

IRSNINSTITUT
DE RADIOPROTECTION
ET DE SÛRETÉ NUCLÉAIRE*Faire avancer la sûreté nucléaire*

DIAGNOSTICS DES MILIEUX MULTIPHASIQUES EN CONDITIONS HOSTILES : APPLICATION A L'AERODISPERSION DES POLLUANTS, GAZEUX ET PARTICULAIRES

Emmanuel PORCHERON
Juin 2015
ISRN/IRSN/2016-190

Laboratoire d'expérimentations en confinement, épuration et ventilation

Mémoire présenté à l'Université de Rouen

Pour l'obtention de

L'Habilitation à Diriger des Recherches

Discipline : Physique

Spécialité : Energétique

**DIAGNOSTICS DES MILIEUX MULTIPHASIQUES EN CONDITIONS
HOSTILES : APPLICATION A L'AERODISPERSION DES POLLUANTS
GAZEUX ET PARTICULAIRES**

Par

Emmanuel PORCHERON

Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, centre de Saclay

Soutenu le 11 juin 2015

Jury

Denis Boulaud	Directeur adjoint du Pôle Radioprotection - Environnement à l'IRSN Le Vesinet	Rapporteur
Jean-Louis Brenguier	Directeur de la Recherche Météorologique pour l'Aviation METEO FRANCE, Toulouse	Rapporteur
Fabrice Lemoine	Professeur et Directeur du LEMTA, Nancy	Rapporteur
Marc Brunel	Professeur, CNRS -CORIA, Rouen	Examineur
Gérard Gréhan	Directeur de Recherche, CNRS-CORIA, Rouen	Examineur
Frédéric Grisch	Professeur, CNRS-CORIA, Rouen	Examineur
Jeroen van Beeck	Professeur à l'institut Von Karman, Rhode-Saint-Genèse	Examineur

Je dédie ce travail à ma mère

Remerciements

Les travaux présentés dans ce mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches ont été effectués à l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN), dans le Service du Confinement et de l'Aérodispersion des polluants, à Saclay.

Ces recherches ont été nourries par un travail collectif et à ce titre, je tiens à remercier les membres de l'équipe TOSQAN, en particulier Pascal Lemaitre et Amandine Nuboer avec qui l'essentiel des projets de recherche résumés dans ce document ont pu être menés. Ces travaux de recherches ne peuvent être dissociés de la contribution des Doctorants formés par la recherche sur des thématiques variées allant du comportement thermohydraulique d'une enceinte de confinement de réacteur en situation accidentelle aux risques liés aux opérations de démantèlement. En ce sens, je remercie donc Pascal Lemaitre, Denis Marchand, Arnaud Quérel et Pierre Marchal.

Je tiens à remercier très sincèrement les membres du jury d'avoir accepté d'examiner en détail mon manuscrit d'HDR, Denis Boulaud, Jean-Louis Brenguier, Fabrice Lemoine, Marc Brunel, Gérard Gréhan, Frédéric Grisch et Jeroen van Beeck. Une mention particulière pour Marc, mon tuteur, qui m'a apporté un soutien efficace.

To be honest, le passage d'une Habilitation à Diriger des Recherches n'était pas une étape très instinctive pour moi et je remercie Laurent Bouilloux et Jean-Claude Laborde, Chef de Laboratoire et Chef de Service, de m'avoir encouragé soutenu et accompagné dans la préparation de mon HDR.

Comme le lecteur pourra s'en rendre compte, les thématiques de recherche présentées dans ce mémoire ont un cadre commun, les écoulements multiphasiques, mais abordent des domaines très variés qui sont le fruit de collaborations multiples en interne IRSN, au niveau national ou Européen, collaborations très enrichissantes sur le plan scientifique, technique et humain. Sans être exhaustif, je remercie les chercheurs de l'IRSN, Jeanne Malet, Olivier Masson, Anne Mathieu, Ahmed Bentaib, William Plumecocq, du CEA, Jérôme Brinster et Isabelle Tkatschenko, du CNRS CORIA, Marc Brunel et Gérard Gréhan, du CNRS LaMP, Andrea Flossmann et Marie Monier, de l'Institut Von Karman, Jeroen van Beeck et Rosaria Vétrano, de Météo France, Elisabeth Gérard et Jean-Louis Brenguier.

Pour terminer, je tiens à remercier l'ensemble des membres du service pour leur contribution d'ordre technique, administratif et pour la bonne ambiance et la convivialité.

Table des matières

1	INTRODUCTION GENERALE	13
1.1	Présentation personnelle	17
1.1.1	Curriculum vitae	17
1.1.2	Fonction actuelle et thématiques de recherche	17
1.1.3	Expérience	17
1.1.4	Formation	18
1.2	Encadrement et animation de la recherche	18
1.2.1	Proposition et encadrement de thèses réalisées à l'IRSN	18
1.2.2	Encadrement de stagiaires	19
1.2.3	Enseignement	20
1.2.4	Société savante	20
1.2.5	Comité éditorial de revue	20
1.2.6	Participation à des comités scientifiques de congrès	20
1.2.7	Participation à l'organisation de congrès, journées thématiques	20
1.2.8	Séminaire et présentation sur invitation	20
1.2.9	Jury de thèse (en plus des thèses encadrées)	21
1.2.10	Review d'articles de revue scientifique	21
1.2.11	Review d'articles de conférence	21
1.3	Management de la recherche	21
1.3.1	Projets internationaux	21
1.3.2	Projets nationaux (hors projets internes IRSN)	22
1.3.3	Projets internes	22
1.3.4	Collaborations académiques	22
1.3.5	Collaborations industrielles	22
2	AERODISPERSION DES POLLUANTS DANS UNE ENCEINTE DE CONFINEMENT DE REP EN SITUATION ACCIDENTELLE	25
2.1	Introduction	25
2.2	Influence des phénomènes de condensation en paroi ou d'évaporation sur les écoulements et sur la distribution des gaz	29
2.2.1	Problématique, objectif, démarche	29
2.2.2	Développement métrologique et adaptation aux contraintes expérimentales	30
2.2.3	Acquis et valorisations	41
2.2.4	Reproduction d'articles	42
2.3	Interaction entre un spray et un mélange gazeux dans une enceinte : échanges de masse, de chaleur et de quantité de mouvement et impact sur la distribution des gaz	43
2.3.1	Problématique, objectif, démarche	43
2.3.2	Développement et implémentation des techniques de mesure	44
2.3.3	Acquis et valorisations	55
2.3.4	Reproduction d'articles	56
2.4	Interaction entre un spray et des aérosols dans une enceinte : Etude du Rabattement des aérosols par l'aspersion	57
2.4.1	Problématique, objectif, démarche	57
2.4.2	Développement et implémentation des techniques de mesure	62
2.4.3	Acquis et valorisation	64
2.4.4	Reproduction d'articles	65
3	TRANSFERTS ET CARACTERISATION MICROPHYSIQUE DANS L'ENVIRONNEMENT	69

3.1	Introduction.....	69
3.1.1	Problématique, objectif, démarche	69
3.1.2	Principaux développements météorologiques pour l'approche microphysique	76
3.1.3	Acquis et valorisations	78
3.1.4	Reproduction d'articles	79
3.2	Développement d'instrumentation scientifique aéroportée : Caractérisation des gouttes de nuages	81
3.2.1	Problématique, objectif, démarche	81
3.2.2	Acquis et valorisation	86
3.2.3	Ouverture vers d'autres thématiques	86
3.2.4	Reproduction d'articles	86
4	AERODISPERSION DES POLLUANTS DANS LES INSTALLATIONS	89
4.1	Introduction.....	89
4.2	Impact des particules incandescentes émises lors d'opérations de démantèlement d'installations nucléaires.....	89
4.2.1	Contexte et problématique	89
4.2.2	Développement météorologique	90
4.2.3	Phénoménologie.....	91
4.2.4	Acquis et valorisations	92
4.2.5	Ouverture vers d'autres problématiques dans le domaine du démantèlement.....	92
4.2.6	Reproduction d'articles	92
5	TRAVAUX ACTUELS ET PROJET DE RECHERCHE	95
5.1	Travaux actuels	95
5.1.1	Développement d'un capteur embarqué pour l'aéronautique: caractérisation des cristaux de glace dans l'atmosphère	95
5.1.2	Etude de la mobilisation et de la distribution de poussières engendrées par une perte de vide dans l'installation ITER	99
5.2	Projet de recherche	102
5.2.1	Dispersion de l'hydrogène dans les enceintes de confinement ou les locaux ventilés	102
5.2.2	Etudes des effets électrostatiques sur l'efficacité de rabattement des particules d'aérosol atmosphérique par la pluie	102
5.2.3	Etude de l'efficacité de filtration à basse pression.....	103
5.2.4	Instrumentation aéroportée.....	103
5.2.5	Démantèlement des installations nucléaires.....	103
5.2.6	Perspectives à plus long terme	103
6	CONCLUSION	104
7	PRODUCTION SCIENTIFIQUE	105
7.1.1	Thèse de Doctorat	105
7.1.2	Contribution ouvrage collectif.....	105
7.1.3	Publications dans les revues	105
7.1.4	Communications avec acte dans les conférences internationales.....	107
7.1.5	Communications avec acte dans les congrès nationaux.....	112
7.1.6	Communications institutionnelle IRSN	115
7.1.7	Rapport de contrat (hors IRSN)	115
7.1.8	Rapport de projets Européen, OCDE et ANR	115
7.1.9	Rapport de prestation.....	116
7.1.10	Rapport interne IRSN (liste non exhaustive, règle générale du classement des auteurs par ordre alphabétique)	117

7. REFERENCES..... 121

Liste des figures

Figure 1. Domaines de recherche en lien avec l'aérodispersion des polluants gazeux et particulaires	14
Figure 2. Vue générale de la plate-forme d'essais TOSQAN	15
Figure 3. Phénomènes physiques intervenant lors d'un accident grave dans une enceinte de confinement de REP [30]	25
Figure 4. Phénomènes physiques mis en jeu dans une enceinte de confinement lors d'un accident grave et liés au déclenchement de l'aspersion, à la condensation de la vapeur sur les parois de l'enceinte, aux échanges avec le puisard et au rabattement des produits de fission	27
Figure 5. Vue schématique de la plate-forme d'essais TOSQAN décrivant les principaux phénomènes physiques mis en jeu dans les programmes réalisés pour l'étude des accidents graves de réacteur nucléaire	28
Figure 6. Implantation du système LDV 2D sur la plateforme TOSQAN	31
Figure 7. Principe de la Diffusion Raman Spontanée (DRS)	33
Figure 8. Schéma de la sonde Raman (vue de derrière)	37
Figure 9. Sonde Raman (vue de dessus)	37
Figure 10. Vue du montage optique interne à la sonde Raman	38
Figure 11. Vue globale de l'implantation de la sonde Raman prototype sur la plateforme TOSQAN	38
Figure 12. Evolution de l'intensité du signal Raman pour de l'air à différentes pressions.....	39
Figure 13. Exemple de spectre Raman acquis dans l'enceinte TOSQAN relativement à un mélange air / vapeur	39
Figure 14. Vue de dessus des faisceaux laser LDV et Raman dans l'enceinte TOSQAN (sortie de l'injection de vapeur)	40
Figure 15. Comparaison des spectres Raman obtenus sur de l'air avec et sans ensemencement en particule de SiC.....	40
Figure 16. Vue générale de l'expérience TOSQAN dans sa configuration pour le programme aspersion	44
Figure 17. Trajets optiques des rayons dans une goutte [18].....	45
Figure 18. Effet de la température du spray sur la figure d'arc-en-ciel global simulée avec la théorie d'Airy et sur la position du premier point d'inflexion [18]	46
Figure 19. Effet de la granulométrie des gouttes sur la figure d'arc-en-ciel global simulée avec la théorie d'Airy et sur la position du premier point d'inflexion [18]	47
Figure 20. Vue générale de l'implantation du montage arc-en-ciel sur TOSQAN	48
Figure 21. Figure d'arc-en-ciel standard obtenu pour une goutte d'eau millimétrique dans TOSQAN pendant la phase de réglage	48
Figure 22. Qualification de la mesure de la température des gouttes d'un spray par thermométrie arc-en-ciel global dans l'enceinte TOSQAN. Le spray est injecté dans l'enceinte à une température voisine de celle du mélange gazeux à saturation.....	48
Figure 23. Principe de l'Imagerie interférométrique en défaut de mise au point (ILIDS)	49
Figure 24. Points de Gloire observés dans la goutte lorsque celle-ci est dans le plan focal de la caméra	50

Figure 25. Intensité diffusée pour les différents ordres suivant une polarisation parallèle et perpendiculaire. Les ordres de diffusion sont notés p , $p = 0$ correspond à la lumière directement réfléchi, $p = 1$ à la lumière réfractée dans la goutte, $p = 2$ à une réflexion interne, $p = 3$ à deux réflexions internes, etc.	51
Figure 26. Image complète en défaut de mise au point et zoom sur la zone de traitement.....	52
Figure 27. Détection du contour de chaque goutte, binarisation et calcul de la FFT 2D pour chaque goutte	52
Figure 28. Visualisation de l'interaction du laser DRS avec le spray d'aspersion :	53
Figure 29. Comparaison des spectres Raman obtenus en conditions monophasique (air/vapeur) et diphasique (air/vapeur et gouttes, mesure dans la zone d'atomisation primaire du spray, Figure 28, a))	54
Figure 30. Evolution des spectres Raman obtenue en condition diphasique à température ambiante (Figure 28, b)) - Mesure DRS réalisées sur l'axe de la buse d'aspersion à différentes distances, jusqu'à la zone du cône potentiel du jet liquide	54
Figure 31. Schématisation du piégeage d'aérosols par effets mécaniques.....	59
Figure 32. Comparaison qualitative de l'efficacité de collecte des aérosols [32]	61
Figure 33. Vue générale de l'expérience TOSQAN dans sa configuration dédiée au programme d'étude du rabattement d'aérosols par l'aspersion	63
Figure 34. Vue de la ligne de prélèvement et d'analyse des aérosols pour des conditions de pression, température et humidité, implantée sur la plate-forme TOSQAN	63
Figure 35. Vue du système de turbidimétrie en ligne utilisé pour la mesure en continu de la concentration massique de particules piégées par l'ensemble des gouttes du spray... ..	64
Figure 36. Contaminations de ^{137}Cs au sol mesurées en Bq/m^2 et cumuls des précipitations en France mesurés par le réseau de surveillance Météo France entre le 1 ^{er} et le 5 mai 1986, après l'accident de Tchernobyl du 26 avril 1986.....	69
Figure 37. Diagramme des mécanismes décrivant les différents mécanismes de dépôt de particules au sol [40]	70
Figure 38. Confrontation des calculs de Wang et Pruppacher [42] aux mesures d'efficacité de collecte pour des particules de $0,5 \mu\text{m}$ de diamètre et une humidité relative de 20%. ..	73
Figure 39. Schéma présentant le principe général de l'expérience BERGAME et de son instrumentation [40, P4].....	74
Figure 40. Vue du générateur de pluie synthétique à disque tournant et vibrant	75
Figure 41. Zoom sur la sortie du générateur.....	75
Figure 42. Schéma global du dispositif d'ombroscopie et de PIV implanté sur l'installation BERGAME [40, CN6].....	77
Figure 43. Champ moyen de la vitesse du gaz (a) et ligne de courant (b) autour d'une goutte de diamètre 2 mm chutant à 6,5 m/s (moyenne effectuée sur 9 champs instantanés) [40, P6]	77
Figure 44. Efficacités de collecte mesurées pour des gouttes autour de 2 mm de diamètre [40]	79
Figure 45. Vue en coupe transversale du montage optique de la sonde ALIDS (CL, SC : lentilles cylindrique et sphérique ; M : Miroir) [78, R11]	83
Figure 46. Dessins 3D de la sonde ALIDS, structure interne avec composants et enveloppe externe [67].	84
Figure 47. Simulation numérique de l'effort de traînée exercée par l'enveloppe de la sonde ALIDS [68] - Effort de 265 N à 160 m/s	84
Figure 48. Vue de la structure mécanique de la sonde ALIDS avant intégration des composants optiques et électroniques	84

