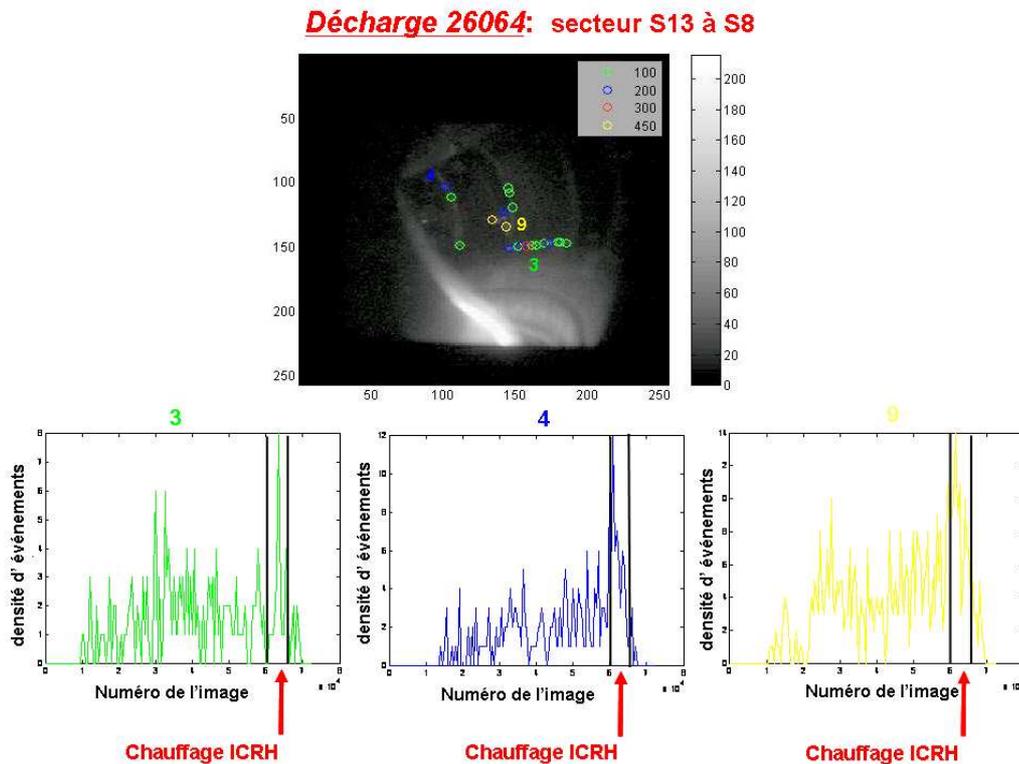


Figure 3.43: Schéma montrant la position des événements brefs lumineux en fonction de leur fréquence d'apparition à un même endroit ainsi que la densité d'apparition de certains de ces événements au cours du temps de décharge montrant une nette corrélation avec le temps d'injection de puissance ICRH. La décharge considérée est la décharge #26064.

Cependant ces différentes études concernant la détection des "arcs" n'en sont qu'au stade préliminaire et de nombreuses vérifications concernant la validité des événements sélectionnés restent encore à faire pour être sûr de considérer de "vrais" événements et de ne pas se laisser tromper par un effet de seuillage. De plus la faible résolution des images ainsi que la saturation des images en intensité ne permettent pas une visualisation correcte et surtout précise des endroits où ont lieu ces événements. Pour cela une campagne dédiée à ce type d'étude, nécessitant une vue agrandie sur l'endroit intéressant ainsi qu'une cadence d'acquisition plus élevée, serait nécessaire pour mener une étude plus propre et valider correctement de telles hypothèses.

Décharge 26265: secteur S13 à S8

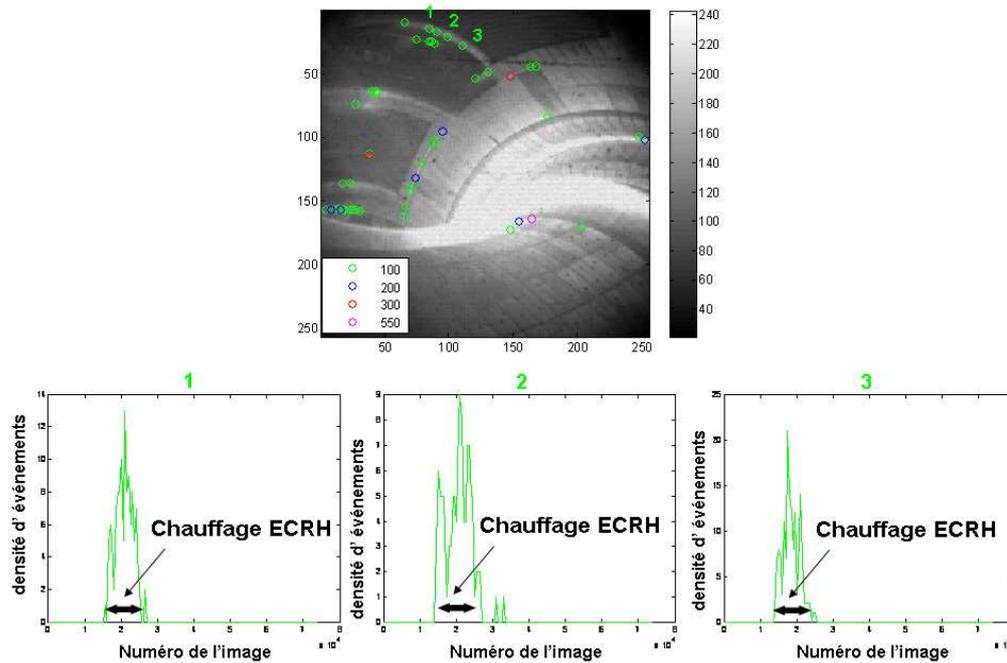


Figure 3.44: Schéma montrant la position des événements brefs lumineux en fonction de leur fréquence d'apparition à un même endroit ainsi que la densité d'apparition de certains de ces événements au cours du temps de décharge montrant une nette corrélation avec le temps d'injection de puissance ECRH. La décharge considérée est la décharge #26265.

3.7 Conclusion

L'utilisation de l'algorithme pour les analyses des vidéos réalisées par la caméra Phantom V7.1 dans ASDEX Upgrade a permis de réaliser une analyse statistique sur la quantité de poussières présentes au sein du plasma pour une grande diversité de scénarios plasmas. Le but de cette étude était de pouvoir identifier les scénarios ou les paramètres plasmas à l'origine d'une forte mobilisation de poussières dans le réacteur pouvant être néfaste à son bon fonctionnement. Cette statistique repose sur l'analyse de plus de 1450 décharges, couvrant les 5 dernières campagnes réalisées dans le tokamak ASDEX Upgrade (avril 2008 à août 2011). Plusieurs points intéressants ont ainsi pu être mis en évidence.

Tout d'abord, l'ouverture du réacteur ne semble pas jouer de rôle majeur dans la génération de poussières au sein de la machine après redémarrage des décharges, puisque qu'aucune décroissance de cette quantité de poussières avec le temps d'opération plasma n'est observée. Cette mobilisation serait donc plus liée à l'historique des décharges effectuées. L'analyse des décharges disruptives a, quant à elle, permis de montrer que, bien que dans de nombreuses décharges les poussières étaient produites par les disruptions, il en existait également beaucoup où celles-ci sont présentes avant la disruption. Une étude

recherchant un lien de cause à effet entre l'apparition de ces poussières et la survenue de ces disruptions n'a pas permis de conclure sur une telle corrélation. La mitigation des disruptions semble quant à elle jouer un rôle essentiel. En effet très peu de poussières sont détectées en moyenne dans ces décharges ce qui montre l'effet positif d'une telle méthode sur la minimisation des interactions plasma-paroi et donc sur un maintien plus long des décharges plasmas.

Le résultat principal réside dans le fait que très peu de particules sont générées dans ASDEX Upgrade dans beaucoup de scénarios plasmas (56% des décharges analysées ne présentent pas de poussières). Dans les décharges en présentant beaucoup, l'apparition des poussières a été corrélée à des conditions de décharges bien spécifiques (disruptions, ELMs, chauffage ECRH et NBI, etc...), ce qui signifie que certains scénarios de décharges favorisent la mobilisation ou la création des poussières dans le réacteur. Ce résultat est d'une importance capitale sachant que la présence de poussières au sein du plasma n'est pas souhaitable en raison de graves problèmes de sûreté et de fonctionnement que celles-ci peuvent engendrer (rétention en tritium, perte d'énergie par rayonnement, etc...). Ce type d'étude peut donc permettre d'identifier les décharges à risque et de sélectionner un jeu de scénarios performants pour le futur tokamak ITER.

Enfin, dans le cadre de l'étude préliminaire menée sur la génération d'arcs dans ASDEX Upgrade, un lien semble exister entre l'apparition d'événements ponctuels ("arcs") et l'utilisation de différents moyens de chauffage, dans les décharges présentant des instabilités de type ELMs (décharge en mode H), ceux-ci étant localisés à des endroits particuliers du réacteur (antennes de chauffage et divertor).

Conclusion Générale

La nécessité de trouver une nouvelle source d'énergie à moyen terme a mené de nombreux physiciens à explorer la voie de la fusion thermonucléaire contrôlée par confinement magnétique.

La réalisation de tels plasmas de fusion dans les réacteurs actuels n'est pas sans poser de problèmes en raison notamment des flux intenses de particules et de chaleur qui viennent impacter les parois et qui les détériorent pour libérer des poussières au sein du plasma, ce qui implique de graves problèmes de fonctionnement et de sûreté des réacteurs (opérations de maintenance répétées, rétention en tritium, pertes par radiations dues à ces impuretés issues de l'érosion, etc...). Une bonne connaissance des processus d'érosion mis en jeu est donc indispensable, notamment quant au choix des matériaux constituant les différents éléments du réacteur qui doivent être capables de résister au mieux à ces flux très énergétiques et supporter des températures très élevées. Les propriétés thermiques, mécaniques des matériaux mais également leurs propriétés chimiques (réactivité avec le combustible) sont donc des critères essentiels dans les choix à effectuer pour la conception du futur réacteur ITER. Ainsi une bonne compréhension de ces *interactions plasma-parois* est indispensable, le but étant de les limiter au maximum en réalisant des scénarios plasmas compatibles à un fonctionnement en continu des réacteurs, de manière à éviter tant que possible la création de poussières et leur transport au sein du plasma confiné.

Les travaux présentés dans cette thèse, menés dans le cadre du projet ITER et s'inscrivant plus particulièrement dans la thématique des *interactions plasma-paroi* portée par le laboratoire, ont pour but d'établir, via une analyse statistique, des corrélations entre la quantité de poussières générées au sein du plasma en fonction de différentes conditions de décharge, grâce au diagnostic *d'imagerie rapide* et l'utilisation d'un *algorithme de détection et de suivi* mis au point au cours de cette thèse. Cette analyse permet ainsi d'étudier différents scénarios de décharge, et de mettre en évidence ceux qui favorisent ou non de tels phénomènes d'érosion des composants, de manière à retenir les plus pertinents comme scénarios performants pour ITER.

Le premier chapitre présente un état de l'art des nombreux diagnostics *exsitu* et *insitu* (optiques, électriques, imagerie) accessibles pour étudier les poussières dans les plasmas et obtenir des informations précises les concernant, et qu'il est impossible de dé-corréler. Les diagnostics *exsitu* renseignent plus particulièrement sur la taille, la morphologie, la composition chimique, etc..., tandis que les diagnostics *insitu* permettent une étude de le

comportement des poussières au sein du plasma (zones de formation, trajectoire, vitesse, etc...). Ces différents diagnostics sont plus ou moins performants selon les conditions d'observation et possèdent chacun leurs avantages et leurs inconvénients.

Pour résumer, la diffusion laser permet d'évaluer la taille ainsi que la densité de poussières présentes dans le plasma. La taille de poussière détectable dépend de la longueur d'onde du laser utilisé (le plus souvent $\lambda_{laser}=1064$ nm) et se situe entre quelques dizaines de nanomètres et quelques micromètres. Cependant aucune information concernant la vitesse des poussières n'est accessible avec ce type de diagnostic. Avec l'imagerie rapide, il est possible d'enregistrer les trajectoires individuelles de particules et d'estimer leurs vitesses (des vitesses de quelques 10ms^{-1} jusqu'à 1kms^{-1} ont ainsi été estimées dans les différents tokamaks) mais il reste très compliqué de déterminer leurs tailles. La taille minimum de détection dépend essentiellement de la luminosité émise par la poussière et bien évidemment des paramètres d'enregistrement de la caméra (cadence d'acquisition, temps d'ouverture, etc...). Quant aux cibles d'aérogel, récemment étudiées, elles permettent de capturer des poussières pendant la phase plasma sans les détériorer. Une évaluation de leur taille, de leur morphologie ainsi que de leur vitesse est ensuite possible.

