

# SCIENCES en FUSION

AVANCÉES SCIENTIFIQUES DES  
RECHERCHES EN FUSION PAR  
CONFINEMENT MAGNÉTIQUE

# #3

## *Interfaces*

L'interface  
plasma-paroi

Comment  
mettre le soleil  
en boîte

Physique  
des flux de  
matière

Poussières  
dans un  
tokamak

Mesurer  
l'interaction  
plasma-paroi

Modélisation  
multi-échelle,  
côté plasma

Modélisation  
multi-échelle,  
côté paroi

# SOMMAIRE

## EDITORIAL

Peter Stangeby  
page 3

### #1

## L'INTERFACE PLASMA-PAROI

Hugo Bufferand & Régis Bisson  
page 5

### #2

## COMMENT METTRE LE SOLEIL EN BOITE ?

Philippe Ghendrih  
page 8

### #3

## PHYSIQUE DES FLUX DE MATIÈRE

Bernard Pegourié & Régis Bisson  
page 16

### #4

## POUSSIÈRES DANS UN TOKAMAK

Cécile Arnas  
page 21

### #5

## MESURER L'INTERACTION PLASMA-PAROI

Yann Corre, Nicolas Fedorczak, Rémy Guirlet & Jamie Gunn  
page 25

### #6

## MODÉLISATION MULTI-ÉCHELLE, CÔTÉ PLASMA

Eric Serre  
page 32

### #7

## MODÉLISATION MULTI-ÉCHELLE, CÔTÉ PAROI

Etienne Hodille  
page 37

### NOTIONS UTILES #1

## TOPOLOGIE DE L'INTERACTION PLASMA-PAROI

Bernard Pegourié  
page 42

### NOTIONS UTILES #2

## PHYSIQUE DE LA GAINE

Philippe Ghendrih  
page 43

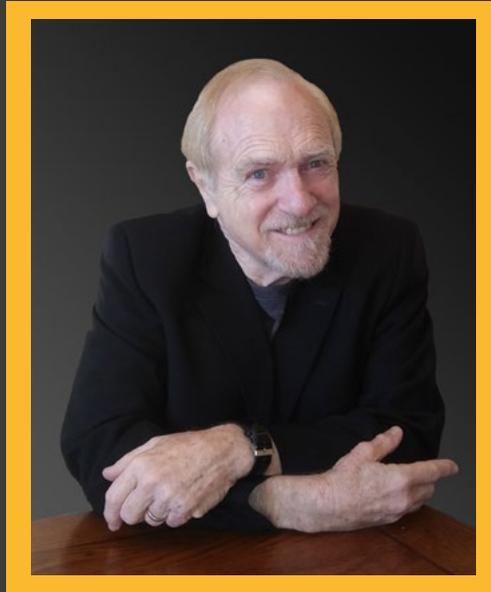
### GLOSSAIRE

Définition des mots en **gras jaune** dans le texte des articles  
page 45

# EDITORIAL

par Peter Stangeby

Crédit photo : Sharon Stangeby



**A**u cours des premières décennies de recherche sur l'énergie de fusion contrôlée par confinement magnétique, la couche limite où le **plasma** de bord rencontre les parois du réacteur (**SOL**, de l'anglais Scrape-Off Layer) et les interactions plasma-paroi associées ont été peu prises en compte, peut-être dans l'espoir que cette interface s'organiserait sans nécessité d'intervention ou de compréhension. Un tel espoir s'est révélé illusoire car, dans les années 1980, certaines problématiques liées à ce plasma de bord sont apparues suffisamment sérieuses pour compromettre l'obtention de puissance par fusion contrôlée. Aujourd'hui, « Dompter l'interface plasma-paroi » est devenu primordial.

La fusion contrôlée nécessite que les parois du réacteur ne soient pas détruites. Les composants les plus vulnérables sont les tuiles du **divertor** qui reçoivent l'essentiel des flux de chaleur

et de particules issus du plasma. Ces tuiles solides pourraient être détruites en quelques dizaines de secondes si la densité de puissance venait à dépasser  $\sim 10 \text{ MW/m}^2$ . Elles pourraient aussi se dégrader graduellement de manière inacceptable si leur **érosion** nette venait à dépasser quelques mm/an.

Le défi que constitue la gestion de la densité de puissance est dû à la très petite taille de la zone d'interaction au niveau de la SOL. Les champs magnétiques, qui sont suffisamment forts pour fournir un confinement adéquat du plasma, deviennent simplement trop efficaces dans la SOL du plasma de bord, dont la taille n'est que de quelques millimètres. La puissance totale à dissiper tend à être déposée sur une surface de tuiles de l'ordre du  $\text{m}^2$  - une surface beaucoup plus petite que celle qui est en principe disponible ( $\sim 1000 \text{ m}^2$ ) sur les parois internes d'un futur réacteur de fusion. Il s'agit donc d'un défi que

de maintenir des flux de chaleur en régime permanent sur des tuiles solides à une densité de puissance incidente  $q_{inc} \sim 10 \text{ MW/m}^2$ , comparable à celle brièvement expérimentée dans les tuyères de moteurs de fusée et par les boucliers thermiques des véhicules spatiaux rentrant dans l'atmosphère terrestre.

La température de cœur d'un réacteur à fusion sera d'environ 15 keV (soit 150 000 000 °C). À moins que le plasma ne soit refroidi par un facteur supérieur à 1000 à son point de contact avec les tuiles, celles-ci seront érodées par pulvérisation à des taux trop élevés pour assurer la viabilité technique et économique de l'énergie de fusion. Pour obtenir  $q_{inc} \leq 10 \text{ MW/m}^2$  et une température du plasma au niveau des tuiles  $\leq 10 \text{ eV}$ , il sera nécessaire de dissiper par **rayonnement** la quasi-totalité de la chaleur atteignant la SOL en utilisant des processus volumétriques, principalement par le rayonnement d'impuretés à faible numéro atomique, afin de répartir la puissance totale sur la plus grande surface du divertor possible. Cependant, des niveaux de rayonnement élevés dans le plasma de bord ont tendance à dégrader la qualité de confinement du plasma principal, ce qui pose un défi de compatibilité plasma de cœur - plasma de bord.

Les impuretés générées au niveau des tuiles par les interactions plasma-paroi ont été le fléau de la fusion depuis le début et continuent d'être un problème sérieux. Leur présence dans le plasma de cœur réduit la puissance de fusion produite en refroidissant le plasma par rayonnement et en diluant le combustible deutérium-tritium (DT). La SOL est à la fois la source et le puits des impuretés et est donc la clef de leur contrôle dans les réacteurs à confinement magnétique. L'une des cendres qui est produite dans le cœur des plas-

mas de fusion DT - l'hélium - doit être efficacement éliminée du système pour éviter d'inhiber la réaction. L'extraction de l'hélium est également en grande partie une problématique de la SOL.

On estime que les **tokamaks** de prochaine génération comme **ITER** connaîtront des taux d'érosion nette, de migration et de re-déposition des matériaux composants les tuiles de l'ordre de  $10^2$  à  $10^5 \text{ kg/an}$ . Même si l'érosion nette (usure) des tuiles peut être résolue, par exemple par un échange standard périodique in situ à l'aide de la robotique avancée, la re-déposition de si grandes quantités de scories pourrait potentiellement perturber sérieusement le fonctionnement d'un tokamak en raison de la quantité de poussière générée, et d'une rétention élevée du tritium par co-déposition.

Aujourd'hui, le défi de « Dompter l'interface plasma-paroi » peut sembler colossal. En 1950, le défi de créer une « étoile dans une bouteille » l'était encore plus ; cependant, à ce jour, nous sommes arrivés à mi-chemin. L'effort mondial de recherche sur la fusion a réalisé ce que beaucoup auraient pensé impossible : créer une étoile sur terre. Il ne semble donc pas déraisonnable de penser que nous pouvons avoir autant de succès avec la seconde moitié de cette quête prométhéenne de la fusion contrôlée.

#### **Peter Stangeby**

Peter Stangeby est un physicien de renommée internationale qui a travaillé pendant plus de 40 ans au département d'ingénierie de l'Université de Toronto. Diplômé de l'Université d'Oxford et retraité depuis quelques années, il demeure une référence dans de nombreux domaines de la physique de bord des plasmas de fusion. Il a grandement influencé plusieurs générations de chercheurs par son enthousiasme pour la recherche sur l'énergie de fusion.

Peter Stangeby est également l'auteur du livre "The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices" publié chez CRC Press (2000).

# L'INTERFACE PLASMA-PAROI

par Hugo Bufferand & Régis Bisson



**D**ans l'histoire de la recherche sur la fusion par confinement magnétique, l'interface entre le plasma et la paroi n'a pas toujours été sur le devant de la scène. Près de 70 ans après les premiers tokamaks, contrôler le plasma de bord et son interaction avec la paroi est devenu un enjeu majeur et une thématique de premier plan dans la recherche en fusion.

# #1



## **Naissance de la configuration divertor**

Au commencement de la recherche sur la fusion par confinement magnétique, dans les années 1950, l'enjeu principal était de trouver une configuration magnétique permettant de maximiser le confinement pour obtenir le **plasma** le plus chaud possible et ainsi permettre la réaction de fusion des isotopes de l'hydrogène, deuterium et tritium.

Les performances de la configuration **tokamak** s'améliorant, l'énergie du plasma en contact avec la paroi a fini par être telle que le choix des matériaux composants cette première paroi devint critique. Au contact du plasma énergétique, des atomes et agrégats d'atomes de la paroi peuvent être arrachés et ainsi polluer le plasma d'hydrogène, dégradant ses performances. Pour limiter cette pollution par **érosion**, la configuration magnétique **divertor** a été imaginée pour maximiser la distance entre le plasma chaud et la paroi, en créant une zone intermédiaire de plasma sacrificiel dédié aux interactions plasma-paroi [cf. **article « Notions utiles #1 : Topologie de l'interaction plasma-paroi »**]. Pour la première fois, le choix de la configuration magnétique n'était plus guidé par l'objectif de confinement mais par la volonté de contrôler l'interface plasma-paroi. Etonnam-

ment, la configuration divertor a également contribué à améliorer significativement le confinement du plasma, le fameux **mode H** de haut confinement, par l'établissement d'une barrière de transport (encore mal comprise) à l'interface entre le plasma confiné et le plasma en contact avec la paroi. La configuration divertor est aujourd'hui la configuration de référence retenue pour le design des futurs réacteurs à fusion dont **ITER**.

## **Extraire la puissance sans dégrader la paroi**

Si le confinement magnétique permet de concentrer l'énergie du plasma pour permettre la fusion nucléaire, il concentre aussi le dépôt d'énergie sur la paroi. Alors que l'extraction d'énergie ne posait pas de problème sur les petits tokamaks des années 50, il en est autrement sur un réacteur à fusion comme ITER où un cinquième des 500 MW de puissance générée par fusion se voit potentiellement déposée sur une surface très modeste, principalement sur les tuiles du divertor. Bien que des stratégies de dissipation assistées par collisions seront employées en amont des surfaces exposées [cf. **article #2 « Comment mettre le soleil en boîte »**], les matériaux et technologies des composants face au plasma doivent être capables de supporter des flux d'énergie comparables à ceux présents au voisinage de la surface du soleil.

En plus de l'extraction de puissance, la paroi a un rôle prépondérant dans le bilan de matière [cf. **article #3 « Physique des flux de matière »**]. Ainsi, au cours d'une décharge plasma du réacteur ITER, les isotopes de l'hydrogène du plasma ne cessent de se neutraliser au niveau de la paroi pour y être momentanément piégés puis très majoritairement réémis

vers le plasma procédant ainsi à ce qu'on appelle le **recyclage** du plasma. Avant de subir une réaction de fusion dans le plasma de cœur, on compte qu'un isotope de l'hydrogène sera recyclé autour de 100 000 fois sur les parois. Au vu du très grand nombre d'interactions élémentaires entre les ions du plasma et la paroi, cette dernière peut lentement s'éroder et ainsi contaminer le plasma en impuretés. L'éjection de ces impuretés du plasma et leur re-déposition contribueront à la formation de poussières [cf. **article #4 « Poussières dans un tokamak »**]. Le choix des matériaux est ainsi crucial pour limiter ces phénomènes et c'est le tungstène qui a été retenu pour le divertor d'ITER, en vertu de son faible taux de pulvérisation, de sa bonne résistance mécanique, de sa faible affinité avec les isotopes de l'hydrogène etc...

## **Recherche interdisciplinaire et physique multi-échelle**

La compréhension des phénomènes à l'interface plasma-paroi est aujourd'hui un sujet clé de recherche au sein de la communauté fusion, notamment en France. De nombreuses expériences dédiées à l'étude de l'interaction plasma-paroi sont en cours. On peut mentionner par exemple le tokamak **WEST** à l'IRFM qui étudie l'opération d'un plasma stationnaire avec une paroi en tungstène et qui prépare ainsi l'opération d'ITER en testant notamment les composants face au plasma de son divertor. Différents diagnostics sont mis en œuvre pour mesurer les quantités caractérisant l'extraction de puissance ou bien encore l'érosion de la paroi [cf. **article #5 « Mesurer l'interaction plasma paroi »**].

En complément de l'expérience, l'étude de l'interaction plasma-pa

roi a recourt à la modélisation numérique [cf. articles #6 « **Modélisation multi-échelle, côté plasma** » et #7 « **Modélisation multi-échelle, côté paroi** »] pour mieux comprendre les comportements expérimentaux actuellement observés et à terme prédire les futures expériences sur ITER. Une difficulté majeure de l'étude des interfaces au bord du plasma réside dans la large gamme d'échelles et de disciplines physiques impliquées, de la thermodynamique hors-équilibre à la **turbulence** plasma, de la physique atomique à la physique des matériaux en passant par la chimie quantique. Une part importante du travail de modélisation résidera donc dans l'intégration des différents modèles pour avoir une vision globale des interactions entre le plasma et la paroi.

### **Des observations expérimentales encore imparfaitement expliquées**

Si l'étude de l'interaction plasma-paroi revêt aujourd'hui une importance particulière du point de vue technologique pour l'opération des réacteurs à fusion, elle reste aussi une thématique fondamentale en physique des plasmas tant les effets de la paroi sur le plasma restent mal compris. On peut citer par exemple la formation de la barrière de transport caractéristique du mode H évoquée plus haut [cf. **Sciences en Fusion #1**] ou encore l'impact des matériaux de la paroi sur la qualité du confinement : le tokamak européen JET obtenait un meilleur confinement avec une paroi en carbone qu'avec une paroi métallique. Ces deux exemples

importants illustrent que les résultats expérimentaux sont en quelque sorte « en avance » sur la théorie, les phénomènes observés n'étant pas encore complètement expliqués ou modélisés.

### **Dialogue fondamental-appliqué**

L'interface plasma-paroi comporte donc encore de nombreux défis à relever et se révèle comme une zone d'échange permanente entre théorie et expérience, entre ap-

proches fondamentales et appliquées, entre physiciens, chimistes et numériciens. Ce dialogue entre plusieurs disciplines fait de l'interaction plasma-paroi l'une des communautés les plus vivantes et imaginatives du moment où les prochaines découvertes fondamentales et technologiques ne manqueront pas de contribuer à l'avancement des connaissances et au développement de nouvelles sources d'énergie décarbonnées. ■



## **RÉFÉRENCES**

[1] P. C. Stangeby, « The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices », CRC Press (2000)

# COMMENT METTRE LE SOLEIL EN BOITE ?

par Philippe Ghendrih



**P**our contrôler l'interaction plasma-paroi, on cherche à établir deux zones pour le plasma : une zone centrale où la réaction de fusion se déroule et où le confinement doit être le plus efficace possible, une zone périphérique où le confinement doit être faible et qui a pour vocation d'isoler le plasma central du flux de particules issues de la paroi. C'est dans cette dernière zone que se fera le contact thermique entre le plasma et la paroi. Le choix de la configuration magnétique permet la création de volumes tampon où les lignes de champ magnétique sont connectées aux composants de paroi. C'est dans ces volumes que l'on cherche à utiliser les propriétés du plasma pour maîtriser les conditions de l'interaction plasma-paroi.

# #2

# #2

## COMMENT METTRE LE SOLEIL EN BOITE ?

### L'interaction plasma-paroi : un défi ancien

Le contrôle de l'interaction **plasma-paroi** est apparu très tôt dans l'histoire de la recherche sur la fusion par confinement magnétique. Les concepts fondamentaux qui articulent cette recherche ont été développés au tout début des années 1950, et publiés lors de la déclassification de cette recherche dès 1958. A cette époque, le phénomène apparaît d'autant mieux que les machines de fusion sont de petites dimensions et les techniques de conditionnement des parois peu développées. Ces deux limitations soulignent deux enjeux de cette physique, d'une part les aspects liés au plasma et sa physique, dont les effets de taille, et d'autre part l'ensemble des phénomènes associés à la paroi, multiformes et combinant des états solides, liquides et gazeux. En contraste avec la nature classique de la physique des plasmas, la paroi met en œuvre les échelles quantiques de la physique atomique. Ces deux physiques sont étroitement conditionnées par les technologies mises en œuvre ; principalement le champ magnétique et sa géométrie pour le plasma, et pour la paroi, la géométrie des composants solides et le choix des matériaux, en partant de ceux en contact avec les plasmas jusqu'aux matériaux de structure et de refroidissement. La technologie de la paroi et le potentiel vieillis-

sement de ses composants définissent des limites opérationnelles pour le plasma, et en conséquence des contraintes sur les états particuliers du plasma au contact de la paroi. Physique et technologie sont ainsi étroitement imbriquées dans ce problème.

### Confiner le centre, réduire le confinement au bord

De manière schématique, on peut considérer que l'on cherche à établir deux zones pour le plasma. Une zone centrale où la réaction de fusion se déroule et où le confinement doit être le plus efficace possible, communément appelé plasma de cœur. Une zone périphérique, où le confinement devrait être faible, que l'on appelle plasma de bord, et qui enveloppe le plasma de cœur. Ce confinement faible de la région périphérique a pour vocation d'isoler le plasma central du flux de particules issues de la paroi, tout en assurant le contact thermique entre le plasma et la paroi. Un champ magnétique est organisé pour former un ensemble de surfaces emboîtées. Son action consiste à limiter l'excursion des particules dans la direction transverse au champ magnétique tout en permettant un transport libre selon la direction qui lui est parallèle. Le plasma est ainsi confiné

magnétiquement dans le volume circonscrit par ces surfaces dites surfaces magnétiques. Les surfaces magnétiques, qui ne sont pas visibles et ne se matérialisent pas, sont déterminées par la connaissance du champ magnétique et souvent tracées, comme sur la **Figure 1**, pour indiquer la géométrie du confinement. Dans la zone périphérique, les trajectoires parallèles au champ magnétique sont interceptées par les composants de la paroi. Le transport rapide dans la direction du champ magnétique vers la paroi assure ainsi un confinement faible. La mise en œuvre est alors essentiellement affaire de géométrie, géométrie de la région des surfaces magnétiques fermées, géométrie de la région des **lignes de champ** à l'intersection de la paroi, géométrie des composants de la paroi définissant cette surface d'intersection.

### La paroi en contact thermique parfait avec le plasma

Deux aspects spécifiques de la physique des plasmas interviennent dans ce problème et contraignent les solutions. En premier lieu le contact entre le plasma et la paroi, qu'elle soit solide ou liquide, s'établit par l'intermédiaire d'une

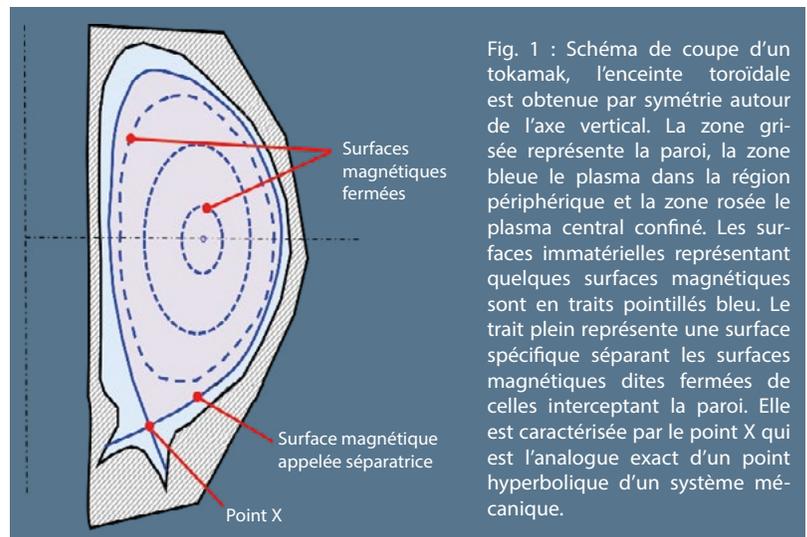


Fig. 1 : Schéma de coupe d'un tokamak, l'enceinte toroïdale est obtenue par symétrie autour de l'axe vertical. La zone grise représente la paroi, la zone bleue le plasma dans la région périphérique et la zone rosée le plasma central confiné. Les surfaces immatérielles représentant quelques surfaces magnétiques sont en traits pointillés bleu. Le trait plein représente une surface spécifique séparant les surfaces magnétiques dites fermées de celles interceptant la paroi. Elle est caractérisée par le point X qui est l'analogie exact d'un point hyperbolique d'un système mécanique.

couche limite, une zone d'interface, appelée gaine électrostatique [cf. article « **Notions utiles #2 : physique de la gaine** »]. Du côté paroi de cette gaine, il n'y a plus de plasma car il est promptement neutralisé, de l'autre, le plasma est transporté très rapidement vers la gaine le long des lignes de champ. La différence de mobilité entre ions et électrons est compensée au niveau de la gaine par un champ électrique très intense et localisé dont l'extension est très faible. Ce champ électrique inhibe la mobilité des électrons et accélère les ions de telle sorte qu'en moyenne la charge électrique globale du plasma ne varie pas. La gaine assure ainsi un puits parfait pour les ions et leur énergie, ainsi qu'un puits pour les électrons les plus rapides qui emportent une part très importante de l'énergie électronique.