Figure 49. Vue de de l'intégration de la sonde ALIDS sur l'ATR-42 de SAFIRE et des essais au sol ...	85
Figure 50. Vue de la sonde ALIDS sur l'ATR-42 avant décollage.....	85
Figure 51. Exemple d'images ILIDS obtenues durant le vol d'essais.....	86
Figure 52. Schéma de principe de l'installation CAPIMIF [69]	90
Figure 53. Vue d'ensemble de l'installation CAPIMIF pendant un essai	90
Figure 54. Visualisation MEB du medium filtrant suite à l'impact de particules métalliques, à l'état solide (a) et à l'état liquide (b) [69]	91
Figure 55. Exemple de morphologie de cristaux de glace [OC,83].	96
Figure 56. Principe de la technique ILIDS.	97
Figure 57. Image ILIDS acquises au sein d'un nuage de cristaux de quartz (a) et au sein d'un mélange de gouttes et de cristaux de quartz (b) [CN2]	97
Figure 58. Image d'un cristal de sel obtenue par ombroscopie (~600 µm) et speckle correspondant obtenu par ILIDS [CN2]	98
Figure 59. Schéma de principe de la plate-forme TOSQAN dans sa configuration dédiée au programme d'étude de la mise en suspension et de la distribution de particules à basse pression (a) et vue du groupe de pompage (b)	100
Figure 60. Visualisation de l'expansion du jet d'entrée d'air et champ PIV associé à t = 0,002 s (a) et t=0,003 s (b) après le début de l'entrée d'air, pression d'enceinte égale voisine de 1 mbar [CI1]	100
Figure 61. Visualisation du jet d'entrée d'air dans l'enceinte sous vide primaire et de l'onde de choc résultante.....	101

Quelques indications pour faciliter la lecture du mémoire :

La production scientifique à laquelle j'ai contribué est classée de la manière suivante :

[P1] : publication de revue

[CI1] : communications avec actes dans les conférences internationales

[CN1] : communications avec actes dans les conférences nationales

[R1] : rapport (interne, contrat, prestation, projet CE, ...)

[OC] : ouvrage collectif

Les articles reproduits à la fin de certaines sections, sont identifiés en surligné jaune : [P1] ou [CI1]

Cette reproduction d'articles, qui représente 95 pages sur les 224 pages du mémoire, est volontairement assez importante pour couvrir la plus grande partie des thématiques de recherche abordées depuis 1999. La pagination du manuscrit ne prend pas en compte les articles insérés.

Les références bibliographiques concernant les travaux d'autres auteurs incluant les thèses et stages encadrés ou co-encadrés sont numérotées de façon classique : [1]

1 INTRODUCTION GENERALE

Ce mémoire d'habilitation à diriger des recherches présente mes activités, initiées en 1994 lors de mon Doctorat en mécanique des fluides et combustion, à l'Université de Poitiers au Laboratoire de Combustion et Détonique de Poitiers (aujourd'hui institut Pprime). J'ai effectué ma thèse sur la problématique de l'atomisation coaxiale d'un jet liquide cryogénique par un jet de gaz à masse volumique variable, simulant la configuration d'injection rencontrée sur un moteur fusée cryotechnique tel que le Vulcain d'Ariane 5 [P19, P20, P21]. Ces travaux de recherche inscrits dans le cadre du GDR « Combustion dans les moteurs fusée » [R1, R2] ont donné lieu à des collaborations avec l'Ecole Centrale Paris et l'ONERA Palaiseau, où j'ai effectué des expériences sur le banc cryogénique Mascotte. J'ai dû interrompre ma thèse après deux ans pour faire mon service militaire que j'ai eu l'opportunité d'effectuer en tant que scientifique du contingent, à l'ONERA Palaiseau au sein de l'équipe Mesure Optique. Durant cette année, j'ai participé à des campagnes d'essais de mesures par LDV, PDA et par visualisation rapide sur différents bancs et souffleries de l'ONERA Palaiseau et Meudon, ainsi que du centre d'essais des propulseurs de la DGA de Saclay [R3, R4].

J'ai été recruté à l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire en 1999 (à l'époque l'IPSN intégré au CEA) pour contribuer au nouveau programme expérimental engagé à Saclay sur la problématique du risque hydrogène dans les enceintes de confinement de réacteur nucléaire.

Dans la sûreté nucléaire, les recherches sur l'aérodispersion des polluants gazeux ou particulaires s'inscrivent dans la problématique générale de la maîtrise des risques de rejets radioactifs non contrôlés dans les installations nucléaires et dans l'environnement, en situation normale ou accidentelle. La Figure 1 illustre les différents domaines de recherche pour lesquels j'ai apporté ma contribution en améliorant la compréhension des mécanismes de transfert dans les écoulements multiphasiques afin de répondre à des préoccupations dictées par la nécessité de renforcer continuellement le niveau de sûreté des installations nucléaires.

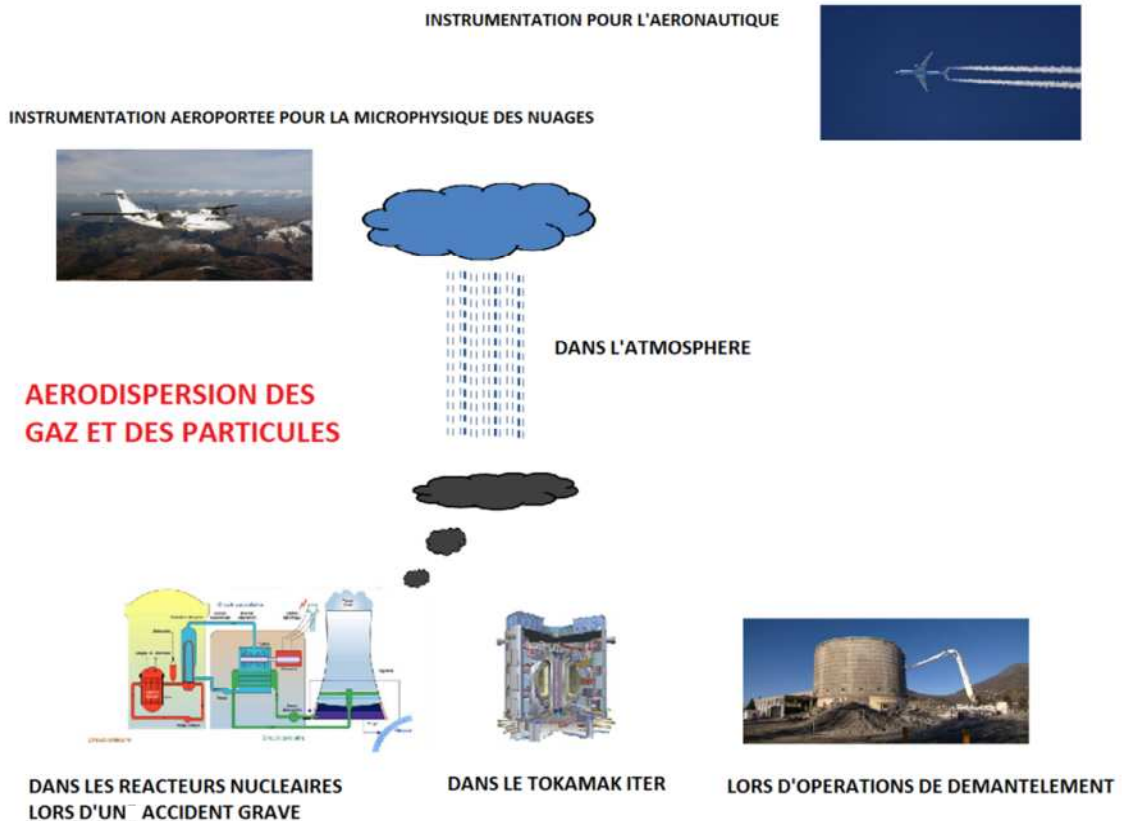


Figure 1. Domaines de recherche en lien avec l'aérodispersion des polluants gazeux et particulaires

Les thématiques de recherche abordées dans ce document couvrent un spectre assez large mais trouvent leur cohérence dans la confluence de l'étude des phénomènes d'échange et de transport au sein des écoulements multiphasiques et du développement de moyens métrologiques adaptés. La stratégie expérimentale repose sur la capacité à pouvoir déterminer localement et si possible de manière non intrusive, l'ensemble des grandeurs permettant d'identifier et de comprendre les différents phénomènes physiques mis en jeu au sein d'un écoulement multiphasique souvent complexe, ce qui impose le développement d'une instrumentation ad hoc. Cette approche permet en outre d'obtenir des données pertinentes qui sont utilisées pour la validation des codes de calcul mono et multidimensionnels.

Sans être totalement exhaustif, la problématique générale de la dispersion des polluants dans les installations nucléaires ou dans l'environnement fait intervenir de nombreux phénomènes souvent couplés entre eux, tels que :

- Le transport de particules, le mélange de gaz, l'atomisation de liquide, la coalescence, les échanges de masse, de chaleur et de quantité de mouvement dans les sprays ou dans les gaz, le piégeage de particules par les gouttes, ...etc.

Un des moyens d'étudier ces phénomènes physiques est de réaliser des expérimentations semi analytiques ou analytiques bien instrumentées, à l'échelle du laboratoire, pouvant reproduire des

écoulements multiphasiques qui sont, avec une similitude adaptée, représentatifs de ceux rencontrés dans une installation. Dans ce contexte, l'IRSN a développé la plate-forme TOSQAN (Test platfOrm for Simulation and Qualification in AirborNe conditions) à la fin des années 90, pour étudier le risque hydrogène dans les enceintes de confinement de Réacteur nucléaire à Eau Pressurisée (REP), programme qui s'inscrit dans le cadre des études concernant les accidents graves susceptibles d'affecter les réacteurs nucléaires. La plate-forme TOSQAN, dont une vue générale est présentée sur la Figure 2, a subi au fil des années de nombreuses évolutions qui lui ont permis de pouvoir reproduire des conditions aérauliques représentatives de situations variées, qu'elles soient accidentelles, incidentelles ou nominales, à l'intérieure des installations ou dans l'environnement.



Figure 2. Vue générale de la plate-forme d'essais TOSQAN

La mise en adéquation du niveau d'instrumentation de l'installation TOSQAN vis-à-vis du besoin inhérent à la caractérisation des écoulements de complexité croissante a nécessité le développement continu de techniques de mesure innovantes et leur implantation pour des expérimentations réalisées en conditions hostiles. Ce développement a d'abord été réalisé dans le strict cadre de programmes de recherche sur les accidents graves de réacteur nucléaire, ce qui fait l'objet du chapitre 2 de ce mémoire. Différents programmes d'essais ont été entrepris pour étudier de manière analytique les phénomènes physiques influençant la distribution de l'hydrogène dans une enceinte et l'efficacité du piégeage des aérosols par des gouttes d'eau. Plusieurs de ces expériences ont par ailleurs servi de cas de référence dans des projets européens ou de l'OCDE relatifs à l'étude des accidents graves de réacteur nucléaire.

Par la suite, j'ai été chargé de développer des programmes de recherches et les collaborations internes et externes associées permettant d'inscrire la plate-forme TOSQAN et son potentiel d'instrumentation dans de nouvelles études en lien avec la problématique de dispersion de

polluants. La dispersion de l'hydrogène en lien avec les accidents graves de réacteurs nucléaires ayant fait l'objet de nombreux travaux à l'IRSN au cours de la dernière décennie, il a été décidé de saisir l'opportunité d'élargir le spectre des thématiques étudiées vers de nouvelles problématiques présentant un enjeu de sûreté important, telles que le dépôt des radionucléides dans l'environnement, les risques inhérents aux réacteurs de fusion et ceux liés aux opérations de démantèlement des installations nucléaires. Cette diversification vers des thématiques transverses ainsi que les valorisations scientifiques et transferts technologiques associés dans le domaine du développement de diagnostics optiques en conditions sévères, font l'objet des chapitres 3 et 4, en lien notamment avec les problématiques suivantes :

- l'étude du rabattement par les précipitations, des particules d'aérosol émises dans l'environnement par une installation nucléaire en situation accidentelle, dans le cadre d'un programme transverse mené pour le compte de la direction de l'environnement de l'IRSN,
- l'étude du risque d'agression des dispositifs de filtration implantés dans les sas utilisés pour confiner les chantiers de démantèlement d'installations nucléaires,
- le développement d'instrumentation aéroportée dédiée à la caractérisation microphysique de l'atmosphère, entrepris dans le cadre d'un projet européen (ALIDS du réseau EUFAR, European Facility for Airborne Research). ALIDS dont j'ai été le coordinateur pour l'IRSN, a permis de développer une sonde aéroportée permettant de mesurer la distribution granulométrique de la taille des gouttes dans les nuages.

Le chapitre 5 présente les travaux de recherche actuels et leurs perspectives. Certaines de ces dernières se situent dans la continuité des thématiques déjà engagées et d'autres portent sur de nouvelles problématiques.

Le chapitre 6 fait le bilan de la production scientifique à laquelle j'ai contribué avec l'ensemble de mon équipe.