Au cours du second chapitre, l'algorithme de détection et de suivi automatisé nommé *TRACE*, développé durant cette thèse avec l'aide de Jean-Luc Briançon et Frédéric Brochard et utilisé pour l'analyse des données obtenues dans le réacteur diode du laboratoire et le réacteur ASDEX Upgrade, a été présenté. Il permet de reconstruire et d'extraire avec fiabilité les trajectoires d'un grand nombre de poussières à partir de données vidéos enregistrées par les deux caméras rapides utilisées lors de cette thèse (FASTCAM SA1.1 et Phantom V7.1) et ce, dans des conditions de décharges plasmas très variées. Il est composé de trois procédures : une procédure de détection, basée sur un seuillage hybride en intensité, une procédure de suivi et une procédure de classification permettant de discriminer plusieurs types d'événements lumineux au sein du plasma tels que les poussières en mouvement, les points chauds stationnaires ou encore des événements transitoires de type arcs. Les différents paramètres d'entrée utilisés lors de ces différentes procédures ont également été largement présentés. La démarche utilisée pour valider son efficacité et démontrer la faisabilité de sa mise en place sur le tokamak ASDEX Upgrade, repose sur la mise au point d'une expérience test effectuée au laboratoire sur un réacteur diode radio-fréquence à couplage capacitif permettant de générer une grande quantité de poussières carbonées de tailles macroscopiques. Une perturbation a été générée pour forcer les particules à osciller dans la direction perpendiculaire à la cathode et permettre d'effectuer un calcul de corrélation entre le mouvement de ces poussières et les fluctuations d'intensité lumineuse de la gaine liées à cette perturbation. La procédure de suivi a également été validée par la réalisation de simulations numériques dans des conditions proches de celles rencontrées dans l'expérience test. Pour finir, un exemple d'application possible de cet algorithme dans l'étude du transport de poussières dans des plasmas poussiéreux de laboratoire a été proposé. Le but de cette étude était de mettre en évidence l'influence de l'injection de gaz sur la dynamique des poussières. L'utilisation de l'exposant de Hurst, permettant de décomposer la dynamique des poussières sur des échelles de temps différentes (appliqué aux longues trajectoires des poussières extraites par l'algorithme), a permis de mettre en

évidence une dynamique dominée par les collisions sur des échelles de temps courtes et un comportement à long terme probablement fortement influencé par une friction avec le gaz neutre.

La mise au point au laboratoire de cet algorithme de détection et de suivi de poussières, efficace et fiable, a ainsi permis de réaliser une grande statistique sur la quantité de poussières détectées dans le réacteur ASDEX Upgrade en fonction de nombreuses conditions de décharges et montrer l'existence de corrélations entre certains paramètres spécifiques de décharge et le nombre de poussières mobilisées au sein du plasma. En effet le but de cette étude était de pouvoir identifier les scénarios ou les paramètres plasmas à l'origine d'une forte mobilisation de poussières dans le réacteur pouvant être néfaste à son bon fonctionnement. Cette statistique repose sur l'analyse de plus de 1450 décharges couvrant les 5 dernières campagnes réalisées dans le tokamak ASDEX Upgrade (avril 2008 à août 2011). L'ouverture du réacteur ne semble pas jouer de rôle majeur dans la génération de poussières au sein de la machine après redémarrage des décharges car aucune décroissance de cette quantité de poussières avec le temps d'opération plasma n'a été observée, ce qui semble indiquer que cette mobilisation serait donc plus liée à l'historique des décharges effectuées au cours des différentes campagnes. L'analyse des décharges disruptives a quant à elle permis de montrer que, bien que dans de nombreuses décharges les poussières étaient produites par les disruptions, il en existait également beaucoup où celles-ci sont présentes avant la disruption. Une étude recherchant un lien de cause à effet entre l'apparition de ces poussières et la survenue de ces disruptions n'a pas permis de conclure sur une telle corrélation. La mitigation des disruptions semble quant à elle jouer un rôle essentiel car très peu de poussières sont détectées en moyenne dans ces décharges ce qui montre l'effet positif d'une telle méthode sur la minimisation des interactions plasma-paroi et donc sur un maintien plus long des décharges plasmas.

En règle générale très peu de particules sont générées dans ASDEX Upgrade dans beaucoup de scénarios plasmas (56% des décharges analysées ne présentent pas de poussières). Dans les décharges en présentant beaucoup, l'apparition des poussières a été corrélée à des conditions de décharges bien spécifiques (disruptions, ELMs, déplacements du plasma, mauvaise absorption de la puissance de chauffage, etc...), ce qui signifie que certains scénarios de décharges favorisent la mobilisation ou la création des poussières dans le réacteur. Ce résultat est d'une importance capitale sachant que la présence de celles-ci au sein du plasma n'est pas souhaitable en raison de graves problèmes de sûreté et de fonctionnement que la présence d'impuretés peut engendrer.

Ce type d'étude, comme celle réalisée lors de cette thèse, peut donc permettre, avec l'utilisation d'autres diagnostics plasmas, d'identifier les décharges plasmas à risque et donc de sélectionner un jeu de scénarios de fonctionnement performants qui permettront au futur tokamak international ITER d'atteindre ses objectifs. Ces résultats confortent également la pertinence des matériaux à base de tungstène pour constituer les premiers éléments de parois d'ITER.

Cependant, pour avoir les véritables caractéristiques de ces poussières (taille, position),

et notamment dynamique (direction du déplacement, vitesse, accélération), nécessaire à l'étude de leur transport au sein du plasma, il est indispensable d'avoir recours à la stéréoscopie. Ce principe est basé sur l'installation de deux caméras ou plus ayant une zone de recouvrement commune et suffisamment importante. L'intérêt est donc de pouvoir observer les poussières sous des angles différents et d'extraire ainsi des informations dans les trois dimensions de l'espace. Il sera donc possible d'accéder aux trajectoires 3D et de déterminer avec précision la position des poussières dans le réacteur et donc leur vitesse et leur transport au sein du plasma. Les premières mesures ont ainsi été réalisées en fin d'année 2010 sur ASDEX Upgrade (cf. Fig. 45(a)) et les premières analyses sont prévues pour le printemps 2012.

Dans le cadre de la collaboration et des actions EFDA correspondantes, la caméra Photron SA1.1 de l'équipe a été prêtée pour environ 2 mois à l'IRFM pour réaliser la première expérience d'acquisition stéréoscopique dans Tore Supra. L'idée était de profiter de la phase de redémarrage propice à l'observation de poussières dans l'enceinte. La caméra a été montée avec son optique de 50 mm dans un queusot voisin où est installée la caméra rapide Phantom en visée coudée derrière un hublot de libre (cf. Fig. 45(b)). Les acquisitions ont été synchronisées via un même signal TTL et pilotées depuis le même PC à l'aide des 2 logiciels des constructeurs. Malgré des tests d'acquisition positifs le premier jour, la caméra Photron n'a plus fonctionné pendant cette semaine prévue pour les mesures stéréoscopiques et a dû être envoyée en SAV pour réparation.

Ainsi seules les données réalisées sur ASDEX Upgrade sont accessibles. Les enregistrements issus des deux caméras installées sur ASDEX Upgrade lors de la 5^{ème} campagne pour l'étude sur la stéréoscopie ont d'ores et déjà été analysés avec l'algorithme *TRACE*. Les trajectoires 2D des poussières présentes sur les vidéos de chacune des caméras ont été extraites et un module complémentaire est en cours d'implémentation pour reconstruire les premières trajectoires à trois dimensions des poussières au sein du plasma.

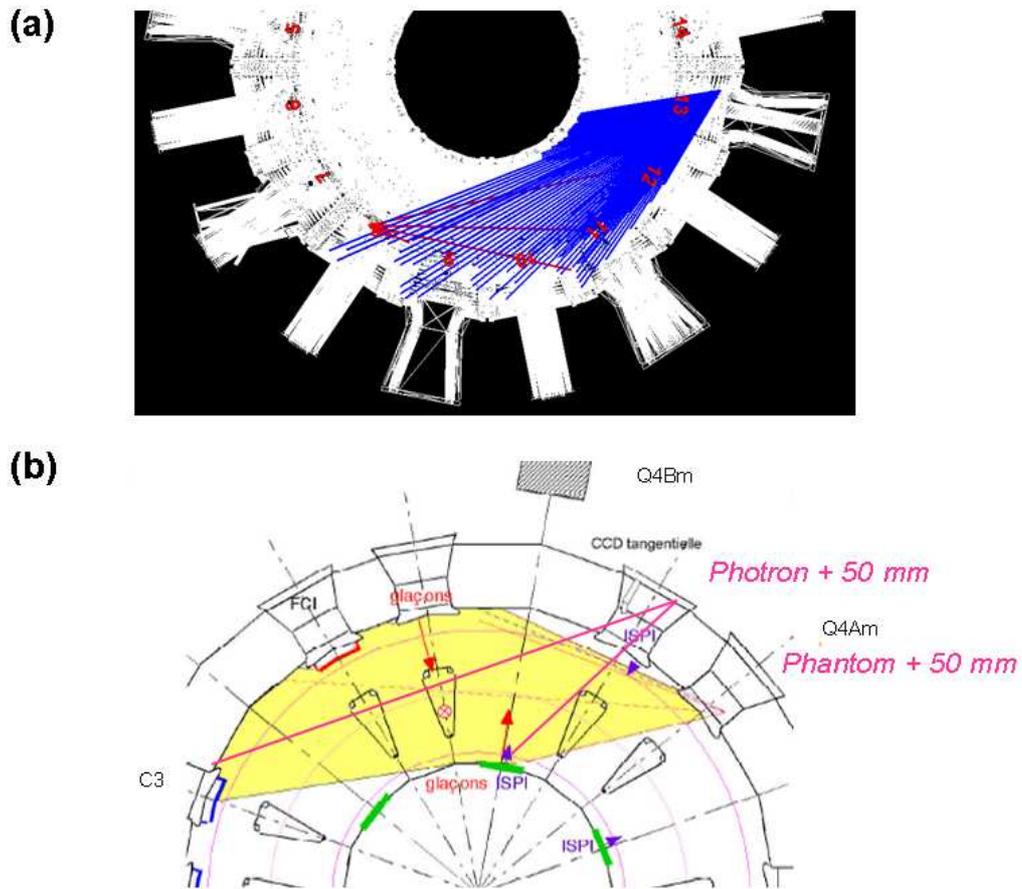


Figure 45: Schéma illustrant une coupe toroïdale de (a) ASDEX Upgrade et (b) Tore Supra montrant les positions des deux caméras et les zones de recouvrement de visée, servant à l'acquisition de données par stéréoscopie.