## Les configurations magnétiques pour le contrôle de l'interaction plasma-paroi

L'absorption quasi parfaite du plasma et de son énergie par la paroi, combinée au transport très rapide vers la paroi dans la direction parallèle au champ magnétique, font de la géométrie magnétique l'élément déterminant de l'organisation de l'interaction plasma-paroi. A ce jour, on peut regrouper les solutions mises en œuvre en trois catégories, la configuration limiteur, la configuration dite **divertor** à point X et enfin la configuration divertor ergodique. Comme évoqué ci-dessus, la configuration divertor à point X a été la première à être étudiée en tant que dispositif destiné à contrôler l'interaction plasma-paroi. Dans ce cas le plasma confiné n'est pas en contact avec les composants de la paroi et on établit une **surface magnétique** enveloppant le plasma qui présente un point X (**Figure 1**). La surface présentant ce point X sé-

pare le plasma central de la région de faible confinement. Cette dernière n'est pas homogène et on peut distinguer une couche limite de faible épaisseur autour du plasma central se prolongeant par un volume tampon, le volume divertor, qui est conçu comme le siège de la physique de l'interaction plasma-paroi. La configuration limiteur consiste à intercepter les surfaces magnétiques avec un composant de paroi dédié, le limiteur. Conséquence de cette simplicité : cette configuration ne donne aucune possibilité d'ajustement sans perturber fortement la région dédiée au confinement. De plus il n'existe aucune zone tampon entre la paroi et le plasma central. La dernière configuration citée ici, celle du divertor ergodique consiste à créer dans une région périphérique des conditions où les lignes de champ magnétique ne sont plus organisées pour former des surfaces ma-

## Maîtriser le flux d'énergie à la paroi

Le choix d'une configuration magnétique permet la création de volumes tampon où les lignes de champ magnétique sont connectées aux composants de paroi. C'est dans ces volumes que l'on cherche à utiliser les propriétés du plasma pour maîtriser les conditions de l'interaction plasma-paroi. En effet, la grande différence d'efficacité entre le transport le long de la ligne de champ et le transport transverse aux lignes de champ conduit spontanément à la formation d'une couche limite de plasma dont l'épaisseur est très faible. Dans ces conditions, le flux d'énergie qui s'écoulerait dans **ITER** le long des lignes de champ vers les composants de la paroi serait de l'ordre de 1000 MW/m<sup>2</sup>, soit la puissance électrique générée par une tranche d'une centrale nu-

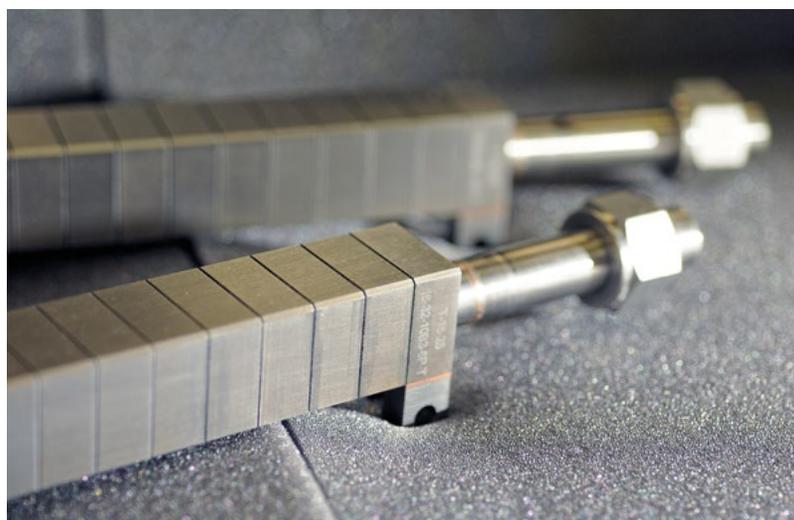


Fig. 2 : Composants dédiés à l'extraction de puissance (monobloc en tungstène refroidis par une boucle d'eau pressurisée). Cette technologie similaire à celle implémentée sur ITER est testée sur le tokamak WEST. Elle peut supporter des flux d'énergie jusqu'à 10MW/m<sup>2</sup> en régime continu.

gnétiques mais permettent d'explorer un volume, idéalement de manière ergodique. Par symétrie, la zone tampon ainsi créée prend la forme d'une enveloppe d'épaisseur presque constante autour du plasma confiné.

claire déposée en continu sur une surface d'un mètre carré. En jouant sur la géométrie des composants pour notamment rendre l'angle d'incidence du champ magnétique rasant sur le composant, on peut réduire le flux au niveau du

composant à environ 70 MW/m<sup>2</sup>. C'est typiquement le flux d'énergie émis à la surface du soleil. Un des enjeux de la physique de l'interaction plasma-paroi est d'abaisser ce flux d'énergie à environ 10 MW/m<sup>2</sup>, chiffre clef pour la technologie mise en œuvre pour ITER (**Figure 2**), mais potentiellement encore excessif en cas de vieillissement des composants ou si l'on devait augmenter les marges opérationnelles, voire changer de technologie.

## L'apport de la physique

Pour atteindre ces objectifs, les solutions développées par les physiciens consistent à "casser" le confinement magnétique selon deux principes qui ne s'excluent pas, soit en utilisant la **turbulence** plasma pour augmenter la fraction de transport transverse au champ magnétique, soit en transférant l'énergie des particules du plasma vers des particules qui ne subissent pas l'action de confinement du champ magnétique car non chargées, pour les régimes visés, les photons et les atomes neutres. Pour être pertinentes ces physiques, par essence non-linéaires et complexes, doivent aussi se limiter aux volumes du **divertor**, et affecter le moins possible la zone de plasma central, zone où préserver et renforcer le confinement est l'enjeu primordial. Où en est-on dans ce programme de recherche ? On peut dire que l'on a acquis une maîtrise de différents processus élémentaires mais que leur intégration comme solution viable ne pourra être mise en œuvre et validée que dans ITER. Cette étape est donc un des enjeux majeurs du programme expérimental à venir dans ITER.

## Augmenter le transport turbulent

Une possibilité pour diminuer le confinement consiste à maximiser le transport induit par la turbulence plasma, des simulations

semblant en montrer la possibilité. Néanmoins, pour le moment cette voie est plutôt spéculative car la base de données empiriques, construite à partir de l'ensemble des expériences, indique que l'on doit s'attendre dans ITER à un effet réduit de la turbulence. Cependant, au cours de quelques expériences jouant sur la géométrie du champ magnétique dans le divertor, il a été possible de faire mieux que prévu par cette loi empirique. Explorer le transport turbulent est une voie de recherche prometteuse, car toute avancée dans cette direction peut radicalement changer la donne.

## Utiliser les processus atomiques de transfert d'énergie vers des particules de charge nulle

Le deuxième terme du contrôle est lié à la physique atomique et la mise en œuvre d'un régime de fort **recyclage** du carburant de fusion dans le volume du divertor. En effet, les conditions imposées par la gaine électrostatique font que le flux d'énergie à la paroi est de nature convective, c'est à dire qu'il est produit par un flux de particules énergétiques. Pour parvenir à un régime assisté par la physique atomique, il faut que l'énergie des particules soit typiquement celle mise en jeu par la physique atomique. Pour les processus qui nous intéressent cela correspond à l'énergie d'ionisation de l'atome d'hydrogène, de l'ordre de 10 **eV**. Cette faible énergie, comparativement à celles des particules en sortie du plasma central, impose, par conservation de l'énergie, une très forte augmentation du flux de particules dans la zone tampon faiblement confinée. Cette augmentation de flux ionique est obtenue par l'ionisation d'un important flux d'atomes neutres produit lors du recyclage du carburant de fusion au niveau des composants de la

paroi, entre autres par des mécanismes d'implantation-neutralisation-réémission [**cf. article #3 « Physique des flux de matière »**]. Pour ne pas réduire le confinement central, ce phénomène de recyclage doit rester localisé dans le volume du divertor. Il faut aussi être en mesure de l'enclencher tout en respectant cet impératif de localisation.

## Rayonnement par les impuretés

La voie privilégiée pour accéder au régime de fort recyclage, mais qui n'est pas la seule, est de provoquer un **rayonnement** du plasma par injection d'impuretés. Par un choix adéquat du potentiel d'ionisation et du numéro atomique de l'espèce injectée comme impureté, on peut alors créer une zone radiative dans le plasma du divertor qui facilite et renforce le régime de fort recyclage. Le rayonnement qui est induit permet de transférer une fraction de l'énergie des électrons du plasma vers les électrons liés des impuretés. Ces électrons liés sont alors excités vers des niveaux d'énergie supérieure, permettant une relaxation atomique par émission d'un photon. La trajectoire de ce photon n'est pas contrainte par le champ magnétique et n'est donc plus focalisée comme celle portée par le plasma. Cette description expose le mécanisme de base du processus, cependant des phénomènes de bifurcation et des **instabilités** radiatives peuvent être déclenchés : à l'instar de la condensation radiative observée en astrophysique.

## Bifurcation vers les plasmas détachés

Lorsque l'énergie du plasma de la zone tampon a pu être ramenée dans la gamme de 10 eV, d'autres phénomènes atomiques peuvent jouer un rôle, en premier lieu

le rayonnement par les atomes neutres des isotopes de l'hydrogène. En effet, lorsque l'énergie est inférieure à 10 eV l'ionisation de ces atomes devient moins efficace et la densité de neutres peut alors devenir importante, favorisant les processus d'échange de charge entre ions et atomes, voire de collisions entre ions et atomes. Ce régime très particulier est appelé détachement. Dans ce régime, le front d'ionisation des particules neutres n'est plus localisé au voisinage immédiat de la surface des composants mais se trouve détaché de la paroi pour se déplacer dans le volume divertor. Ce dernier est alors divisé entre le plasma détaché proche des composants de paroi et le plasma ionisant situé en amont du plasma détaché, vers le plasma central. Dans le volume du plasma détaché, les processus de physique atomique des isotopes de l'hydrogène se couplent fortement au plasma et tendent à "éteindre" ce dernier. Ceci correspond à l'objectif ultime du contrôle de l'interaction plasma-paroi. En effet l'énergie est transférée du plasma vers les atomes neutres qui ne subissent pas de force magnétique et échappent ainsi à la focalisation induite par le fort transport parallèle. C'est un plasma assez ténu qui est alors en contact avec les compo-

sants de la paroi (Figure 3).

### Positionnement des fronts stationnaires dans le volume divertor

La partie en amont où le plasma est ionisant est également cruciale car c'est elle qui participe à localiser le plasma détaché et donc les neutres. Elle doit aussi prévenir tout phénomène de type retour de flamme qui affecterait le plasma central. Les régimes poussés de détachement apparaissent comme une suite de bifurcations de changement d'état.

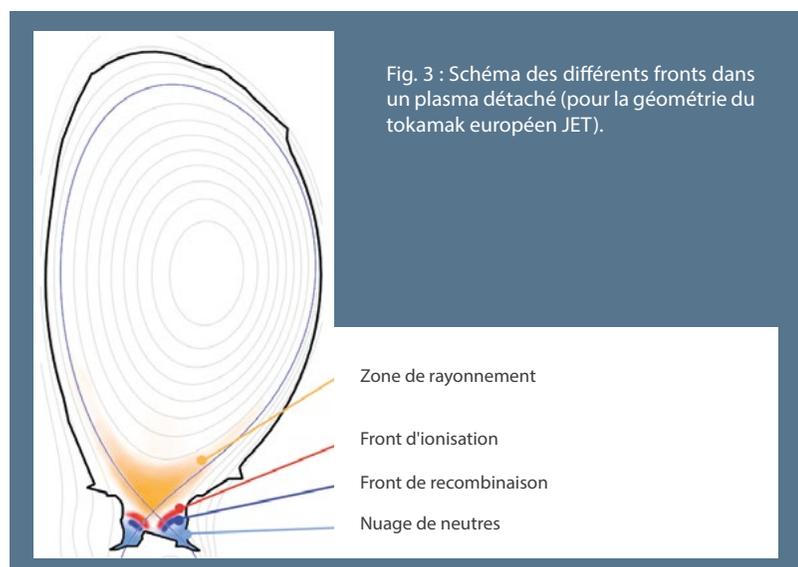
Une première bifurcation conduit au détachement de la couche radiative générée par les impuretés, ce régime donnant la possibilité d'un régime de fort recyclage dans le volume du divertor. Suit une bifurcation vers un premier régime de plasma détaché où le front d'ionisation des atomes de l'espèce majoritaire se détache également de la surface des composants pour s'établir dans le volume du divertor.

Enfin dans les cas les plus poussés, apparaît le détachement du front de recombinaison des ions du plasma. Ces trois fronts doivent se positionner de manière stable dans le volume du divertor en dé-

finissant des régions spécifiques en équilibre entre elles. En effet, un effondrement des fronts, qui reviendrait au contact de la paroi, conduirait au moins transitoirement à un flux d'énergie au-dessus de la limite technologique des composants de paroi. Inversement, un déplacement des fronts au-delà du volume du divertor, vers le plasma central, conduit dans les expériences actuelles à une moindre performance de confinement dans le plasma central, voire à des instabilités qui peuvent se traduire par un arrêt prématuré du plasma.

### Réalizations expérimentales des plasmas détachés

Les régimes de plasma détachés ont été explorés dans les configurations de divertor à point X et avec le divertor ergodique mais aucune des situations expérimentales réalisées ne combine l'ensemble des contraintes qui seront celles d'ITER. Les questions de stabilité sur des temps longs posées entre autres par une évolution lente de l'inventaire en particules de la paroi, le problème de la résilience aux perturbations extérieures, celui de la robustesse pour éviter une perte transitoire du détachement qui se traduirait par un vieillissement accéléré des composants du divertor sont des points fondamentaux que peu d'expériences actuelles sont en mesure d'aborder. Il est à noter que les expériences actuelles de détachement sont réalisées avec injection d'impuretés, le choix de l'impureté n'étant pas indifférent. Le choix d'impuretés avec un faible nombre atomique permet de localiser le rayonnement dans la région périphérique, a contrario, les impuretés de nombre atomique élevé rayonneront dans le plasma central détériorant le confinement. Par ailleurs, les impuretés légères peuvent réagir chimiquement avec les isotopes de l'hydrogène



ou avec les composants de la paroi. Pour éviter cette complexité supplémentaire, on peut se tourner vers des gaz nobles comme le néon. Cependant, la configuration atomique qui détermine la stabilité chimique diminue également la capacité de contrôle, aussi bien de la contamination que la localisation du rayonnement. La facilité de mise en œuvre du rayonnement par les impuretés s'accompagne de difficultés opérationnelles notamment sur les temps longs. Il existe aussi des situations de détachement obtenu simplement en augmentant le flux de particules injectées. Il reste encore un important travail expérimental à réaliser sur les dispositifs actuels pour faire la part entre les propriétés génériques des plasmas détachés et celles qui dépendent de particularités de l'expérience et ne peuvent donc pas être transposées dans ITER.

## Les simulations pour comprendre les expériences

En complément aux expériences un effort soutenu de simulations a été mis en place. Compte tenu de la grande complexité de la physique des plasmas détachés l'axe principal qui a été suivi est celui d'une description phénoménologique des processus de transport. Ces modèles peuvent simuler des expériences réalisées et participer à la compréhension des phénomènes de physique ou être utilisés pour générer des bases de données permettant d'explorer la sensibilité à certains mécanismes de physique et ainsi préparer l'opération d'ITER [cf. article #6 « Modélisation multi-échelle, côté plasma »]. Cependant aucun modèle ou chaîne de modèles n'a atteint le degré de maturité requis pour avoir une capacité prédictive.

## La physique de l'interaction plasma-paroi avec WEST

Devant un problème de cette envergure quelle est notre stratégie de recherche ? En premier lieu, il convient de comprendre que les équipes du CEA et à travers elles celles de la **Fédération de Recherche sur la Fusion par Confinement Magnétique (FR-FCM)** ont une culture spécifique liée à l'opération de dispositifs nucléaires et de grands instruments de haute technologie. La synergie entre technologie, problèmes spécifiques du nucléaire, et physique, crée une culture particulière que l'on retrouve peu dans les autres laboratoires de la fusion par confinement magnétique où l'accent est surtout mis sur la physique. Dans ce sens, le dispositif **WEST** devrait permettre d'aborder l'imbrication physique-technologie par la réalisation d'expériences de détachement sur des temps longs, en maîtrisant le processus de vieillissement des composants face au plasma. Cette recherche est d'autant plus pertinente que les composants de WEST sont réalisés avec la même technologie que celle prévue dans ITER. Un axe complémentaire de recherche est de développer ces régimes de physique très singuliers du divertor sans dégrader les performances de confinement du plasma central, ce qui suppose une capacité de contrôle sur des temps longs et dans un environnement aussi contraint que celui d'ITER en termes de mesures, de marge d'opération et de risque de vieillissement incontrôlé des composants.

## La simulation, construction de chaînes de modèles

En termes de modélisation l'approche pour réaliser des simulations ayant des capacités prédictives est double, d'une part un

travail sur les fondements numériques des codes à la fois pour utiliser au mieux les nouvelles générations de supercalculateurs mais aussi pour être en mesure d'intégrer de nouvelles physiques et progresser en direction d'outils premiers principes. Le but est en particulier de réduire le nombre de paramètres libres, implicites ou explicites, qui sont présents dans les simulations empiriques. Une partie de la réponse tient dans des chaînes de modèles permettant de fixer ces paramètres tout en ayant des outils efficaces, y compris pour la préparation, l'opération et l'exploitation des expériences dans ITER. Une telle stratégie n'est pas spécifique à la fusion et offre une possibilité de synergie avec d'autres domaines de recherches.

## Au-delà d'ITER

Dans ITER, la configuration magnétique qui définit toute l'interaction plasma-paroi est celle d'un divertor à point X créant un volume divertor situé au bas du **tokamak (Figure 4)**. Ce volume divertor sera beaucoup plus grand que les distances typiques de libre parcours moyen par rapport aux processus de physique atomique. Cet effet de taille, spécifique à ITER fait de cette expérience une étape cruciale dans la recherche sur l'interaction plasma-paroi. Mais ce ne sera qu'une étape. En effet, quand on réalise des projections vers ce que devrait être un réacteur, on est amené à considérer que les contraintes d'opération dans ITER, qui nous semblent très dures au regard de nos expériences actuelles, sont en fait très favorables. Pour une solution réacteur, il faudra encore diminuer le flux d'énergie tolérable sur les composants, encore diminuer le risque de vieillissement de ces composants, notamment les vieillissements par perte de contrôle transitoire, et opérer avec moins de mesures de contrôle et sans doute moins de flexibilité pour les



Fig. 4 : Vue d'artiste du divertor d'ITER (copyright: iter.org).

stratégies de contre réaction.

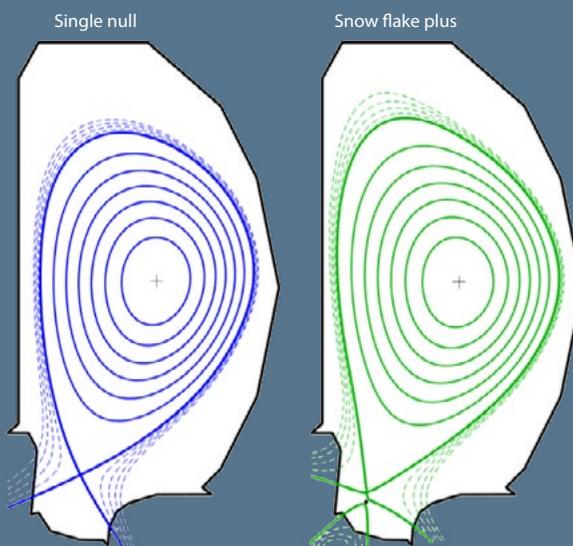
### Des idées neuves en termes de configurations magnétiques ?

C'est dans cette perspective que l'on cherche à tester des configurations alternatives à celle d'ITER qui permettraient de faire beaucoup mieux... Parmi les alternatives, il y a celle qui consiste à augmenter le nombre de points X, notamment avec un double point X, haut et bas comme dans WEST et d'autres tokamaks. Pour les **stellarators**, comme W7-X construit en Allemagne, on teste une chaîne de points X qui organise le champ magnétique en interaction avec les composants dans les géométries complexes des stellarators. En poussant plus loin cette logique se trouve le divertor ergodique, expérimenté avec succès par le CEA sur le tokamak Tore Supra et actuellement étudié sur le stellarator LHD au Japon. Ces développements visent à multiplier les volumes dédiés au divertor autour du plasma central. Dans une logique différente, on a aussi l'idée d'accroître le volume d'un divertor unique, dans l'esprit de celui d'ITER pour réaliser notamment des géométries auto-stabilisantes permettant des régimes de détachement extrêmes ou en permettant d'augmenter très fortement la surface d'interaction plasma-paroi.

C'est dans cet ordre d'idées que se trouvent les configurations dites super-X ou snowflake. La configuration super-X consiste à modifier le champ magnétique pour augmenter et contrôler la géométrie du volume divertor. De fait cette approche remonte à l'origine du concept de divertor dans les années 1950. Dans le cas du snowflake le principe est de modifier également la structure magnétique pour approcher, voire superposer, un ou

plusieurs points X secondaires du point X principal (**Figure 5**). Ces deux dernières configurations ont été testées de manière préliminaire dans certaines expériences. Pour le moment, elles n'ont pas permis une percée. L'effort se poursuit néanmoins pour réaliser des dispositifs dédiés en tablant sur des résultats plus encourageants grâce à une mise en œuvre optimisée.

Fig. 5 : Exemple de configuration "avancée", le snowflake, qui multiplie les points X pour étaler le flux de chaleur sur une plus grande surface. Configurations sur le tokamak HL-2M (comparaison entre un divertor standard et un snowflake).