Les travaux de recherche, dont une synthèse est présentée dans ce mémoire, s'inscrivent dans des problématiques industrielles assez complexes pour lesquelles l'IRSN effectue une recherche finalisée. Il en découle une apparente «dispersion» dans les directions et thématiques de recherche, le niveau d'approfondissement de chaque thématique étant lié à un compromis entre différents facteurs, tels que la complexité des phénomènes à étudier, les ressources humaines et budgétaires, les échéances fixées. Un autre paramètre complémentaire à considérer, influençant le niveau de détail des travaux présentés dans ce mémoire, est mon degré d'implication personnelle dans chacune des thématiques scientifiques et techniques abordées.

La recherche et l'identification de moyens de diagnostic permettant d'étudier les écoulements multiphasiques représentatifs de situations réelles rencontrées lors de situations accidentelles, leur développement via des collaborations académiques, leur adaptation à des conditions potentiellement hostiles, constituent la colonne vertébrale de ce mémoire HDR.

1.1 PRESENTATION PERSONNELLE

1.1.1 Curriculum vitae

Emmanuel PORCHERON

Date de naissance : 09/02/71

Marié, 3 enfants

IRSN, PSN-RES/SCA

BP 68

91192 Gif sur Yvette cedex

France

E-mail: emmanuel.porcheron@irsn.fr

Tél. +33 1 69 08 50 72

1.1.2 Fonction actuelle et thématiques de recherche

Ingénieur - Chercheur et Chef de projet Recherche à l'Institut de Radioprotection et de
Sûreté Nucléaire

R&D dans le domaine de la sûreté nucléaire

Réacteurs

Risque hydrogène dans les enceintes de confinement des réacteurs à eau pressurisée

Risque d'explosion de poussière et d'hydrogène dans les réacteurs de fusion

Environnement

Rabattement des polluants particuliers par les précipitations

Démantèlement

Risque d'agression des systèmes de filtration lors d'opérations de démantèlement

Instrumentation

Développement de diagnostics optiques pour la caractérisation d'écoulements multiphasiques

R&D hors nucléaire

Instrumentation

Développement d'instrumentation aéroportée pour la caractérisation microphysique des nuages et la caractérisation des conditions givrantes pour l'aéronautique

1.1.3 Expérience

- IRSN Saclay : Chef de projet Recherche en sûreté nucléaire (depuis 2003)
 - Responsable de l'équipe en charge des programmes expérimentaux menés sur la plate-forme TOSQAN de l'IRSN

- IRSN Saclay : Ingénieur-Chercheur (1999 à 2003)
 - Chargé du développement des diagnostics optiques sur la plate-forme TOSQAN dédiée aux études sur la distribution de l'hydrogène dans les enceintes de confinement de réacteur en situation accidentelle
- CNRS-LCD ENSMA Poitiers : Doctorant (1994 à 1996 et 1997 à 1998)
 - Recherche sur l'injection et l'atomisation des jets liquides pour le compte de la SNECMA dans le cadre du Groupe De Recherche « combustion dans les moteurs fusées »
- ONERA Palaiseau : Scientifique du contingent en tant qu'ingénieur de recherche (1996 à 1997)
 - Réalisation d'essais instrumentés sur bancs moteur et souffleries

1.1.4 Formation

- **Doctorat de Mécanique des Fluides et Combustion, Université de Poitiers, ENSMA, 1998**
 - *Atomisation d'un jet liquide par un jet de gaz inerte appliqué à la propulsion cryotechnique*
- **DEA de Mécanique des Fluides, Combustion, Thermique, Université de Poitiers, ENSMA, 1994**
- **Maîtrise de Mécanique - Aéronautique, Château Gombert, 1993**
- **Licence de Mécanique, St Charles, Marseille, 1992**
- **DEUG SSM, St Jérôme, Aix-en-Provence, 1991**
- **Baccalauréat C, Manosque, 1989**

1.2 ENCADREMENT ET ANIMATION DE LA RECHERCHE

1.2.1 Proposition et encadrement de thèses réalisées à l'IRSN

- INSA & Université de Rouen, « Développement et application de la réfractométrie arc-en-ciel global pour l'étude des transferts massique et thermique dans un spray », Pascal LEMAITRE, 2004.

http://www.irsn.fr/FR/Larecherche/Formation_recherche/Theses/Theses-soutenues/DSU/Pages/2004-lemaitre-developpement-application-refractometrie-arc-en-ciel-global-etude-transferts-massique.aspx

- INSA & Université de Rouen, « Etude du rabatement des produits de fission sous forme aérosol par une pulvérisation de gouttelettes d'eau générée par un système d'aspersion de REP », Denis MARCHAND, 2008.

http://www.irsn.fr/FR/Larecherche/Formation_recherche/Theses/Theses-soutenues/DSU/Pages/2008-marchand-etude-rabatement-produits-fission-forme-aerosol-pulverisation-goutelettes-eau-generee-systeme-aspersion-REP.aspx

- Université Blaise Pascal, Clermont Ferrand, « Lessivage de l'atmosphère par la pluie : approche microphysique », Arnaud QUEREL, 2012.
http://www.irsn.fr/FR/Larecherche/Formation_recherche/Theses/Theses-soutenues/DSU/Pages/2012-Querel-etude-analytique-rabatement-aerosols-atmospheriques-precipitations-quantification-influence.aspx
- INSA & Université de Rouen, « Caractérisation et impact des particules incandescentes dans les réseaux de ventilation lors d'opérations de démantèlement », thèse cofinancée par EDF, Pierre MARCHAL, 2014.
http://www.irsn.fr/FR/Larecherche/Formation_recherche/Theses/Theses-soutenues/DSU/Pages/2014-Marchal-etude-particules-operation-decoupe-demantelement-reseaux-ventilation.aspx

1.2.2 Encadrement de stagiaires

- Master 2 Combustion, Poitiers, «Caractérisation de l'atomisation secondaire d'un jet liquide par mesure PDA » Franck SANCHEZ, 1997.
- Master 2 Lasers et Applications, Lille, «Caractérisation d'un banc prototype de diffusion Raman spontanée pour la mesure de concentration gazeuse dans une expérience de thermohydraulique », Lilian THAUSE, 2001.
- Master 2 Mécanique, Orsay, « Caractérisation d'un spray par anémométrie par phase Doppler », Aurélie COLAS, 2004.
- Ingénieur en alternance, CEFIPA, « Faisabilité de la mesure des vitesses dans un écoulement diphasique à l'aide de la technique PIV couplée à la LIF, Sidonie DARREAU, 2003 à 2006.
- Ingénieur en alternance, CEFIPA, «Qualification d'un système de mesure de concentration d'un mélange air-vapeur-hélium par spectrométrie de masse » Vincent ROCHAS, 2003 à 2006.
- Master 2 DIODE, Université de Rouen, « Développement, variation et application d'un algorithme de calcul rapide pour la mesure de la distribution granulométrique de gouttelettes » Arnaud QUEREL, 2009.
- Master 2 DIODE, Université de Rouen, « Mesure de la distribution granulométrique de gouttelettes par imagerie en défaut de mise au point à haute cadence », Cécilia LEMAIRE, 2010.
- Master 2 DIODE, Université de Rouen, « Développement et applications d'algorithmes de calcul granulométriques de gouttelettes par imagerie en défaut de mise au point » Anthony RONDEAU, 2012.
- Master 2 DIODE, Université de Rouen, « Développement et qualification d'un algorithme rapide dédié à la caractérisation de mélanges de gouttes et de cristaux à l'aide de la technique ILIDS », Florian PREVOST, 2013.

1.2.3 Enseignement

- Travaux pratiques de génie des procédés, IUT Poitiers, 1995 à 1998.
- Conférence pour le Master 2 DIODE, Rouen, 2012.
- Cours sur les diagnostics optiques appliqués à la caractérisation des écoulements multiphasiques, école d'été de l'Association Francophone de Vélocimétrie Laser (AFVL), 2013.
- Cours sur la démarche de recherche en sûreté nucléaire, INSA de Rouen, 2015.

1.2.4 Société savante

- Membre du conseil d'administration et du bureau de l'Association Francophone de Vélocimétrie Laser (<http://www.afvl.fr/>)

1.2.5 Comité éditorial de revue

- Editeur associé de la revue de l'ASME, Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science

1.2.6 Participation à des comités scientifiques de congrès

- Membre du comité scientifique du Congrès Francophone de Techniques Laser (CFTL) en 2012, 2014 et 2016.

1.2.7 Participation à l'organisation de congrès, journées thématiques

- Président de session lors de l'International Conference on Liquid Atomization and Sprays Systems (ICLASS), Kyoto, 2006.
- Président de session lors du 11^{ème} Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, Poitiers, 2008.
- Co-organisation et présentation de la journée thématique de l'AFVL « *Méthodes optiques de caractérisation des écoulements multiphasiques : état de l'art et applications innovantes* », Meudon, juin 2012.
- Président de session lors du 16^{ème} International Symposium on Flow Visualization (ISFV), Naha, 2014.
- Président de session lors du 14^{ème} Congrès Francophone de Techniques Laser, Marseille, 2014
- Co-organisation de la journée thématique de l'AFVL. « *L'ensemencement des écoulements liquides et gazeux en vue de leurs caractérisations à l'aide des techniques de vélocimétrie laser PIV et LDV* », Meudon, mars 2015.

1.2.8 Séminaire et présentation sur invitation

- Présentation des activités de recherche menées par l'équipe TOSQAN lors de la visite d'une délégation du G8 accompagnée par N. Kosciusko-Morizet, Ministre de l'Écologie, du Développement durable, des Transports et du Logement, juin 2011.
- Présentation au séminaire de l'Académie des Sciences organisé par Yves Brechet, *Sciences du démantèlement des installations nucléaires*, Paris, octobre 2014.

1.2.9 Jury de thèse (en plus des thèses encadrées)

Huanhuan Shen, *Interferometric out-of-focus imaging and digital holography for the characterization of droplets or bubbles: theory, optical design, characterization of a flow, synchronized experiments*, janvier 2014, Université de Rouen, examinateur

1.2.10 Review d'articles de revue scientifique

- Nuclear Engineering and Design (Elsevier)
- Journal of Visualization (Springer Berlin Heidelberg)
- International Journal of Heat and Mass Transfer (Elsevier)
- Experimental Thermal and Fluid Science (Elsevier)

1.2.11 Review d'articles de conférence

- ICLASS (*International Conference on Liquid Atomisation and Spray Systems*)
- NURETH (*International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics*)
- ISFV (*International Symposium on Flow Visualization*)
- ICONE (*International Conference on Nuclear Engineering*)

1.3 MANAGEMENT DE LA RECHERCHE

1.3.1 Projets internationaux

Participation en tant que coordinateur

- Projet du 7^{ème} PCRD (EUFAR, 2008-2013, Météo France)
 - ALIDS - Airborne Laser Interferometric Drop Sizer (2008-2013)
Consortium : IRSN, CNRS CORIA, VKI, SAFIRE, COMAT, COSINE,-Université de Manchester

Participation en tant que partenaire

- Projets du 6^{ème} et 7^{ème} PCRD
 - SARNET 1 & 2 - Spray systems for containment applications (2004 - 2012)
 - ERCOSAM - Hydrogen mixing in PWR containment (2010-2014)
 - HAIC - Development of an aircraft sensor to characterize icing conditions (2012 - 2016, AIRBUS)
 - HYCOSAM - Containment venting & Hydrogen risk (2015-2020)
- Projet OCDE
International Standard Problem N° 47, Containment Thermal-Hydraulics (2001-2006)

1.3.2 Projets nationaux (hors projets internes IRSN)

- Programme d'Investissement d'Avenir
 - Projet MITHYGENE (2013-2018) sur le risque hydrogène (distribution, mitigation, combustion, instrumentation).

Participation à l'axe instrumentation et transfert technologique, relatif au développement de diagnostics permettant de mesurer la composition du mélange gazeux dans une enceinte de confinement en situation d'accident grave.

1.3.3 Projets internes

- TOSQAN accident grave sur le risque hydrogène
 - Programme condensation
 - Programme aspersion
 - Programme aérosol
 - Programme puisard
- Rabattement des aérosols atmosphériques par la pluie
- TOSQAN mise en suspension et distribution de poussières à basse pression

1.3.4 Collaborations académiques

- CNRS CORIA, UMR 6614 CNRS/ Université de Rouen / INSA de Rouen (depuis 2001)
 - Développement de logiciels de traitement d'images ILIDS et arc-en-ciel
 - Thèses P. Lemaitre (2004), D. marchand (2008) et P. Marchal (2014)
- Laboratoire de Météorologie Physique, UMR 6015 CNRS/ Université de Clermont Ferrand (2009-2012)
 - Thèse A. Quérel (2012)
- Institut Von Karman (depuis 2008)
 - Projets EUFAR/ALIDS et HAIC

1.3.5 Collaborations industrielles

- CEA/DEN/DM2S, Saclay (projets SARNER, ERCOSAM, HYCOSAM)
- CEA/DEN/DPC, Saclay (instrumentation diffusion Raman spontanée)
- EDF CIDEN, Lyon (démantèlement, thèse P. Marchal),
- EDF R&D, Chatou (accident grave, projets SARNET)
- COMAT, Toulouse (projet EUFAR/ALIDS)
- COSINE, NL, (projet EUFAR/ALIDS)

CHAPITRE 2 : AERODISPERSION DES POLLUANTS DANS UNE ENCEINTE DE CONFINEMENT DE REP EN SITUATION ACCIDENTELLE

2 AERODISPERSION DES POLLUANTS DANS UNE ENCEINTE DE CONFINEMENT DE REP EN SITUATION ACCIDENTELLE

2.1 INTRODUCTION

Dans le contexte des accidents de fusion du cœur d'un réacteur à eau pressurisée (REP), le « risque hydrogène » est défini comme la possibilité d'une perte de l'intégrité de l'enceinte de confinement du réacteur à la suite d'une combustion d'hydrogène. Ce risque a été décrit par le rapport Rasmussen [76] commandité par l'autorité de sûreté américaine et publié en 1975, présentant les risques induits par l'utilisation de réacteurs de puissance. L'accident de Three Mile Island survenu le 28 mars 1979 a concrètement mis en lumière le risque hydrogène et ses conséquences potentielles sur l'enceinte de confinement d'un réacteur. Cet accident qui n'a pas occasionné d'importants rejets de radionucléides dans l'atmosphère, a profondément accéléré l'essor de la sûreté nucléaire.