Liste des figures

1	Evolution de la consommation mondiale énergétique en millions de tonnes équivalent pétrole ($1tep = 4,18 \cdot 10^{10}$ J) entre les années 1860 et 2004. Sources : Schilling et Al. (1977), International Energy Agency (1997), Observatoire de l'Energie (1997).	xi
2	(a) Consommation énergétique mondiale et (b) consommation énergétique mondiale par type de ressources depuis les années 1990 et extrapolées jusqu'en 2035 en quadrillion Btu (British thermal unit) ($1quadrillionBtu = 1.06^{18}$ J). (a) En bleu est représentée la part de la consommation énergétique relative aux pays faisant partie de l'OECD ⁰ (Organization for Economic Cooperation and Development) et en rouge celle de ceux n'en faisant pas partie. Source EIA, Energy International Outlook 2011 (http://www.eia.doe.gov/oiaf/ieo/index.html).	xii
1.1	(a) Sections efficaces des réactions de fusion $D - T$, $D - D$ et $D - {}^3He$ et (b) taux de réaction en fonction de la température des réactions de fusion $D - T$ et $D - D$. On considère dans ce cas des distributions en vitesse de type Maxwelliennes pour les noyaux de deutérium et de tritium. La section efficace est alors calculée en moyennant sur ces distributions pour évaluer la réactivité du mélange de combustible de densité n_D et n_T .	3
1.2	Système de coordonnées généralement utilisé pour décrire la géométrie des surfaces de flux magnétiques dans le cas d'une configuration tokamak. R représente la distance par rapport à l'axe vertical de révolution toroïdale Z et ϕ l'angle de révolution toroïdale tournant autour de Z . Sur une section poloïdale, à la surface d'un tube de flux magnétique, r représente le petit rayon du tore et θ l'angle de révolution poloïdale. La taille du plasma est définie par R_0 correspondant au grand rayon du centre de la première surface magnétique rencontrant un élément de paroi et a le petit rayon de cette surface.	9

1.3	La configuration tokamak: (a) Structure magnétique présentant la disposition des différentes bobines autour du tore servant au confinement du plasma. En rouge les bobines de champ magnétique toroïdal créant le champ magnétique toroïdal. (b) En vert la bobine ohmique générant un fort courant plasma toroïdal à l'origine du champ magnétique poloïdal. (c) En bleu les bobines poloïdales additionnelles servant à contrôler la forme et la position du plasma et (d) lignes de champ magnétique de forme hélicoïdales résultant de l'addition du champ toroïdal (b) et du champ poloïdal (c).	10
1.4	Représentation schématique de la configuration magnétique d'un tokamak (à gauche) et d'un stellarator (à droite) avec notamment le dispositif des bobines servant au confinement magnétique.	12
1.5	Schéma représentant la section poloïdale des principaux tokamaks mondiaux classés selon leurs configurations.	18
1.6	(a) Décharges plasma effectuées sur Tore Supra durant différentes campagnes montrant le choc record effectué en décembre 2003; (b) Puissance de fusion atteinte de 16 MW par le tokamak JET en 1997 et (c) Puissances de fusion atteintes par différents tokamaks depuis ces quarante dernières années montrant une progression très nette avec les tokamaks JET et TFTR notamment. Source: <i>site de l'Institut de Recherche sur la Fusion Magnétique.</i>	19
1.7	Schéma représentant les valeurs de Q atteintes dans les différents réacteurs à fusion durant ces 50 dernières années. Le futur réacteur ITER est prévu pour fonctionner à $Q = 10$	20
1.8	(a) Coupe schématique du futur tokamak ITER et (b) matériaux prévus pour composer les différents éléments du réacteur faisant face au plasma. Source: <i>ITER Organization.</i>	21
1.9	Image montrant les lignes magnétiques fermées (en blanc) confinant les particules dans le plasma de coeur et les lignes magnétiques ouvertes (en rouge) se reconnectant à la paroi et responsables d'une partie des flux de particules incidents vers les composants faisant face au plasma.	23
1.10	Images représentant une coupe radiale (a) du tokamak Tore Supra muni de limiteurs poloidaux et d'un limiteur plancher toroidal et (b) du tokamak ASDEX Upgrade muni d'un divertor.	25
1.11	Comparaison des valeurs mesurées pour le taux d'érosion en incidence normale pour Be (carrés noirs), C (carrés blancs) et W (triangles noirs) par des ions de deutérium avec les valeurs théoriques d'un modèle analytique de pulvérisation physique [EGRRO93]. La divergence entre les points expérimentaux et le modèle pour le carbone est due aux effets chimiques non pris en compte dans le modèle théorique. D'après [F+01].	28
1.12	Photographies MEB montrant les formes très variées des particules collectées au sein de différents réacteurs [ADR+06], [SPB02].	31

1.13	Analyse par dispersion en énergie des rayons X de dépôts collectés sur les neutraliseurs de (à gauche) Tore Supra (en aout 2002 après un temps total de décharge de 7850 s) et (à droite) TEXTOR (en 2003 après un temps total de décharge de 90000 s -5 années de fonctionnement-). Ces dépôts sont principalement composés de carbone mais contiennent également des impuretés qui sont majoritairement du fer, mais aussi du nickel, du chrome, du silicium et du molybdène. D’après [Ric07].	32
1.14	(a) Tableau donnant les tailles moyennes des particules collectées dans différentes régions pour plusieurs réacteurs à fusion. CMD signifie <i>count median diameter</i> ; GSD signifie <i>geometric standard deviation</i> . (b) Distribution typique en taille de poussières obtenues dans les réacteurs à fusion. Cette distribution a été obtenue à partir de 5700 poussières collectées dans la partie basse du réacteur ASDEX Upgrade derrière la structure du divertor bas. D’après [SPB02].	33
1.15	Domaine de validité des différentes théories de diffusion laser en fonction du paramètre de taille α d’une particule et de sa forme: (a) sphère, (b) sphéroïdes, (d) agrégats compact (en forme de chou-fleur), (e) chaînes, fractales, (f) fibres [ORG09].	35
1.16	Distribution en taille des particules obtenues (~ 55 -248 nm) par le modèle de diffusion de Rayleigh dans le tokamak DIII-D en considérant trois distributions de rayons de particules différentes: une distribution log-normale (rouge), une distribution normale (bleue) et une distribution du type $1/a\lambda$ (en jaune) où a est le rayon moyen de la particule et λ un paramètre ajustable. D’après [WBB06].	37
1.17	Figure montrant (a) le nombre de poussières détectées dans la SOL pendant les 3 derniers mois de la campagne 2004-2005 (b) la distribution en taille et (c) la densité radiale de poussières obtenues par le diagnostic de diffusion laser en considérant des particules en graphite et en utilisant la théorie de Mie dans le tokamak DIII-D. D’après [R+08] et [WBB06].	39
1.18	(a) Poussières cosmiques piégées dans un aérogel. Source: [sta] et (b) particules piégées (cerclées en rouge) dans un aérogel de silice dans le tokamak TEXTOR durant la phase plateau de la décharge montrant la profondeur de pénétration des particules. D’après [Cas11].	40
1.19	(a) Image prise par microscopie optique d’un échantillon exposé à un plasma dans la machine EXTRAP T2R montrant des cratères contenant des particules piégées dans le gel de silice (cerclées en rouge). Les plus petites particules ($< 5 \mu\text{m}$) sont dans ce cas peu ou pas visibles du tout. (b) Image montrant un cratère formé par une particule rapide formant un mince tunnel au centre du cratère (en haut) et un grossissement de ce tunnel montrant clairement la particule intacte au fond du cratère (en bas) et (c) image de piégeage de particules lentes ayant partiellement pénétré dans le gel de silice et formant un cratère peu profond dans un échantillon de EXTRAP T2R.	41

1.20	Histogramme donnant les rayons (à gauche) et la profondeur (à droite) des cratères observés dans l'aérogel de silice lors d'une analyse sur le tokamak HT-7. D'après [MRL ⁺ 09].	42
1.21	Porte-échantillons contenant l'aérogel de silice transparent exposé face au plasma (a) dans le tokamak HT-7 et (b) dans le tokamak TEXTOR. D'après [MRL ⁺ 09] et [R ⁺ 11].	43
1.22	(1) Images enregistrées par caméras rapides en vue tangentielle à 2000 im/s montrant des particules mobiles dans le tokamak DIII-D. (a)-(c) Particule en mouvement dans le plasma de bord, subissant une ablation au contact d'un plasma plus chaud (halo lumineux s'allongeant le long des lignes de champ) et se divisant en trois particules plus petites. (d)-(e) Particule rapide évoluant dans la SOL qui vient impacter la paroi produisant de nombreux débris libérés dans le plasma. D'après [RCG ⁺ 08].	46
1.23	(1) Poussières observées dans la SOL de DIII-D par caméra rapide en vue tangentielle et créées lors de disruptions suite à des pertes d'équilibre vertical du plasma (a)-(b) vers le haut et (c)-(d) vers le bas; (2) Poussières observées sur le divertor bas durant les premières décharges suivant une remise à l'air à l'aide de deux caméras situées à deux endroits différents. D'après [R ⁺ 09] et [YRP ⁺ 09].	47
1.24	(a) Poussières produites après une disruption ayant lieu à l'opposé de la position de la caméra dans le tokamak FTU et (b) Particules observées sur le divertor haut du tokamak MAST par caméras infrarouges après une perte d'équilibre vertical à deux instants différents -en haut- 6ms après la disruption et -en bas- 9 ms après la disruption. Les flèches blanches donnent la direction du mouvement des particules. D'après [AM10] et [TBDL10].	48
1.25	(1) Nombre de poussières créés au cours d'une décharge, pour 10 décharges ohmiques similaires (courbes en couleur), au commencement de la campagne CIMES en 2006 après (a) 100 s (b) 300 s et (c) 750 s d'opération; (2) Nombre de poussières créés sur l'ensemble de la campagne CIMES prenant en compte un grand nombre de conditions de décharges différentes. D'après [HGR ⁺ 10].	49
1.26	Nombre de poussières créées sur l'ensemble de la campagne DITS pour un scénario plasma fixe (180 décharges LH) montrant l'augmentation du nombre de poussières avec le temps d'opération. D'après [HGR ⁺ 10].	50
1.27	Photographie prise sur le réacteur ASDEX Upgrade (Garching, Allemagne) montrant le dispositif optique et l'éloignement de la caméra.	55
2.1	Exemple d'images provenant de la décharge # 24002 effectuée dans ASDEX Upgrade montrant les effets d'un traitement d'image. (a) Image brute et (b) image obtenue après avoir été filtrée spatialement avec $L_{min}=1$ pixel (pour discriminer le bruit de fond) et $L_{max}=4$ pixels (pour discriminer les éléments de structure). On considère donc ici des "objets" dont la taille est comprise entre 2 et 3 pixels. (c) Image brute et (d) image obtenue après soustraction de l'image de fond (les "objets" statiques comme les points chauds ainsi que les structures fluctuantes ont disparu).	65

2.2	Exemple de film (décharge AUG #24778) où sont présents de nombreux faux positifs dans les transitions faible/forte intensité lumineuse en ne considérant qu'un seuillage "global" <i>ThrGlob</i> . En rouge: les faux positifs et en bleu: les vrais positifs (poussières, points chauds, etc...).	67
2.3	Schéma montrant les différents critères utilisés lors du seuillage en intensité dans la procédure de détection (où I définit l'intensité du pixel considérée) ainsi que les zones de l'image où s'appliquent chacun des critères de seuillage: sur toute l'image pour <i>ThrGlob</i> , dans une zone de 32*32 pixels pour <i>ThrReg</i> et dans une zone de 7*7 pixels pour <i>ThrLoc</i> .	68
2.4	Image bruitée typique (décharge AUG #23107) fréquemment rencontrée notamment lors des premières images d'un film à analyser.	69
2.5	Exemples types d'images complexes à traiter issues de la décharge # 24002 effectuée lors de la campagne 2008-2009 dans le tokamak ASDEX Upgrade. (a) Image à fortes variations d'intensité lumineuse: ici une disruption (image 20577) et (b) image fortement bruitée contenant des particules peu lumineuses (image 20732).	72
2.6	Exemples types d'images complexes à traiter issues de la décharge # 24002 effectuée lors de la campagne 2008-2009 dans le tokamak ASDEX Upgrade. (a) Image à fortes variations d'intensité lumineuse: ici une disruption (image 20577) et (b) image fortement bruitée contenant des particules peu lumineuses (image 20732). (c) Même image que (a) et (d) même image que (b) montrant la localisation des événements (cerclés par des ronds jaunes) détectés par la procédure de détection. Une modification des paramètres LUT a été réalisée sur les images (c) et (d) pour faciliter la visualisation des événements parfois peu évidents à observer à l'oeil nu.	74
2.7	Interface graphique permettant une évaluation rapide des résultats. Les trajectoires et les caractéristiques du déplacement de chaque particule présente dans la zone sélectionnée répondant aux différents critères sélectionnés (durée minimum de suivi en pixels, distance minimum parcourue en pixels, plage de temps d'apparition dans le film), sont directement accessibles.	81
2.8	Comparaison des trajectoires obtenues manuellement (représentées par des points) et par la procédure de suivi (représentées par une ligne continue) pour une particule suivie sur 100 pas de temps (a) dans la direction verticale (perpendiculairement à la cathode) et (b) dans la direction horizontale (parallèlement à la cathode)	83
2.9	Description du dispositif expérimental utilisé pour la réalisation de l'expérience test.	85
2.10	Dépendance de l'épaisseur de gaine visualisée à la caméra rapide vis-à-vis de la polarisation de la cathode.	91
2.11	Evolution temporelle du déplacement d'une poussière selon (a) la direction verticale et (b) la direction horizontale comparée à (c) l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse de la gaine.	91