## De nouveaux matériaux pour l'interaction plasma-paroi ?

Pour conclure ce tour d'horizon, il convient de citer les solutions qui passent par des ruptures technologiques. Dans la technologie actuelle, un matériau de contact avec la paroi couvre un matériau de structure, également très bon caloporteur, refroidi par un liquide ou un gaz en circulation. La rupture consiste à mettre le plasma en contact direct avec le fluide caloporteur, en général des métaux liquides comme le lithium -mais des

"rideaux de pluie" de petits composants solides ont aussi été envisagés. La rupture serait double, une simplification du composant et une limite technologique qui pourrait être bien plus élevée modifiant en profondeur les contraintes, l'opération et la physique de l'interaction plasma-paroi. La difficulté qui fait jour avec ces dispositifs, déjà testés dans de petits dispositifs, est le contrôle de la migration du matériau de paroi. Pour de longues durées de fonctionnement ce déplacement de matériaux contribuera au vieillissement de la paroi. La solution doit alors comprendre

une régénération de la paroi érodée, mais aussi la collecte et l'évacuation des matériaux issus de la migration. De ce point de vue, le choix du tungstène dans ITER, dans la perspective d'une opération sans **érosion** du tungstène, apparaît comme une grande simplification. ITER est en cours de construction sur la base de cette technologie. Ce sera aux expériences et à la physique de montrer si cette voie est extrapolable aux réacteurs ou s'il faut donner de nouvelles bases technologiques et physiques aux recherches pour le contrôle de l'interaction plasma-paroi. ■

Fig. 6 : Eruption solaire (crédit photo: NASA/JPL-Caltech/GSFC)

## RÉFÉRENCES

**L. Spitzer**, *U. S. Atomic Energy Commission Report NYO-993 (PM-S-1)* (1951)

**R. Pitts et al.**, « A full tungsten divertor for ITER: Physics issues and design status », *J. Nucl. Mater.*, **438** (2013)

**A. Loarte, R.D. Monk et al.**, « Plasma detachment in JET Mark I divertor experiments », *Nucl. Fusion*, **38** (1998)

**Ph. Ghendrih, A. Grosman and H. Capes**, « Theoretical and experimental investigations of stochastic », *Plasma Phys. Control. Fusion*, **38** (1996)

**D. Ryutov, R. Cohen, T. Rognlien and V. Umansky**, « The magnetic field structure of a snowflake divertor », *Phys. Plasmas*, **15** (2008)

# PHYSIQUE DES FLUX DE MATIÈRE

par **Bernard Pegourié & Régis Bisson**

**D**ans un réacteur de fusion deutérium-tritium (D-T) par confinement magnétique, la première paroi devra assurer simultanément la régénération du tritium et le contrôle des flux de chaleur et particules à la périphérie du plasma. La grande inhomogénéité des flux sur la paroi et la forte sensibilité des performances du cœur à la présence de particules érodées représentent un vrai défi pour les réacteurs futurs. Celui-ci ne pourra être relevé que par un effort conjoint de simulation intégrant la paroi de façon explicite et de travaux de laboratoire pour comprendre en détail les phénomènes élémentaires régissant les interactions plasma-matériaux.



# #3

# #3

## PHYSIQUE DES FLUX DE MATIÈRE

### Rôles de la première paroi

Dans un réacteur de fusion tel que le **tokamak ITER**, le rôle de la première paroi est multiple. La paroi éloignée du **plasma** (tuiles de la couverture) doit collecter les 4/5 de la puissance de fusion portée par les neutrons (**Figure 1**) et assurer la régénération du tritium. Les composants de paroi au contact du plasma (tuiles du **divertor**) doivent quant à eux récupérer le cinquième de la puissance de fusion restant, sous forme de **rayonnement** et de flux de particules, et assurer leur neutralisation pour que les cendres d'hélium (He) produites par les réactions de fusion puissent être pompées. Pour des raisons de viabilité économique et de sûre-

té nucléaire, ceci doit être fait en maximisant la durée de vie des composants de paroi (plusieurs années dans un réacteur) tout en minimisant la quantité de tritium radioactif piégée (limitée à 700 g dans l'enceinte d'ITER) et en réduisant la formation de débris et poussières (limités à 1000 kg dans ITER) [1].

### Flux et énergie sur les composants de paroi

La répartition des flux de particules sur la paroi dépend de la configuration de confinement utilisée et peut être très inhomogène en intensité et en énergie (**Figure 1**) [2]. A l'extérieur du plasma confiné, là où les **lignes de champ** magnétique sont interceptées par les tuiles [cf. **article #2 « Comment mettre le soleil en boîte »**], le transport parallèle aux lignes de champ domine et, celui-ci étant beaucoup plus rapide que le transport transverse (dans un rapport  $\sim 10^6$ - $10^7$ ), la surface d'interaction s'en trouve très réduite. De par ce simple effet géométrique, le flux à la paroi est très localisé. A cet effet il faut ajouter celui de la configuration magnétique [cf. **article « Notions utiles #1 : Topologie de l'interaction plasma-paroi »**]. En configuration

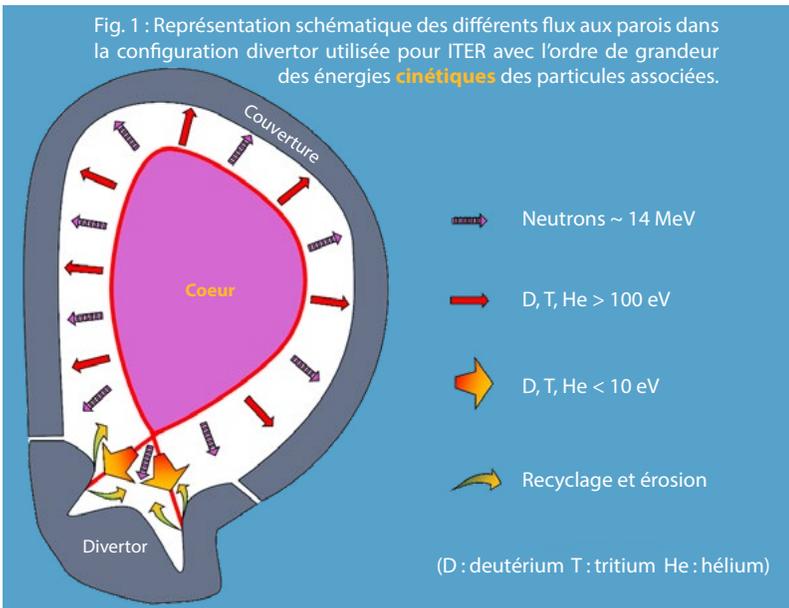
limiteur, où des tuiles massives délimitent directement le volume de confinement, le flux ionique sera de l'ordre de  $\sim 10^{23} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$  avec une énergie d'impact des particules proche de celle avec laquelle elles ont quitté le plasma confiné ( $\sim 100 \text{ eV}$ ). A contrario, en configuration divertor, où les tuiles massives sont physiquement éloignées du plasma de fusion et où le flux de particules est détourné par la présence d'une séparatrice magnétique, les phénomènes de friction entre particules provenant du plasma et particules réémises par le divertor (par **recyclage**) entraînent une augmentation du flux ionique qui atteindra alors  $\sim 10^{24} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Le flux de chaleur étant conservé, l'énergie moyenne des particules incidentes sur la paroi est plus basse en configuration divertor ( $< 10 \text{ eV}$ ) qu'en configuration limiteur.

### Recyclage du carburant et des cendres de fusion

Les ions (D, T ou He) provenant du plasma et impactant les tuiles du limiteur ou du divertor peuvent après neutralisation et selon leur énergie et leur angle d'incidence, soit être réfléchis vers le plasma avec une énergie proche de leur énergie incidente, soit pénétrer sous la surface de la tuile, dans son volume. Une partie des ions neutralisés implantés dans le matériau, l'autre partie pouvant diffuser vers la surface et être réémise vers le plasma, après une étape de recombinaison moléculaire en surface pour D et T [cf. **article #7 « Modélisation multi-échelle côté paroi »**].

Ces atomes et molécules qui quittent la paroi après migration dans le volume ont une énergie proche de la température de la paroi. Cet échange permanent de particules entre le plasma et la paroi est nommé recyclage et est un paramètre important pour le

Fig. 1 : Représentation schématique des différents flux aux parois dans la configuration divertor utilisée pour ITER avec l'ordre de grandeur des énergies **cinétiques** des particules associées.



contrôle des décharges plasma. En effet, lorsqu'un matériau de tuile lie fortement (chimiquement) un ion incident neutralisé (cas des tuiles en carbone) ou qu'il favorise sa diffusion dans le volume (cas de certains métaux tel que le tungstène) il a un effet pompant.

Ce pompage par la paroi favorise les décharges à haute performance et l'accession au mode de confinement amélioré (**mode H**), dans lequel sont opérés la plupart des tokamaks actuels, mais la rétention de l'isotope radioactif de l'hydrogène T par les composants de la paroi doit être contrôlée pour ne pas dépasser la limite autorisée par l'Autorité de Sûreté Nucléaire. De même que la répartition des flux sur la paroi des tokamaks est très inhomogène, le recyclage peut largement varier d'un endroit à l'autre du réacteur, dans l'espace et dans le temps, certains composants en contact avec le plasma pouvant s'avérer pompant ou dégazant suivant les conditions locales de flux de particules et de température.

## Endommagement microscopique et érosion

L'irradiation de la paroi par des flux de particules ne se limite pas au divertor. L'ensemble de la paroi est impacté par des flux plus faibles ( $\sim 10^{20}\text{-}10^{22} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ), mais de plus haute énergie (dans une gamme 10 eV - 1 keV), résultant soit des réactions d'échange de charge dans le plasma confiné, soit d'une **instabilité** périodique du bord du plasma, les **ELMs** (pour Edge Localized Modes) [cf. **Sciences en Fusion #2**], caractéristique du mode H. Ajoutant à cela que la gaine électrostatique qui s'établit à l'interface plasma-matériau accélère les ions, leur conférant une énergie supplémentaire (proportionnelle à l'état de charge de l'ion et à la température des électrons) [cf. **article « Notions utiles #2 : physique de la gaine »**],

il s'ensuit que l'ensemble des composants proches du plasma dans un tokamak subit un flux de particules de  $\sim 10^{20}\text{-}10^{24} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ , l'énergie des particules incidentes (D, T, He, impuretés) s'étalant de quelques eV au  $\sim$ keV. A haute énergie, les ions impactant un solide commencent par perdre de l'énergie par collision avec les électrons du matériau, puis avec les ions, provoquant des cascades de déplacements atomiques. Quand les collisions ioniques ont lieu suffisamment près de la surface, des atomes du matériau peuvent être éjectés vers le plasma. Ce phénomène d'**érosion** physique présente une énergie seuil, proportionnelle à l'énergie de liaison du solide impacté et au rapport des masses des particules cible et incidente. Des composés chimiques, éventuellement volatiles, peuvent également se former à la surface du matériau (hydrocarbures,  $\text{CO}_2$ , oxydes métalliques...). On parle alors d'érosion chimique. Au niveau macroscopique, l'irradiation par le plasma crée des défauts structuraux dans le matériau (lacunes, interstitiels, dislocations) et provoque une réorganisation du matériau. Dans les réacteurs à paroi métallique, l'hélium issu des réactions de fusion forme des bulles dans le volume à proximité de la surface ( $\sim 10$  nm), dégradant les propriétés des surfaces.

Sur le long terme, dans un réacteur, l'irradiation par les neutrons de fusion créera des défauts en profondeur dans le matériau, transmutera certains atomes par réaction de capture neutronique ou de spallation, pouvant conduire à un gonflement sensible du matériau. Cette modification de la structure cristalline peut amener à la modification des propriétés thermomécaniques des tuiles, à l'apparition de cloques et fissures fragilisant la surface des composants en contact avec le plasma et pouvant aller jusqu'à l'émission de débris macroscopiques [1].

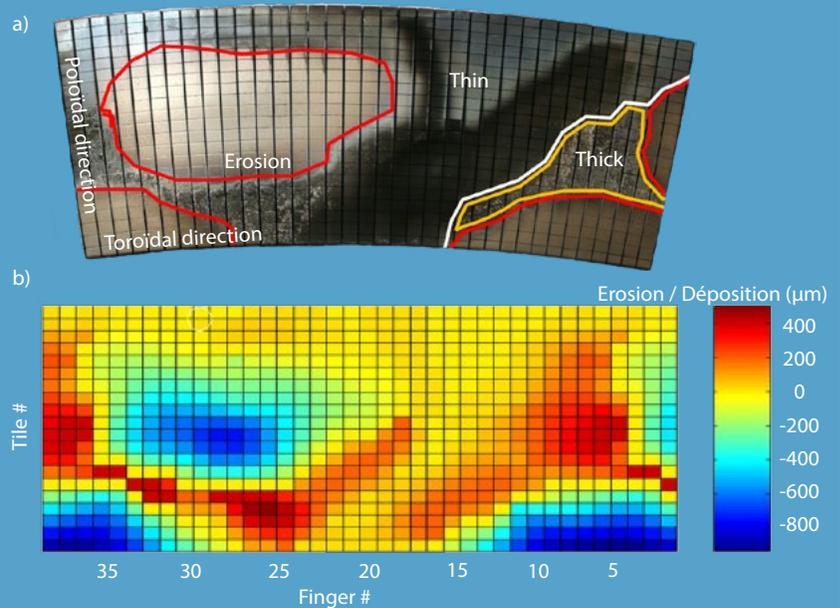
## Conséquences macroscopiques de l'impact des particules sur les composants de paroi

Une pénétration excessive d'impuretés dans le plasma de cœur entraînant inéluctablement une baisse de la température par rayonnement et/ou une baisse de la densité de réactifs (D et T) par dilution, les conséquences de l'interaction plasma paroi sur la performance des plasmas et le contrôle des décharges peuvent être inférées de la circulation des impuretés et particules dans le réacteur. En premier lieu vient l'érosion du matériau des composants en contact avec le plasma (**Figure 2**) soit par le flux d'ions D ou T, soit par des impuretés déjà présentes à l'état de traces (carbone, oxygène...). Ces atomes érodés pénètrent dans le plasma confiné et rayonnent une partie de la puissance. S'il s'agit d'éléments légers (carbone, bore, béryllium, lithium...), le rayonnement est localisé à la périphérie du plasma, là où ces atomes ne sont que partiellement ionisés. Cette configuration facilite le contrôle de la décharge car elle diminue la charge thermique sur le divertor sans affecter significativement le plasma de cœur. A l'inverse, s'il s'agit d'éléments lourds (cuivre, fer, nickel... à plus forte raison tungstène), le rayonnement est concentré au centre du plasma de fusion car ces éléments ne sont jamais complètement ionisés, même aux plus hautes températures ( $\sim 10$  keV). Cette configuration est délétère, car la perte de puissance associée refroidit significativement le plasma de cœur, jusqu'à pouvoir provoquer l'arrêt brutal de la décharge. Il s'ensuit que si, dans le cas d'une première paroi faite d'un matériau léger, une érosion modérée peut être tolérée (conduisant à une concentration d'impuretés de quelques  $10^{-2}$  dans le plasma confiné), les conditions de bord du plasma doivent être très soignée

Fig. 2 :

(a) photographie d'un composant en carbone érodé du limiteur de Tore Supra (IRFM, CEA Cadarache), les zones d'érosion et de dépôt sont indiquées.

(b) mesure par microscopie confocale des profils correspondants [3]



ment contrôlées dans le cas d'une paroi en matériau lourd pour minimiser au maximum l'érosion de la paroi (concentration d'impuretés  $<10^{-4}$  dans le plasma confiné). De par l'éloignement physique des tuiles dans la configuration divertor, la pénétration des impuretés dans le plasma de cœur est diminuée, autorisant ainsi des performances accrues et expliquant que tous les tokamaks actuels utilisent cette configuration. Dans le plasma confiné, les particules érodées sont expulsées vers le plasma de bord par les phénomènes de transport (**turbulence**, collisions). Une partie d'entre elles impacte la paroi avec une énergie suffisante pour éroder celle-ci et participer ainsi - plus efficacement que les ions D ou T - à la génération d'impuretés. L'autre partie de ces particules, de basse énergie, forme des dépôts dans la chambre à vide, y compris dans des zones à l'abri du flux direct du plasma (**Figure 2**). L'épaisseur de ces dépôts augmente au fur et à mesure du temps de plasma cumulé. Selon l'élément considéré (carbone, béryllium), ces dépôts peuvent piéger les isotopes de l'hydrogène et contribuer ainsi significativement à accroître la quantité de tritium stockée dans le réacteur. Quand ces

couches atteignent une épaisseur critique qui dépend de leur composition ( $\sim 100 \mu\text{m}$ ), les contraintes internes sont suffisantes pour que le dépôt s'éaille, soit expulsé vers le plasma et perturbe fortement la décharge, jusqu'à provoquer son arrêt brutal [4]. Dans les réacteurs à paroi métallique, le flux de chaleur associé peut provoquer la fusion locale de composants particulièrement exposés (bord d'attaque des tuiles du divertor) et provoquer l'expulsion de gouttelettes de métal fondu [cf. **article #4 « Poussières dans un tokamak »**].

### Choix des matériaux pour les parois

Les processus décrits ci-dessus éclairent l'historique des matériaux utilisés pour les composants en contact avec le plasma dans les tokamaks. La première génération de tokamaks (1960-1980) était de taille et de performance modestes. La configuration limiteur était utilisée et l'énergie des particules impactant la paroi suffisamment faible pour que de l'inox (Inconel) puisse être utilisé comme matériau de première paroi. Cependant, avec l'augmentation de la puissance couplée, l'érosion des parois a augmenté et

le rayonnement de cœur associé à la pénétration d'impuretés lourdes (nickel, chrome, fer) a provoqué l'écroulement des performances. C'est pourquoi la seconde génération de tokamaks (1990-2010) a privilégié les matériaux légers (carbone, bore, béryllium, lithium), soit sous forme massive, soit en couche mince. Associés à la configuration divertor, ils ont permis de réaliser des décharges stables, longues, et de performance élevée. Le prix à payer en a été une érosion significative des composants en contact avec le plasma et une rétention parfois importante des isotopes d'hydrogène (essentiellement D pour les tokamaks de cette génération). Ces deux derniers points empêchant l'utilisation de ces matériaux pour des tokamaks de la classe d'un réacteur (temps de vie top faible des composants de paroi et rétention du tritium trop élevée), les réacteurs actuellement en construction (2010-2030) reviennent à des matériaux plus lourds (molybdène, tungstène), mais possédant de bonnes propriétés thermomécaniques, en tirant parti des avancées faites dans le contrôle du plasma de bord pendant les deux décennies précédentes, empêchant ainsi une érosion trop importante du maté

riau de première paroi. Malgré les progrès réalisés, la gestion de l'interaction plasma-paroi reste un défi majeur pour les réacteurs du futur et un champ de recherche très actif, couvrant aussi bien l'exploration de nouvelles configurations divertor (snow-flakes, super-X, [cf. [article #2 « Comment mettre le soleil en boîte »](#)]) que le développement de nouvelles technologies pour les composants de la paroi en contact avec le plasma (paroi liquide utilisant le lithium ou l'étain).

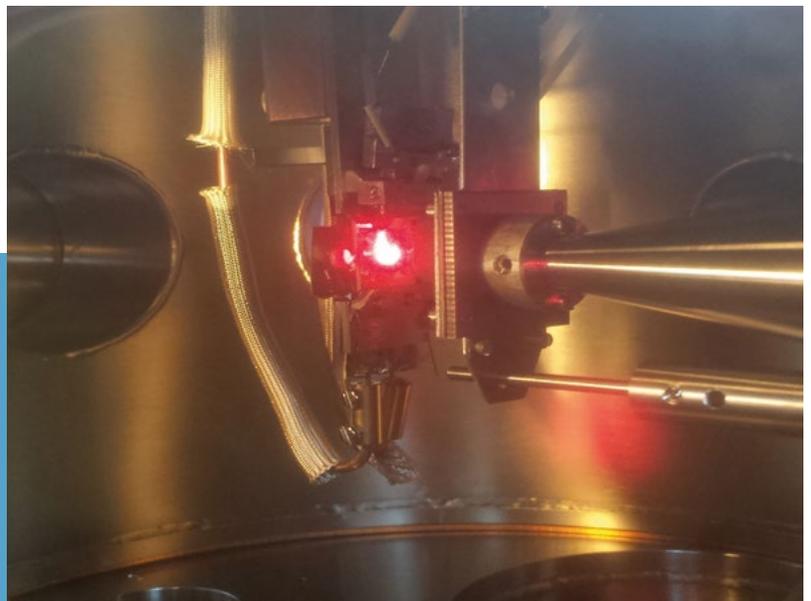
## Compréhension et intégration de la physique des interactions plasma - paroi

Une des difficultés de l'analyse des composants de paroi des tokamaks est que les échantillons prélevés ont été soumis à des conditions d'exposition variables durant une, voire plusieurs campagnes expérimen-

tales pouvant cumuler plusieurs heures de plasma. Dès lors, des études sont menées en laboratoire sur des dispositifs expérimentaux dédiés ([Figure 3](#)) pour obtenir des conditions contrôlées d'irradiation de particules et quantifier précisément les divers paramètres caractérisant l'interaction particule-matériau (taux d'érosion, coefficient de réflexion, modification des propriétés du matériau...). Parallèlement, des modèles **cinétiques** basés sur des équations de réaction-diffusion sont développés pour décrire le comportement des matériaux sous irradiation. Les paramètres cinétiques (énergies d'activation,

fréquence de dépiégeage...) sont soit mesurés dans les expériences de laboratoire susmentionnées [5], soit déterminés par des calculs de dynamique moléculaire [cf. [article #7 « Modélisation multi-échelle, côté paroi »](#)]. Couplés à des calculs thermiques décrivant l'évolution en température des composants de paroi sous irradiation, ces modèles sont introduits comme conditions aux limites dans les codes simulant le plasma de bord, permettant ainsi un traitement auto-cohérent du recyclage, des flux et de l'interaction plasma-paroi [6]. ■

Fig. 3 : dispositif expérimental AMU-PSI permettant d'irradier des échantillons de paroi avec des faisceaux d'ions et de mesurer les paramètres cinétiques de réémission des particules neutres (laboratoire PIIM, Aix-Marseille Université, CNRS).