Les principaux phénomènes physiques susceptibles de survenir lors d'un accident grave de réacteur nucléaire, ainsi que les systèmes de contre mesure pouvant être activés sont présentés schématiquement sur La Figure 3. L'hydrogène est produit principalement pendant la phase de dégradation du cœur du réacteur par une réaction d'oxydation exothermique entre les gaines des crayons de combustible composés de zirconium et la vapeur d'eau libérée par une brèche du circuit primaire de refroidissement du réacteur, ceci à partir d'une température supérieure à 1200 °C. L'hydrogène ainsi que d'autres gaz à plus forte masse volumique (monoxyde et dioxyde de carbone) peuvent être produits par d'autres mécanismes tels que par exemple, lors de l'interaction du corium avec le radier en béton, en cas de brèche de la cuve du réacteur. L'hydrogène produit est relâché dans l'enceinte de confinement, ce qui peut potentiellement conduire à générer des zones d'accumulation où la concentration en hydrogène atteint les limites d'inflammabilité.

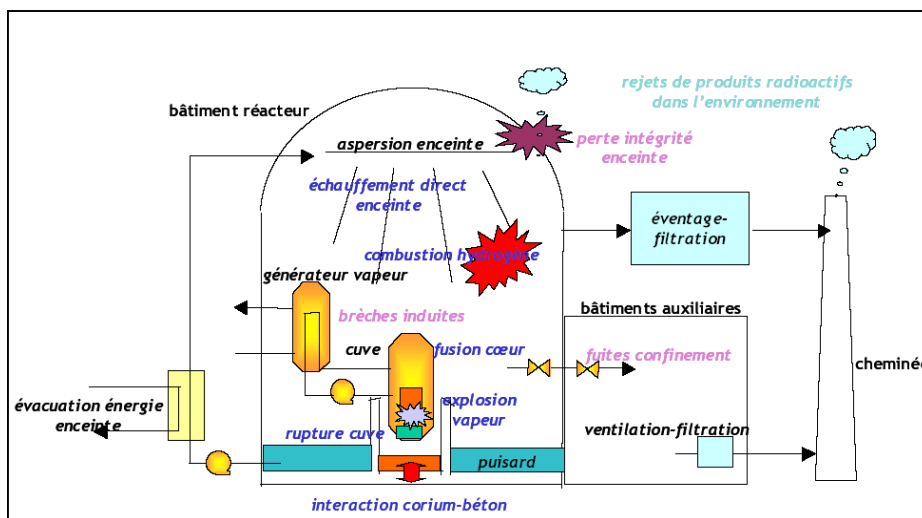


Figure 3. Phénomènes physiques intervenant lors d'un accident grave dans une enceinte de confinement de REP [30]

Avant de détailler les phénomènes physiques influençant la distribution de l'hydrogène dans l'enceinte, il convient de décrire schématiquement les événements principaux pouvant conduire à la fusion du cœur et ayant une influence sur le développement des écoulements dans l'enceinte.

On se propose donc ici de présenter un scénario type simplifié parmi les multiples existants pouvant conduire à une dégradation partielle ou totale du cœur du réacteur. La perte du refroidissement du cœur du réacteur peut être associée à la libération de vapeur d'eau dans l'enceinte de confinement, ce qui y entraîne une élévation de la température, de la pression et du taux d'humidité. Une partie de cette vapeur se condense sur les parois et les structures internes de l'enceinte qui sont initialement à la température ambiante, générant des écoulements de convection, naturelle, mixte et forcée. Un des moyens de sauvegarde de l'enceinte est le dispositif d'aspersion qui permet par l'injection de sprays d'eau, de faire baisser la pression et la température dans l'enceinte du fait de la condensation de la vapeur d'eau sur les gouttes et des échanges convectifs et thermiques (Figure 4). L'aspersion joue aussi un rôle en termes d'homogénéisation du mélange gazeux par l'entraînement des gaz induit par les sprays. L'action de l'aspersion vis-à-vis de la dépressurisation de l'enceinte et de la destratification massique et thermique de son atmosphère est très efficace, mais induit un effet antagoniste sur le risque hydrogène lié au désinertage de l'atmosphère de l'enceinte. La condensation de la vapeur d'eau sur les gouttes d'aspersion peut en effet conduire à une augmentation de la concentration locale d'hydrogène. Pour prendre en compte cet effet, les procédures des exploitants relatives au déclenchement de l'aspersion prévoient un délai pendant lequel les recombineurs implantés dans l'enceinte de confinement, vont consommer une partie de l'hydrogène présent. Le ruissellement produit par la condensation de la vapeur sur les murs de l'enceinte et par l'aspersion, conduit au remplissage du puisard situé en partie basse de l'enceinte, lequel va aussi recueillir les produits de fissions issus de la dégradation du cœur, rabattus par les gouttes d'aspersion. Le puisard devient donc aussi une zone où interviennent des échanges de masse et de chaleur avec l'atmosphère de l'enceinte, ce qui contribue au développement d'écoulements associés à la formation de sources ou de puits de vapeur d'eau. Pour résumer, la distribution de l'hydrogène dans l'enceinte de confinement est pilotée par différents phénomènes physiques parmi lesquels on peut citer :

- la condensation de la vapeur sur les parois de l'enceinte ou sur ses structures internes,
- les phénomènes de stratifications thermique et massique des gaz dans l'enceinte,
- les écoulements de convection forcée pouvant être générés dans le champ proche d'une brèche du circuit de refroidissement primaire,
- les échanges de masse, de chaleur et de quantité de mouvement entre les gouttes d'eau générées par les systèmes d'aspersion de l'enceinte et le mélange gazeux,
- les échanges de masse et de chaleur entre l'eau du puisard et l'atmosphère de l'enceinte.
- la diffusion des gaz au sein du mélange.

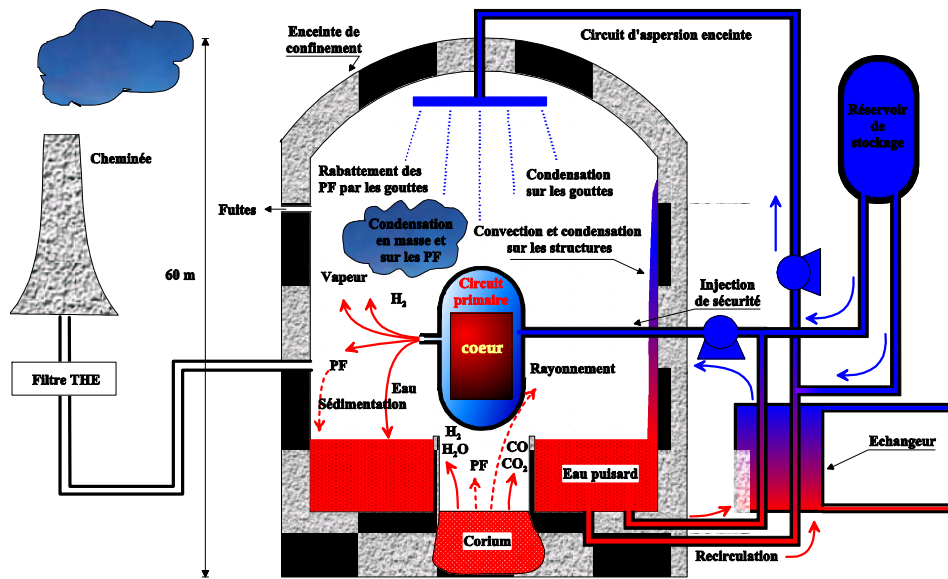


Figure 4. Phénomènes physiques mis en jeu dans une enceinte de confinement lors d'un accident grave et liés au déclenchement de l'aspersion, à la condensation de la vapeur sur les parois de l'enceinte, aux échanges avec le puisard et au rabattement des produits de fission

Pour reproduire les phénomènes physiques mis en jeu dans l'aérodispersion de polluants gazeux et particulaires dans une enceinte de confinement, différents programmes expérimentaux ont été élaborés sur la plate-forme TOSQAN dont une vue schématique est présentée sur la Figure 5. Celle-ci se compose d'une cuve cylindrique fermée (volume 7 m³, hauteur 5 m, diamètre 1,5 m) qui peut être pressurisée par de la vapeur d'eau surchauffée et par différents gaz incondensables comme en particulier de l'hélium utilisé en tant que simulant de l'hydrogène. Des injections contrôlées de gouttes et d'aérosol peuvent être réalisées afin de reproduire des écoulements multiphasiques divers. Lors d'une expérience TOSQAN, il est ainsi possible de reproduire des conditions thermo-hydrauliques simulant des scénarios accidentels, susceptibles de se dérouler dans une enceinte de confinement et d'évaluer l'influence de la mise en œuvre des moyens de mitigation, tels que le dispositif d'aspersion interne de l'enceinte.

Les phénomènes de condensation pariétale, de vaporisation de gouttes ou de surface liquide, de piégeage des particules d'aérosol par des gouttes peuvent ainsi être reproduits et analysés de manière semi analytique. Le potentiel métrologique de la plate-forme TOSQAN dont une partie est détaillée dans ce mémoire, permet apporter des données pertinentes pour la validation des modèles physiques implantés dans les codes de calculs utilisés dans le domaine des accidents graves de réacteur nucléaire.

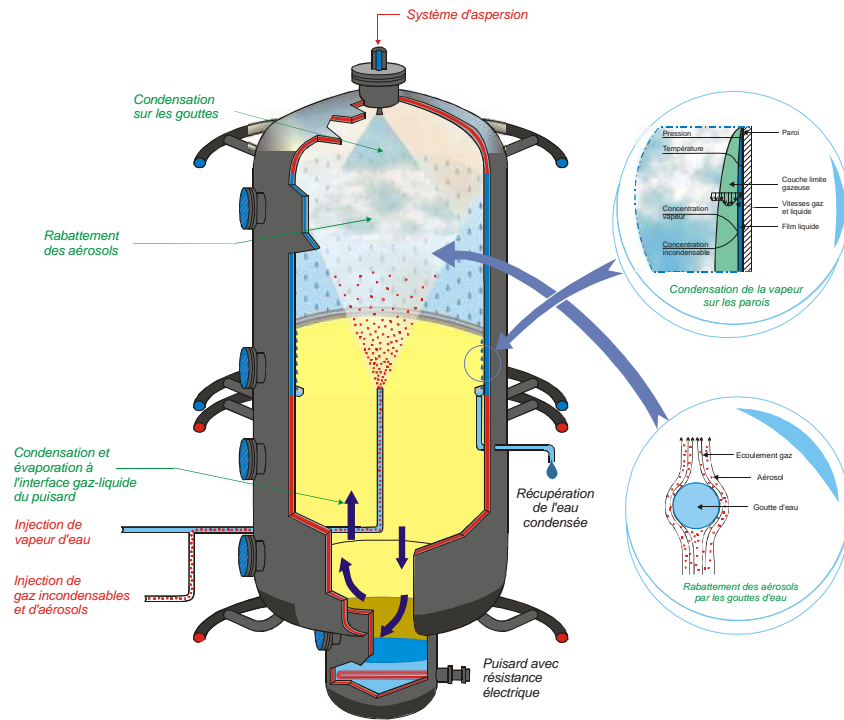


Figure 5. Vue schématique de la plate-forme d'essais TOSQAN décrivant les principaux phénomènes physiques mis en jeu dans les programmes réalisés pour l'étude des accidents graves de réacteur nucléaire

2.2 INFLUENCE DES PHENOMENES DE CONDENSATION EN PAROI OU D'EVAPORATION SUR LES ECOULEMENTS ET SUR LA DISTRIBUTION DES GAZ

2.2.1 Problématique, objectif, démarche

Les phénomènes de condensation de la vapeur d'eau sur les parois de l'enceinte de confinement jouent un rôle important sur la distribution des gaz et sur les niveaux de concentration en hydrogène dans l'enceinte qui conditionnent l'inflammabilité du mélange gazeux en fonction de sa pression et de sa température. La condensation de la vapeur d'eau entraîne, au niveau des zones pariétales, une augmentation de la masse volumique du mélange gazeux composé d'air, de vapeur et éventuellement d'hydrogène, ce qui conduit au développement d'écoulements pariétaux et à la génération de boucles de convection contribuant au mélange des gaz et à l'homogénéisation des concentrations gazeuses dans l'enceinte. L'intensité du flux de condensation peut être atténuée par la migration de l'hydrogène au niveau des zones pariétales, l'incondensable léger se comportant alors comme un isolant entre la paroi et la vapeur d'eau. Une autre conséquence de la condensation de la vapeur sur les parois ou structures de l'enceinte est le remplissage du puisard. En fonction des différents scénarios d'accident envisagés, le puisard peut être le siège d'évaporation lente ou rapide ou de condensation de la vapeur, ce qui influence les écoulements, la distribution des gaz, et plus globalement les conditions thermohydrauliques, telles que la pression et la température dans l'enceinte. La modélisation des phénomènes de condensation a été abordée initialement via le développement de modèles globaux basés sur des corrélations obtenues lors d'essais analytiques en convection naturelle [48] ou forcée [49] ou via la réalisation d'essais à grande échelle qui logiquement, pèchent par un faible niveau d'instrumentation. Un compromis a été trouvé en développant des expériences qualifiées de semi-analytiques capables d'assurer la simulation de conditions représentatives d'un accident grave dans une enceinte de confinement de réacteur en y associant une instrumentation détaillée.

La plate-forme TOSQAN a donc été dimensionnée dans ce contexte avec pour objectif principal d'acquérir des données locales de vitesses et de concentrations au sein des écoulements, qui contribuent au développement et à la validation des modèles de condensation. La géométrie de l'enceinte TOSQAN est très simplifiée par rapport à celle d'une enceinte de confinement de réacteur avec un facteur d'échelle en volume de l'ordre du 1/10000. Bien que cette installation ait un caractère semi analytique, il n'en demeure pas moins qu'elle concentre un certain nombre de contraintes expérimentales liées à ses dimensions et aux conditions expérimentales inhérentes aux scénarios d'essais à réaliser. Ces contraintes ont nécessité une adaptation continue des moyens de diagnostic, qui a pu se limiter à des évolutions d'ordre technologique, mais qui a aussi conduit à étendre le domaine d'utilisation de certaines techniques de mesure en repartant de leurs principes physiques de base. Les essais réalisés dans TOSQAN peuvent être qualifiés d'essais à effets séparés car ils permettent, dans une certaine mesure, d'étudier de manière découplée les différents

phénomènes physiques pilotant la distribution des gaz. Les conditions initiales et limites des essais sont bien contrôlées et caractérisées, ce qui d'une part contribue à assurer leur bonne reproductibilité, qui est testée systématiquement, et d'autre part, facilite les exercices de comparaison code / expérience.