2.12	Images montrant une forte variation d'intensité lumineuse au cours du temps (a) 5 ^{eme} image du film analysé et (b) 10 ^{eme} image du film analysé. La cadence d'acquisition du film est de 500 im/s. En encadré, la zone d'intérêt (110*90 pixels), située sous la cathode, où l'analyse a été effectuée.	93
2.13	Évolution temporelle du nombre de particules détectées avec le seuil fixe $Thr = 0.12$ (courbe rouge) et avec le seuil global automatique (courbe bleue en pointillé) comparée à l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse de la gaine normalisée à 1 (courbe verte échelle à droite).	94
2.14	Résultats issus de la procédure de détection appliquée à la zone d'intérêt sur la 5 ^{eme} image du film analysé en Fig.2.12 sur (a) l'image brute et (b) sur la même image avec soustraction de l'image de fond. Les axes sont gradués en pixels. A gauche : résultats issus du seuillage avec les seuils fixes (c) $Thr = 0,12$, (e) $Thr = 0,34$ et (g) le seuillage global automatique. A droite : résultats issus du seuillage appliqué à l'image traitée (b) avec les mêmes seuils.	95
2.15	Même analyse effectuée mais sur la 10 ^{eme} image du film analysé en Fig. 2.12.	96
2.16	Fonctions de distribution donnant le nombre de particules détectées sur N pas de temps (ou N images) sur le film analysé en Fig. 2.12 et un seuil fixé à $Thr=0.12$ (a) pour $param.trec=1$, (b) $param.trec=5$, (c) $param.trec=9$ et (d) $param.trec=17$. Pour chaque valeur de $param.trec$, le nombre total de poussières suivies sur plus de 50 pas de temps ainsi que la proportion en % par rapport au nombre total de poussières détectées sont donnés.	98
2.17	(a) Nombre de particules détectées sur plus de 50 pas de temps en fonction du paramètre $param.trec$ pour les différents seuils fixes, $Thr=0.12$, $Thr=0.24$ et $Thr=0.34$ et pour le seuillage global automatique. (b) Cross-corrélation moyenne associée $\langle C_{l,y} \rangle$, calculée sur l'ensemble des poussières appartenant à chaque classe de valeur de $param.trec$	99
2.18	Corrélation (en %) calculée pour chaque poussière suivie sur plus de 50 pas de temps pour le paramètre $param.trec$ fixé à 3. Une vérification manuelle systématique sur la trajectoire de chaque poussière a montré que les poussières ayant une corrélation supérieure à 60 % sont des poussières bien suivies tandis que celles ayant une corrélation inférieure sont des poussières mal suivies.	100
2.19	Trajectoires typiques obtenues par la procédure de suivi (représentée par une ligne continue) vis-à-vis des différentes positions simulées (représentées par des points). (a) Exemple de suivi parfait (b) Exemple d'erreur de suivi: bon suivi de la poussière sur les premiers pas de temps puis suivi d'une autre poussière probablement suite à un masquage.	104
2.20	Comparaison de deux trajectoires de poussières. (a) En présence d'un flux de gaz et (b) en l'absence d'un flux de gaz.	106
2.21	Dépendance temporelle des fluctuations d'intensité de la gaine en dessous de la cathode selon l'axe vertical (en haut) et l'axe horizontal (en bas), mettant en évidence une propagation verticale. La fréquence de ces fluctuations est d'environ 200 Hz. La barre des couleurs représente l'intensité lumineuse de chaque pixel après soustraction de l'image de fond.	107

2.22	Fonction de distribution typique montrant le nombre de poussières suivies en fonction de la durée de suivi. 30 longues trajectoires (~ 500 images) sont trouvées. D'après [BBB ⁺ 11].	109
2.23	Exposants de Hurst calculés, correspondant aux déplacements vertical (H_y) et horizontal (H_x) d'une particule seule. τ représente le nombre d'images correspondant à la trajectoire. Dans cette étude la fréquence d'acquisition de la caméra était de 500 im/s. D'après [BBB ⁺ 11].	110
3.1	Vue schématique du réacteur ASDEX Upgrade montrant les différents secteurs du tore ainsi que les principaux éléments.	116
3.2	Coupe transversale montrant une section poloidale du réacteur ASDEX Upgrade (à gauche) et du futur tokamak ITER (à droite) montrant la similitude dans leur configuration ainsi que le rapport de taille (cf. échelle sous les figures).	117
3.3	Coupe transversale des surfaces de flux poloidales obtenues pour trois décharges différentes montrant différentes positions du point "X": (a) configuration LSN (Lower Single Null) décharge #24189 à $t=2s$, (b) configuration USN (Upper Single Null) décharge #23370 à $t=2s$ et (c) configuration DN (Double Null) décharge #21148 à $t=2s$	118
3.4	(a) Image montrant les différentes configurations retenues pour le divertor installé sur ASDEX Upgrade depuis sa mise en fonctionnement en 1991 et (b) exemple d'un dépôt de puissance élevé sur le divertor d'ASDEX Upgrade (décharge #25844) permettant une étude pertinente des interactions plasma-paroi.	119
3.5	Photographie d'un collecteur contenant le substrat de silicium utilisé pour l'analyse exsitu des poussières dans le tokamak ASDEX Upgrade.	122
3.6	(a) Histogrammes montrant à gauche : la proportion de particules appartenant à chaque classe en fonction du numéro des substrats de silicium. Le nombre total de particules collectées par unité de surface (en mm^{-2} pour chacun des substrats est donné en haut de chaque colonne) et à droite : la proportion de la surface couverte par les poussières d'une classe en fonction du numéro des substrat. La fraction de la surface couverte par les poussières par rapport à la surface totale de l'échantillon est donnée en haut de chaque colonne (en %). L'abréviation "Cont." signifie contaminants et désigne les débris ou des particules d'origine organique (notamment apportées par le personnel), c'est-à-dire des particules contenant du sodium, du potassium, du calcium ou du soufre. (b) Position des différents collecteurs à l'intérieur de la chambre à vide.	123

3.7	(a) Image MEB d'une gouttelette de tungstène avec quelques irrégularités en surface et matériau déposé.(b) Image MEB d'un agglomérat collecté dans ASDEX Upgrade lors de la campagne 2007 coté faible champ. La poussière a été partiellement coupée par faisceau d'ions localisé pour connaître la structure interne. Les structures fines sur la surface externe de la poussière apparaissent lumineuses. Sur la coupe transversale, les points brillants sont constitués de tungstène tandis que la matrice apparaissant en noire est constituée de carbone et de bore. D'après [RBLtAUT09] et [BER+10].	124
3.8	Distribution en taille (rayons) des poussières analysées lors de la campagne 2008 dans trois secteurs (secteurs 3, 5 et 15) du tokamak ASDEX Upgrade.	125
3.9	Photographie MEB montrant la diversité en composition et en taille des poussières collectées dans ASDEX Upgrade.	126
3.10	Images montrant les différentes prises de vue de la caméra rapide Phantom V7.1 correspondant à différents secteurs du tokamak ASDEX Upgrade.	128
3.11	Nombre de poussières détectées en fonction du temps d'opération plasma lors des décharges en mode H standard. (a) Premières images du film montrant un échauffement quasi permanent des CFPs et (b) l'apparition de poussières libérées dans le plasma suite à cet échauffement.	130
3.12	Nombre de "vraies" particules détectées au cours des 5 dernières campagnes en fonction du temps d'opération plasma et discriminées en fonction du type de décharge (disruptions, ELMs et autres décharges) dans le tokamak ASDEX Upgrade.	131
3.13	Nombre de "vraies" particules et de trajectoires indéfinies additionnées, détectées au cours des 5 dernières campagnes en fonction du temps d'opération plasma et discriminées en fonction du type de décharge (disruptions, ELMs et autres décharges) dans le tokamak ASDEX Upgrade.	132
3.14	Evolution temporelle du nombre de particules détectées au cours des 4 premières campagnes, visualisées individuellement.	135
3.15	Schéma illustrant les différents paramètres de décharges (notamment les puissances injectées (fenêtres du bas) pour chaque type de chauffage: NBI (courbe noire), ECRH (courbe verte) et ICRH (courbe bleue)) dans quatre décharges différentes présentant un Mode H standard, une disruption de type B, une disruption de type R et une disruption de type E. La disruption est marquée par le pic présent dans le signal P_{rad} correspondant au pic d'intensité lumineuse visible dans les enregistrements.	138
3.16	Nombre de particules détectées au cours des 5 campagnes de mesure en ne considérant que les décharges disruptives discriminées selon leur type (DisB, DisR et DisE).	139
3.17	Figure montrant le nombre de particules détectées avant disruption (en haut) et après disruption (en bas) pour chacun des trois types de disruption et pour chacune des 5 campagnes de mesures menées sur ASDEX Upgrade.	141
3.18	Evolution du nombre <i>moyen</i> de particules détectées avant disruption (en haut) et après disruption (en bas) pour chacun des trois types de disruption et pour chacune des 5 campagnes de mesure. Le dernier point représente la valeur moyennée sur les 5 campagnes.	142

3.19	Image montrant le temps d'apparition des particules et leur durée de suivi (barres horizontales bleues) durant la décharge vis-à-vis du temps d'apparition de la disruption (barre verticale rouge).	143
3.20	Décharge #23489 permettant de voir un fort taux de création de poussières après la disruption. Dans ce cas la densité de poussières présentes juste avant la disruption est relativement importante et le temps séparant les deux phénomènes est court (12 ms). Les cercles rouges indiquent la présence de particules avant la disruption.	145
3.21	Décharge #24171 permettant de voir un fort taux de création de poussières après la disruption. Dans ce cas la densité de poussières détectées juste avant la disruption est relativement faible et le temps séparant les deux phénomènes est important (100 ms). Les cercles rouges indiquent la présence de particules avant la disruption.	146
3.22	Graphe présentant le nombre de particules détectées (uniquement celles présentes après la disruption) au cours des décharges disruptives effectuées avec ou sans mitigation pour les 5 campagnes de mesures menées sur ASDEX Upgrade.	147
3.23	Figure montrant le nombre de particules détectées avant disruption pour chacun des deux types de déplacement vertical du plasma et pour chacune des 5 campagnes.	149
3.24	Figure montrant le nombre de particules détectées après disruption pour chacun des deux types de déplacement vertical du plasma et pour chacune des 5 campagnes.	149
3.25	Evolution du nombre <i>moyen</i> de particules détectées pour chacun des deux types de déplacement et pour chacune des 5 campagnes. Le dernier point représente la valeur moyennée sur les 5 campagnes.	150
3.26	Nombre de particules détectées pour les 5 campagnes de mesures en discriminant les décharges réalisées en mode de haut confinement (H-Mode) et bas confinement (L-Mode).	151
3.27	Schéma issu de la base de données du tokamak ASDEX Upgrade montrant la répartition par secteur des différents mécanismes de chauffage autour du tore selon les différents secteurs.	153
3.28	Evolution du nombre moyen de particules détectées pour les différents types de chauffage en fonction des différentes campagnes.	154
3.29	Évolution du nombre moyen de particules détectées pour les différents types de chauffage en fonction de la puissance.	154
3.30	Distribution du nombre de décharges obtenues en fonction des classes de nombre de poussières détectées pour l'ensemble des 5 campagnes. La majorité des décharges (plus de 80%) présentent peu (moins de 10 particules) ou pas de poussières.	156
3.31	Profil des différents signaux enregistrés lors de la décharge #23246 montrant un effondrement brutal correspondant à la fin de la décharge due à la disruption (à $t=1.772$ s). Les poussières sont détectées directement après la disruption (à $t=1.78$ s).	158