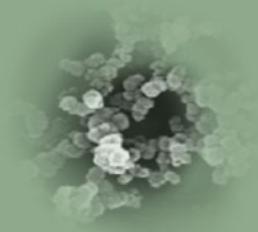


## RÉFÉRENCES

- [1] Y. Ueda *et al.*, « Baseline high heat flux and plasma facing materials for fusion », *Nucl. Fusion*, **57**, 092006 (2017)
- [2] R. Wenninger *et al.*, « The DEMO wall load challenge », *Nucl. Fusion*, **57**, 046002 (2017)
- [3] B. Pégourié *et al.*, « Deuterium inventory in Tore Supra: Coupled carbon–deuterium balance », *J. Nucl. Mater.*, **438**, 120 (2013)
- [4] B. Pégourié *et al.*, « Overview of the Deuterium Inventory campaign in Tore Supra : operational conditions and particle balance », *J. Nucl. Mater.*, **390-391**, 550 (2009)
- [5] E.A. Hodille *et al.*, « Retention and release of hydrogen isotopes in tungsten plasma-facing components: the role of grain boundaries and the native oxide layer from a joint experiment-simulation integrated approach », *Nucl. Fusion*, **57**, 076019 (2017)
- [6] H. Bufferand *et al.*, « Three-dimensional modelling of edge multi-component plasma taking into account realistic wall geometry », *Nucl. Mat. Energy*, **18**, 82 (2019)

# POUSSIÈRES DANS UN TOKAMAK

par Cécile Arnas



Une compréhension fine des voies possibles de formation des poussières est nécessaire pour le bon fonctionnement d'ITER. Il en va de même des mécanismes de charge et de transport de ces poussières dans le plasma proche de la paroi et de leur mobilisation.

# #4

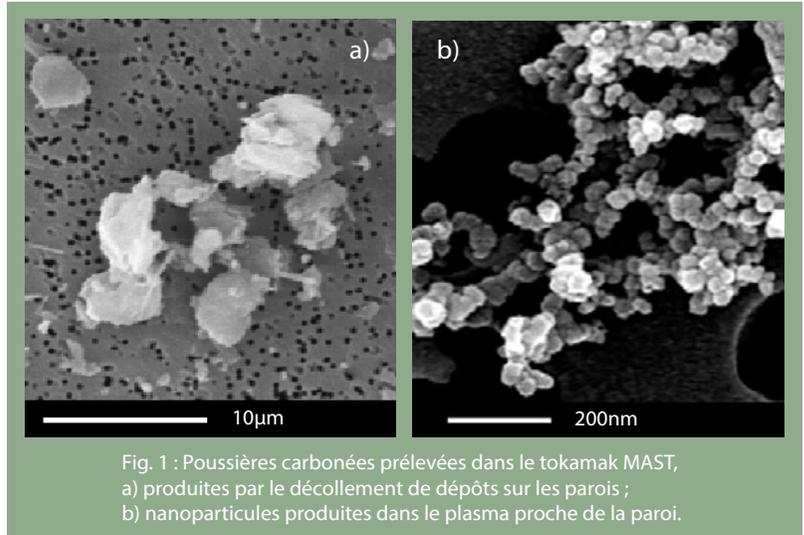
# #4

## POUSSIÈRES DANS UN TOKAMAK

Une des conséquences de l'interaction **plasma**-paroi est la production de grains de poussière. Leur transport dans le plasma, leur accumulation au fond du réacteur et possible réinjection dans les plasmas successifs pourraient contraindre les modes opératoires des **tokamaks** futurs tel qu'**ITER**. A titre d'exemple, la production de poussières envisagée dans ITER impose l'application de normes de sécurité dans le cadre de la gestion d'une éventuelle entrée d'air accidentelle dans l'enceinte à plasma. Pour diverses raisons opérationnelles, une compréhension fine des voies possibles de formation des poussières, des mécanismes de charge et de transport de ces poussières dans le plasma proche de la paroi et de leur mobilisation est nécessaire et fait l'objet de nombreuses études.

### Formation des poussières

Plusieurs mécanismes de production sont à considérer en fonction des matériaux faisant face au plasma. Lorsqu'ils sont de type graphitique, les ions des isotopes de l'hydrogène les érodent chimiquement et physiquement [1]. Dans le premier cas, ceci se traduit par une émission de composés volatiles (molécules hydrocarbonées,  $\text{CO}_2$ ) et dans le second, par une émission d'atomes/agrégats de carbone. Une partie de ces espèces

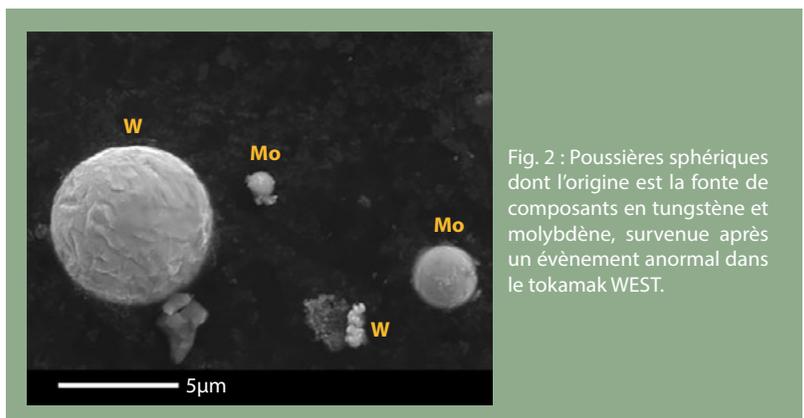


érodées se redépose sur les parois pour former des films d'épaisseur variable. Leur décolllement pendant les phases successives de plasmas donne naissance à une catégorie de poussières de formes irrégulières et de tailles micrométriques comme celles prélevées dans le tokamak MAST, montrées sur la **figure 1a**. Avec un fort taux d'**érosion** et si la température électronique du plasma proche de la paroi le permet, une partie des espèces érodées peut aussi nucléer et générer des nanoparticules par l'intermédiaire de collisions spécifiques entre espèces carbonées réactives (**Figure 1b**) [2].

Pour éviter une trop grande diffusion des isotopes de l'hydrogène dans les composants graphitiques ainsi que la formation d'une quantité élevée de poussières, il a été

décidé que les parois d'ITER seront entièrement métalliques. La première paroi sera en béryllium, élément léger et absorbeur d'oxygène. Le tungstène a été choisi pour le composant qui recevra les plus forts flux de particules du plasma (**divertor**) car il a une bonne tenue aux flux thermiques (température de fusion du tungstène :  $3422^\circ\text{C}$ ), il n'est pas érodé chimiquement et possède un seuil d'érosion physique élevé.

Dans les tokamaks actuels dont les composants face au plasma sont métalliques et en particulier en tungstène, les poussières prélevées sont essentiellement dues à la fonte des métaux au cours d'évènements dits anormaux. Les arcs électriques produisent une émission de micro-gouttelettes de matière fondue qui se



transforment en poussières quasi-sphériques après refroidissement [3]. Les électrons énergétiques (MeV) produits lors de la perte du confinement magnétique par **disruption** sont à l'origine de dommages importants sur les parois. De nombreuses particules sphériques de tungstène et de molybdène ont été produites au cours d'événements de ce type dans le tokamak **WEST** (Figure 2).

## Charge et transport des poussières dans le plasma

En interaction avec le plasma, les poussières se chargent négativement en raison de la plus grande mobilité des électrons. Le potentiel électrique à la surface des poussières diminue en valeur absolue lorsqu'elles émettent à leur tour une quantité élevée d'électrons par effet thermo-ionique. Ce mécanisme se développe quand leur température augmente sous l'effet du bombardement des particules chargées du plasma. Il existe une température au-delà de laquelle leur potentiel de surface devient positif, favorisant un chauffage dû aux seuls électrons. Dans ces conditions, leur température augmente jusqu'à leur vaporisation complète.

Le transport de poussières est principalement dû aux forces d'entraînement ionique, de Lorentz et de gravité. Plusieurs codes de transport et d'échange d'énergie avec le plasma ont été développés et appliqués dans les conditions de différents tokamaks, caractérisés par des cartes de paramètres plasma (densité, température, flux d'ions, champ électrique, champ magnétique). L'objectif de ces cartes est de représenter d'une part le plasma dans lequel les poussières supposées sphériques se déplacent et d'autre part, de fournir les paramètres d'entrée aux codes de transport. Les trajectoires établies sont confrontées aux trajectoires

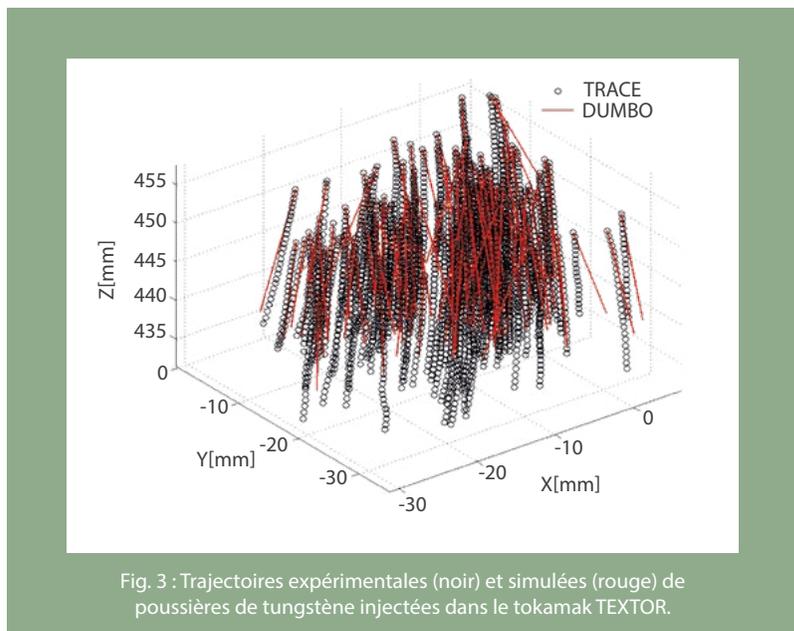


Fig. 3 : Trajectoires expérimentales (noir) et simulées (rouge) de poussières de tungstène injectées dans le tokamak TEXTOR.

réelles détectées par des caméras jusqu'à leur disparition. La **figure 3** montre les trajectoires de poussières de tungstène introduites volontairement dans le tokamak TEXTOR et reproduites avec un code de traitement d'images (TRACE\*). Les simulations en rouge (code de transport DUMBO\*\*) indiquent qu'elles ont un mouvement essentiellement inertiel mais leur durée de vie est  $\sim 1$  ms plus courte que ce que montrent les caméras.

## Adhésion sur la paroi et mobilisation

Certains codes numériques de transport traitent aussi les mécanismes de collage et de rebond à la paroi [4]. Dans tous les cas, la quantification des forces d'adhésion de type van der Waals sur des surfaces de tungstène de rugosité variable, et d'autre part, l'étude de la déformation plastique irréversible de poussières sphériques au moment de l'impact pour différentes vitesses incidentes sont nécessaires.

La mobilisation ou réinjection de poussières adhérentes peut ensuite être considérée dans le cas où par exemple, il y aurait une

entrée accidentelle d'air dans la chambre à vide d'ITER [5]. Les simulations montrent que sans plasma, les forces aérodynamiques le long de la paroi augmentent plus rapidement que les forces d'adhésion pour des tailles croissantes comprises entre 0.1 et 30  $\mu\text{m}$  [6]. Le risque d'une contamination du système de pompage par des poussières radioactives (tritiées, activées) et toxiques (béryllium) a ainsi été évoqué. Pendant la phase plasma, une force d'entraînement ionique doit s'ajouter aux forces d'adhésion alors que la force électrique due au champ électrique de gaine de la paroi peut agir pour une réinjection.

Malgré de nombreuses hypothèses et simplifications apportées à ces études, des conclusions générales peuvent être avancées : les poussières de tungstène, de taille inférieure à 0.1  $\mu\text{m}$  sont difficilement mobilisables au cours d'un plasma stationnaire de densité  $\sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$  et de température  $\sim 10$  eV en lisière de gaine électrostatique [cf. **article « Notions utiles #2 : physique de la gaine »**]. La probabilité de mobilisation augmente pour des tailles de 10 à 20  $\mu\text{m}$  (diminution des forces d'adhésion) ainsi

que la probabilité de contamination du plasma et des difficultés opératoires dues au **rayonnement** des impuretés libérées [7].

## Prévisions pour ITER

Dans les conditions d'un plasma stationnaire d'ITER, une érosion du tungstène du divertor devrait apparaître au cours des **instabilités** de type **ELMs** ainsi que sous des flux d'impuretés dont le seuil de pulvérisation est relativement bas : oxygène, béryllium, gaz rares injectés pour diminuer la température du plasma de bord. Si la probabilité de formation de poussières de tungstène dans ces conditions semble être malgré tout réduite, il

n'en ira pas de même avec le béryllium utilisé pour la première paroi qui recevra des flux de particules réduits mais de plus haute énergie que sur le divertor. Les dépôts formés après érosion de ce matériau pourraient se décoller, produire des arcs électriques et générer des poussières. Leur présence a été mise en évidence dans JET, seul tokamak actuel constitué de ces deux matériaux métalliques [8] mais la quantité qui sera produite dans ITER fait toujours débat.

\*TRACE : TRACKing and Classification of pin-point Events (Institut

Jean Lamour, Univ. de Lorraine, Nancy)

\*\*DUMBO : DUSt Migration in plasma Boundaries – (IRFM/CEA de Cadarache, St Paul Lez Durance). ■

## RÉFÉRENCES

- [1] J. Roth *et al.*, « Flux dependence of carbon erosion and implication for ITER », *J. Nucl. Mater.*, **337-339**, 970 (2005)
- [2] C. Arnas *et al.*, « Analyses of dust samples collected in the MAST tokamak », *J. Nucl. Mater.*, **401**, 130 (2010)
- [3] M. Balden *et al.*, « Collection strategy, inner morphology and size distribution of dust particles in ASDEX Upgrade », *Nucl. Fusion*, **54**, 073010 (2014)
- [4] S. Ratynskaia *et al.*, « Migration of tungsten dust in tokamaks: role of dust-wall collisions », *Nucl. Fusion*, **53**, 1230022 (2013)
- [5] S. Peillon *et al.*, « Mobilization of tungsten dust by electric forces and its bearing on tritiated particles in the ITER tokamak », *J. Electrostatics*, **88**, 111 (2017)
- [6] T. Gélain *et al.*, « CFD modelling of the wall friction velocity field in the ITER tokamak resulting from airflow during a loss of vacuum accident – Consequences for particle resuspension », *Fusion Eng. Des.*, **100**, 87 (2015)
- [7] A. Autricque *et al.*, « Dust mobilization from rough planar surfaces in tokamak steady-state plasmas », *Nucl. Mater. Energy*, **17**, 284 (2018)
- [8] M. Rubel *et al.*, « Dust generation in tokamaks: overview of beryllium and tungsten dust characterization in JET with the ITER-like wall », *Fusion Eng. Des.*, **136**, 579 (2017)

# MESURER L'INTERACTION PLASMA-PAROI

par Yann Corre, Nicolas Fedorczak,  
Rémy Guirlet & Jamie Gunn



**U**n des grands enjeux de la recherche actuelle menée sur les expériences de fusion vise à mesurer les propriétés physiques de l'interaction plasma-paroi dans un environnement à la fois extrêmement contraignant et complexe. Il s'agit d'une part de fournir des estimations précises des propriétés du plasma et des tuiles constituant la paroi du tokamak, afin de contraindre les modèles, et d'autre part, de construire des observables pertinentes qui seront utilisées pour le contrôle temps réel des expériences.

# #5

# #5

## MESURER L'INTERACTION PLASMA-PAROI

Les **plasmas** de fusion sont des milieux extrêmement contraignants de par les températures élevées et les flux d'énergie mis en jeu : la mesure des propriétés physiques y est une entreprise d'autant plus complexe que ces propriétés sont gérées par des phénomènes multiples et intriqués [cf. **article #2 « Comment mettre le soleil en boîte »**]. Depuis les débuts de la recherche en fusion magnétique contrôlée, les progrès continus dans les performances des réacteurs et la compréhension des phénomènes ont été obtenus grâce aux avancées conjointes dans les capacités des diagnostics (systèmes de mesure). Ces avancées se font sur plusieurs fronts : résolution spatio-temporelle, modèles interprétatifs plus précis et sur la nature même de la mesure (collection du rayonnement plasma, de courants, ou d'ondes électromagnétiques). Il s'agit in-fine d'améliorer la fiabilité des estimations des grandeurs thermodynamiques du plasma tels densité, température ou flux. Les diagnostics dédiés à l'interaction plasma-paroi suivent particulièrement ce cheminement évolutif en regard des conditions uniques dans lesquelles les **divertors** des futurs réacteurs devront opérer vis-à-vis des expériences actuelles. Les mesures concernant l'interaction plasma-paroi peuvent être regroupées selon trois grandes catégories.

Tout d'abord les mesures concernant l'état de la paroi et son évolution : température de surface, structure

microscopique et macroscopique, composition chimique. Si certaines mesures sont effectivement possibles durant les expériences plasma (température de surface par thermographie infrarouge), la mesure des propriétés physico-chimiques des tuiles est souvent trop complexe pour être réalisable in-situ, c'est-à-dire à l'aide d'un diagnostic installé sur le réacteur. La plupart de ces mesures se font alors en laboratoire après démontage d'un composant [cf. **article #3 « Physique des flux de matière »** et cf. **article #4 « Poussières dans un tokamak »**], à l'aide de diverses techniques de microscopie, désorption ou analyses atomiques de surface. Ainsi, une tuile de la paroi subit un long historique expérimental et fournit ainsi des mesures « post-mortem » sur son évolution intégrée depuis son montage dans le réacteur. Pour gagner en précision sur certains phénomènes spécifiques, certains réacteurs expérimentaux se sont dotés de manipulateurs d'échantillons. Il s'agit le plus souvent d'un bras mobile permettant d'exposer un échantillon de matière à des conditions plasma contrôlées puis de l'isoler avant retrait [1].

Une seconde catégorie de mesures couvre les propriétés thermodynamiques du plasma de divertor telles que la densité, la température et la concentration en impuretés. Elles sont nécessaires pour décrire l'état de détachement du plasma à proximité des tuiles du divertor [cf. **article #2 « Comment mettre le soleil en boîte »**] dans les expériences. Compte tenu des flux de chaleur extrêmes dans cette région, l'utilisation de sondes électrostatiques (dites de Langmuir) nécessite des manipulateurs rapides pour permettre des mesures résolues spatialement et ce sur un temps court, tandis que l'analyse spectroscopique du rayonnement émis par le plasma permet également d'accéder aux paramètres plasmas.

Finalement, une troisième catégorie de mesures s'attache à la caractérisation des échanges entre le plasma et les tuiles du divertor. Il s'agit d'un côté de mesurer les propriétés cinétiques des flux de particules incidents du plasma sur les tuiles à travers la gaine électrostatique [cf. **article « Notions utiles #2 : physique de la gaine »**], et de l'autre de mesurer les propriétés **cinétiques** des flux d'atomes et molécules émis par la tuile vers le plasma : flux de **re-cyclage** du combustible et flux d'impuretés pulvérisées de la surface de la tuile [cf. **article #3 « Physique des flux de matière »**]. Les flux incidents sont généralement caractérisés par des systèmes de sondes de Langmuir encastrés dans les tuiles, alors que les flux émis le sont par des méthodes spectroscopiques.

Ce bref état des lieux montre que peu de techniques sont disponibles pour accéder à des mesures durant l'opération d'un réacteur. Les trois familles de diagnostics les plus répandus sont : les sondes de Langmuir, la thermographie infrarouge et la spectroscopie, chaque technique ayant ses spécificités qui vont maintenant être exposées.

### Sondes de Langmuir dans les plasmas de bord

Une technique de caractérisation des flux de particules incidents sur les tuiles du divertor consiste à intégrer une petite sonde électrostatique dans la surface du composant. Ces sondes de Langmuir (**Figure 1**), comme on les appelle en référence à leur inventeur, Irving Langmuir [2], agissent de manière équivalente à un multimètre commun, fournissant des mesures du courant circulant du plasma vers la sonde. La variation de ce courant avec la tension électrique appliquée à la sonde permet de déduire des paramètres importants comme le flux de particules, la densité et la température du plasma en contact avec la sonde.

## Intégration des sondes de Langmuir dans un réacteur

Des matrices de sondes de Langmuir seront installées dans le divertor d'ITER. Afin d'éviter de perturber le plasma qu'elles sont censées mesurer, les sondes sont encastrées dans les composants face au plasma (Figure 2) avec une précision de 0,05 mm. La conception des sondes est difficile car elles sont soumises au même environnement extrême que les composants face au plasma dans lesquels elles sont intégrées.

Paradoxalement, elles doivent être isolées électriquement du composant et avoir un bon contact thermique avec lui pour éviter une surchauffe. Les mesures qu'elles effectuent alimenteront les études d'interaction plasma-paroi, mais elles seront également utilisées pour le contrôle de rétroaction en temps réel du plasma. L'utilisation de sondes de Langmuir pour la protection du tokamak a été développée pour le tokamak Tore Supra à Cadarache il y a plus de 20 ans. Les sondes détectent qu'une injection de gaz peut être déclenchée à travers une vanne rapide pour refroidir le plasma, protégeant ainsi le composant du divertor.