Le scénario général des essais TOSQAN de condensation débute par une pressurisation de l'enceinte par une injection de vapeur jusqu'à l'atteinte d'un équilibre thermodynamique lorsque la totalité du débit de la vapeur d'eau injectée se condense sur les parois dites froides de l'enceinte. Ce régime permanent de condensation peut être maintenu plusieurs heures permettant ainsi l'acquisition des données expérimentales, notamment celles relatives à la caractérisation de la vitesse des écoulements et à la composition du mélange gazeux. La grille d'essai du programme condensation TOSQAN [P7, 25] comporte une série d'essais destinés à simuler différents types de scénarios accidentels pouvant être rencontrés dans une enceinte de confinement en situation accidentelle. Par le terme scénario, on entend ici, des évolutions de pression d'enceinte et des écoulements turbulents de convections forcée et naturelle représentatifs du cas réacteur. La représentativité des écoulements dans l'enceinte a été obtenue en considérant les nombres de Reynolds et de Richardson (Ri_{inj}) calculés à l'injection de vapeur, ainsi que le nombre de Grashof (Gr) considéré au niveau de la paroi condensante. L'hélium est utilisé comme simulant de l'hydrogène, le dioxyde de carbone et l'hexafluorure de soufre comme simulant de gaz lourds tels que le monoxyde de carbone.

$$Ri_{inj} = \frac{(\rho_{mél} - \rho_{inj}) \cdot g \cdot l_{inj}}{\rho \cdot U_{inj}^2}$$

$$Gr = \frac{g \cdot \rho_{mél}^2 \beta (\Delta T) L^3}{\mu^3}$$

2.2.2 Développement métrologique et adaptation aux contraintes expérimentales

Le choix des techniques de mesures a résulté d'un compromis entre l'état de l'art de l'instrumentation utilisée en mécanique des fluides et nos contraintes expérimentales.

Ces contraintes peuvent paraître antagonistes puisqu'elles associent des difficultés propres aux installations à caractère industrielle à celles résultant du besoin d'acquérir des données de vitesse, de turbulence et de concentration gazeuse, résolues dans l'espace et dans le temps.

2.2.2.1 Les techniques de vélocimétrie laser

La validation des modèles de condensation nécessite d'accéder avec précision au profil de vitesse pariétale. Celui-ci peut être caractérisé à l'aide des techniques de vélocimétrie laser commerciales telles que la vélocimétrie Doppler laser (LDV) et la vélocimétrie par image de particules (PIV) dont les principes bien connus ne seront pas détaillés dans ce document.

Les principales difficultés de l'implantation et de l'exploitation des techniques LDV et PIV sur la plate-forme TOSQAN sont liées aux conditions d'ensemencement, à la nécessité de réaliser des mesures en champs lointain ainsi qu'en proche paroi, aux accès optiques et à la durée d'un essai nécessaire pour acquérir l'ensemble des données. Compte tenu des dimensions de l'enceinte TOSQAN, la technique LDV met en œuvre une sonde optique à grande focale (2 m) qui permet de caractériser radialement les profils de vitesse et de turbulence de l'écoulement (Figure 6). Du fait de la grande focale, la dimension principale du volume de mesure LDV est comparable à l'épaisseur de la couche limite de condensation qui est par conséquent caractérisée avec la technique PIV (résolution spatiale de 2 mm à comparer à l'épaisseur de la couche limite de condensation comprise entre 20 mm et 50 mm et au diamètre de l'enceinte de 1500 mm). Un ensemencement optimal de l'écoulement est difficile à obtenir en raison de la grande dimension de l'enceinte, du fort taux d'humidité, des conditions de pression et de température. Un autre paramètre contraignant est la durée des essais (Jusqu'à 10 heures), ce qui nécessite des phases d'ensemencement régulières pour compenser la diminution de la concentration en particules liée aux dépôts pariétaux. Un procédé d'ensemencement a été développé pour obtenir une concentration élevée de particules ($\sim 10^{10} \cdot \text{cm}^{-3}$) assurant une bonne homogénéité dans l'enceinte TOSQAN [CN18, CI36]. Des particules microniques de carbure de silicium (SiC) sont dispersées par un générateur à brosse rotative implanté dans un caisson de pressurisation afin de pouvoir ensemencher l'enceinte sous pression. Les particules et le gaz porteur sont au préalable chauffés pour éviter la génération de noyaux de condensation et la modification des conditions thermohydrauliques.

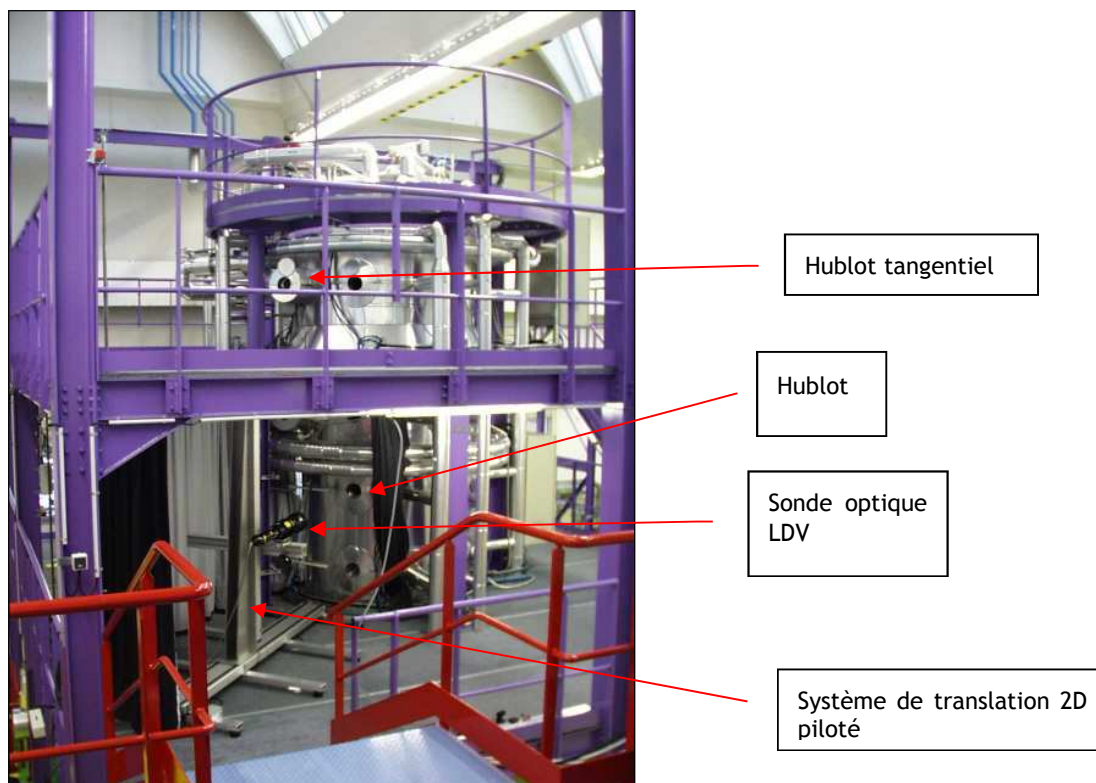


Figure 6. Implantation du système LDV 2D sur la plateforme TOSQAN

2.2.2.2 La Diffusion Raman Spontanée

Les concentrations gazeuses sont mesurées dans l'enceinte en différents points par une technique intrusive de prélèvement et d'analyse par spectrométrie de masse. Cependant, ce système ne permet pas d'acquérir une cartographie détaillée des mesures de concentration et sa résolution temporelle est plutôt adaptée aux régimes permanent et transitoire lent, ce qui a justifié la recherche d'un autre moyen de diagnostic optique pour caractériser les concentrations gazeuses, en complémentarité avec la spectrométrie de masse.

Le choix du développement de la technique de spectrométrie par Diffusion Raman Spontanée (DRS) pour la mesure locale des concentrations gazeuses résulte des éléments suivants :

- diagnostic non intrusif,
- possibilité de mesure en champ lointain,
- mesure en rétrodiffusion possible,
- résolutions temporelle et spatiale de la mesure pouvant être optimisées,
- ensemencement de l'écoulement non nécessaire.

Face à ces points forts, le principal point faible de cette technique vis-à-vis de notre application (en dehors de la non détection des molécules mono atomique, telle que l'hélium) est la faible intensité du signal Raman diffusé, ce qui nécessite la mise en œuvre d'une source laser puissante, le développement d'une sonde optique spécifique à fort rendement ainsi que l'utilisation d'un détecteur sensible.

Le principe de la diffusion Raman spontanée pour la mesure des concentrations gazeuses est rappelé ci-après.

Lorsqu'un système moléculaire est soumis à un flux lumineux de fréquence ν_0 , une partie de la lumière incidente est diffusée. La fréquence du rayonnement réémis peut être identique à celle du rayonnement incident, c'est le cas de la diffusion Rayleigh qui est une interaction élastique, c'est-à-dire qu'après avoir été excitée, la molécule retourne à son état initial. L'énergie et la fréquence du photon incident restent inchangées. Si la fréquence du rayonnement réémis présente un décalage par rapport à celle du rayonnement incident, on parle alors de diffusion Raman.

La diffusion Raman résulte d'une interaction inélastique entre un photon incident de fréquence (ν_0) et une molécule polyatomique (Figure 7). Le flux d'énergie alors diffusé possède un décalage en fréquence ($\pm\nu_v$) qui représente la fréquence de vibration caractéristique de la molécule soumise au flux incident. Ce décalage en fréquence est donc une signature de chacune des molécules indépendamment de la fréquence du flux incident. Les espèces contenues dans un gaz peuvent donc être identifiées à partir de l'analyse du spectre de la lumière diffusée et leurs concentrations peuvent-être quantifiées à partir du moment où toutes les espèces ont une signature Raman.

Dans le cas de la diffusion de Raman-Stokes, les photons incidents sont absorbés puis réémis avec une fréquence plus basse ($\nu_0 - \nu$). Pour les conditions de température relatives à notre application ($T < 400$ K), seule la contribution Stokes ($\nu_0 - \nu$) est considérée, la contribution anti-Stokes ($\nu_0 + \nu$) étant négligeable.

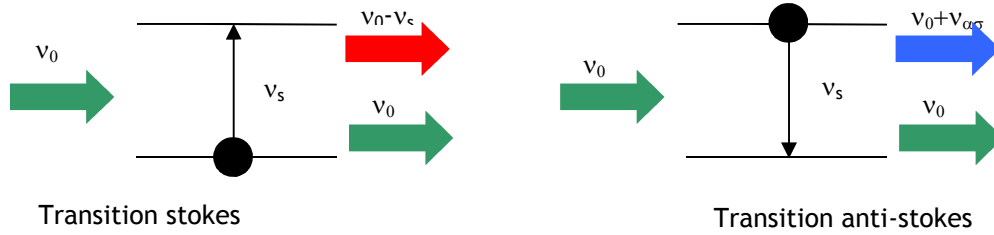


Figure 7. Principe de la Diffusion Raman Spontanée (DRS)

Dans le cas d'un mélange de plusieurs gaz, la réponse Raman Stokes pour chaque gaz (i) peut s'écrire à l'aide de la relation suivante [50] :

$$P_{Raman_Stokes}^{(i)} = P_{laser} N_{(i)} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{(i)} L \tau \Omega \quad (1)$$

$P_{Raman_Stokes}^{(i)}$: puissance Raman collectée pour l'espèce (i) (photon.s⁻¹)

P_{laser} : puissance laser

$N_{(i)}$: densité moléculaire de l'espèce (i) (mol.cm⁻³)

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{(i)}$: section différentielle efficace Raman pour l'espèce (i) (cm².sr⁻¹)

L, τ, Ω : paramètres optiques (respectivement, longueur du volume de mesure, rendement globale du montage optique de collection du signal, angle solide de collection du signal rétro-diffusé)

La section différentielle efficace d'une molécule traduit la probabilité qu'a un photon incident à être diffusé de façon inélastique par cette molécule avec un décalage Raman particulier. La section différentielle efficace absolue peut être calculée théoriquement à l'aide de la relation (2) [51] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\nu_o, \theta) = \frac{2^4 \pi^4}{45} \frac{(\nu_o - \nu_j)^4 b_j}{1 - \exp(-hc\nu_j/kT)} g_j (45a_j^2 + 7\gamma_j^2) \frac{2\rho_j + (1 - \rho_j)\sin^2 \theta}{1 + \rho_j} \quad (2)$$

Avec :

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$: section efficace différentielle absolue (cm².sr⁻¹),

ν_o : fréquence excitatrice (cm⁻¹),

θ : angle entre la direction d'observation et la direction de polarisation du faisceau laser incident,

ν_j : fréquence vibratoire (cm⁻¹),

$b_j^2 = h/8\pi^2c\nu_j$,

c : vitesse de la lumière dans le vide (cm.s⁻¹),

h : constante de Planck,

k : constante de Boltzmann,

T : température (K),

g_j : degré de dégénérescence de la vibration,

a_j, γ_j : invariants du tenseur de polarisabilité (polarisabilité et anisotropie) pour le gaz j ,

ρ_j : taux de dépolarisation de la bande Raman ν_j .

Les différents paramètres de la relation (2) ne sont pas toujours facilement accessibles et les valeurs de section efficace ne sont documentées dans la littérature que pour certaines molécules et pour des configurations données [51] (longueur d'onde d'excitation, angle d'observation et polarisation du faisceau incident). Une méthode empirique basée sur une approche expérimentale a été mise en œuvre pour déterminer les valeurs de section différentielle efficace pour notre configuration de mesure, ces travaux ayant fait l'objet d'un sujet de stage de Master 2 [52]. Le principe est de réaliser des mesures DRS au sein de différents milieux gazeux homogènes dont la section différentielle efficace est documentée et de déterminer empiriquement les paramètres du montage optique (L, τ, Ω) à l'aide de l'équation (1) en faisant varier la puissance du rayonnement laser incident. Lorsque les paramètres du montage optique sont connus, il est alors possible d'extraire la section différentielle efficace recherchée du gaz considéré en y réalisant des mesures DRS à différentes puissances lasers.

Le Tableau 1 regroupe les valeurs des sections différentielles efficaces des molécules considérées, calculées pour une longueur d'onde d'excitation à 532 nm, ainsi que les fréquences de vibration associées.