3.32	Profils des différents signaux enregistrés lors de la décharge #24591 montrant une claire corrélation entre le temps d'apparition des poussières et la présence d'instabilités du plasma de bord (ELMs).	160
3.33	Plage d'apparition des poussières détectées durant la décharge #24591. Les photos correspondantes montrent l'apparition de nombreuses poussières à partir de $t=1.91$ s. Les coupes transversales des surfaces de flux magnétiques sont également représentées à $t=1.5$ s, $t=1.9$ s, $t=2.1$ s, $t=2.3$ s et $t=2.5$ s montrant l'absence de contact entre le plasma et les CFPs.	161
3.34	Profils des différents signaux enregistrés lors de la décharge #25138 et plage d'apparition des poussières détectées durant la décharge montrant la corrélation entre les injections de puissance (ECRH et NBI) et la génération de poussières.	163
3.35	Profils des différents signaux enregistrés lors de la décharge #25096 et plage d'apparition des poussières détectées durant la décharge montrant l'absence de corrélation. La représentation des surfaces de flux magnétiques à $t=1.8$ s, $t=2.0$ s et $t=2.5$ s ne montre également aucun contact entre le plasma et les parois.	165
3.36	Image MEB de la surface d'une tuile du divertor dans ASDEX Upgrade ayant été soumise à des arcs. Des gouttelettes de tungstène ainsi que des éclaboussures de tungstène fondu resolidifiées résultant de cette érosion sont visibles et localisées près des traces laissées par les arcs.	166
3.37	Évènements typiques (A	
3.38	a) Corrélacion entre la fréquence de relaxation des ELMs et la fréquence d'apparition des événements durant une seule image pour la décharge #25431. Les fréquences ont été calculées à l'aide b) d'une analyse en ondelette et c) d'une analyse par transformée de Fourier. 169figure.3.38	
3.39	Endroits où sont fréquemment localisés les arcs dans ASDEX Upgrade.	170
3.40	Images montrant la localisation des événements ne durant qu'une seule image, prenant compte leur intensité (500) et de leur fréquence d'apparition à un même endroit pour la décharge #25431, avec présence d'un filtre H_{α}	171
3.41	Images montrant la localisation bien particulière du même type d'événements pour les décharges #26266 et #26620.	171
3.42	Profils des signaux correspondant à l'injection de puissance NBI (PNI), de puissance ECRH (PECRH) et de puissance ICRH (PICRH) montrant la quantité de puissance injectée au cours de la décharge pour chacun des type de chauffage. Deux décharges (#26064 à gauche et #26265 à droite) effectuées en mode H sont étudiées.	172
3.43	Schéma montrant la position des événements brefs lumineux en fonction de leur fréquence d'apparition à un même endroit ainsi que la densité d'apparition de certains de ces événements au cours du temps de décharge montrant une nette corrélation avec le temps d'injection de puissance ICRH. La décharge considérée est la décharge #26064.	173

3.44	Schéma montrant la position des événements brefs lumineux en fonction de leur fréquence d'apparition à un même endroit ainsi que la densité d'apparition de certains de ces événements au cours du temps de décharge montrant une nette corrélation avec le temps d'injection de puissance ECRH. La décharge considérée est la décharge #26265.	174
45	Schéma illustrant une coupe toroïdale de (a) ASDEX Upgrade et (b) Tore Supra montrant les positions des deux caméras et les zones de recouvrement de visée, servant à l'acquisition de données par stéréoscopie.	181

Liste des tables

1.1	Les principaux tokamaks mondiaux et leurs principales caractéristiques. . .	18
1.2	Principales caractéristiques du futur réacteur ITER.	21
1.3	(a) Propriétés physiques de matériaux amorphes utilisés pour les CFPs et les divertors/limiteurs pour différents réacteurs à fusion. M signifie <i>masse atomique</i> ; T_m signifie <i>température de fusion</i> , H_m signifie <i>enthalpie de fusion</i> et H_v signifie <i>enthalpie de vaporisation</i> et (b) Types de matériaux composant les CFPs et les divertors/limiteurs pour différents réacteurs à fusion.	26
1.4	Résolution pouvant être atteinte par la caméra FASTCAM SA1.1 selon la fréquence d'acquisition choisie.	52
2.1	Nombre final d'événements retenus après seuillage et nombre d'événements éliminés par chacun des 4 critères, montrant leur degré de sélectivité respectif pour chacune des deux images précédentes (20577 et 20732).	73
2.2	Comparaison entre les trajectoires parfaitement connues et les trajectoires reconstruites par la procédure de suivi sur les 1 000 réalisations effectuées.	103
2.3	Caractéristiques des fluctuations d'intensité lumineuse dans différentes régions de la gaine pour deux cas spécifiques seulement différenciés par une injection de gaz (avec et sans injection).	108
3.1	Quelques paramètres typiques caractérisant une décharge plasma effectuée dans le tokamak ASDEX Upgrade en comparaison à ITER.	119
3.2	Rapide historique des modifications importantes ainsi que des principales étapes validées dans le réacteur ASDEX Upgrade.	120
3.3	Tableau montrant la composition des poussières ainsi que la proportion de chaque élément en fonction de la taille des particules collectées dans ASDEX Upgrade durant la campagne 2008.	124
3.4	Périodes d'ouverture du réacteur et numéro du tir correspondant au redémarrage des décharges plasma.	127
3.5	Paramètres de décharge utilisés lors des tirs en mode H standard.	129
3.6	(a) Proportion de films analysés pour chaque type de décharges et pour chacune des 5 campagnes en fonction du nombre total de films existants dans la base de données d'ASDEX Upgrade ainsi que (b) la proportion de films analysés pour chaque catégorie par rapport au nombre total de films analysés pour chacune des 5 campagnes.	133

3.7	Nombre moyen de particules détectées par films pour chacune des différentes campagnes montrant la décroissance du nombre de poussières au cours du temps.	134
3.8	Tableau donnant le nombre moyen de particules détectées par film pour chacune des différentes campagnes considérant d'une part les décharges disruptives et d'autre part les autres décharges.	136
3.9	(a) Proportion de films analysés pour chaque type de disruptions et pour chacune des 5 campagnes de mesures en fonction du nombre total de films existants dans la base de données d'ASDEX Upgrade ainsi que (b) la proportion de films analysés pour chaque catégorie de disruption par rapport au nombre total de films analysés pour chacune des 5 campagnes.	140
3.10	Temps écoulé entre la présence de la dernière particule détectée et l'apparition de la disruption.	144
3.11	Nombre moyen de particules détectées par film pour les décharges de type L-Mode et H-Mode, décharges disruptives non comprises.	152
3.12	Tableau donnant le nombre moyen de particules détectées par film pour chacun des différents types de chauffage toutes puissances confondues. . . .	155

Liste des acronymes

ITER : International Thermonuclear Experimental Reactor

TRACE : TRAcking and Classification of pinpoints Events

AUG : ASDEX Upgrade

ASDEX : Axial Symetric Divertor Experiment

ECRH : Electron Cyclotron Resonance Heating

ICRH : Ion Cyclotron Resonance Heating

NBI : Neutral Beam Injection

ELM : Edge Localized Mode

TOKAMAK : TOroïdalnaïa KAMERA s MAgnitnymi Katushkami

LFS : Low Field Side

HFS : High Field Side

MHD : Magneto-Hydro-Dynamique

FCI : Fréquence Cyclotronique Ionique

FCE : Fréquence Cyclotronique Electronique

JET : Joint European Torus

DIID-D : D = Doublet, III = 3rd generation, D = D shaped cross section.

JT-60SA : Japan Torus 60 Super Advanced

TEXTOR-94 : Tokamak EXperiment for Technology Oriented Research-94

Alcator C-MOD : Alto Campo Toro

TFTR : Tokamak Fusion Test Reactor

CFP : Composant Face au Plasma

SOL : Scrape Off Layer

DSMF : Dernière Surface Magnétique Fermée

LPT : Limiteur Plancher Toroïdal

VDE : Vertical Displacement Event

VDEo : Vertical Displacement Event oben

VDEu : Vertical Displacement Event unten

MAST : Mega Amp Spherical Tokamak
MEB : Microscopie Electronique à Balayage
CMD : Count Median Diameter
GSD : Geometric Standard Deviation
FTU : Frascati Tokamak Upgrade
HT-7 : Hefei Tokamak-7
MARFE : Multifaceted Asymmetric Radiation From the Edge
NSTX : National Spherical Torus Experiment
CIMES : Composants pour l'Injection de Matière et d'Énergie Stationnaire
DITS : Deutérium Inventory in Tore Supra
LUT : Look Up Table
PIV : Particle Image Velocimetry
Thr : Threshold
ThrGlob : Global Thresholding
ThrReg : Regional Thresholding
ThrLoc : Local Thresholding
UFT : Unidentified Fragmented Trajectories
LSN : Lower Single Null
USN : Upper Single Null
DN : Double Null
NTM : Neoclassical Tearing Modes
ECCD : Electron Cyclotron Current Drive
PSL : Passive Stabilization Loop
IMG : Injection Massive de Gaz
EFDA : European Fusion Development Agreement
IRFM : Institut de Recherche sur la Fusion Magnétique

Bibliographie

- [ADR⁺06] C. Arnas, C. Dominique, P. Roubin, C. Martin, C. Brosset, and B. Pégourié. Characterisation of carbon dust produced in sputtering discharges and in the Tore Supra tokamak. *Journal of Nuclear Materials*, 353 :80–88, 2006.
- [All92] J.E. Allen. Probe theory - the orbital motion approach. *Phys. Scripta*, 45 :497–503, 1992.
- [AM10] R. De Angelis and L. Di Matteo. Observations and analysis of FTU plasmas by video cameras. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 623 :815–817, 2010.
- [AMD99] C. Arnas, M. Mikikian, and F. Doveil. High negative charge of a dust particle in a hot cathode discharge. *Phys. Rev. E*, 60 :7420–7425, 1999.
- [APM⁺10] C. Arnas, C. Pardanaud, C. Martin, P. Roubin, G. De Temmerman, and G. Counsell. Analyses of dust samples collected in the MAST tokamak. *Journal of Nuclear Materials*, 401 :130–137, 2010.
- [B⁺04] D.E Brownlee et al. Surface of Young Jupiter Family Comet 81P/Wild 2 : View from the Stardust Spacecraft. *Science*, 304 :1764–1769, 2004.
- [BBB⁺11] S. Bardin, J-L. Briançon, F. Brochard, V. Martin, Y. Zayachuk, R. Hugon, and J. Bougdira. Investigating transport of dust particles in plasmas. *Contrib. Plasma Phys.*, 51 :246–251, 2011.
- [BER⁺10] M. Balden, N. Endstrasser, V. Rohde, M. Racinski, S. Lindig, R. Neu, and the ASDEX Upgrade Team. Dust collection strategy and inner morphology of dust particles in ASDEX Upgrade. In *Proc. of the 23rd IAEA Fusion Energy Conference, Daejeon, Korea Rep. of South, IAEA-CN-180*, 2010.
- [BHK⁺03] J. Berndt, S. Hong, E. Kovacevic, I. Stefanovic, and J. Winter. Dust particle formation in low pressure Ar/CH₄ and Ar/C₂H₂ discharges used for thin film deposition. *Vacuum*, 71 :377, 2003.
- [BHP⁺08] F. Brochard, R. Hugon, Y. Peng, J.L. Vasseur, D. Lacroix, and J. Bougdira. Carbon dusts formation and transport in a radiofrequency discharge. In *35th EPS Conference on Plasma Physics*, volume pp. P5138, ISBN 2914771524, 2008.
- [BRL⁺11] H. Bergsaker, S. Ratynskaia, A. Litnovsky, D. Ogata, and W. Sahle. Studies of mobile dust in scrape-off layer plasmas using silica aerogel collectors. *Journal of Nuclear Materials*, doi :10.1016/j.jnucmat.2011.01.052 :in press, 2011.