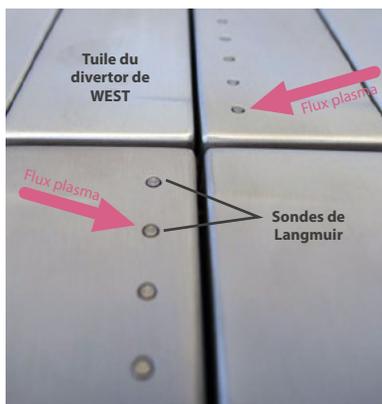
Fig. 1 : Image de deux sondes de Langmuir mobiles effectuant des mesures dans un plasma

## Interprétation des mesures de sonde

Depuis le début du XXe siècle, une grande variété de sondes de Langmuir a été utilisée pour caractériser le plasma dans diverses applications, qu'il s'agisse des premières décharges à tube à basse température, des plasmas de flammes atmosphériques, des plasmas spatiaux et bien sûr des plasmas de fusion, pour ne citer que quelques exemples. Contrairement à de nombreux diagnostics plasma qui obtiennent passivement des informations, par exemple en mesurant les spectres de rayonnement électromagnétique émis par différentes

régions du plasma, les sondes de Langmuir doivent être immergées dans le plasma et interagir avec lui. Pour calibrer les données brutes obtenues à partir d'une sonde de Langmuir, il faut élaborer des modèles complexes qui résolvent de manière cohérente le mouvement des particules chargées dans les champs électriques locaux créés par la sonde elle-même. La façon dont les charges se déplacent dépend du fait que le plasma est entièrement ionisé ou qu'il est intégré dans un fond relativement dense de gaz neutre. Dans le premier cas, les charges ne se déplacent qu'en subissant des interactions coulombiennes avec l'ensemble de leurs voisins, tandis que dans le second cas, les charges subissent de fréquentes collisions inélastiques avec des neutres qui peuvent entraîner des réactions d'excitation et d'ionisation. C'est là que réside le paradoxe des sondes de Langmuir. Pour pouvoir interpréter les mesures, il faut en quelque sorte connaître au préalable les propriétés du plasma que l'on veut mesurer. En fait, les équations qui décrivent comment le plasma s'écoule vers une sonde de Langmuir sont les mêmes que

Vue rasante du divertor bas de WEST



Courbes courant-tension d'une sonde

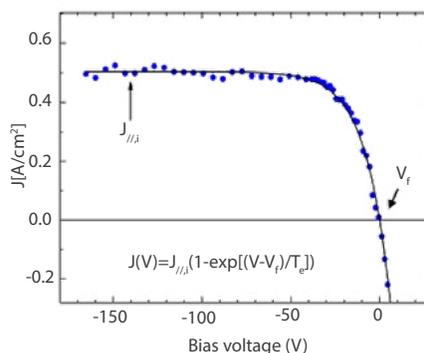


Fig. 2 : Gauche : Sondes de Langmuir encastrées dans le divertor du tokamak WEST. Les flèches indiquent le flux du plasma incident sur le divertor. Droite : La densité de courant tiré du plasma par une sonde de Langmuir en fonction de la tension électrique appliquée. Pour les tensions très négatives, la sonde repousse tous les électrons et ne collecte que des ions. L'intensité est proportionnelle à la densité du plasma. Au fur et à mesure que la tension augmente, la sonde commence à collecter des électrons et le courant présente une forme exponentielle dont la pente est inversement proportionnelle à la température électronique  $T_e$ . Le potentiel "flottant"  $V_f$  pour lequel le courant total est nul (flux égaux d'électrons et d'ions) donne une mesure de potentiel électrique du plasma.

celles qui décrivent comment le plasma s'écoule vers un satellite en orbite ou vers les composants du divertor d'un **tokamak**. Une grande partie de ce que nous comprenons de la physique de l'interaction plasma-paroi dans les tokamaks est intimement lié aux premiers travaux sur les sondes de Langmuir. De même, l'amélioration de notre compréhension du fonctionnement des sondes de Langmuir est due aux progrès de la modélisation des plasmas de tokamak [cf. **articles #6 « Modélisation multi-échelle, côté plasma »**].

## La thermographie infrarouge au service de la physique et de la sûreté

Dans un tokamak, les ions et les électrons sortant du plasma confiné suivent les **lignes de champ** magnétique vers des tuiles spécialement conçues pour absorber de très hauts flux de chaleur ( $\sim 10 \text{ MW.m}^2$ ) déposés par ces particules. Il en résulte une élévation substantielle de la température de surface de ces tuiles, modérée certes par un refroidissement actif, mais qui doit être contrôlé en deça de limites technologiques pour éviter un endommagement ou vieillissement précoce des composants. Une technique pour mesurer, surveiller et contrôler la température de ces cibles lors des expériences est d'utiliser un système de mesure par thermographie infrarouge (IR).

## Filmer depuis l'intérieur du réacteur

Ce système de mesure repose sur un ensemble de composants optiques (appelés « endoscopes ») qui permet la collection et le transport des photons émis par la cible observée vers une caméra constituée de photo-détecteurs (pixels) et située à l'extérieur de la machine (ainsi éloignée de plusieurs mètres du plasma). C'est un système non

intrusif, qui ne perturbe pas l'objet observé et qui permet d'observer de très grandes surfaces. Le plasma est heureusement transparent à ce rayonnement émis par les surfaces, et généralement peu émissifs dans ces longueurs d'onde, de sorte qu'il n'obstrue ni ne perturbe la mesure. Le rayonnement thermique du composant est exprimé par la loi de Planck (théorie du corps noir) et par les propriétés d'émission de la surface (émissivité) qui permettent d'établir le lien entre la luminance mesurée (flux de photons émis à une longueur d'onde donnée) et la température réelle de l'objet observé. Les premiers essais et développements d'instrumentation IR réalisés dans un tokamak ont été effectués dans les années 1990. Dès lors, l'instrumentation IR s'est rapidement imposée comme un diagnostic essentiel pour l'étude et la compréhension de l'interaction entre le plasma et la paroi, en complément des mesures directes réalisées sur ces composants exposés au plasma comme les sondes de Langmuir et la spectroscopie. L'imagerie IR, c'est d'ailleurs ce qui fait son originalité, ne permet pas d'observer le plasma mais la conséquence du dépôt de chaleur sur un ou plusieurs composants avec une couverture et une résolution spatiale allant du plus « large » au plus « fin ». Cette flexibilité est illustrée au travers du grand champ de vue, permettant d'observer tout l'intérieur de la machine (**figure 3a**) et de la mesure « haute résolution » avec des résolutions spatiales de l'ordre du dixième de millimètre, permettant d'observer des échauffements de la taille des fissures qui sont parfois présentes à la surface des composants (**figure 3b**). Tous les tokamaks sont aujourd'hui équipés d'un système IR pour des besoins de compréhension des phénomènes physiques ainsi que pour des besoins de sécurité (protection de la machine).

## Intégration des endoscopes dans un réacteur

Sur le prochain réacteur de démonstration ITER, il est prévu d'installer plusieurs systèmes d'imagerie IR permettant d'obtenir une couverture d'environ 80% de la surface totale de l'intérieur du tokamak : l'agence Européenne « Fusion for Energy » (F4E) est responsable de la réalisation du système de lignes de visées équatoriales pour surveiller le mur interne et le haut de la machine, l'agence Américaine est responsable des visées hautes de la machine pour surveiller le dôme, le divertor et le mur externe et l'agence Japonaise s'occupe de l'imagerie fine des zones de fort flux de chaleur (divertor externe). Les premières optiques faisant face au plasma, doivent être activement refroidies et protégées par des diaphragmes pour éviter leurs endommagements durant les différentes phases d'opération.

## Interpréter les mesures infrarouges

La thermographie IR mesure les luminances infrarouge émises par la surface des tuiles du réacteur. L'interprétation de ces luminances en terme de température de surface fait face à un ensemble de difficultés posées par les propriétés optiques de ces surfaces. Dans les futurs réacteurs comme ITER, l'intégralité des tuiles face au plasma sera composée de matériaux métalliques (tungstène, béryllium) qui possèdent une émissivité faible dans l'infrarouge et conjointement des coefficients de réflexion élevés. Il est alors primordial de tenir compte de ces propriétés optiques pour estimer les températures de surfaces locales, et ceci ne peut être fait qu'à l'aide de modèles photoniques calculant le trajet des photons selon des lois d'émission, d'absorption et de réflexions multiples

dans une géométrie la plus réaliste possible [4]. Au-delà de cette première étape de traitement, l'estimation de la température de surface est utilisée à plusieurs fins. Dans le cadre du contrôle opérationnel du réacteur, elle est utilisée en temps réel afin de protéger toutes excursions au-delà de seuils prédéfinis. Dans le cadre des analyses scientifiques des expériences, l'évolution spatio-temporelle de la température de surface des tuiles permet de calculer l'amplitude et la distribution des flux de chaleurs induisant ces échauffements au travers de modèles thermiques des tuiles. Ces travaux menés sur une grande variété de réacteurs expérimentaux ont permis de construire des lois empiriques de comportement de ces flux de chaleur et ainsi de proposer des méta-modèles prédictifs pour les futurs réacteurs.

## La spectroscopie du rayonnement plasma

L'émission volumique de photons par les différentes espèces composant le plasma est un phénomène inhérent aux plasmas : les électrons libres excitent par collision les électrons liés des ions, atomes ou molécules présents localement, conduisant à l'émission de photons par désexcitation dont l'énergie ou longueur d'onde est entièrement définie par la physique atomique. Le rayonnement émis localement est alors composé d'un ensemble de raies spectrales, chacune associée à un processus de désexcitation spécifique. Dans les plasmas de fusion, ce rayonnement de raie s'étale en longueur d'onde du dixième de nanomètre (X mous) jusqu'à quelques centaines de nanomètres (infrarouge) en fonction de la température locale du plasma. Le plasma de divertor, relativement froid (quelques eV ou dizaines d'eV), émet principalement dans le visible et l'ultra-violet. Les propriétés locales du plasma émissif vont fixer

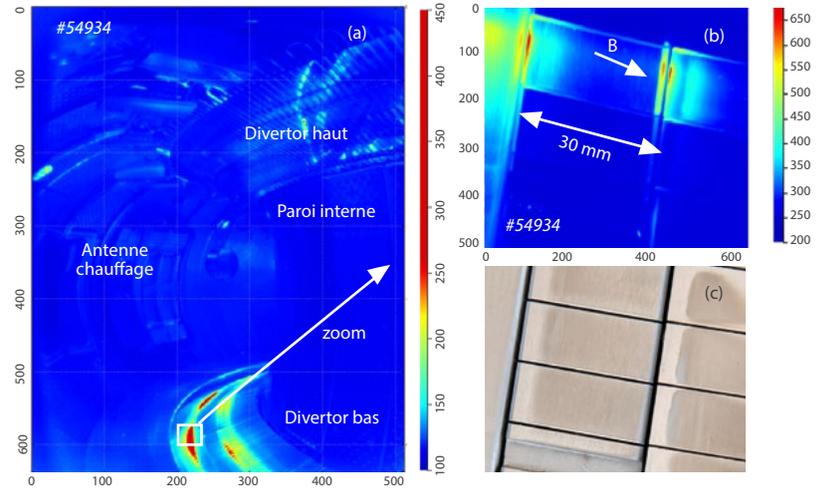


Fig. 3 : (a) caméra IR WEST de type « grand champ de vue ». (b) caméra WEST du type « très haute résolution spatiale » du divertor bas. (c) photo du secteur observé en (b) avec les composants de type ITER en tungstène massif.

les propriétés de chaque raie : l'amplitude dépend de la température et densité du plasma selon la densité de l'ion concerné. La forme va être influencée par différents phénomènes : la distribution cinétique des ions (effet Doppler), le champ magnétique local (effet Zeeman) et parfois la densité électronique (effet Stark). L'analyse spectroscopique vise alors à remonter aux propriétés du plasma à partir des propriétés des raies émises.

## Intégration de la spectroscopie dans un réacteur

En pratique, le rayonnement visible/ultra-violet du plasma est collecté par un ensemble d'optiques (comme pour la thermographie infrarouge). Le plasma est généralement transparent dans ces longueurs d'onde de sorte qu'il ne perturbe pas le transport des photons. Les photons conduits par l'endoscope sont alors diffractés sur un réseau optique ce qui permet de les séparer spatialement par longueur d'onde. Le flux de photons ainsi diffracté est collecté par les pixels d'une caméra, chaque pixel

étant alors associé à une longueur d'onde spécifique et une ligne de visée dans la chambre du réacteur. L'ensemble réseau et caméra forme un spectromètre qui est l'outil central de la spectroscopie, c'est-à-dire l'étude des spectres de rayonnement. Comme illustré sur la **figure 4**, un spectre (décomposition du rayonnement par longueur d'onde) permet d'isoler les raies individuelles associées à différentes espèces ioniques composant le plasma. Une ligne de visée dans la chambre de réacteur n'est hélas pas associée à une position définie dans la chambre, mais plutôt à un chemin optique le long duquel le rayonnement est intégré. Afin de gagner en résolution spatiale, le nombre de lignes de visée doit être augmenté. Les progrès techniques en spectroscopie permettent d'intégrer à la fois un plus grand nombre de visées dans un spectromètre mais aussi d'augmenter la résolution spectrale pour gagner en détail sur le nombre et la forme des raies.

## Interpréter les spectres

La première difficulté dans l'interprétation des mesures de rayonnement vient du fait que ce rayonnement est collecté le long d'une ligne de visée traversant un plasma inhomogène. Dans le plasma de divertor, ceci est d'autant plus vrai que peuvent prendre place différents fronts de taille relativement réduite [cf. [article #2 « Comment mettre le soleil en boîte »](#)] dont le rayonnement ne peut être isolé directement. Différentes méthodes peuvent être utilisées pour pallier ce problème. Tout d'abord, certaines espèces ioniques ont un domaine d'existence très localisé : c'est le cas des atomes lourds (comme le tungstène) qui sont pulvérisés de la surface des tuiles. Ces atomes s'ionisent très rapidement de sorte que les photons émis par les atomes neutres le sont à moins de quelques millimètres de la surface de la tuile. Les mesures de raies associées à ces atomes peuvent alors être localisées à l'extrémité de la ligne de visée et permettre d'estimer le flux d'atomes pulvérisés de la tuile [5]. L'estimation précise de ces flux nécessite néanmoins l'application de coefficients atomiques dépendant de la densité et température électronique locale, qui peuvent être estimés par les sondes de Langmuir. Dans le cas de raies émises par des atomes plus légers ou des ions, la localisation spatiale est bien moins contrainte, de sorte qu'il est plus difficile d'extraire une information locale. Si le nombre de lignes de visée est suffisante avec une géométrie adéquate, il est tout de même possible de procéder à une inversion tomographique afin de reconstruire les émissivités volumiques locales à partir de données intégrées spatialement. Le rapport d'amplitude de certaines raies peut être utilisé pour donner une estimation de la température du plasma et de la quantité d'impuretés dans le divertor, et l'apparition même de certaines raies signale l'existence de

fronts de recombinaison associés au détachement complet du divertor. L'analyse de la forme précise de certains groupes de raies permet finalement de calculer la température et la vitesse des ions ou atomes émetteurs. Au final, bien que l'interprétation des mesures de spectroscopie soit une tâche difficile en soi, la qualité et la richesse des mesures en font un diagnostic incontournable pour la physique des plasmas de fusion. A l'heure où les codes de simulation commencent à se rapprocher de ce que l'on pourrait nommer des expériences virtuelles (de par le nombre de degrés de liberté traité), la confrontation aux expériences commence à faire de plus en plus appel à la construction de diagnostics synthétiques [cf. [articles #6 « Modélisation multi-échelle, côté plasma »](#)]. Pour la spectroscopie, on peut ainsi reconstruire les spectres de rayonnement à partir des conditions plasma locales, des simulations et des propriétés optiques exactes des systèmes de mesure installés dans le réacteur.

## Perspectives

Les tokamaks actuels utilisent un grand nombre de diagnostics afin d'améliorer la compréhension des phénomènes prenant place au sein du plasma et à l'interface avec la paroi. Néanmoins, une telle panoplie de diagnostics ne sera sûrement pas envisageable sur les futurs réacteurs principalement en raison de l'intégration difficile de ces systèmes dans un environnement nucléaire. Des efforts toujours croissants sur les expériences actuelles visent donc à construire des observables à partir d'un nombre réduit de mesures, qui pourront être utilisées pour un contrôle temps réel efficace des scénarios plasma. Il sera sûrement nécessaire de faire appel à l'intelligence artificielle pour coupler ces mesures à faible niveau d'interprétation à des codes de simulation, dans le but de produire des architectures de contrôles efficaces. Ce sera l'un des défis à relever dans ITER. ■

Image visible d'un plasma dans WEST



Spectre visible du flux lumineux, avec raies atomiques identifiées

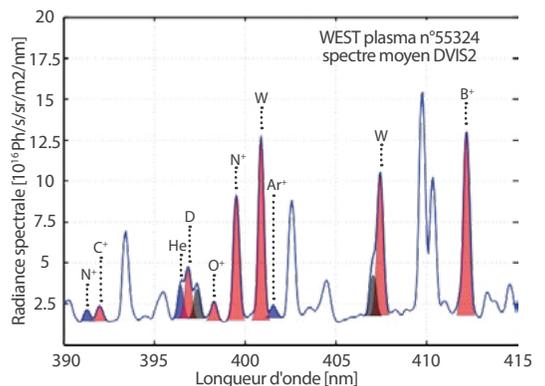


Fig.4: Gauche : image prise dans le visible de l'intérieur du tokamak WEST durant une expérience plasma en interaction avec le divertor. Des systèmes optiques installés dans la paroi de la chambre permettent de collecter les photons le long de lignes de visée et de les analyser par spectroscopie. A droite, l'illustration de la distribution en longueur d'onde des photons émis au-dessus du divertor. Les raies atomiques identifiées sont illustrées par l'ion émetteur (par exemple W est l'atome de tungstène, et B<sup>+</sup> l'ion bore une fois ionisé).

Photo prise à l'intérieur du tokamak WEST (CEA-IRFM) correspondant approximativement à la vue de la caméra IR WEST de type "grand angle de vue".



## RÉFÉRENCES

- [1] **J.P. Gunn et al.**, « Controlled irradiation of CFC samples in the scrape-off layer of Tore Supra », *J. Nucl. Mater.*, **337-339**, 644 (2005)
- [2] **H. M. Mott-Smith and Irving Langmuir**, « The Theory of Collectors in Gaseous Discharges », *Phys. Rev.*, **28**, 727 (1926)
- [3] **J.P. Gunn et al.**, « Improvement of density control by feedback on Langmuir probe signals in Tore Supra ergodic divertor experiments », *Plasma Phys. Control. Fusion*, **42** (2000) 557–568
- [4] **M.-H. Aumenier et al.**, « Impact of reflections on the divertor and first wall temperature measurements from the ITER infrared imaging system », *Nuclear Material and Energy*, **12** (2017)
- [5] **K. Behringer et al.**, « Spectroscopic determination of impurity influx from localized surfaces », *Plasma Phys. Control. Fusion*, **31** (1989)

# MODÉLISATION MULTI-ÉCHELLE, CÔTÉ PLASMA

par Eric Serre



La région du plasma de bord, située entre le plasma de cœur et les parois d'un tokamak, de part et d'autre de la séparatrice, joue un rôle clé, aussi bien sur les propriétés de confinement du plasma (mode H) que pour le transfert de la chaleur depuis le centre vers la paroi.

# #6

# #6

## MODÉLISATION MULTI-ECHELLE, CÔTÉ PLASMA

### La simulation numérique, un complément indispensable aux difficiles mesures expérimentales

Le très fort accroissement de la puissance de calcul offre une opportunité nouvelle pour étudier la physique de cette interface et compléter la connaissance apportée par des mesures expérimentales souvent parcellaires et délicates à obtenir. La production de données numériques fiables est par conséquent devenue un enjeu central de recherche pour la communauté internationale, aussi bien pour prédire et optimiser le déroulement des expériences à venir, que pour participer à l'interprétation des mesures, et ainsi à l'avancée des connaissances en physique des **plasmas** de fusion. C'est donc à la fois un enjeu d'ingénierie et de physique des plasmas de tout premier plan qui demande le développement de modèles numériques adaptés en fonction de la précision, de la richesse de la physique et du temps de restitution de la solution souhaités.

La modélisation numérique de la région du plasma de bord d'un **tokamak** reste particulièrement délicate. La forte variation de collisionnalité sur de petites échelles de longueur et la multitude des processus physiques en jeu, depuis la **turbulence** et la thermodynamique hors-équilibre jusqu'à la physique atomique, nécessite

la prise en compte d'une variété de modèles associant des quantités **cinétiques** à des quantités macroscopiques, et couvrant de fait une large gamme d'échelles spatio-temporelles. La complexité géométrique, aussi bien au niveau de l'équilibre magnétique que des composants face au plasma rajoute une difficulté dans cette modélisation conduisant à de fortes contraintes dans le choix des méthodes numériques employées.