Tableau 1. Exemples de valeurs de section efficace pour des molécules, pour une excitation à 532 nm

Gaz	Section efficace $d\sigma/d\Omega$ ($\text{cm}^2 \cdot \text{sr}^{-1}$)	$\lambda_{\text{vibration}}$ (nm)	$\Delta\nu_{\text{vibration}}$ (cm^{-1})
O_2	$0,45 \cdot 10^{-30}$	580	1556
H_2	$0,87 \cdot 10^{-30}$	683	4156
H_2O	$1,18 \cdot 10^{-30}$	660,3	3657
N_2	$0,37 \cdot 10^{-30}$	607,3	2331
CO_2	$0,32 \cdot 10^{-30}$	569,4	1234,6
	$0,49 \cdot 10^{-30}$	572,8	1338,9

Principe de la mesure de la fraction volumique des différentes espèces du mélange

Dans le cas d'un mélange composé de gaz parfaits, la fraction molaire ou fraction volumique $X(i)$ de chaque composant est fonction de la densité moléculaire $N(i)$.

$$X(i) = N(i) \frac{1000RT}{N} \frac{1}{P} \quad (3)$$

Pour un mélange de (j) gaz parfaits polyatomiques, la fraction molaire $X(i)$ de chacun des gaz s'exprime à l'aide de la relation (3) indépendamment de la pression (P) et de la température (T) (contribution anti-Stokes négligée).

$$\sum_{i=1}^j X(i)=1 \text{ avec } X(i)=\frac{P_{Raman_Stokes}^{(i)} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{(i)}}{\sum_{i=1}^j \left(\frac{P_{Raman_Stokes}^{(i)}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{(i)}}\right)} \quad (4)$$

Dans le cas où $X(i)$ et T sont constants, la relation (1) s'écrit :

$$P_{Raman_Stokes}^{(i)}=K P \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{(i)} \quad (5)$$

Où K est une constante

Développement de la sonde Raman prototype

Une étude préliminaire menée avec l'ONERA [24] a démontré la faisabilité de la mesure de la concentration gazeuse par DRS au sein de mélanges composés d'air et de vapeur. Cette étude a conduit à la définition des composants d'un premier montage optique de DRS. Ce montage sur table optique a été conçu et optimisé pour anticiper les futures contraintes d'implantation sur la plate-forme TOSQAN et il a été qualifié pour des mélanges types correspondant à ceux attendus dans l'environnement. Un développement spécifique a été entrepris pour développer une sonde de mesure prototype compacte, robuste et déplaçable et telle que les composants optiques soient facilement accessibles pour optimiser, avant chaque essai, le réglage complet de l'alignement de l'émission laser et de la collection du signal Raman diffusé. Cette sonde dont l'architecture est présentée sur les Figure 8, Figure 9, Figure 10 et Figure 11 répond aux multiples contraintes d'exploitation de la plate-forme TOSQAN (lumière parasite, poussière, vibrations, variation de la température ambiante, nécessité d'acquérir des données pendant plusieurs heures, ...).

La source de lumière utilisée est un laser continu Nd:YAG (modèle Millennia de Spectra Physics) doublé et émettant à 532 nm à une puissance maximale de 5,5 Watt. La sonde se compose d'un système optique qui assure la création du volume de mesure et la collection du signal Raman en rétrodiffusion. La liaison entre la sonde optique et le spectromètre optique s'opère par deux fibres optiques distinctes (monomode pour l'émission et multimode pour la réception). L'analyse de la lumière rétrodiffusée se fait à l'aide d'un spectromètre TRIAX 320 (modèle ISA Jobin-Yvon SPEX, en configuration Czerny-Turner) possédant un réseau de 600 trait/mm couplé à une caméra CCD non intensifiée et refroidie par azote liquide (modèle Jobin-Yvon, matrice 2000 × 800 pixels, 15 μm x 15 μm).

La partie « émission » présentée sur la Figure 8 et la Figure 9 permet de transformer le faisceau arrivant du laser ❶ en un volume de mesure grâce aux lentilles ❷ et ❸. Seul le centre de la lentille ❸ est utilisé pour l'émission du faisceau laser.

Le volume de mesure généré possède les dimensions suivantes :

$(500 \times 500) \mu\text{m}^2$ (largeur, hauteur) \times 50 mm (longueur).

La partie « réception » est chargée de récupérer le signal Raman rétrodiffusé. Ce signal est récolté sur la périphérie de la lentille ❸.

La partie « transmission » est chargée d'injecter le signal Raman dans la fibre ❹ reliée au spectromètre. Cette injection est réalisée grâce à l'objectif de focalisation dans lequel est intégré un filtre Notch qui assure l'atténuation du signal rétrodiffusé correspondant à l'émission laser.

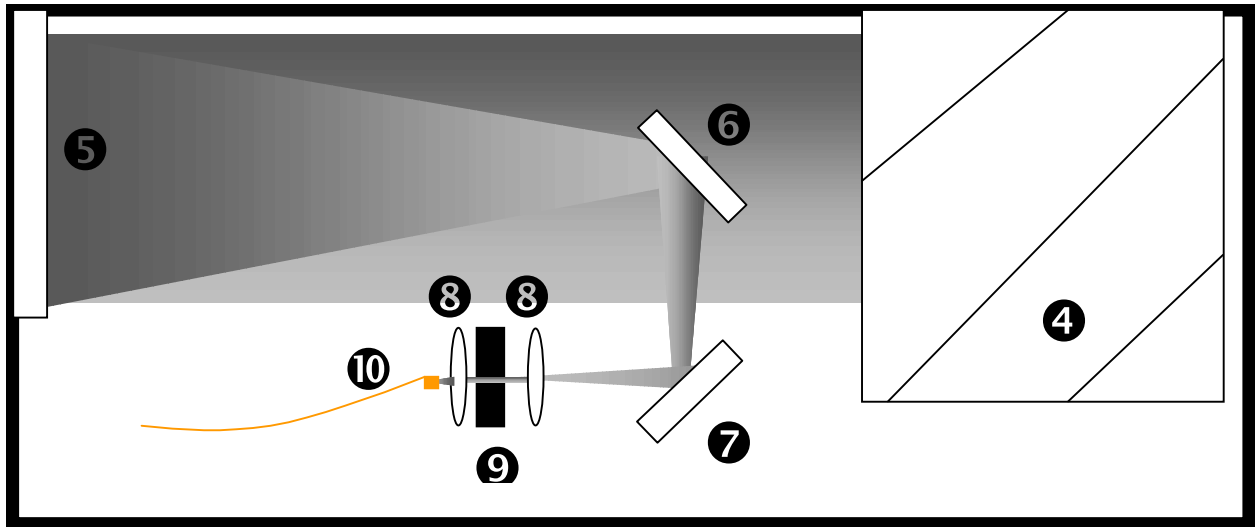


Figure 8. Schéma de la sonde Raman (vue de derrière)

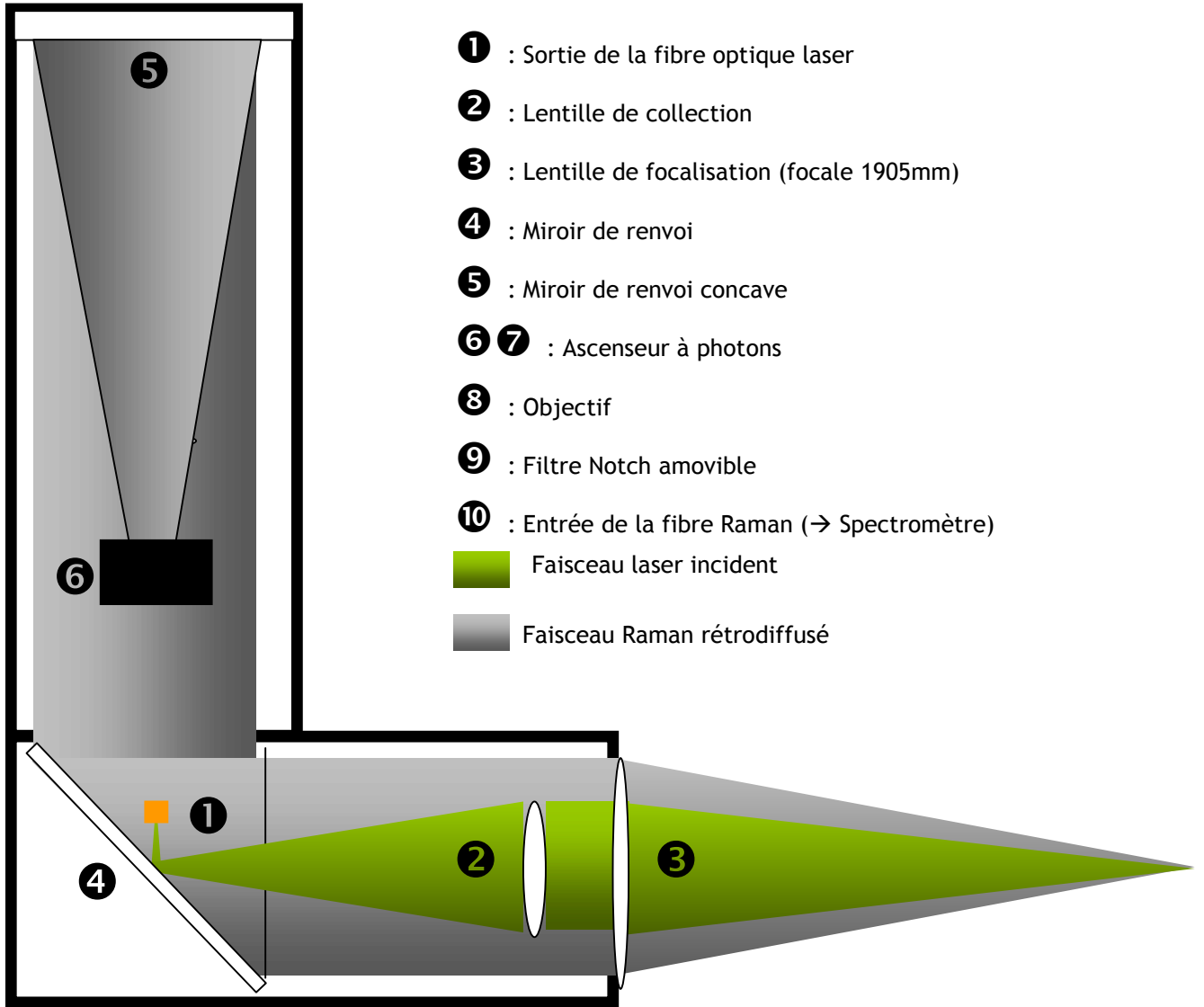


Figure 9. Sonde Raman (vue de dessus)

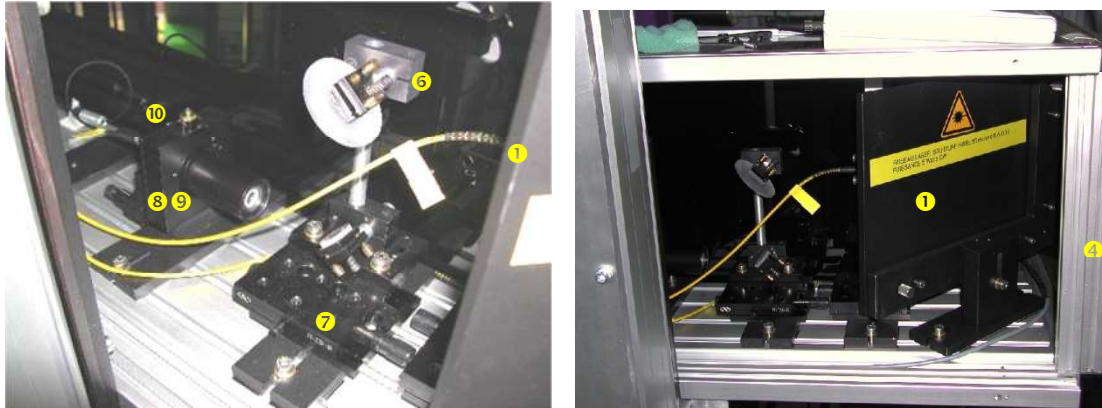


Figure 10. Vue du montage optique interne à la sonde Raman

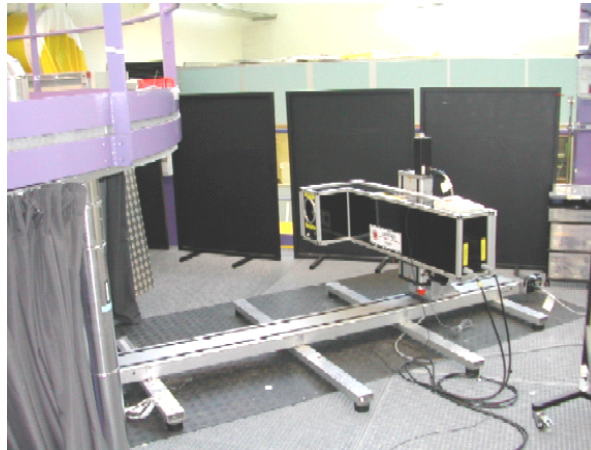


Figure 11. Vue globale de l'implantation de la sonde Raman prototype sur la plateforme TOSQAN

Qualification de la sonde Raman sur la plate-forme TOSQAN

La sonde de DRS a initialement été qualifiée avec de l'air à différentes pressions pour vérifier la dépendance linéaire entre l'intensité de signal de Raman et la pression (5), ainsi que pour déterminer l'incertitude des mesures de concentration (Figure 12). Le temps d'acquisition d'un spectre Raman a été fixé entre 30 s et 60 s, ce qui assure un bon compromis entre la qualité du signal, la durée des essais et leur dynamique temporelle. La précision des mesures de fraction molaire reste quasiment constante sur l'étendue de la plage de pression étudiée (6,5% pour O₂, 2% pour N₂ en relatif).

Un exemple de spectre Raman obtenu en condition air et vapeur d'eau dans l'enceinte TOSQAN est présenté sur la Figure 13. Les pics relatifs à l'oxygène, l'azote et la vapeur d'eau sont clairement identifiables de même que la contribution parasite liée au rayonnement laser incident.