- [BRM08] W.U. Boeglin, A.L. Roquemore, and R.J. Maqueda. Three-dimensional reconstruction of dust particle trajectories in the NSTX. *Rev. Sci. Instrum.*, 79 :10F334, 2008.
- [Bro04] F. Brochard. *Caractérisation des instabilités à basse fréquence dans une colonne de plasma magnétisé et étude de leur transition à la turbulence*. PhD thesis, UHP - Université Henri Poincaré, Nancy, France, 2004.
- [BS10] B.J. Braams and C.H. Skinner. Characterization of size, composition and origins of dust in fusion devices : Summary report of the second research coordination meeting. Technical report, International Atomic Energy Agency (IAEA), International Nuclear Data Committee (INDC), 2010.
- [BSL⁺09] R Basner, F Sigener, D Loffhagen, G Schubert, H Fehske, and H Kersten. Particles as probes for complex plasmas in front of biased surfaces. *New Journal of Physics*, 11 :013041, 2009.
- [C⁺98] W.J. Carmack et al. Analysis and characterization of TFTR tokamak dust. Technical report, ITER Engineering Design File ITER/US/98/TE/SA, 1998.
- [C⁺99] W.J. Carmack et al. DIII-D dust particulate characterization. Technical report, INEEL External Report INEEL/EXT, 1999.
- [C⁺00] W.J. Carmack et al. Characterization and analysis of dusts produced in three experimental tokamaks : TFTR, DIII-D and Alcator C-Mod. *Fusion Eng. Des.*, 51-52 :477–484, 2000.
- [C⁺07] C. Castaldo et al. Diagnostics of fast dust particles in tokamak edge plasmas. *Nucl. Fusion*, 47 :L5–L9, 2007.
- [Cas11] C. Castaldo. Novel diagnostics for dust in space, laboratory and fusion plasmas. *Contrib. Plasma Phys.*, 51 :207–217, 2011.
- [Cav07] M. Cavarroc. *Nucléation and croissance et comportement de poussières dans les plasmas réactifs radiofréquence basse pression*. PhD thesis, Université d’Orléans, 2007.
- [CG96] J.C. Crocker and D.G. Grier. Methods of Digital Video Microscopy for Colloidal Studies. *Journal of Colloid and Interface Science*, 179 :298–310, 1996.
- [Che83] F.F. Chen. *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. Plenum Press, 1983.
- [CSMB08] L. Couédel, A.A. Samarian, M. Mikikian, and L. Boufendi. Dust-Cloud Dynamics in a Complex Plasma Afterglow. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 36 :1014, 2008.
- [CTM⁺01] Ph. Chappuis, E. Tsitrone, M. Mayne, X. Armand, H. Linke, H. Bolt, D. Petti, and J.P. Sharpe. Dust characterization and analysis in Tore supra. *Journal of Nuclear Materials*, 290-293 :245–249, 2001.
- [DRT⁺09] T. Dittmar, P. Roubin, E. Tsitrone, E. Gauthier, A. Hakola, J. Likonen, F. Linez, C. Martin, M. Mayer, C. Pardanaud, J.Y. Pascal, B. Pasquet,

-
- B. Pégourié, J. Roth, I. Roure, and R. Ruffe. Deuterium Inventory in Tore Supra : status of post-mortem analyses. *Phys. Scr.*, T138, 2009.
- [DWJP04] G. Domínguez, A.J. Westphal, S.M. Jones, and M.L.F. Phillips. Energy loss and impact cratering in aerogels : theory and experiment. *Icarus*, 172 :613–624, 2004.
- [E⁺11] B. Esposito et al. Disruption avoidance by means of electron cyclotron waves. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 53 :124035, 2011.
- [EBR⁺11] N. Endstrasser, F. Brochard, V. Rohde, M. Balden, T. Lunt, S. Bardin, J.L. Briançon, R. Neu, and the ASDEX Upgrade Team. Video tracking and post-mortem analysis of dust particles from all tungsten ASDEX Upgrade. *Journal of Nuclear Materials*, 415 :S1085S1088, 2011.
- [EGRRO93] W. Eckstein, C. Garcia-Rosales, J. Roth, and W. Ottenberg. Sputtering data. *Rep. IPP9/82*, 1993.
- [Eps24] P.S. Epstein. *Phys. Rev.*, 23 :710–733, 1924.
- [F⁺01] G. Federici et al. Plasma-material interactions in current tokamaks and their implications for next step fusion reactors. *Nuclear Fusion*, 41 :1967, 2001.
- [F⁺03] G. Federici et al. Key ITER plasma edge and plasmamaterial interaction issues. *J. Nucl. Mater.*, 313-316 :11–22, 2003.
- [FPM⁺04] V. Fortov, O. Petrov, V. Molotkov, M. Poustylnik, V. Torchinsky, A. Khrapak, and A. Chernyshev. Large-amplitude dust waves excited by the gas-dynamic impact in a dc glow discharge plasma. *Phys. Rev. E*, 69 :016402, 2004.
- [FPM⁺05] V. Fortov, O. Petrov, V. Molotkov, M. Poustylnik, V. Torchinsky, V. Naumkin, and A.G. Khrapak. Shock wave formation in a dc glow discharge dusty plasma. *Phys. Rev. E*, 71 :036413, 2005.
- [Fre87] J.P. Freidberg. *Ideal Magneto-Hydro-dynamics*. Plenum Press, 1987.
- [G⁺00] O. Gruber et al. Internal transport barrier discharges on ASDEX upgrade : progress towards steady state. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 42 :A117, 2000.
- [GBK⁺10] E. Giovannozzi, M. Beurskens, M. Kempenaars, R. Pasqualotto, A. Rydzy, and JET EFDA Contributors. Detection of dust on JET with the high resolution Thomson scattering system. *Rev. Sci. Instrum.*, 81 :10E131, 2010.
- [GCM⁺08] E. Giovannozzi, C. Castaldo, G. Maddaluno, S. Ratynskaia, and A. Rydzya. Dust Measurement With Thomson Scattering In FTU. *AIP Conf. Proc.*, 988 :148–151, 2008.
- [GKS⁺09] A. Golczewski, A. Kuzucan, K. Schmid, J. Roth, M. Schmid, and F. Aumayr. Ion-induced erosion of tungsten surfaces studied by a sensitive quartz-crystal-microbalance technique. *J. Nucl. Mater.*, 390-391 :1102–1105, 2009.

- [GLP04] J. Grue, P. Liu, and G. Pederson. *Piv and water waves*. World Scientific Publishing, 2004.
- [GMP99] I. Géraud, V. Massereau, and A. Plain. Analysis of particulates generated in a radiofrequency methane plasma by laser light scattering and optical spectroscopy. *Eur. Phys. J. App.*, 8 :53–59, 1999.
- [Go99] O. Gruber and oth. Stationary H-Mode Discharges with Internal Transport Barrier on ASDEX Upgrade. *Phys. Rev. Lett.*, 83 :1787–1790, 1999.
- [HBL⁺09] A. Herrmann, M. Balden, M. Laux, K. Krieger, H.W. Müller, R. Pugno, V. Rohde, and the ASDEX Upgrade team. Arcing in ASDEX Upgrade with a tungsten first wall. *Journal of Nuclear Materials*, 390-391 :747–750, 2009.
- [HBW03] S. Hong, J. Berndt, and J. Winter. Growth precursors and dynamics of dust particle formation in the Ar/CH₄ and Ar/C₂H₂ plasmas. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 12 :46, 2003.
- [HGG09] S.H Hong, C. Grisolia, and P. Monier Garbet. Development of automatic data extraction technique from visible CCD images for in-vessel dust study in Tore Supra. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 51 :075013, 2009.
- [HGR⁺10] S.H. Hong, C. Grisolia, V. Rohde, P. Monier-Garbet, Tore Supra Team, and ASDEX Upgrade Team. Temporal evolution and spatial distribution of dust creation events in Tore Supra and in ASDEX Upgrade studied by CCD image analysis. *Nucl. Fusion*, 50 :035002, 2010.
- [HMB⁺04] D. Van Houtte, G. Martin, A. Bécoulet, J. Bucalossi, G. Giruzzi, G.T. Hoang, Th. Loarer, B. Saoutic, and the Tore Supra Team. Recent fully non-inductive operation results in Tore Supra with 6 min, 1 GJ plasma discharges. *Nuclear Fusion*, 44 :L11, 2004.
- [HSU08] A. Hassanein, T. Sizyuka, and M. Ulricksonb. Vertical displacement events : A serious concern in future ITER operation. *Fusion Eng. Des.*, 83 :1020–1024, 2008.
- [Hur57] H.E. Hurst. A Suggested Statistical Model of some Time Series which occur in Nature. *Nature*, 180 :494, 1957.
- [IRP⁺09] D. Ivanova, M. Rubel, V. Philipps, M. Freisinger, Z. Huang, H. Penkalla, B. Schweer, G. Sergienko, P. Sundelin, and E. Wessel. Survey of dust formed in the TEXTOR tokamak : structure and fuel retention. *Phys. Scr.*, T138, 2009.
- [K⁺99] M. Keilhacker et al. High fusion performance from deuterium-tritium plasmas in JET. *Nuclear Fusion*, 39 :209, 1999.
- [KBC⁺09] A. Kreter, S. Brezinsek, J. Coad, H. Esser, W. Fundamenski, V. Philipps, R. Pitts, V. Rohde, T. Tanabe, A. Widdowson, and contributors. Dynamics of Erosion and Deposition in Tokamaks. *J. Nucl. Mater.*, 38 :390–391, 2009.
- [KGM⁺98] T. Kass, S. Günter, M. Maraschek, W. Suttrop, H. Zohm, and ASDEX Upgrade Team. Characteristics of type I and type III ELM precursors in ASDEX upgrade. *Nucl. Fusion*, 38 :111, 1998.

-
- [KHDR04] G.J. Kalman, P. Hartmann, Z. Donko, and M. Rosenborg. Two-Dimensional Yukawa Liquids : Correlation and Dynamics. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :065001, 2004.
- [KTSJ04] S. Krasheninnikov, Y. Tomita, R. Smirnov, and R. Janev. On dust dynamics in tokamak edge plasmas. *Phys. Plasmas*, 11 :3141, 2004.
- [L⁺05] B. Lupschultz et al. Operational recovery from enormous amounts of titanium dust. In *TPA Meeting of Divertor and SOL Physics Group (Tarragone, Espagne, 47 Juillet)*, 2005.
- [LAD⁺01] J. Linke, M. Akiba, R. Duwe, A. Lodato, H.J. Penkalla, M. Rödiger, and K. Schöpflin. Material degradation and particle formation under transient thermal loads. *Journal of Nuclear Materials*, 290-293 :1102–1106, 2001.
- [Law57] J.D. Lawson. Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor. *Proc. Phys. Soc. B*, 70, 1957.
- [LGF08] B. Liu, J. Goree, and Y. Feng. Non-Gaussian statistics and superdiffusion in a driven-dissipative dusty plasma. *Phys. Rev. E*, 78 :046403, 2008.
- [LHRS04] J. Linke, T. Hirai, M. Rödiger, and L.A Singheiser. Performance of Plasma Facing Materials under intense thermal loads in tokamaks and stellarators. *Fusion Science and Technology*, 46, 2004.
- [LL04] G. Lushai and H.D. Loxdale. Tracking movement in small insect pests with special reference to aphid populations. *International Journal of Pest. Management*, 50 :307–315, 2004.
- [M⁺03] M. Mikikian et al. Formation and behaviour of dust particle clouds in a radio-frequency discharge : Results in the laboratory and under microgravity conditions. *New J. Phys.*, 5 :19, 2003.
- [M⁺05] M.Laux et al. Modification of tungsten layers by arcing. *Journal of Nuclear Energy*, 337-339 :1019–1023, 2005.
- [M⁺09] M. Mayer et al. Tungsten erosion and redeposition in the all-tungsten divertor of ASDEX Upgrade. *Phys. Scr.*, T138 :014039, 2009.
- [Mat94] G.F. Matthews. Tokamak plasma diagnosis by electrical probes. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 36 :1595, 1994.
- [Mik08] M. Mikikian. *Les Plasmas Poussiéreux : Synthèse, Structure et Dynamique d'un Nuage de Poussières dans un Plasma*. PhD thesis, Université d'Orléans, 2008.
- [MRL⁺09] G. Morfill, C. Rätz, Y.F. Li, J.S. Hu, B.L. Ling, X. Gao, and M. Horányi. Dust capture experiment in HT-7. *New Journal of Physics*, 11 :113041, 2009.
- [MtAUT04] H. Maier and the ASDEX Upgrade Team. Tungsten erosion in the baffle and outboard regions of the ITER-like ASDEX Upgrade divertor. *Journal of Nuclear Materials*, 335 :515–519, 2004.
- [Mur02] M.V. Ramana Murty. Sputtering : the material erosion tool. *Surf. Sci.*, 500 :523–544, 2002.