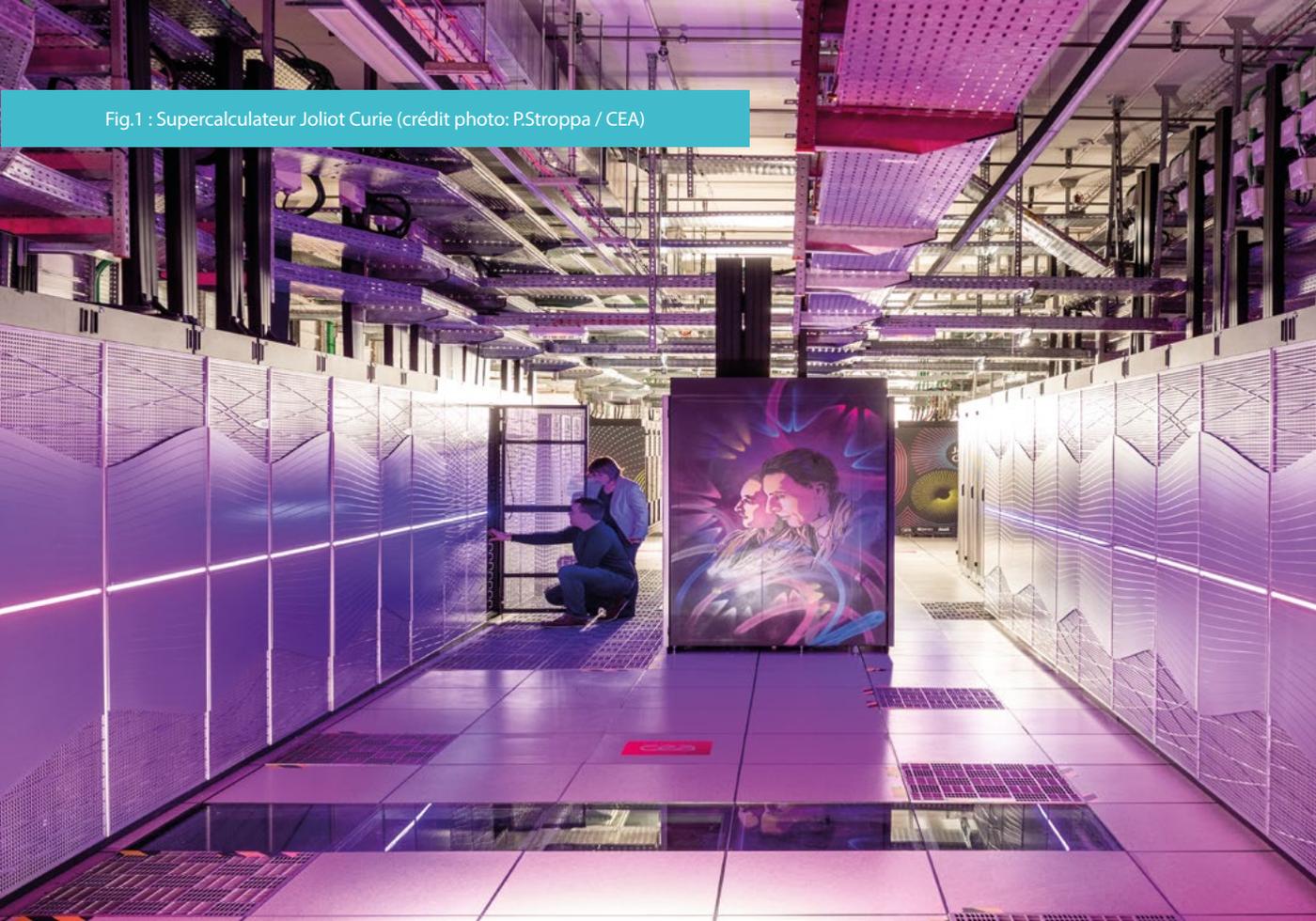
### Une hiérarchie de modèles pour un problème multi-physiques

La simulation du plasma de bord est basée sur une hiérarchie de modèles de dimension et de complexité croissante et donc avec un coût de simulation croissant, depuis les modèles **fluides** bi- ou tridimensionnels jusqu'aux modèles cinétiques basés sur la fonction de distribution des particules dans l'espace des phases à 6 dimensions.

Malgré la très forte croissance des puissances de calcul disponibles et les améliorations significatives des méthodes numériques, les simulations cinétiques ab-initio de plasma hautes performances restent encore extrêmement exigeantes. Les effets géométriques, et les interactions plasma-parois mentionnés précédemment rajoutent encore à cette complexité. Ainsi, même sous l'hypothèse de gyro-moyenne, ramenant le système à 5 dimensions, ces modèles conduisent à des tailles de grille extrêmement élevées de plusieurs milliards de points, et sont encore inabordables pour simuler des plasmas de bord en particulier dans des tokamaks de la taille d'**ITER**. Ceci explique que ces modèles restent aujourd'hui limités à quelques travaux fondamentaux dans des simulations pionnières comme l'étude de la transition entre le mode à bas (low) et à haut (high) confinement (**transition L/H**) par exemple.

En conséquence, dans la communauté internationale les simulations du plasma de bord restent encore aujourd'hui très majoritairement basées sur des équations de conservation multi-fluides de la mécanique des milieux continus bidimensionnelles et tridimensionnelles. La collisionnalité du plasma plus grande au bord que dans le cœur du fait de températures beaucoup plus basses assure un cadre théorique, mais néanmoins fragile à ces modèles fluides. La réduction de la dimension du problème dans ces modèles fluides permet de prendre en compte les phénomènes d'interactions plasma-paroi dont on a mentionné précédemment leur très grande importance. Ceci est très souvent réalisé au travers du couplage du code plasma avec des codes dédiés à la modélisation de ces phénomènes, comme ceux décrivant la dynamique des particules neutres ou des impuretés. Le couplage entre ces codes reste un enjeu de modélisation numérique très actuel, afin d'assurer le meilleur compromis entre coût de calcul et consistance du modèle complet pour des phénomènes qui ont des temps caractéristiques et des échelles spatiales potentiellement extrêmement différentes. Dans les modèles fluides pour le plasma de bord, on distingue les codes 3D dit de turbulence et les codes 2D, voir 3D, mais dits de transport. Les premiers simulent de manière auto-cohérente toutes les échelles de l'écoulement plus grandes que celle associée à la grille de résolution (une approche similaire aux simulations DNS « Direct Numerical Simulation » voire LES « Large Eddy Simulation » dans la communauté « fluides neutres » [1]). Les codes de transport reposent eux sur des modèles dans lesquels les hautes fréquences de la turbulence ont

Fig.1 : Supercalculateur Joliot Curie (crédit photo: P.Stroppa / CEA)



ou des impuretés. Le couplage entre ces codes reste un enjeu de modélisation numérique très actuel, afin d'assurer le meilleur compromis entre coût de calcul et consistance du modèle complet pour des phénomènes qui ont des temps caractéristiques et des échelles spatiales potentiellement extrêmement différentes. Dans les modèles fluides pour le plasma de bord, on distingue les codes 3D dit de turbulence et les codes 2D, voir 3D, mais dits de transport. Les premiers simulent de manière auto-cohérente toutes les échelles de l'écoulement plus grandes que celle associée à la grille de résolution (une approche similaire aux simulations DNS « Direct Numerical Simulation » voire LES « Large Eddy Simulation » dans la communauté « fluides neutres » [1]. Les codes de transport reposent eux sur des modèles dans lesquels les hautes fréquences de la turbulence ont

été filtrées par moyenne (une approche similaire aux simulations RANS « Reynolds Averaged Navier Stokes » de la communauté « fluides neutres » [2]. Cette réduction de modèle permet d'aborder de manière plus complète les processus de physique des surfaces et de physique atomique dans des géométries de tokamak réalistes au prix d'une moins bonne description de la turbulence. Ces modèles supposent en effet que les flux transverses sont gouvernés par des gradients locaux et caractérisés par des coefficients de **viscosité**, diffusion et conduction ad hoc dont les valeurs sont ajustées à la main afin d'accorder les solutions aux mesures expérimentales. Des tentatives existent néanmoins aujourd'hui pour essayer d'améliorer le caractère prédictif de ces modèles, en s'inspirant des modèles de turbulence (type k-epsilon) développés pour les fluides

neutres [3]. Dans ce cas, la viscosité turbulente est estimée à partir de la résolution de deux équations de transport supplémentaires dérivées algébriquement pour deux variables turbulentes caractéristiques de l'écoulement.

### Des méthodes numériques efficaces pour un problème complexe aux nombreux degrés de liberté

Le nombre de degré de liberté à gérer pour couvrir l'ensemble du spectre induit par la turbulence et les interactions plasma-parois est nécessairement très élevé. Ce nombre ne cesse de croître avec des plasmas de plus en plus volumineux et des gammes de paramètres de fonctionnement encore plus exigeantes afin de tendre vers les performances optimales du tokamak. Pour ITER, le volume

de plasma est environ 30 fois supérieur au volume des tokamaks actuels, mais surtout avec un régime de fonctionnement basé sur un plasma détaché à 1 eV, la plus petite échelle spatiale à résoudre au niveau du **rayon de Larmor** ionique est réduite d'un facteur 10 par rapport aux plasmas actuellement simulés. Ceci conduit à environ  $200 \times 10^9$  degrés de liberté pour un domaine 3D. De fait, ces simulations requièrent les technologies les plus avancées et les puissances de calcul les plus élevées en matière de HPC. (Figure 1) La parallélisation massive des algorithmes devient un véritable enjeu de recherche dans la simulation du plasma de bord. D'un point de vue temporel, la discrétisation doit permettre un bon compromis entre efficacité et simplicité de parallélisation et condition de **stabilité**, cela afin de garantir un pas de temps d'avancement raisonnable dont la valeur ne soit pas rédhibitoire pour atteindre la convergence statistique de l'ensemble des phénomènes simulés. Ce travail exige en particulier le développement d'algorithmes d'algèbre linéaire extrêmement performants et évolutifs lorsque la résolution et le nombre de **processeurs** augmentent. L'émergence

de nouvelles architectures de processeur dites hybride associant du CPU (Central Processing Unit) et du GPU (Graphic Processing Unit) nécessitent le développement de nouveaux algorithmes en lien étroit avec la communauté de mathématiques appliqués. Un dernier aspect et non des moindres très spécifique à la simulation de bord est le couplage de codes rendu nécessaire par la multitude des phénomènes physiques en jeu (Figure 2). Ce travail de couplage demande une attention particulière, afin de ne pas pénaliser les performances de parallélisation du code plasma principal du fait de performances numériques inégales entre les codes et/ou de la gestion continue d'entrées-sorties entre les solveurs.

Pour la **discrétisation** spatiale les difficultés à surmonter sont multiples. Les effets géométriques complexes sont une spécificité du bord, aussi bien au niveau de l'équilibre magnétique, avec par exemple la singularité du point X [cf. article #2 « Comment mettre le soleil en boîte »], qu'au niveau des composants face au plasma et à la paroi. La très forte anisotropie de l'écoulement nécessite en général d'aligner la discrétisation ou le maillage sur le champ ma-

gnétique afin de limiter la diffusion numérique dans la direction perpendiculaire introduite lors de la discrétisation de l'opérateur différentiel dans la direction parallèle. De fait les composants de parois, de géométrie complexe et non alignés sur le champ magnétique, ne peuvent pas être discrétisés, ou avec une précision limitée en utilisant des méthodes de frontières immergées par exemple. D'un autre côté, la communauté s'intéresse à des méthodes basées sur des maillages non structurés totalement indépendant de la géométrie de l'équilibre magnétique. Dans ce type d'approche séduisante, les composants de parois et des équilibres magnétiques de complexité quelconque peuvent être discrétisés avec précision mais le prix à payer est l'utilisation de schéma numérique d'ordre élevé afin de garantir la précision exigée. Une évaluation de ces méthodes dans des configurations tridimensionnelles complexes est en cours dans différentes équipes.

## Vérification et validation des codes

Comme nous l'avons mentionné, la fiabilité et la capacité prédictive des simulations du plasma de bord sont devenues des enjeux

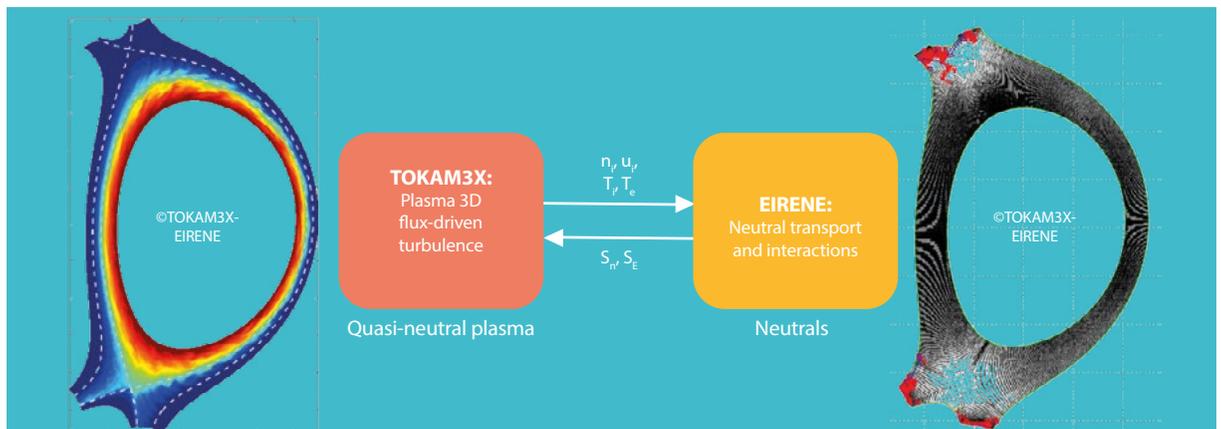


Fig.2 : Schéma représentant le couplage entre le code TOKAM3X à gauche (code fluide 3D qui simule le plasma jusqu'à la paroi, en régime turbulent) et le code EIRENE à droite (code cinétique Monte-Carlo qui simule les neutres générés par la recombinaison du plasma sur la paroi). Le code EIRENE utilise en entrée les flux plasma à la paroi calculés par TOKAM3X pour générer un flux de neutres recyclant. Ces neutres sont transportés dans le plasma et suivis jusqu'à ce qu'il soit ou bien ionisés par impact électronique ou bien absorbés par une pompe. Lorsqu'ils sont ionisés, ils constituent une source de matière « plasma » pour le code TOKAM3X fermant ainsi la boucle du recyclage.

très importants pour préparer le fonctionnement d'ITER et garantir son succès. Atteindre ces objectifs nécessite de vérifier puis de valider les codes de simulation. La vérification a pour objectif de garantir que la solution numérique obtenue en sortie de code est bien solution approchée du problème mathématique implémenté dans le code.

La seconde étape, et certainement la plus délicate, est la validation du code de simulation, c'est à dire l'évaluation de sa capacité à reproduire et à prédire les quantités physiques observées et mesurées dans les expériences. Une riche variété de techniques expérimentales est aujourd'hui disponible pour effectuer ces comparaisons depuis les sondes de Langmuir, les caméras rapides, la réflectométrie et bien d'autres [cf. **article #5 « Mesurer l'interaction plasma-paroi »**]. Dans le plasma de bord, cette activité demeure un axe de recherche actif. Un point délicat est la différence entre les quantités disponibles à partir des simulations et celles mesurées.

Traditionnellement, c'est le travail des diagnosticiens d'interpréter les signaux mesurés et d'en déduire les quantités plasmas sous-jacentes. Mais dans la plupart des cas, les mesures ne contiennent pas les données complètes sur l'état du plasma, et donc les quantités plasmas d'intérêt pour la comparaison ne peuvent pas être reconstruites avec la précision suffisante à partir des mesures. C'est pour cette raison, que la communauté travaille sur le développement et

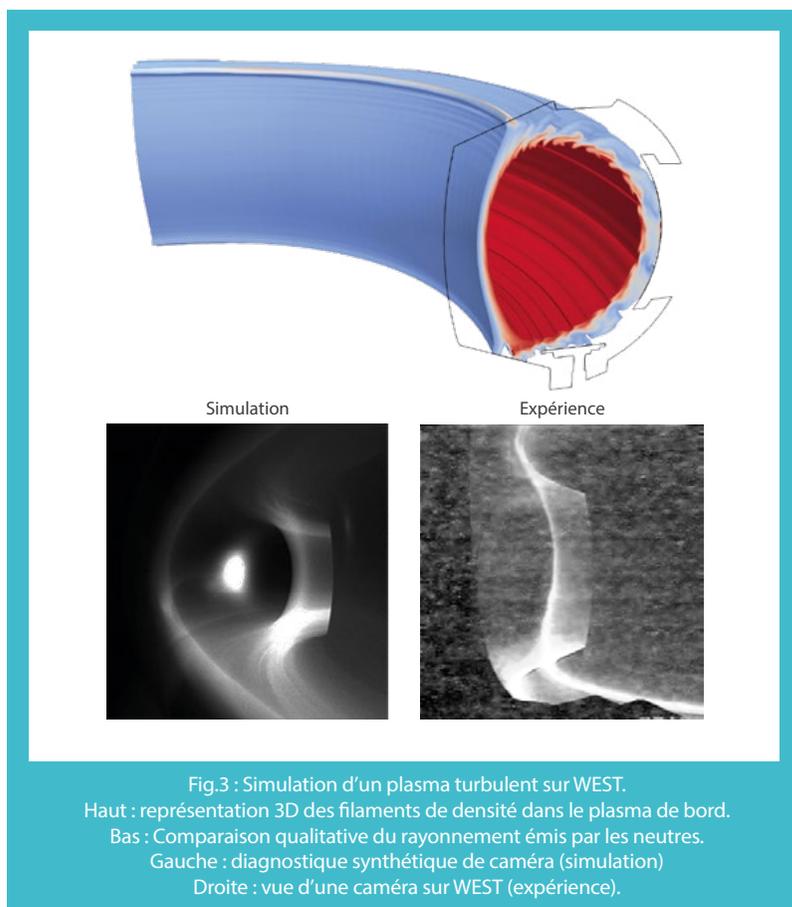


Fig.3 : Simulation d'un plasma turbulent sur WEST.  
Haut : représentation 3D des filaments de densité dans le plasma de bord.  
Bas : Comparaison qualitative du rayonnement émis par les neutres.  
Gauche : diagnostic synthétique de caméra (simulation)  
Droite : vue d'une caméra sur WEST (expérience).

l'implémentation dans les codes de diagnostics synthétiques transformant les données de sorties des simulations en données synthétiques directement comparables à la mesure (Figure 3). Contrairement à l'approche interprétative, aucune hypothèse a priori sur le plasma et le diagnostic n'est nécessaire car ils sont tous les deux simulés.

En conclusion, la simulation du plasma de bord est un enjeu crucial pour le succès d'ITER qui nécessite de poursuivre l'effort de modéli-

sation entrepris depuis plusieurs années afin d'atteindre des capacités prédictives sur un tokamak d'une taille sans précédent, et dans des conditions de plasma sévères. Le couplage multiphysique, et la très large gamme d'échelles spatio-temporelle associée, ainsi que la complexité géométrique propre à la région de bord du plasma font de ce domaine de recherche un domaine interdisciplinaire actif de la physique des plasmas rassemblant physiciens, mathématiciens, mécaniciens et experts en calcul hautes performances. ■

## RÉFÉRENCES

- [1] S. Pope, « Turbulent flows », Cambridge University Press (2012)
- [2] K. Hanjalic and B. Launder, « Modelling turbulence in Engineering and the environment », Cambridge University Press (2011)
- [3] W.P Jones and B.E Launder, « The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence », *Int. J. Heat Mass Transfer*, **15**, (1972)

# MODÉLISATION MULTI-ÉCHELLE, CÔTÉ PAROI

par Etienne Hodille



L'interface plasma-paroi est le lieu d'un grand nombre de phénomènes pouvant influencer l'opération du plasma et l'intégrité des composants de la paroi. Des échanges de particules et d'énergie ont lieu entre la paroi et le plasma. Les échanges du plasma vers la paroi demandent de choisir correctement les matériaux composant cette dernière, puisqu'ils doivent pouvoir soutenir les flux de chaleur et retenir faiblement le tritium radioactif. Les échanges de la paroi vers le plasma vont modifier le plasma (source d'impureté, d'atomes et de molécules) et affecter ses performances. Ici, ces échanges seront décrits en adoptant le point de vue du matériau face au plasma.

# #7

# #7

## MODÉLISATION MULTI-ÉCHELLE, CÔTÉ PAROI

Du point de vue des matériaux composants la paroi, le **plasma** est perçu principalement comme une source de flux d'isotopes d'hydrogène (deutérium ou tritium, noté H par la suite), potentiellement ionisé, avec une **énergie cinétique** pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines d'eV [cf. article #3 « Physique des flux de matière »]. Ces particules vont déposer leur énergie (ou une partie) sur la paroi induisant un flux de chaleur qui va chauffer les matériaux. Ainsi, dans **ITER**, les parties de la paroi les plus exposés (**divertor**) seront en tungstène (W), un matériau réfractaire, alors que les composants les moins exposés aux flux de chaleur (couverture) seront en béryllium (Be). En plus de ce chauffage, d'autres phénomènes physiques ont lieu qui sont schématisés sur la **figure 1**.

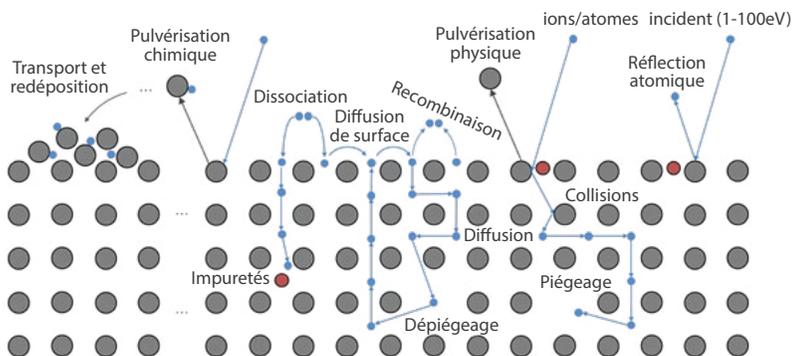


Fig. 1 : Représentation schématique des interactions plasma-paroi du point de vue du matériau. Les points bleus représentent les ions/atomes d'isotopes d'hydrogène (H), les atomes gris, ceux du métal et les impuretés éventuelles (C, O, B ...) sont représentées en rouge.

## Pulvérisation, implantation, diffusion

Les ions incidents peuvent affecter de diverses manières le matériau des composants. D'abord, ils peuvent le pulvériser, soit physiquement (le produit de la pulvérisation est un atome du matériau cible) ou chimiquement (le produit de la pulvérisation est lié chimiquement au projectile). Cette matière pulvérisée peut migrer dans le plasma de bord et est source d'impuretés pour le plasma central. Après un transport plus ou moins long, la matière peut se redéposer sur des surfaces peu exposées et former des couches co-déposées, appelées ainsi car durant les phases de transport et de redéposition la matière transportée peut capturer des atomes du plasma de bord : ces couches co-déposées (surtout du Be dans ITER) peuvent retenir jusqu'à 0.5 atome d'hydrogène par atome de béryllium [1].