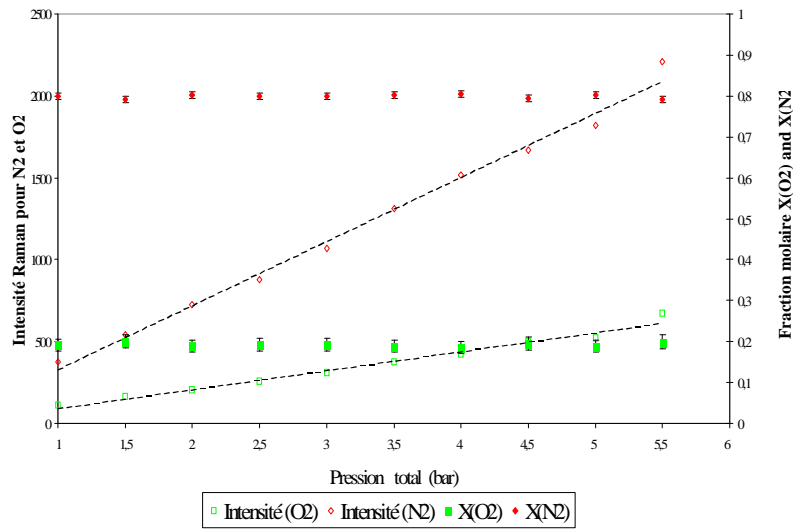


Figure 12. Evolution de l'intensité du signal Raman pour de l'air à différentes pressions

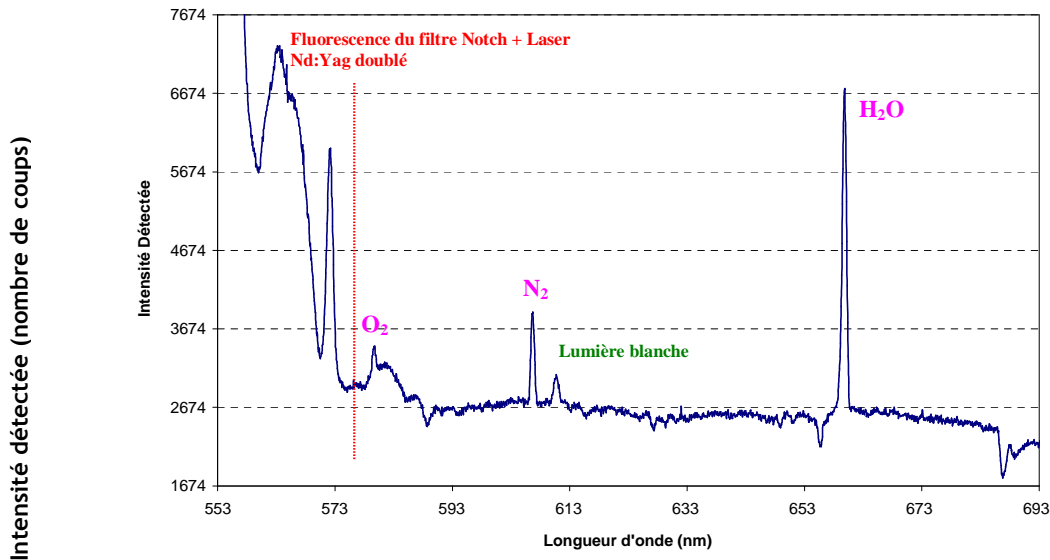


Figure 13. Exemple de spectre Raman acquis dans l'enceinte TOSQAN relativement à un mélange air / vapeur

2.2.2.3 Mesures couplées par vélocimétrie laser et par diffusion Raman spontanée

La mise en œuvre de diagnostics couplés permet de bien appréhender les transferts massiques et thermiques dans les écoulements multiphasiques. La densification du niveau de mesure permet en outre une optimisation du nombre d'essais, l'incertitude expérimentale liée à la répétabilité des essais étant par conséquent minimisée. C'est dans ce contexte qu'une étude de faisabilité a été entreprise pour étudier l'interaction entre la technique DRS et les techniques de vélocimétrie laser qui nécessitent un ensemencement de l'écoulement. L'intensité du signal Raman est très faible (facteur 10^{-8} à 10^{-12} par rapport à l'intensité du faisceau incident). La diffusion de Mie engendrée par les particules d'ensemencement éclairées par les différents faisceaux et plan laser des systèmes

LDV, PIV et Raman (Figure 14), est atténuée par un filtre Notch placé en amont du détecteur du spectromètre optique du banc Raman. Pour notre configuration de mesure, les longueurs d'ondes d'émission Raman correspondant aux molécules O_2 , N_2 et H_2O sont respectivement 580 nm, 607 nm et 660 nm, c'est à dire bien au-delà des longueurs d'ondes des lasers utilisés (488 nm, 514,5 nm et 532 nm). Pour les spectres Raman obtenus avec ensemencement (Figure 15), il apparaît globalement que l'intensité du signal Raman est atténuée sur l'ensemble du spectre, ce qui n'induit pas de biais de mesure significatif (incertitude augmentée de 0,5 % en présence de particules).

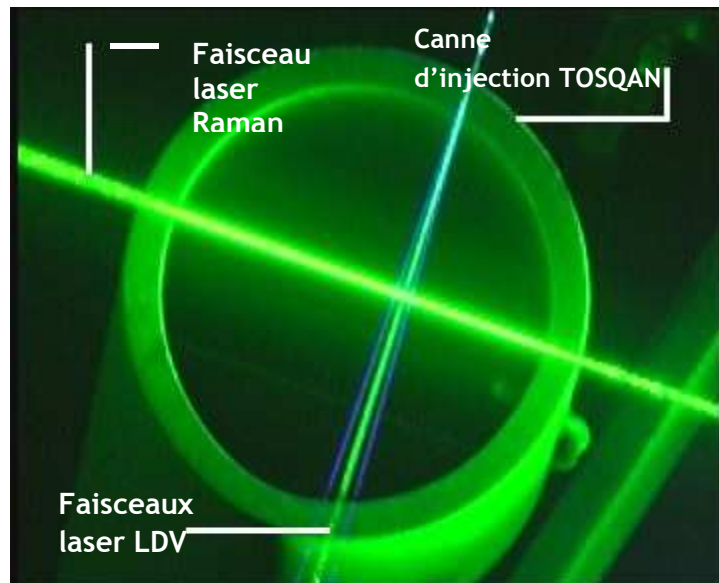


Figure 14. Vue de dessus des faisceaux laser LDV et Raman dans l'enceinte TOSQAN (sortie de l'injection de vapeur)

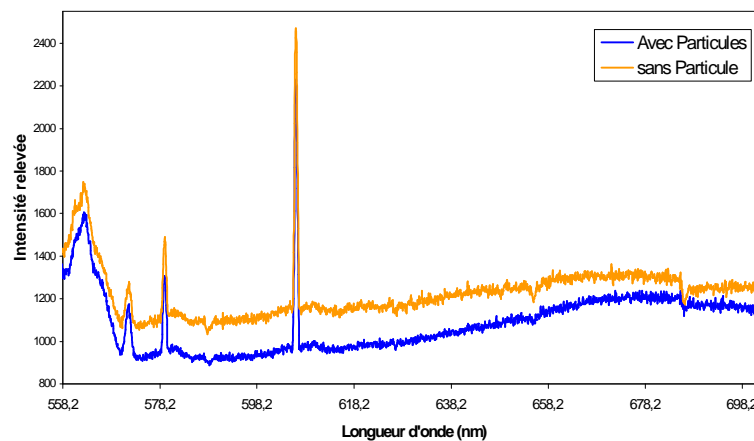


Figure 15. Comparaison des spectres Raman obtenus sur de l'air avec et sans ensemencement en particule de SiC

2.2.3 Acquis et valorisations

2.2.3.1 Métrologie

Un système prototype de Diffusion Raman Spontanée ainsi que des systèmes commerciaux de vélocimétrie laser PIV et LDV ont été mis en œuvre sur une expérience de grande dimension qui peut être qualifiée de semi analytique [C139, CN16].

Des travaux conséquents ont été entrepris pour développer un montage optique de DRS, l'adapter à un environnement semi industriel et le transposer dans une sonde intégrée. Des qualifications réalisées à chacune des étapes du développement, initialement sur table optique puis finalement avec la sonde prototype, ont permis de valider les performances de la technique pour la caractérisation de mélanges composés d'air et de vapeur. Une étude de faisabilité spécifique a, par ailleurs, confirmé la possibilité de réaliser des mesures de concentration gazeuse par DRS au sein d'écoulements diphasiques voire multiphasiques, ce qui offre des perspectives très intéressantes. Des particules solides peuvent être utilisées pour ensemercer les écoulements rendant ainsi possible la réalisation de mesures couplées par DRS et par vélocimétrie laser [CN18]. D'autre part, dans le contexte de la recherche expérimentale sur les accidents graves de réacteur nucléaire, des sprays d'eau sont utilisés pour simuler les systèmes d'aspersion et des particules solides sont mises en œuvre pour étudier le comportement de certains produits de fission afin d'étudier leurs interactions avec les gouttes d'aspersion. Ces thématiques sont abordées dans les sections suivantes 2.3 et 2.4.

Dans un autre contexte, ces développements métrologiques ont pu être valorisés via la réalisation d'études pour le compte du CEA, sur la mesure par DRS des concentrations d'iodure d'hydrogène et de vapeur d'eau [R18, R19] dans le cadre des recherches menées par le CEA sur la production massive d'hydrogène.

Actuellement, l'expertise acquise dans le domaine de la diffusion Raman spontanée est mise à profit dans le cadre du projet MITHYGENE (Programme d'Investissement d'Avenir) pour lequel nous contribuons au développement d'un système prototype de mesure de concentration gazeuse pouvant être intégré dans les enceintes de confinement [R17]. L'objectif est de quantifier les concentrations d'hydrogène et des autres gaz susceptibles d'être libérés en cas d'accident grave afin d'améliorer la gestion de l'aspersion dans l'enceinte en fonction de l'action des recombineurs et d'apporter des informations complémentaires sur le déroulement des phases de l'accident.

2.2.3.2 Phénoménologie

Une analyse phénoménologique de l'influence de la condensation de la vapeur sur les parois d'une enceinte vis-à-vis de la dynamique du mélange des écoulements a été faite pour des régimes transitoires et permanents en couplant une approche thermodynamique globale et une approche aérodynamique locale basée sur l'étude des écoulements pariétaux caractérisés par PIV et sur la

composition locale du mélange gazeux [R47, R48]. La condensation pariétale est l'un des phénomènes majeur pilotant le mélange des gaz de par la formation de boucles de convection. En présence de gaz incondensables, tel que l'hélium utilisé comme simulant de l'hydrogène ou le dioxyde de carbone utilisé comme simulant du monoxyde de carbone, ceux-ci sont distribués au niveau des zones pariétales ce qui tend à diminuer le flux de condensation pariétale et la dynamique des boucles de convection qui contribuent au mélange des gaz. Ces analyses présentées notamment dans l'article reproduit [C139] montrent une forte corrélation temporelle entre la pression dans l'enceinte, le flux de condensation de la vapeur en paroi, la dynamique des écoulements pariétaux et la distribution des gaz incondensables. Une analyse similaire a été proposée dans l'article reproduit [P1] sur l'influence des phénomènes d'évaporation de l'eau contenue dans le puisard de l'enceinte et la distribution de gaz incondensables à faible ou à plus forte masse volumique (He ou SF₆ et CO₂).

2.2.3.3 Production de données pour les benchmark et la qualification des codes

Les programmes d'essais TOSQAN relatifs aux études liées à la distribution des gaz en présence de phénomènes de condensation en paroi et d'évaporation a donné lieu à la réalisation d'essais de grille [R50 à R57] destinés à la qualification de codes de calcul développés par le CEA pour le compte de l'IRSN [P14, P7, 27, 27, 28] et développés par l'IRSN et son homologue GRS [53].

Une séquence spécifique d'un essai de condensation a été réalisée dans le cadre de l'International Standard Problem n°47 (ISP-47) piloté par l'OCDE, relatif à la thermohydraulique enceinte. Le but de l'ISP-47 était d'investiguer l'effet d'échelle et de tester les capacités de prédiction des codes de calcul, de type CFD et à zones, vis-à-vis de la distribution des gaz dans une enceinte en présence de condensation pariétale. L'ISP-47 a fait intervenir 22 participants de 14 pays différents et 12 codes de calcul. Les principaux résultats et conclusions tirés de la simulation de la séquence d'essai réalisée dans l'installation TOSQAN sont présentés dans l'article reproduit [P12] et dans [R14, R15, R16].

2.2.4 Reproduction d'articles

Trois articles sont reproduits par la suite :

[C139] : Porcheron, E., Thause, L., Malet, J., Cornet, P., Brun, P., Vendel, J. Simultaneous application of Spontaneous Raman Scattering and LDV / PIV for steam / air flow characterization. 10th International Symposium on Flow Visualization (ISFV-11), Kyoto, 2002.

[P1] : Porcheron, E., Lemaitre, P., Nuboer, A., Sump influence on containment thermal hydraulics: Synthesis of the TOSQAN test, ASME, Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science. 2015, Vol. 1 /041008-1. Doi: 10.1115/1.4030961.

[P12] : Malet J., Porcheron E., Vendel J., OECD International Standard Problem ISP-47 on containment thermal-hydraulics—Conclusions of the TOSQAN part, Nuclear Engineering and Design, Vol. 240, Issue 10, pp. 3209-3220, 2010.

Simultaneous application of Spontaneous Raman Scattering and LDV, PIV for steam / airflow characterization

Porcheron, E., Thause*, L., Malet, J., Cornet, P., Brun, P., Vendel, J.

Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN)
CEA Saclay, DPEA/SERAC, BP 68, 91192 Gif-Sur-Yvette CEDEX, FRANCE
E-mail : emmanuel.porcheron@irsn.fr
Tel:+33 1 69 08 50 72 / FAX:+33 1 69 08 97 36

*ADULIS, 91961 Courtaboeuf, FRANCE

Keywords: Spontaneous Raman Scattering, LDV, PIV, steam condensation

Abstract: An experimental study is performed to investigate the possibility of making PIV and LDV measurements simultaneously with volume fraction measurements performed by Spontaneous Raman Scattering (SRS). A prototype Raman optical bench has been perfected and characterized in air / water steam flow seeded with particles used for laser velocimetry measurements.

Coupled velocity and volume fraction measurements are then realized in the TOSQAN enclosure devoted to simulate typical accidental thermal hydraulic flow conditions in Pressure Water Reactor containment.

1. Introduction

During the course of an hypothetical severe accident in a Pressure Water Reactor (PWR), hydrogen can be produced by the reactor core oxidation and distributed into the reactor containment according to convection flows and water steam wall condensation. In order to assess the risk of detonation generated by a high local hydrogen concentration, hydrogen distribution in the containment has to be known. The TOSQAN experimental program has been created to simulate typical accidental thermal hydraulic flow conditions in the reactor containment and to study different phenomena such as water steam wall condensation in the presence of non-condensable gases.

The aim of this study is to present coupled Spontaneous Raman Scattering (SRS) and laser velocimetry measurements to obtain simultaneously gas volume fraction and velocities during water steam injection in a large enclosure. Velocity measurements are performed using Laser Doppler Velocimetry (LDV) and Particles Images Velocimetry (PIV).

Few studies are available in the literature showing the possibility of making measurements of concentration in parallel with velocity measurements. Such an example has been carried out by Borg et al., (2001) realized by associating the PIV technique for the measurement of field speed and the Planar Laser-Induced Fluorescence for concentrations measurement.

The Raman effect, first observed in 1928, is the start of numerous molecular spectroscopy techniques. It is complementary to infrared absorption spectroscopy and is widely used in different fields such as chemistry allowing structural and kinetic studies of proteins and the monitoring of chemical vapor deposition for example. In combustion Raman effect is used for concentration and temperature measurements in flames (Miles, 1999) or in sprays for internal combustion engines (Beushausen et al., 2000).