- [N⁺97] K. Narihara et al. Observation of dust particles by a laser scattering method in the JIPPT-IIU tokamak. *Nucl. Fusion*, 37 :1177, 1997.
- [N⁺10] J. Nichols et al. 3-D reconstruction of pre-characterized lithium and tungsten dust particle trajectories in NSTX. *J. Nucl. Mater.*, doi :10.1016/j.jnucmat.2010.10.049 :in press, 2010.
- [NSZM06] S. Nunomura, D. Samsonov, S. Zhdanov, and G. Morfill. Self-Diffusion in a Liquid Complex Plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :015003, 2006.
- [ORG09] F. Onofri, K.F. Ren, and C. Grisolia. Development of an in situ ITER dust diagnostic based on extinction spectrometry : Dedicated light scattering models. *Journal of Nuclear Materials*, 390-391 :1093–1096, 2009.
- [OXB06] N. Ouelette, H. Xu, and E. Bodenschatz. A quantitative study of three-dimensional Lagrangian particle tracking algorithms. *Exp. Fluids*, 40 :301–313, 2006.
- [P⁺99] A.T. Peacock et al. Dust and flakes in the JET MkIIa divertor, analysis and results. *J. Nucl. Mater.*, 266-269 :423–428, 1999.
- [PCE⁺09] G. Pautasso, D. Coster, T. Eich, J. C. Fuchs, O. Gruber, A. Gude, A. Herrmann, V. Igochine, C. Konz, B. Kurzan, K. Lackner, T. Lunt, M. Maraschek, A. Mlynek, B. Reiter, V. Rohde, Y. Zhang, X. Bonnin, M. Beck, G. Prausner, and the ASDEX Upgrade Team. Disruption studies in ASDEX Upgrade in view of ITER. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 51 :124056, 2009.
- [PKSR05] A. Yu. Pigarov, S.I. Krasheninnikov, T. K. Soboleva, and T.D. Rognlien. Dust particle transport in tokamak edge plasmas. *Phys. Plasmas*, 12 :122508, 2005.
- [PLH⁺08] Y. Peng, D. Lacroix, R. Hugon, C. Brosset, and J. Bougdira. Experimental and theoretical investigations of absorbance spectra for edge-plasma monitoring in fusion reactors. *J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf.*, 109 :1549–1562, 2008.
- [R⁺05] D.L. Rudakov et al. Far SOL transport and main wall plasma interaction in DIII-D. *Nucl. Fusion*, 45 :15891599, 2005.
- [R⁺08] D.L. Rudakov et al. Dust measurements in tokamaks. *Rev. Sci. Instrum.*, 79 :10F303, 2008.
- [R⁺09] D.L. Rudakov et al. Dust studies in DIII-D and TEXTOR. *Nucl. Fusion*, 49 :085022, 2009.
- [R⁺11] S. Ratynskaia et al. Diagnostics of mobile dust in scrape-off layer plasmas. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 53 :074009, 2011.
- [Rat08] S. Ratynskaia. Hypervelocity dust impacts in FTU scrape-off layer. *Nucl. Fusion*, 48 :015006, 2008.
- [Rax05] J.M. Rax. *Physique des plasmas*. Dunod, 2005.
- [RBE⁺09] S. Ratynskaia, H. Bergsaker, B. Emmoth, A. Litnovsky, A. Kreter, and V. Philipps. Capture by aerogel characterization of mobile dust in tokamak scrape-off layer plasmas. *Nucl. Fusion*, 49 :122001, 2009.

-
- [RBLtAUT09] V. Rohde, M. Balden, T. Lunt, and the ASDEX Upgrade Team. Dust investigations at ASDEX Upgrade. *Physica Scripta*, T138 :014024, 2009.
- [RCG⁺08] S. Ratynskaia, C. Castaldo, E. Giovannozzi, D. Rudakov, G. Morfill, M. Horanyi, J.H. Yu, and G. Maddaluno. In situ dust detection in fusion devices. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 50 :124046, 2008.
- [Rei10] B. Reiter. *Radiative Response on Massive Noble Gas Injection For Runaway Suppression in Disruptive Plasmas*. PhD thesis, Fakultät für Physik - Ludwig-Maximilians-Universität München, 2010.
- [RET⁺11] V. Rohde, N. Endstrasser, U.v. Toussaint, M. Balden, T. Lunt, R. Neu, A. Hakola, J. Bucalossi, and the ASDEX Upgrade Team. Tungsten erosion by arcs in ASDEX Upgrade. *Journal of Nuclear Materials*, 415 :S46S50, 2011.
- [Ric07] M. Richou. *Etude multi échelle des dépôts carbonés collectés dans les tokamaks Tore Supra et TEXTOR*. PhD thesis, Université de Provence, 2007.
- [RNS⁺07] A.L. Roquemore, N. Nishino, C.H. Skinner, C. Bush, R. Kaita, R. Maqueda, W. Davis, A.Yu Pigarov, and S.I. Krasheninnikov. 3D measurements of mobile dust particle trajectories in NSTX. *Journal of Nuclear Materials*, 363-365 :222–226, 2007.
- [RPT⁺03] M. Rubel, V. Philipps, T. Tanabe, P. Wienhold, M. Freisinger, J. Linke, J. von Seggern, and E. Wessel. Thick Co-Deposits and Dust in Controlled Fusion Devices with Carbon Walls : Fuel Inventory and Growth Rate of Co-Deposited Layers. *Physica Scripta. Vol.*, 20-24, 2003.
- [RRK⁺06] S. Ratynskaia, K. Rypdal, C. Knappek, S. Khrapak, A. Milovanov, A. Ivlev, J. Rasmussen, and G.E. Morfill. Superdiffusion and Viscoelastic Vortex Flows in a Two-Dimensional Complex Plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :105010, 2006.
- [S⁺05] A. Staebler et al. The improved H-mode at ASDEX Upgrade : a candidate for an ITER hybrid scenario. *Nucl. Fusion*, 45 :617–625, 2005.
- [Sea03] J.P. Sharpe and V. Rohde et al. Characterization of dust collected from ASDEX Upgrade and LHD. *J. Nucl. Mater.*, 313-316 :455–459, 2003.
- [SFB05] P. Starke, U. Fantz, and M. Balden. Investigations of chemical erosion of carbon materials in hydrogen and deuterium low pressure plasmas. *J. Nucl. Mater.*, 337-339 :1005–1009, 2005.
- [Sha01] J.P. Sharpe. Collection and characterization of particulate from the ASDEX Upgrade tokamak. Technical report, INEEL External Report INEEL/EXT, 2001.
- [SK05] I.F. Sbalzarini and P. Koumoutsakos. Feature point tracking and trajectory analysis for video imaging in cell biology. *Journal of Structural Biology*, 151 :182–195, 2005.

- [SKY⁺09] R.D. Smirnov, S.I. Krasheninnikov, J.H. Yu, A. Yu. Pigarov, M. Rosenberg, and J.L. Terry. On visibility of carbon dust particles in fusion plasmas with fast framing cameras. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 51 :055017, 2009.
- [SM90] P.C. Stangeby and G.M. McCracken. Plasma boundary phenomena in tokamaks. *Nuclear Fusion*, 30 :1225, 1990.
- [SM02] P.K. Shukla and A.A. Mamun. *Introduction to Dusty Plasma Physics*. Institute of Physics Publishing, 2002.
- [S.O10] S. Oldenburger. *Etude de la turbulence et du transport par sondes électrostatiques et imagerie rapide dans une colonne de plasma magnétisé*. PhD thesis, UHP - Université Henri Poincaré, Nancy, France, 2010.
- [SPB02] J.P. Sharpe, A. Petti, and H.W. Bartels. A review of dust in fusion devices : Implications for safety and operational performance. *Fusion Engineering and Design*, 63-64 :153–163, 2002.
- [SPR⁺07] R.D. Smirnov, A. Yu. Pigarov, M. Rosenberg, S.I. Krasheninnikov, and D.A. Mendis. Modelling of dynamics and transport of carbon dust particles in tokamaks. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 49 :347371, 2007.
- [SS04] M. Sezgin and B. Sankur. Survey over image thresholding techniques and quantitative performance evaluation. *J. Elec. Imaging*, 13 :146–165, 2004.
- [sta] <http://stardust.jpl.nasa.gov/tech:aerogel.html>.
- [Sta00] P.C. Stangeby. *The plasma boundary of magnetic fusion devices*. Taylor & Francis, 2000.
- [Swa03] D.J Swanson. *Plasma Waves*. 2003.
- [SWK⁺07] R.D. Smirnov, W.P. West, S.I. Krasheninnikov, A. Yu. Pigarov, M. Rosenberg, and B.D. Bray. Laser-dust interaction and dust size distribution measurements on DIII-D. *Phys. Plasmas*, 14 :112507, 2007.
- [TBDL10] G. De Temmerman, M. Bacharis, J. Dowling, and S. Lisgo. Dust creation and transport in MAST. *Nucl. Fusion*, 50 :105012, 2010.
- [TMaSN⁺01] S. Takamura, T. Misawa, N. Ohno and S. Nunomura, M. Sawai, K. Asano, and P.K. Kaw. Dynamic behaviors of dust particles in the plasmasheath boundary. *Physics of Plasmas*, 8 :1886–1893, 2001.
- [TPS⁺07] Y. Tanaka, A. Yu. Pigarov, R.D. Smirnov, S.I. Krasheninnikov, N. Ohno, and Y. Uesugi. Modeling of dust particle behaviour for different materials in plasmas. *Physics of Plasmas*, 14 :052504, 2007.
- [Tso95] P. Tsou. Silica aerogel captures cosmic dust intact. *J. Non-Cryst. Solids*, 186 :415–427, 1995.
- [TSPR08] Y. Tanaka, R.D. Smirnov, A. Yu. Pigarov, and M. Rosenberg. Influence of emissivity on behaviour of metallic dust particles in plasmas. *Physics of Plasmas*, 15 :073704, 2008.
- [TW98] V.N. Tsytovich and J. Winter. On the role of dust in fusion devices. *PhysicsU-spekhi*, 41 : 815 – –822, 1998.

-
- [VCHL05] L. Vermare, F. Clairet, S. Heuraux, and G. Leclert. Rational surface localization and MHD activity measurements using fast sweep reflectometry on Tore Supra. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 47, 2005.
- [VSNF01] O. Vaulina, S. Samarian, A. Nefedov, and V. Fortov. Self-excited motion of dust particles in an inhomogeneous plasma. *Physics Letters A*, 289 :240–244, 2001.
- [Wag82] F. Wagner. Regime of improved confinement and high beta in neutral-beam-heated divertor discharges of the ASDEX Tokamak. *Phys. Rev. Lett.*, 49 :1408–1412, 1982.
- [WBB06] W.P. West, B.D. Bray, and J. Burkart. Measurement of number density and size distribution of dust in DIII-D during normal plasma operation. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 48 :16611672, 2006.
- [WG99] J. Winter and G. Gebauer. Dust in magnetic confinement fusion devices and its impact on plasma operation. *Journal of Nuclear Materials*, 266-269 :228–233, 1999.
- [Win04] J. Winter. Dust in fusion devices a multi-faceted problem connecting high- and low-temperature plasma physics. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 46 :B583B592, 2004.
- [WSY93] Y. Watanabe, M. Shiratani, and M. Yamashita. Study of growth kinetics and behaviour of particles in a helium-silane rf plasma using laser diagnostic methods. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 2 :35, 1993.
- [WTW07] Z. Wang, C. Ticos, and G. Wurden. Dust trajectories and diagnostic applications beyond strongly coupled dusty plasmas. *Phys. Plasmas*, 14 :103701, 2007.
- [YRP⁺09] J.H. Yu, D.L. Rudakov, A.Yu. Pigarov, R.D. Smirnov, N.H. Brooks, S.H. Muller, and W.P. West. Fast camera imaging of dust in the DIII-D tokamak. *J. Nucl. Mater.*, 390-391 :216–219, 2009.
- [Zay09] Y. Zayachuk. Investigation of macroscopic dust transport in rf-discharge plasma. Master’s thesis, Université Henri Poincaré, Nancy, 2009.
- [ZMP01] C. Zafu, A. Melzer, and A. Piel. Nonlinear resonances of particles in a dusty plasma sheath. *Physical Review E*, 63 :066403, 2001.
- [Zoh96] H. Zohm. Edge Localized Modes (ELMs). *Plasma Phys. Control. Fusion*, 38 :105–128, 1996.

Annexe A

Méthode d'analyse des étendues normalisées

Méthode tirée des travaux de Didier Delignières : "L'Analyse des processus stochastiques"
EA 2991 "Sport, Performance, Santé", Université Montpellier I, janvier 2001

La méthode consiste à estimer, pour un intervalle d'effectif donné, le rapport entre l'étendue de la série centrée et intégrée, et l'écart type S de la série originale. En d'autres termes la série est considérée comme la cause générant le déplacement d'une particule (dont rend compte la série centrée et intégrée). On s'intéresse à la différence entre les limites minimale et maximale du déplacement, dans un certain intervalle temporel, normalisé par l'écart type de la cause ayant généré le déplacement. L'exposant de Hurst rend compte de la relation liant R/S à la taille de l'échantillon.