En ce qui concerne le devenir des ions après leurs interactions avec le matériau, plusieurs cas sont possibles. Une partie de ces ions va être réfléchi vers le plasma sous forme d'atomes. Ces particules auront tout de même déposé sur le matériau une partie de leur énergie cinétique. Il y a donc, en plus d'une réflexion de particules,

une réflexion d'énergie de la paroi vers le plasma. Les particules qui ne sont pas réfléchies vont déposer la totalité de leur énergie, par une succession de collisions avec le matériau, contribuant encore une fois au chauffage du composant face au plasma. Ces isotopes d'hydrogène sont alors implantés quelques nanomètres sous la surface du matériau. Ces particules implantées peuvent diffuser dans le réseau cristallin du matériau cible et potentiellement rencontrer des défauts (lacunes, impuretés, joints de grain ...) qui vont les piéger. Sous l'effet d'une température élevée, ces atomes piégés peuvent être libérés, retourner dans le réseau de diffusion et atteindre la surface du matériau où ils peuvent diffuser en surface et se recombinaison avec un autre atome. Ils forment alors une molécule qui va retourner dans le plasma, mais cette fois, avec une faible énergie cinétique définie par la température de la paroi.

Ainsi, ces interactions plasma-paroi ont des impacts extrêmement importants sur l'opération d'un **tokamak**. D'abord, la rétention de tritium dans les couches co-déposées et les défauts des matériaux face au plasma pose un problème de sûreté nucléaire. Afin de limiter les rejets de tritium en cas, d'accident de perte de confinement, la quantité totale de tritium dans la chambre à vide du tokamak ITER est limitée par l'Autorité de Sûreté Nucléaire à 700 g [2].

Ensuite, la pulvérisation du matériau est une source d'impuretés pour le plasma de bord et donc potentiellement pour le plasma de cœur. Or si une trop grande quantité d'impuretés parvient jusqu'au cœur du plasma, le plasma est dilué (un atome de W ou de Be ionisé n fois remplace n H dans le plasma) et est refroidi par **rayonnement** menant à une perte de rendement du réacteur, voire un risque de **dis**

**ruption** du plasma si le refroidissement est trop rapide.

Nous avons vu que les isotopes d'hydrogène peuvent passer de la paroi vers le plasma de deux manières différentes. D'abord sous forme d'atomes réfléchis directement après collision avec la paroi, avec une énergie cinétique proche de l'énergie cinétique incidente. Ensuite, sous forme de molécules diatomiques à la température de la paroi suite au processus de dégazage, par nature retardé vis-à-vis de la collision initiale. Ces deux types de **recyclage** vont affecter différemment le plasma de bord et à terme tout le plasma.

Ces propriétés de réflexion, pulvérisation (physique ou chimique), piégeage et diffusion dépendent du type de matériau considéré. Ainsi, pour chaque matériau d'intérêt pour la fusion, le tungstène, le béryllium, les aciers, il faut étudier en détail ces propriétés.

## Du nanomètre et de la picoseconde...

Au niveau de la modélisation, nous adoptons une approche multi-échelle. Des calculs à l'échelle atomique permettent d'avoir accès aux mécanismes fondamentaux à la base de l'interaction plasma-paroi. Seulement, les limitations spatiales (Angstrom =  $10^{-10}$  m ou nanomètre =  $10^{-9}$  m) et temporelles (picoseconde =  $10^{-12}$  s/nanoseconde =  $10^{-9}$  s) de ces méthodes rendent impossible leur utilisation pour la simulation d'une décharge plasma. Ainsi, en augmentant progressivement les échelles de temps et d'espace, on peut propager ces mécanismes fondamentaux des petites échelles de temps et d'espace à des échelles macroscopiques.

La première méthode utilisée est fondée sur la théorie de la fonctionnelle de la densité (DFT pour density functional theory) [3].

Cette méthode consiste à résoudre l'équation de Schrödinger indépendante du temps (équation aux valeurs/états propres) pour un système d'électrons en interaction : on calcule la structure électronique d'une configuration géométrique donnée pour en connaître son énergie. Cette méthode est surtout utilisée pour déterminer les positions les plus stables des atomes d'hydrogènes dans les matériaux ou sur les surfaces ainsi que les processus réactionnels entre ces positions stables. Un exemple est montré sur la **figure 2** pour le cas de l'hydrogène passant de la phase gaz à la phase diluée dans le W [4]. Comme on peut le voir sur la **figure 2**, cette méthode est limitée à une dizaine ou centaine d'atomes et les processus décrits ne dépendent pas du temps.

Les calculs DFT peuvent être utilisés, en combinaison avec des données expérimentales, pour paramétrer des potentiels interatomiques. Ces potentiels sont alors utilisés pour mener des calculs de dynamique moléculaire [5] : les interactions entre atomes sont traitées dans le cadre de la mécanique newtonienne avec des forces dérivées des potentiels paramétrés. Les phénomènes quantiques liés à la structure électronique du matériau sont « cachés » dans les potentiels inter-atomiques ce qui permet une augmentation des échelles de temps (jusqu'à la nanoseconde) et d'espace (plusieurs dizaines/centaines de milliers d'atomes).

A ces échelles de temps, on peut traiter les mécanismes de réflexion et de pulvérisation physique et chimique ainsi que les méca

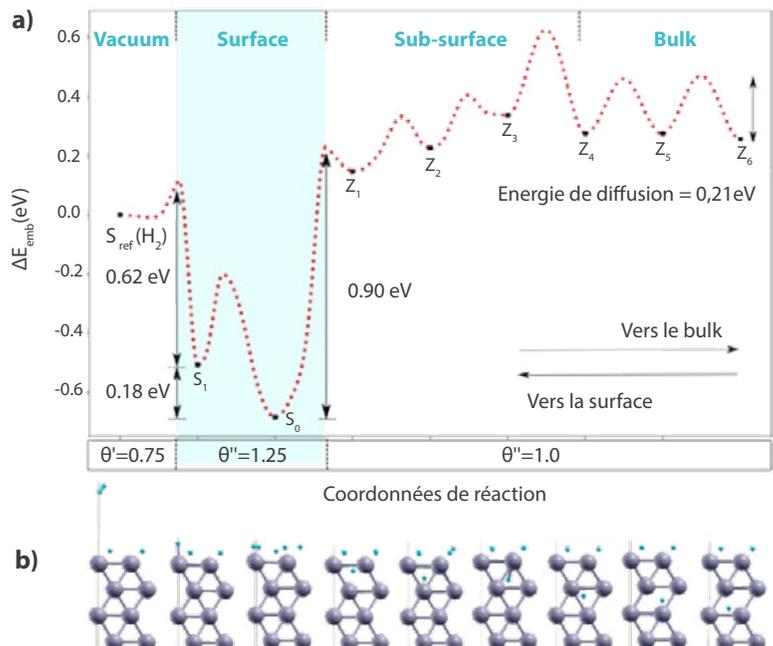


Fig. 2 : (a) diagramme d'énergie obtenu par DFT pour un atome d'hydrogène passant de la phase gaz (ou plasma) jusque dans le matériau (« bulk »). (b) les configurations géométriques correspondantes sur lesquelles les calculs DFT sont menés. 4 zones sont clairement distinctes : le vide ou la phase stable de H est l'état gazeux ( $H_2$ ), la surface où la molécule est dissociée et les atomes adsorbés, la sub-surface où les atomes sont sous la première couche d'atomes métalliques mais encore influencés par la surface et le « bulk » où les atomes sont en solution solide. La grandeur  $\Theta$  est le taux de couverture de la surface ( $\Theta=1$  signifie 1 H/W sur la surface). Figure extraite de [4].



Fig. 4 : les parois du tokamak WEST (déformées par l'angle de vue de l'objectif)

nismes de piégeage et de diffusion dans les matériaux. La **figure 3** donne deux exemples de calculs de dynamique moléculaire d'un oxyde de béryllium irradié par des ions deutérium (à 10 eV et 140 eV) [6]. Ces processus de réflexion et pulvérisation surviennent en général à des échelles de temps très courtes (quelques picosecondes). Une seule irradiation peut être simulée en 3 minutes sur une dizaine de **cœurs** de calculs. Cependant, durant l'irradiation dans un tokamak, la paroi ne sera pas irradiée par un seul ion mais par un grand nombre d'entre eux (l'ordre

de grandeur varie entre  $10^{18}$  et  $10^{24}$  particules. $m^{-2}.s^{-1}$ ). Aussi, simuler chaque irradiation devient impensable et pour obtenir des résultats utilisables, seulement une dizaine de milliers d'irradiations sont simulées. Cela permet alors d'avoir des coefficients de réflexion ou de pulvérisation qui vont simplement donner le flux de particules réflé-

chies/pulvérisées en fonction du flux de particules incidentes. Ces paramètres peuvent être alors utilisés dans les modèles macroscopiques de tokamak.

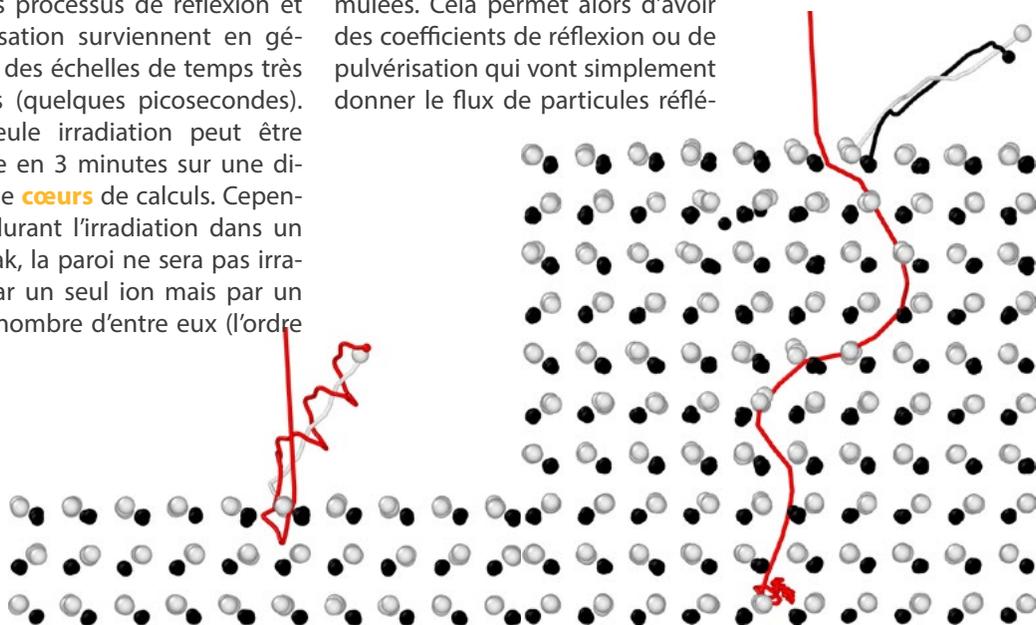
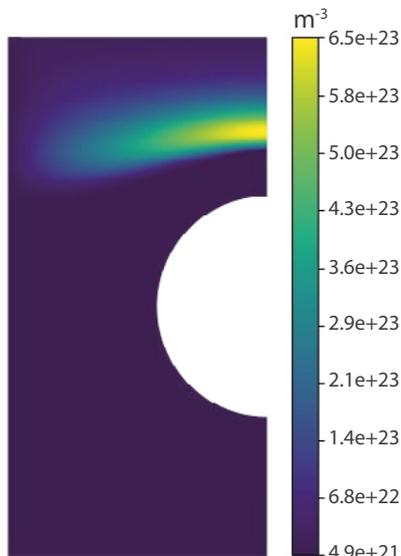


Fig.3 : Résultats de dynamique moléculaire montrant la pulvérisation d'atomes de l'oxyde de béryllium, irradié par un ion deutérium avec une énergie cinétique de 10 eV (gauche) et de 140 eV (droite). Les atomes de Be sont en noir, les atomes d'O en gris et l'atome de deutérium incident en rouge. A gauche, un mécanisme de pulvérisation chimique au terme duquel une molécule O-D est formée. A droite, mécanisme de pulvérisation physique (bien qu'une liaison chimique demeure) où le produit de pulvérisation est une molécule BeO. L'ion incident est alors implanté plusieurs couches atomiques en profondeur. Tirée de [6].

## ...au centimètre et à la journée...

Les modèles de paroi macroscopique visent à déterminer les **cinétiques** de piégeage, dépiégeage et migration des isotopes d'hydrogènes dans les matériaux des composants face au plasma (**figure 4**). Ils permettent d'étendre l'étude aux échelles macroscopiques (du micromètre au mètre) sur des temps dépassant la dizaine de secondes (jusqu'à des simulations de plusieurs jours). Si avec les méthodes précédentes, on distinguait chaque atome séparément, avec ces modèles macroscopiques, on considère des milieux continus dans lesquels vont évoluer des concentrations (d'atomes, de défauts ...). Ces modèles mêlent équations de diffusion et équations de cinétique réactionnelle qui vont donner l'évolution spatiale et temporelle de chaque concentration [7]. La **figure 5** donne un exemple de calcul utilisant ces méthodes qui montre la migration et le piégeage des isotopes d'hydrogène dans les composants constituant le divertor d'ITER.

Ainsi, ces modèles macroscopiques permettent de quantifier l'effet des interactions plasma-pa-



roi durant les opérations d'un tokamak, c'est-à-dire la quantité d'isotopes d'hydrogène piégée dans les parois et sous quelles conditions elle est réémise vers le plasma. Ces modèles utilisent des paramètres de diffusion et de piégeage ainsi que des coefficients de réflexion et source d'implantation qui sont obtenus par des calculs à l'échelle atomique, DFT ou dynamique moléculaire, ce qui permet d'avoir la connaissance des mécanismes fondamentaux à l'origine d'observation macroscopiques. ■

Fig. 5 : Résultat de calcul d'un modèle de diffusion/piégeage macroscopique sur un composant du divertor de ITER composé d'une armure en W autour d'un tuyau en cuivre (le demi-cercle au centre) permettant la circulation du liquide de refroidissement. Uniquement la moitié du composant est représentée en raison de la symétrie du composant. Le composant du divertor a été exposé à un plasma continu de  $10^7$  secondes (plusieurs mois). La température à la surface exposée (en haut du composant) atteint 800 K alors que la boucle de refroidissement est à 323 K. Les isotopes d'hydrogène ont tendance à être piégés dans les parties les plus froides. Les atomes n'ont pas eu suffisamment de temps pour traverser tout le composant du divertor. Ce champ de piégeage a été obtenu avec le code FESTIM [8].

## RÉFÉRENCES

- [1] A. Hakola *et al.*, « Effect of composition and surface characteristics on fuel retention in beryllium-containing co-deposited layers », *Phys. Scr.*, **T171**, 014038 (2020)
- [2] ITER Documentation 2001, Generic Site Safety Report volumes III, ITER Document Ref. G 84 RI
- [3] R.M Dreizler and E. Gross, « Density Functional Theory », Springer (1990)
- [4] M. Ajmalghan *et al.*, « Surface coverage dependent mechanisms for the absorption and desorption of hydrogen from the W(110) and W(100) surfaces : a density functional theory investigation », *Nucl. Fusion*, **59**, 106022 (2019)
- [5] J.B. Gibson *et al.*, « Dynamics of Radiation Damage », *Phys. Rev.*, **120** (4), 1229-1253 (1960)
- [6] E. A. Hodille *et al.*, « Molecular dynamics simulation of beryllium oxide irradiated by deuterium ions: sputtering and reflection », *J. Phys. Condens. Matter*, **31**, 185001 (2019)
- [7] A. McNabb and P.K. Foster, « A new analysis of the diffusion of hydrogen in iron and ferritic steels », *Trans. Metall. Soc. AIME*, **227**, 618 (1963)
- [8] R. Delaporte-Mathurin *et al.*, « Finite element analysis of hydrogen retention in ITER plasma facing components using FESTIM », *Nucl. Mater. Energy*, **21**, 100709 (2019)

# NOTIONS UTILES #1

## TOPOLOGIE DE L'INTERACTION PLASMA PAROI

par Bernard Pegourié

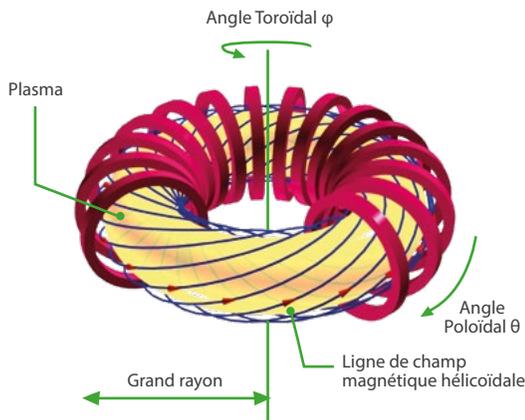


Fig.1 : Dans un tokamak, les lignes de champ hélicoïdales génèrent des surfaces magnétiques toriques emboîtées les unes dans les autres.

Dans une chambre torique à l'intérieur de laquelle le champ magnétique est purement toroïdal, les particules chargées (électrons et ions) sont sujets aux dérives verticales de courbure et gradient, qui empêchent tout confinement. L'effet de ces dérives peut être annulé, en moyenne, en ajoutant une composante poloïdale (c'est-à-dire perpendiculairement au grand rayon du tore) au champ toroïdal. Dans les **tokamaks**, ce champ poloïdal est la conséquence du courant toroïdal induit dans l'anneau de **plasma**. Les **lignes de champ** magnétique sont alors des hélices (**Figure 1**), de pas variable (dépendant du profil de densité de courant), générant des surfaces magnétiques toriques emboîtées les unes dans les autres.

Dans une telle configuration magnétique, une particule chargée est – en principe – confinée indéfiniment. Mais les collisions entre particules et la turbulence sont la cause d'un déplacement macroscopique transverse au champ magnétique et – dans la pratique – le petit rayon du plasma torique s'étendrait indéfiniment s'il n'était limité par un objet matériel, directement (limiteur) ou indirectement (**divertor** à point X). En confi-

guration limiteur (**Figure 2a**), la frontière du plasma confiné est assurée par un objet massif interceptant les lignes de champ. La dernière surface magnétique sans contact avec le limiteur est couramment appelée "Dernière **Surface Magnétique Fermée**" (DSMF). Les particules traversant celle-ci pénètrent dans une zone où les lignes de champ sont ouvertes, la "**Scrape-Off Layer**" (SOL) et où, leur mouvement étant libre le long des lignes magnétiques, elles sont rapidement neutralisées sur le limiteur.

Si elle a l'avantage de la simplicité, la configuration limiteur présente l'inconvénient de placer la zone d'interaction plasma-matériau à proximité immédiate du plasma confiné, permettant aux atomes érodés du limiteur de pénétrer directement dans le cœur de la décharge. La configuration divertor à point X (**Figure 2b**) palie cette difficulté. Elle consiste à créer une séparatrice magnétique en forme de huit en plaçant une bobine circulaire à l'aplomb du plasma, les courants dans le plasma et dans la bobine circulant dans le même sens. Dans cette configuration, c'est cette séparatrice qui définit la limite du plasma confiné. La position du point de champ poloïdal nul (le point X) – et donc le petit rayon du plasma – dépendent des intensités relatives des courants divertor et plasma. Les plaques de neutralisation sont placées sous le point X, de façon à éloigner la zone d'interaction plasma-matériau du plasma confiné, limitant ainsi la pénétration des atomes érodés dans le cœur de la décharge. ■

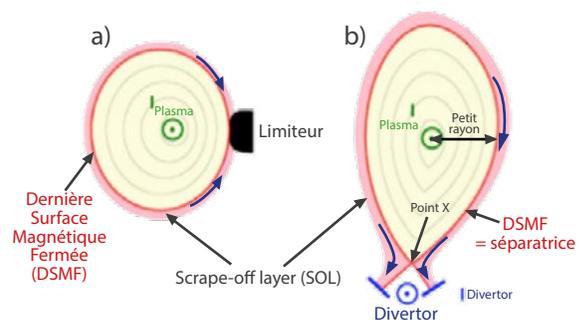


Fig.2: Limitation radiale du plasma par:  
(a) un limiteur,  
(b) un divertor à point X.

# NOTIONS UTILES #2

## PHYSIQUE DE LA GAINÉ

par Philippe Ghendrih



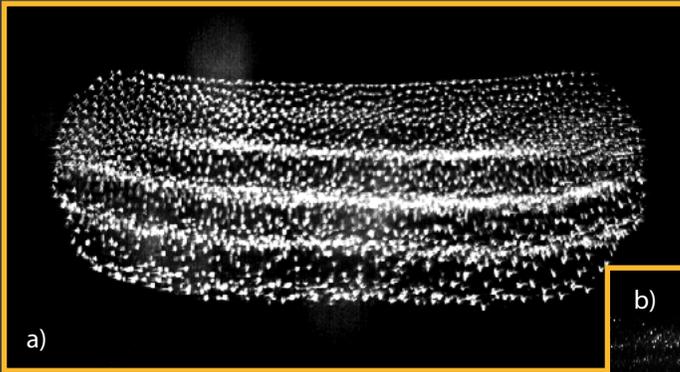
Véritable couche limite entre le **plasma** et la paroi, la gainé joue un rôle primordial contrôlant l'extraction de puissance et les flux de particules sur les composants face au plasma. Malgré sa taille infime comparée à la taille d'un **tokamak** comme **ITER**, sa compréhension est cruciale pour prédire les flux de chaleur qui impacteront le **divertor** de ce dernier et permettre son opération. La physique de la gainé est spécifique d'un milieu de particules chargées, ayant un rapport de masse très important pour des charges opposées. C'est le cas des plasmas ions-électrons où les ions positifs sont près de 3600 fois plus lourds (pour le deutérium) que les électrons de charge négative. L'inverse existe dans les plasmas de poussières, où les grands amas d'atomes constituant les poussières se chargent négativement et sont entourés d'ions qui sont dans ce contexte les particules légères.

La gainé apparaît au niveau de l'interaction avec un milieu non ionisé de très forte densité par rapport au plasma, typiquement un solide mais aussi un liquide, voire un gaz. Ces milieux en conditions normales sont aussi à des températures très basses par rapport au plasma. Dans ce contexte, le plasma qui se trouve en contact avec ce milieu très dense et froid va se recombinaison avec une très forte efficacité. La recombinaison d'un ion et d'un électron crée un atome, une entité neutre. La paroi pompe ainsi tout le plasma pour le recycler sous forme de particules neutres. Ce mécanisme de base combiné à la forte différence de mobilité entre les particules induit une séparation de charges, les particules les plus lourdes restant dans le plasma. Il se développe alors un champ électrique qui limite la séparation de charge et dont le rôle est d'égaliser la mobilité de chaque espèce, pour les plasmas de fusion en accélérant les ions et en freinant les électrons. Si l'on équilibre le flux de plasma pompé par la paroi, cette physique permet de maintenir un plasma quasi-neutre en régime stationnaire, avec une différence extrêmement faible de densité entre les ions et celle des électrons. Ce plasma est alors entouré par une couche limite, la gainé, où la densité ionique est supérieure à la densité des électrons avec comme conséquences un saut de potentiel électrique impor-

tant sur une distance très faible et donc une augmentation importante du champ électrique qui maintient en moyenne un courant électrique nul entre le plasma et la paroi. Cette physique de la gainé conditionne celle de l'interaction plasma-paroi. Parmi les propriétés qu'elle impose, outre le **recyclage** du plasma sous forme d'atomes neutres, il convient de citer un contact thermique parfait entre le plasma et le solide et une accélération des ions vers la paroi, au-delà de la transition supersonique pour les ions majoritaires. Le champ électrique à l'origine de cette accélération, et du bombardement du solide qui en résulte, est directement proportionnel à l'énergie thermique des électrons. La règle d'or pour limiter le vieillissement de la paroi sous l'effet de ce bombardement et de diminuer l'énergie thermique des électrons. Trois processus sont présentés ici pour atteindre le bon régime, augmenter le flux de particules vers la paroi, ce faisant diminuant l'énergie thermique de chaque particule, transférer l'énergie thermique des électrons par rayonnement de photons et enfin détacher le plasma de la paroi, c'est-à-dire créer des conditions telles que le plasma ne soit que faiblement voire pas du tout en contact avec la paroi.

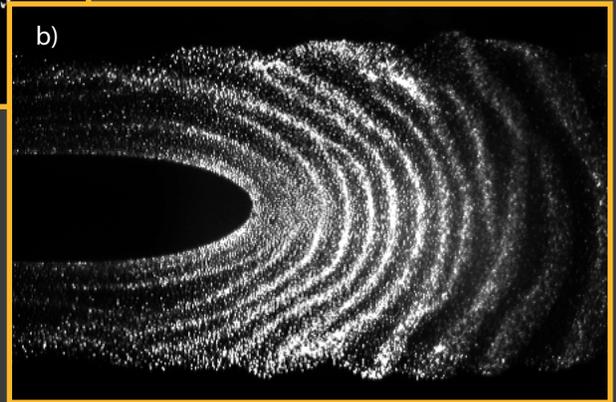
La gainé se développe sur des échelles très faibles, de quelques dizaines à quelques centaines de micromètres. C'est une couche limite régulant le contact du plasma avec la paroi. Ce faisant, elle permet de maintenir un plasma dans un équilibre dynamique, qui perd continuellement des particules et de l'énergie, pertes qui doivent être compensées, mais impose également des contraintes de transfert du plasma vers la paroi qui font toute la richesse et la difficulté de la physique de l'interaction plasma-paroi. ■

Réalisations de plasmas de poussières par ondes radio fréquence en condition de gravité et de microgravité.



Le plasma est créé dans une chambre cylindrique contenu entre les deux plaques émettrices.

Les images sont obtenues par éclairage laser et permettent de visualiser les ondes de densités de poussières se propageant dans le plasma, seule une partie de la chambre est visible.



Sur l'image ci-dessus (a), résultat obtenu en laboratoire avec condition de gravité normale : le domaine visible est dans la gaine avec une densité de charges significative et un champ électrique intense qui compense la force de gravité.

Sur l'image de droite (b), le plasma est obtenu dans des conditions de microgravité lors d'un vol parabolique de l'appareil Novespace Zero-G à Bordeaux-Mérignac (<https://www.airzerog.com/fr/campagnes-vols-scientifiques/>). Il s'agit d'un plasma quasi-neutre à l'interface de la gaine avec un champ électrique encore très intense.

Images présentées dans la thèse de Carsten KILLER, soutenue en 2016 à l'université Ernst-Moritz-Arndt de Greifswald, Allemagne, et reproduites avec l'aimable autorisation de l'auteur ([https://epub.uni-greifswald.de/frontdoor/deliver/index/docId/1730/file/diss\\_killer\\_carsten.pdf](https://epub.uni-greifswald.de/frontdoor/deliver/index/docId/1730/file/diss_killer_carsten.pdf)).



Livre ouvert sur le chapitre 9.2 The plasma sheath (la gaine du plasma) du livre *Tokamaks Third edition* (Oxford University Press)

# GLOSSAIRE

**Cinétique** (modèle, paramètre) : description de l'évolution d'un système physique en fonction des vitesses de réalisation de processus (diffusion, réaction, transformation...) ou bien en fonction de la vitesse des particules.

**Coeur** (de calcul) : unité de calcul miniaturisée. Elle est capable d'effectuer des opérations arithmétiques et logiques.

**Discrétisation** : représentation d'une variable continue (typiquement une quantité physique comme la densité ou la température du plasma) sur les points d'un maillage « discret » afin de résoudre numériquement une équation la concernant.

**Disruption** : instabilité magnéto-hydrodynamique macroscopique conduisant à la perte rapide de l'énergie thermique et magnétique du plasma. Elle provoque l'arrêt de la décharge plasma.

**Divertor** : élément de paroi d'une machine de fusion destinée à recevoir l'énergie sortant du plasma en suivant les lignes du champ magnétique.

**eV** (electron-Volt) : unité de mesure de la température dans un plasma de fusion (1 keV vaut 11.6 millions de degrés Celsius) ou encore de l'énergie cinétique d'un gaz (l'agitation thermique d'un atome de deutérium à température ambiante vaut 0,4 eV correspondant à une vitesse moyenne de déplacement de 2000m/s).

**ELM** : acronyme de Edge Localized Mode (textuellement : mode localisé au bord). Cette instabilité magnéto-hydrodynamique localisée au bord du plasma se traduit par des relaxations périodiques de l'énergie.

**Energie cinétique** : quantité d'énergie reliée à la quantité de mouvement que possède une particule se déplaçant dans un référentiel spatial donné (par exemple l'enceinte du tokamak)

**Erosion** : processus assisté par collision entre une espèce du plasma et le matériau de la paroi par lequel au moins un atome d'un matériau solide est arraché et émis vers le plasma.

**Fluide** (approche, description) : l'évolution de chaque espèce du plasma (électrons et espèces ioniques) est modélisée par les équations de conservation régissant les différents « moments fluides » tels que densité, vitesse fluide et températures parallèles et transverses au champ magnétique.

**FR-FCM** (Fédération de Recherche sur la Fusion par Confinement Magnétique) : cette Fédération rassemble des laboratoires du CNRS, des Universités, et du CEA travaillant sur cette thématique.

**(In)stabilité** : un objet est en équilibre stable lorsqu'il retourne à sa position initiale quand on l'en écarte. C'est typiquement le cas d'une balle posée au creux d'une coupe. A contrario, l'équilibre est instable lorsqu'il continue à s'en éloigner, comme une balle posée au sommet d'une butte. Un cas intermédiaire est l'équilibre métastable : l'objet est stable tant qu'on ne l'écarte pas trop de sa position d'équilibre, mais il devient instable si on le bouscule trop. La balle posée au creux de la coupe n'y retournera pas si on lui donne assez d'impulsion pour qu'elle en sorte.

**ITER** : tokamak devant démontrer la possibilité d'exploiter la fusion thermonucléaire en vue de produire de l'énergie. Un de ses objectifs est que la puissance dégagée par les réactions de fusion soit 10 fois supérieure à la puissance injectée dans le plasma pour le chauffer (<https://iter.org>)

**Ligne de champ** : courbe tangente au champ magnétique en tout point.

**Mode H** : régime de confinement caractérisé par un gradient de pression élevé dans la région périphérique du plasma, ce qui conduit à une capacité de contenu en énergie environ deux fois supérieure (« H » pour « High ») à celle du régime de confinement standard (dit « mode L » pour « Low »).

**Plasma** : gaz ionisé, les ions et les électrons qui constituent les atomes ne sont alors plus tous liés. Les plasmas sont souvent considérés comme le 4ème état de la matière, en supplément des états solides, liquides et gazeux.

**Processeur** : de nos jours ce terme désigne le circuit imprimé qui héberge un certain nombre de cœurs de calcul.

**Rayon de Larmor** : taille transverse au champ magnétique de la trajectoire hélicoïdale d'une particule chargée.

**Rayonnement** : rayonnement électromagnétique résultant d'un processus d'émission radiative (désexcitation d'électrons liés aux ions) ou encore du rayonnement de freinage conséquent de la déviation et/ou de la décélération de particules chargées.

**Recyclage** : échange permanent du carburant de fusion (deutérium et tritium) entre le plasma et la paroi impliquant de nombreux processus (implantation, réflexion, diffusion dans la paroi, réémission par la paroi...).

**SOL** (pour Scrape-Off Layer) : couche limite à l'interface entre le plasma et la paroi d'un tokamak. Elle correspond à la région où les lignes de champ interceptent les éléments de paroi.

**Stellarator** (ou **stellarator**) : enceinte de forme torique dans laquelle un plasma est confiné par un fort champ magnétique. La structure du champ magnétique est obtenue intégralement par des aimants extérieurs à l'enceinte, ce qui dispense de faire circuler un courant dans le plasma mais impose des formes de bobines complexes à mettre en œuvre.

**Surface magnétique** : surface sur laquelle s'enroule une ligne de champ magnétique, selon une trajectoire hélicoïdale, dans un tokamak ou un stellarator. Les surfaces magnétiques sont des tores qui s'emboîtent autour d'un axe magnétique (voir Notions Utiles #1).

**Tokamak** : enceinte de forme torique dans laquelle un plasma est confiné par un fort champ magnétique. Ce champ a une composante principale dans la direction toroïdale, obtenue avec des aimants externes à l'enceinte, et une composante poloïdale obtenue en faisant circuler un courant dans le plasma.

**Transition L-H** : transition entre deux régimes de confinement dans un tokamak (ou un stellarator). Le régime H (pour « High confinement », par opposition à « L » pour « Low confinement ») se caractérise par un gradient élevé de pression dans la région d'interface entre plasma et paroi.

**Turbulence** : état désordonné d'un fluide ou d'un plasma. En général associé à l'existence d'une dynamique chaotique de tourbillons en hydrodynamique, mais peut aussi incorporer des ondes en plasma magnétisé.

**Viscosité** : phénomène de résistance à l'écoulement. La viscosité d'un fluide ou d'un plasma est mesurée quantitativement par un coefficient de viscosité cinématique, compté en mètres carrés par seconde. Il s'apparente à un coefficient de diffusion pour la quantité de mouvement.

**WEST** : tokamak exploité au CEA/IRFM (Cadarache, France). Il a pour particularité d'avoir des bobines magnétiques supraconductrices (comme son prédécesseur Tore Supra) lui permettant de réaliser des plasmas stationnaires sur plusieurs minutes, et des parois métalliques en Tungstène représentatives de celles d'un réacteur de fusion (<http://irfm.cea.fr/en/west/>).

# CONTRIBUTEURS

#1



**Hugo Bufferand**

CEA, IRFM  
F-13108 SAINT-PAUL-LEZ-DURANCE,  
FRANCE



#1

#3



**Régis Bisson**

AIX MARSEILLE UNIVERSITÉ, CNRS, PIIM  
F-13397 MARSEILLE CEDEX 20, FRANCE



#2



**Philippe Ghendrih**

CEA, IRFM  
F-13108 SAINT-PAUL-LEZ-DURANCE, FRANCE



#3



**Bernard Pégourié**

CEA, IRFM  
F-13108 SAINT-PAUL-LEZ-DURANCE, FRANCE



#4



**Cécile Arnas**

CNRS, AIX MARSEILLE UNIVERSITÉ, PIIM  
F-13397 MARSEILLE CEDEX 20, FRANCE



#5



**Yann Corre**

CEA, IRFM  
F-13108 SAINT-PAUL-LEZ-DURANCE, FRANCE



#5



**Nicolas Fedorczak**

CEA, IRFM  
F-13108 SAINT-PAUL-LEZ-DURANCE, FRANCE



#5



**Rémy Guirlet**

CEA, IRFM  
F-13108 SAINT-PAUL-LEZ-DURANCE, FRANCE



#5



**Jamie Gunn**

CEA, IRFM  
F-13108 SAINT-PAUL-LEZ-DURANCE, FRANCE



#6



**Eric Serre**

CNRS, AIX MARSEILLE UNIVERSITÉ, CENTRAL MARSEILLE, M2P2  
F-13451 MARSEILLE, FRANCE



#7



**Etienne Hodille**

CEA, IRFM  
F-13108 SAINT-PAUL-LEZ-DURANCE, FRANCE



# EDITIONS PRÉCÉDENTES

# SCIENCES EN FUSION



## Première édition : 2018 - Sciences en fusion #1



## SOMMAIRE

**#1**  
INITIATION À LA TURBULENCE DANS LES PLASMAS MAGNÉTISÉS  
Kavir Garbet & Peter Beyer  
page 4

**#2**  
MODÉLISATION MULTI-ÉCHELLE DU TRANSPORT TURBULENT  
Yanick Sarazin & Yann-Camille Comte  
page 8

**#3**  
CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE D'UNE TURBULENCE PLASMA  
Luana Vermeire & Nicolas Fedorczak  
page 12

**#4**  
LE CALCUL HAUTE PERFORMANCE POUR MODÉLISER LA TURBULENCE  
Guillaume Laha & Virginie Grandjean  
page 16

**#5**  
TURBULENCE D'INTERFACE : QUAND LE SOLEIL RENCONTRE LA BOÎTE  
Patrick Tarnain & Eric Serre  
page 21

**#6**  
QUAND LA TURBULENCE S'AUTO-ORGANISE  
Guillaume Chiriac & Philippe Ghendrih  
page 25

**#7**  
UNE PHYSIQUE PLURIDISCIPLINAIRE  
Yanick Sarazin & Philippe Ghendrih  
page 29

**NOTIONS UTILES #1**  
FUSION, PLASMAS ET TOKAMAKS  
Yanick Sarazin  
page 33

**NOTIONS UTILES #2**  
INSTABILITÉS ET TURBULENCE DANS LES PLASMAS DE TOKAMAKS  
Yanick Sarazin & Xavier Garbet  
page 34

**GLOSSAIRE**  
Définition des mots en gras (jaune) dans le texte des articles  
page 36

SCIENCES en FUSION

## Deuxième édition : 2019 - Sciences en fusion #2



## SOMMAIRE

**#1**  
STABILITÉ MAGNÉTO-HYDRO-DYNAMIQUE  
Patrick Maget & Timothée Nicolas  
page 5

**#2**  
RECONNEXION MAGNÉTIQUE  
Maurizio Ottaviani & Daniele Del Sarto  
page 9

**#3**  
ÎLOTS MAGNÉTIQUES  
Olivier Aguillo & Patrick Maget  
page 12

**#3** Focus  
ÎLOT & TURBULENCE  
Magali Muraglia  
page 16

**#4**  
DENTS-DE-SCIE AU COEUR DU PLASMA  
Timothée Nicolas  
page 18

**#5**  
STABILITÉ DES PLASMAS EN COMBUSTION  
David Zarzoso & Rena Diamond  
page 23

**#6**  
RELAXATIONS AU BORD DU PLASMA  
Marina Becoulet & Guido Huguenin  
page 28

**#7**  
AUX FRONTIÈRES DU DOMAINE OPÉRATIONNEL  
Eric Nardon & Cedric Reux  
page 31

**#8**  
DÉTECTER L'INVISIBLE  
Roland Sabot, Philippe Moreau & Didier Vézinet  
page 35

**NOTIONS UTILES**  
CONFINER UN PLASMA PAR UN CHAMP MAGNÉTIQUE  
Patrick Maget  
page 40

**GLOSSAIRE**  
Définition des mots en gras (jaune) dans le texte des articles  
page 42

SCIENCES en FUSION

**Image de couverture :**

Vue de l'intérieur du tokamak WEST (CEA-IRFM) avec superposition d'une image infrarouge (vue d'artiste).



RETROUVEZ LA  
VERSION AUGMENTÉE  
SUR LE SITE

[irfm.cea.fr/sciencesenfusion](http://irfm.cea.fr/sciencesenfusion)

**Éditeur :** Institut de Recherche sur la Fusion par confinement Magnétique  
CEA-Cadarache, bâtiment 513 - 13108 S' Paul lez Durance Cedex - FR

**Directeur de la publication :** Jérôme Bucalossi

**Coordinateur scientifique :** Régis Bisson, Hugo Bufferand

**Comité de rédaction :** Régis Bisson, Hugo Bufferand, Michel Chatelier, Sylvie Gibert

**Comité éditorial :** Jérôme Bucalossi, Michel Chatelier, Xavier Garbet, Sylvie Gibert  
Gerardo Giruzzi, André Grosman, Frédéric Imbeaux, Philippe Magaud, Yannick Marandet

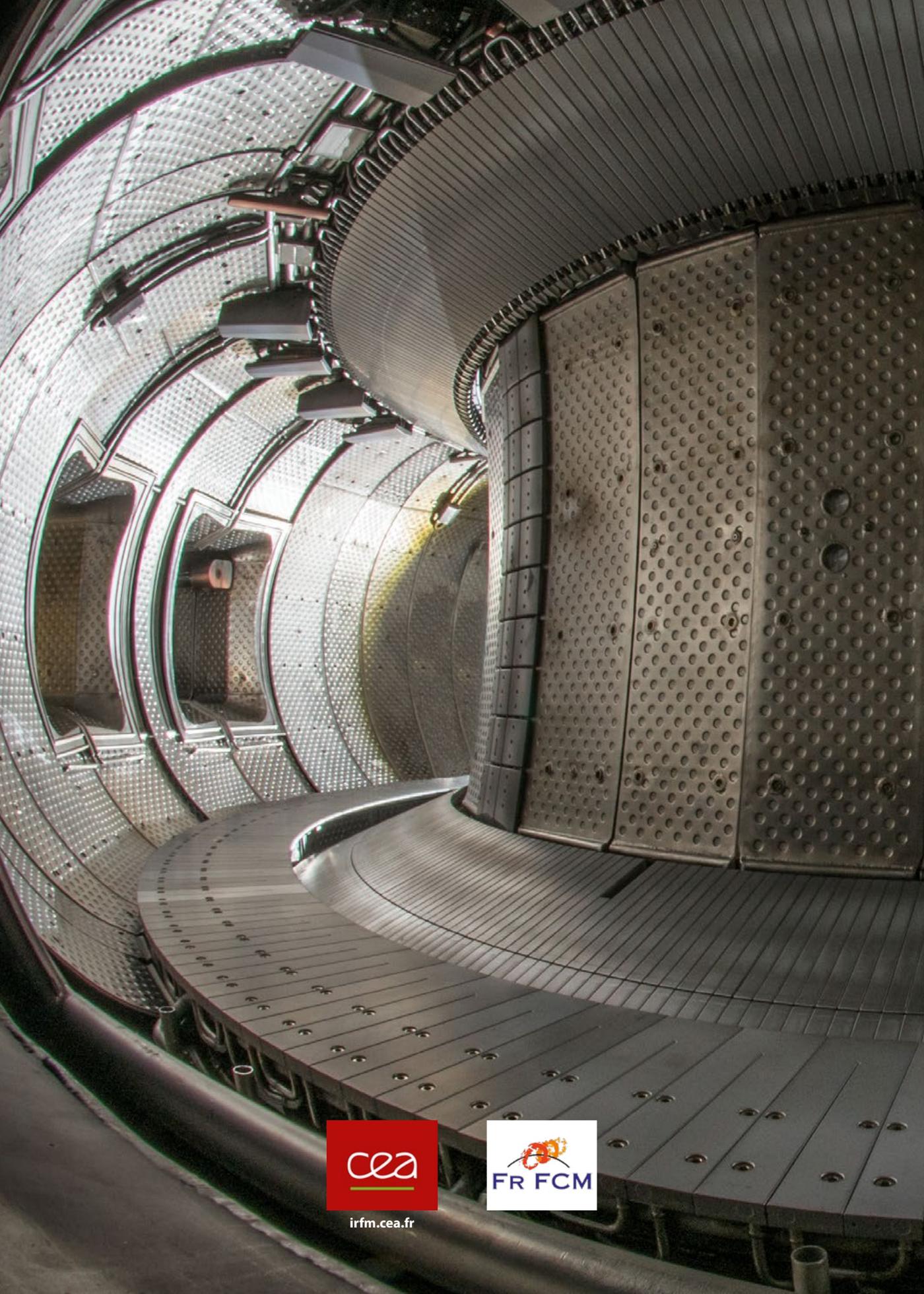
**Diffusion :** Véronique Poli - Abonnement gratuit sur simple demande à [sciencesenfusion@cea.fr](mailto:sciencesenfusion@cea.fr)

**Réalisation :** Christophe Roux

**ISSN :** 1776-9671

**Impression :** Owl Design - Peyrolles en Provence - France





[irfm.cea.fr](http://irfm.cea.fr)