Soit une série temporelle de N nombres, notés $x(t)$. La méthode préconisée par Hurst consiste à prendre en considérant une série de subdivisions indépendantes, d'effectif τ . Pour chaque subdivision considérée, la moyenne des τ données est :

$$\langle x \rangle_\tau = \frac{1}{\tau} \sum_{t=1}^{\tau} x(t) \quad (\text{A.1})$$

Pour chaque subdivision, on centralise les données, en leur soustrayant la moyenne locale. Puis on établit une série de valeurs cumulées à l'intérieur de chaque période : on ajoute à chaque donnée la somme des valeurs centrées qui la précèdent :

$$X(t, \tau) = \sum_{i=1}^t \{x(i) - \langle x \rangle_\tau\} \quad (\text{A.2})$$

Donc pour chaque valeur de t ($1 \leq t \leq \tau$), on a une valeur de $X(t, \tau)$. $X(t, \tau)$ est une distribution intégrée. On peut noter que si le signal original est un bruit blanc, $X(t, \tau)$ est un mouvement brownien. L'étendue R (*range*) est la différence entre le minimum et le

maximum de $X(t, \tau)$.

$$R(t, \tau) = \max_{1 \leq t \leq \tau} X(t, \tau) - \min_{1 \leq t \leq \tau} X(t, \tau) \quad (\text{A.3})$$

Cette étendue est ensuite normalisée au moyen d'une division par l'écart type local $S(t, \tau)$

$$S(t, \tau) = \left(\frac{1}{\tau} \sum_{t=1}^{\tau} [x(t) - \langle x \rangle_{\tau}]^2 \right)^{1/2} \quad (\text{A.4})$$

Enfin on procède au moyennage, par niveau d'effectif, des étendues normalisées R/S . Hurst montre que l'étendue normalisée R/S , où S représente l'écart type de la série des $x(t)$ est liée à la grandeur de l'intervalle considéré par la relation suivante :

$$R/S = (a\tau)^H \quad (\text{A.5})$$

où a est une constante et H est l'exposant de Hurst. H peut être estimé par la méthode des moindres carrés ou par l'estimation de la pente de la régression log/log de R/S sur τ . Expérimentalement, R/S doit être calculé pour un ensemble de valeur de τ .

Annexe B

Liste des films analysés

B.1 Série 23000

23004 23018 23041 23051 23074 23095 23107 23109 23174 23175 23176 23177 23179
23180 23185 23187 23193 23194 23203 23205 23208 23211 23212 23216 23218 23220 23222
23225 23228 23229 23230 23232 23236 23238 23240 23244 23246 23248 23249 23252 23256
23259 23260 23261 23264 23265 23268 23272 23278 23279 23281 23284 23285 23287 23289
23293 23297 23300 23303 23304 23309 23311 23312 23314 23316 23318 23319 23323 23325
23326 23327 23328 23330 23331 23338 23340 23342 23346 23348 23349 23350 23351 23352
23356 23357 23360 23361 23364 23368 23369 23370 23371 23372 23373 23375 23377 23379
23381 23386 23387 23390 23392 23393 23395 23398 23402 23406 23407 23408 23409 23410
23411 23412 23414 23418 23420 23421 23424 23425 23429 23430 23433 23437 23441 23445
23448 23451 23452 23453 23454 23455 23456 23457 23458 23459 23460 23461 23462 23463
23468 23469 23471 23472 23473 23477 23479 23481 23486 23488 23489 23490 23493 23494
23495 23496 23499 23503 23512 23515 23516 23520 23522 23523 23524 23525 23526 23527
23528 23532 23552 23554 23555 23556 23557 23560 23561 23562 23563 23564 23565 23568
23570 23572 23576 23579 23584 23585 23588 23592 23596 23599 23600 23603 23606 23607
23608 23609 23611 23612 23615 23619 23620 23621 23623 23625 23627 23640 23642 23644
23646 23647 23648 23650 23652 23701 23705 23712 23713 23716 23717 23718 23719 23720
23721 23722 23723 23725 23732 23734 23738 23741 23743 23744 23745 23746 23750 23755
23759 23762 23765 23766 23770 23771 23773 23777 23781 23785 23788 23791 23793 23794
23795 23799 23802 23803 23807 23812 23816 23817 23822 23823 23825 23829 23831 23837
23839 23844 23848 23852 23856 23859 23860 23864 23865 23868 23872 23875 23880 23884
23886 23888 23892 23896 23897 23900 23904 23907 23908 23910 23911 23912 23915 23918
23920 23924 23928 23932 23935 23940 23944 23949 23951 23952 23956 23957 23959 23960
23964 23968 23971 23972 23973 23974 23975 23976 23979 23980 23981 23984 23985 23987
23988 23990 23991 23994 23995 23996 23997 23999

B.2 Série 24000

24001 24002 24005 24009 24012 24013 24016 24019 24021 24023 24025 24027 24029
24031 24032 24033 24045 24046 24047 24048 24049 24050 24052 24054 24057 24060 24061

24062 24064 24065 24070 24071 24073 24087 24089 24093 24097 24101 24105 24110 24111
24113 24117 24120 24121 24125 24127 24128 24133 24137 24138 24141 24147 24151 24156
24159 24160 24166 24167 24168 24169 24171 24175 24178 24181 24183 24184 24185 24187
24188 24205 24221 24222 24223 24224 24225 24226 24228 24230 24234 24238 24241 24245
24249 24253 24257 24259 24261 24265 24269 24271 24273 24277 24281 24285 24289 24290
24293 24296 24299 24300 24301 24302 24303 24304 24305 24306 24307 24308 24309 24311
24312 24313 24314 24315 24317 24321 24323 24324 24327 24328 24333 24336 24340 24343
24347 24348 24350 24351 24352 24353 24356 24357 24360 24361 24362 24363 24364 24368
24381 24382 24386 24390 24395 24399 24401 24402 24403 24404 24405 24406 24408 24412
24413 24415 24416 24420 24422 24423 24427 24430 24431 24432 24433 24434 24435 24436
24437 24438 24439 24440 24442 24448 24451 24452 24455 24456 24457 24460 24461 24462
24464 24465 24467 24468 24469 24471 24472 24473 24475 24476 24477 24478 24482 24484
24485 24488 24490 24493 24494 24496 24497 24501 24505 24507 24511 24514 24515 24519
24521 24523 24525 24526 24530 24531 24532 24533 24534 24535 24536 24537 24538 24539
24542 24546 24549 24550 24552 24556 24557 24558 24559 24561 24562 24563 24567 24569
24570 24574 24578 24579 24580 24581 24582 24584 24585 24586 24589 24591 24593 24596
24597 24601 24604 24605 24607 24609 24610 24611 24612 24616 24618 24620 24621 24625
24626 24630 24634 24638 24642 24643 24646 24649 24650 24652 24653 24657 24658 24660
24661 24662 24663 24664 24665 24666 24667 24668 24669 24672 24675 24677 24679 24680
24681 24682 24683 24686 24687 24688 24702 24703 24707 24711 24712 24713 24714 24718
24722 24726 24730 24734 24738 24741 24742 24746 24750 24753 24754 24757 24758 24761
24762 24763 24765 24766 24767 24769 24774 24775 24776 24777 24778 24779 24780 24782
24783 24786 24790 24793 24794 24797 24800 24801 24806 24810 24816 24817 24818 24827
24828 24829 24830 24831 24832 24834 24838 24840 24842 24846 24850 24854 24858 24862
24867 24868 24870 24871 24873 24874 24877 24878 24879 24881 24882 24885 24886 24890
24894 24899 24901 24902 24906 24908 24910 24914 24915 24918 24922 24926 24928 24930
24934 24935 24941 24943 24949 24954 24959 24962 24963 24964 24968 24969 24971 24972
24973 24974 24975 24981 24986 24987 24988 24989 24990 24991 24992 24994 24995 24998
24999

B.3 Série 25000

25000 25085 25086 25087 25088 25089 25090 25091 25092 25093 25094 25095 25096
25097 25098 25099 25100 25101 25102 25103 25104 25106 25107 25109 25111 25113 25115
25116 25117 25118 25121 25123 25125 25126 25129 25135 25136 25137 25138 25139 25140
25141 25145 25147 25149 25151 25153 25154 25157 25158 25159 25161 25165 25166 25167
25168 25169 25170 25172 25176 25179 25180 25181 25182 25183 25187 25189 25191 25192
25193 25196 25200 25202 25204 25208 25211 25212 25213 25214 25215 25216 25219 25223
25228 25232 25233 25234 25236 25241 25243 25245 25246 25248 25252 25254 25255 25256
25260 25263 25277 25279 25280 25281 25289 25291 25292 25293 25298 25302 25306 25307
25311 25312 25314 25315 25320 25324 25327 25330 25331 25333 25335 25339 25340 25343
25347 25351 25354 25355 25359 25360 25361 25362 25363 25367 25368 25371 25374 25375
25377 25378 25402 25405 25406 25412 25416 25428 25429 25430 25431 25432 25433 25436
25437 25438 25439 25440 25441 25442 25443 25444 25445 25446 25447 25448 25450 25479

25483 25487 25491 25492 25493 25494 25501 25505 25509 25513 25518 25522 25529 25535
25540 25544 25548 25552 25556 25557 25560 25562 25566 25567 25568 25572 25574 25576
25579 25580 25588 25600 25601 25602 25604 25606 25608 25609 25612 25615 25616 25620
25622 25623 25625 25630 25631 25632 25636 25640 25644 25646 25647 25648 25649 25650
25651 25656 25660 25662 25663 25664 25665 25667 25669 25673 25678 25679 25680 25681
25682 25685 25689 25692 25693 25696 25699 25703 25708 25709 25712 25713 25714 25716
25717 25720 25723 25724 25725 25726 25727 25728 25729 25730 25737 25738 25739 25740
25741 25742 25744 25748 25749 25751 25755 25760 25764 25766 25767 25772 25775 25776
25780 25783 25784 25787 25788 25792 25796 25800 25804 25808 25812 25816 25817 25818
25820 25821 25822 25824 25828 25832 25835 25836 25841 25842 25843 25844 25848 25850
25852 25856 25857 25859 25860 25868 25872 25874 25875 25877 25878 25879 25880 25884
25888

B.4 Série 26000

26002 26003 26004 26006 26007 26008 26010 26012 26013 26014 26015 26016 26017
26023 26024 26025 26026 26027 26028 26029 26030 26031 26032 26033 26034 26036 26038
26039 26040 26042 26043 26046 26049 26051 26057 26059 26060 26061 26062 26063 26064
26065 26067 26259 26261 26262 26263 26264 26265 26266 26268 26271 26272 26273 26274
26275 26276 26277 26278 26279 26280 26286 26288 26290 26291 26292 26293 26295 26296
26297 26298 26299 26300 26301 26302 26303 26311 26313 26324 26325 26326 26327 26328
26329 26330 26331 26332 26333 26335 26336 26337 26340 26357 26358 26359 26362 26363
26364 26366 26369 26370 26371 26372 26373 26374 26375 26377 26378 26379 26380 26381
26384 26385 26386 26387 26388 26394 26395 26410 26411 26412 26413 26414 26415 26416
26417 26420 26421 26422 26423 26424 26426 26427 26428 26429 26430 26431 26432 26433
26434 26435 26436 26437 26438 26439 26440 26441 26442 26443 26445 26446 26447 26448
26449 26450 26451 26452 26453 26454 26455 26457 26459 26460 26461 26463 26464 26465
26466 26467 26468 26469 26470 26471 26472 26473 26474 26475 26476 26477 26478 26479
26497 26498 26499 26500 26501 26502 26503 26504 26505 26506 26507 26508 26509 26510
26519 26520 26521 26522 26524 26525 26526 26527 26528 26530 26537 26538 26539 26540
26542 26544 26547 26548 26549 26550 26551 26552 26556 26558 26559 26561 26562 26563
26564 26565 26566 26567 26568 26569 26570 26571 26572 26575 26577 26578 26581 26584
26585 26587 26588 26589 26590 26591 26592 26593 26595 26596 26597 26598 26599 26601
26602 26603 26604 26605 26606 26607 26608 26609 26610 26611 26612 26613 26614 26618
26619 26620 26621 26622 26623 26627 26630 26631 26633 26634 26635 26636 26637 26638
26639 26640 26641 26642 26643 26644 26645 26646 26647 26648 26650 26651 26654 26659
26664 26665 26667 26669 26670 26682 26683 26684 26685 26686 26687 26688 26689 26694
26695 26696 26697 26698 26699 26700 26711 26712 26713 26714 26715 26716 26717 26718
26719 26720 26721 26722 26729 26730 26732 26733 26734 26736 26737 26739 26740 26742
26743 26744 26745 26746 26749 26750 26751 26752 26753 26754 26756 26757 26761 26762
26763 26764 26765 26766 26767 26768 26769 26770 26771 26772 26773 26775 26776 26777
26778 26779 26780 26781 26782 26785 26786 26787 26788 26789 26790 26791 26792 26793
26794 26795 26796 26797 26799 26804 26805 26807 26808 26812 26813 26816 26820 26821
26822 26823 26824 26825 26826 26827 26828 26830 26831 26832 26833 26834 26835 26836