Spontaneous Raman Scattering is a useful diagnostic tool because Raman spectra can be interpreted to yield the molar fractions or temperatures with good accuracy. Another interest of SRS is that the presence of impurities such oil droplets inside the flow have no consequence on the measurements (Labrunie et al., 1999). Therefore the possibility of performing simultaneous laser velocimetry and SRS measurements can be considered.

Other investigations within the framework of studies on PWR have already been done. Indeed, Goldbrunner et al. (2000) have investigated the heat transfer phenomena using linear Raman spectroscopy in order to obtain simultaneously profiles of concentration for vapor phase and water temperatures in the liquid phase in a small vessel.

2. TOSQAN facility

2.1 Setup

The TOSQAN experiment (Fig. 1) consists in a closed cylindrical vessel (7 m³ volume, 4 m high, 1.5 m i.d.) into which steam is injected by a vertical pipe located in the center part of the TOSQAN enclosure. The walls of the vessel are thermostatically controlled so that a water film can be obtained by steam condensation on a part of the wall vessel (Malet et al., 2001). Optical accesses are provided by 14 overpressure resistant viewing windows permitting non-intrusive optical measurements along an enclosure diameter at 4 different levels.

2.2 TOSQAN test principle

Condensation tests presented in this study consist of a water steam injection into the enclosure that is initially at atmospheric pressure, with hot wall temperature of 396K, condensing wall temperature of 373K. After a transient stage corresponding to enclosure pressurization, a steady state is reached when the water steam injection and the condensation flow rates are equal, which corresponds to constant enclosure pressure and thermal equilibrium. Steady state pressure level is function of water steam mass flow rate. Some tests comprise a He / CO₂ mixture injection from the steady state to simulate hydrogen production by PWR core degradation. CO₂ is used to have Raman signal of one of the non-condensable injected gas (no Raman signal for He mono atomic molecule). Velocity and volume fraction radial profiles are performed during steady state on the whole diameter of TOSQAN enclosure. Temporal evolution of velocity and volume fraction are performed during transient stage near the condensing wall.

Injection conditions of this study are presented in table 1.

Water steam mass flow rate $Q_{\text{steam_inj}}$	Reynolds number $Re_{inj} = \frac{2r_{inj} \cdot U_{inj} \cdot \rho_{inj}}{\mu_{inj}}$	Richardson number $Ri_{inj} = \frac{(r - r_{inj}) \cdot g \cdot \rho_{inj}}{r \cdot U_{inj}^2}$
10 g/s	$2.5 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^{-3}$
1 g/s	$2.5 \cdot 10^3$	0,5

Table 1: Water steam injection conditions

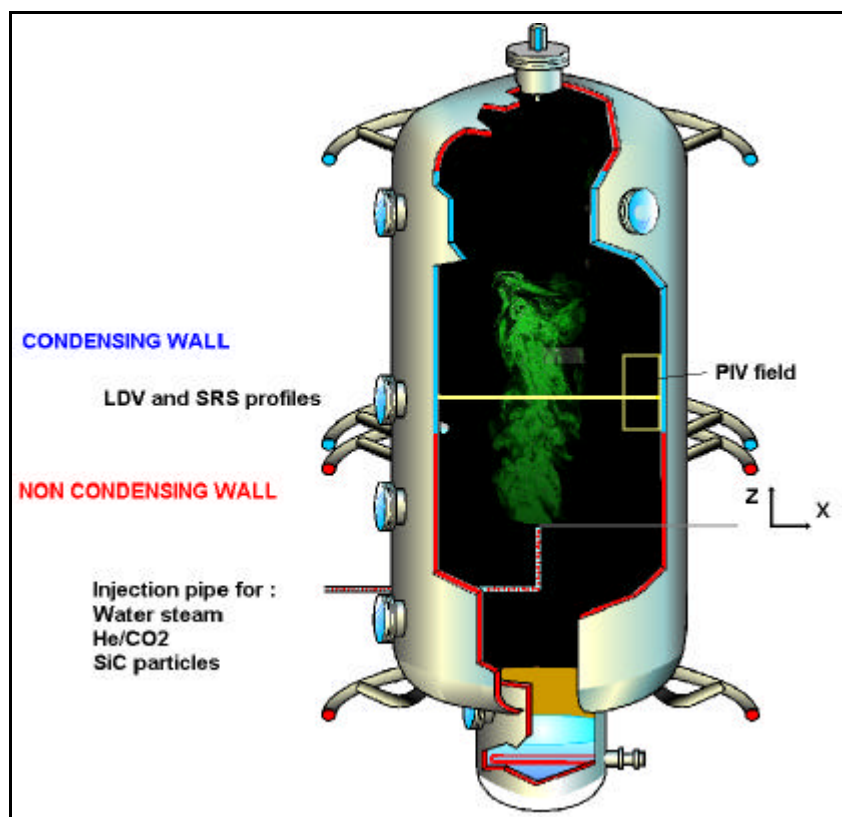


Fig. 1: Overview principle of TOSQAN facility

3. Optical diagnostics

3.1 Raman Spectrometry

3.1.1 Fundamental principle

Spontaneous Raman scattering is an inelastic scattering process involving the interaction of a photon with a specific vibrational-rotational state of a molecule. This scattering results of an inelastic interaction in which energy exchange occurs between the incident photons with frequency (ν_0) and a molecule. The generated energy flux will experience a frequency shift ($\pm\nu_v$) that is characteristic of each polyatomic molecule. In case of Stokes transition, the frequency is ($\nu_0 - \nu_v$), for anti-Stokes transition the frequency is ($\nu_0 + \nu_v$). Good reviews on single-point Raman measurements are available from Lederman (1977). For our experimental condition ($T < 400 K$), the anti-Stokes transition is not taken into account since it is negligible (Long 1977). In case of a mixing of several gases (i), Stokes response can be expressed by the following relation (Cohen-Tanoundji et al., 1986):

$$P_{\text{Raman_Stokes}}^{(i)} = P_{\text{LASER}} N_{(i)} \left(\frac{ds}{dO} \right)_{(i)} L t O$$

With :

P_{LASER} : incident LASER beam power (W)

$N_{(i)}$: molecular density (mol/cm³)

$\left(\frac{ds}{dO} \right)_{(i)}$: differential cross section (cm²/sr)

$L t O$: optical setting parameters

(1)

The search for differential cross sections is rather delicate and a very detailed attention must be paid to the values chosen for the application. Indeed, this Raman differential cross section depends on many external parameters such as the temperature, the wavelength of the incidental laser beam, the angle of polarization between the incidental beam and the diffracted beam, the polarization of the incidental beam and the viewing angle of the diffracted beam. Values of differential Raman cross sections used in this study were recorded in the literature (Colthup, 1975).

3.1.2 Optical bench

The laser emission is produced by a continuous doubled Nd:YAG Laser (Millennia from Spectra Physics) emitting at 532 nm with power laser of 5.5W.

The optical bench includes an optic prototype probe that is used both to create the measurement volume and to collect the backscattered Raman light. The incidental and the backscattered signals are transported via two optical fibers (respectively monomode and multimode) to the spectrograph that is laid out in an air-conditioned room.

The dimensions of the measurement volume are equal to 40mmx0,5mmx0,5mm. A spectrograph TRIAX 320 (ISA Jobin-Yvon SPEX, Czerny-Turner configuration) (grating 600 line/mm) and a very sensitive detector that is a non-intensified CCD camera cooled by liquid nitrogen (Jobin Yvon, matrix 2000x800 pixels, pixel size 15µmx15µm) are used to analyze the backscattered light. The dark current is lower than 1 e/pixel/hours. The quantum efficiency reaches 85% between 500nm and 700nm.

A program (SPECTRAMAX) associated with the spectrograph and provided by the manufacturer then displays the results.

3.1.3 Volume fraction measurements

In case of a mixture of perfect gases, the molar fraction or volume fraction $X(i)$ of one of them is a function of molecular density $N(i)$ (2).

$$X(i) = N(i) \frac{1000RT}{N P} \quad (2)$$

If all the molecules (j) of the mixture are active in Raman scattering then molar fractions can be calculated independently of pressure (P) and temperature (T) (3).

$$\sum_{i=1}^j X(i) = 1$$

$$X(i) = \frac{P_{Raman_Stokes}^{(i)} \left(\frac{dS}{d\Omega} \right)_{(i)}}{\sum_{i=1}^j \left(\frac{P_{Raman_Stokes}^{(i)}}{\left(\frac{dS}{d\Omega} \right)_{(i)}} \right)} \quad (3)$$

In the case where $X(i)$ and T are constant, relation (1) is written:

$$P_{Raman_Stokes}^{(i)} = K \left(\frac{dS}{d\Omega} \right)_{(i)} \left(\frac{P}{T} \right) \quad (4)$$

with : K constant

3.1.4 Optical bench characterization

The optical bench has been first characterized in airflow in order to check that the Raman signal intensity follows a linear evolution versus pressure (4) and to establish the accuracy of the concentration measurements. Raman spectrum acquisition is performed by accumulating the measurement during a time recording of 60s. This time is a good compromise for measurement accuracy and experimental constraints.

Experiments were performed at constant temperature for several total air pressure in the TOSQAN enclosure. Figure 2 shows the linear evolution of the Raman signal intensity specifying the molar fraction measurement accuracy which is quite a constant function of the air pressure increase (6.5% for O₂, 2% for N₂).

Tests are performed during a water steam injection in the TOSQAN enclosure that was initially heated at atmospheric pressure. Raman measurement volume is located near the steam injection exhaust pipe. Results presented in figure 3 show again the linear dependence between the H₂O Raman signal and the steam partial pressure. The Raman signal intensity level for N₂ and O₂ (O₂ not plotted on Fig. 3) remains quite constant during the steam injection.

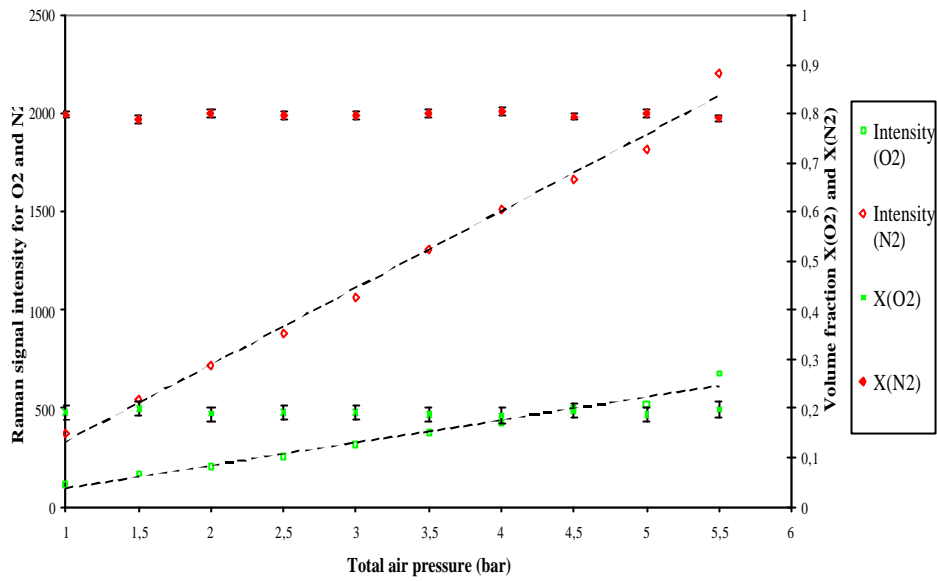


Fig. 2: Raman signal intensity evolution and accuracy measurement versus total air pressure

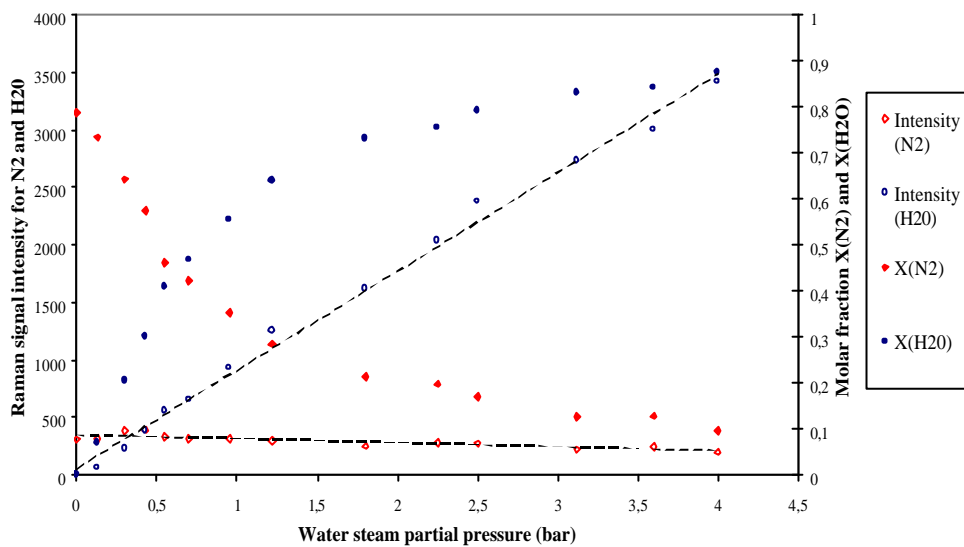


Fig. 3: Raman signal intensity evolution and accuracy measurement versus water steam partial pressure

3.2 PIV / LDV measurements

3.2.1 Seeding

Flow seeding is quite difficult in our application because of the great dimension of the enclosure and high moisture rate, pressure and temperature conditions. Particles of SiC ($2\mu m$) are dispersed by a RBG 1000 generator (Palas) and injected under pressure after being heated to avoid condensation nucleus formation. A seeding procedure was developed to obtain a high particle concentration with good homogeneity in TOSQAN enclosure (Porcheron et al. 2000).

3.2.2 Optical benches

Velocity measurements are realized by commercial PIV and LDV systems (Dantec).

The LDV system is using a two components optic probe in backscatter configuration with a large focal length (2 m). The laser emission is produced by an Argon laser (488nm and 514.5 nm). LDV allows to realize vertical velocity measurements (V) on radial TOSQAN enclosure profiles (-600mm<X<600mm).

The PIV system is composed of a doubled Nd:YAG laser (532nm) and a CCD camera used in cross correlation mode.

PIV allows to obtain velocities fields (U, V) near the condensing wall (750mm<X<600mm, 600mm<X<750mm). Mean velocities fields are computed from 200 instantaneous fields.

3.3 Coupled gas concentration and velocity measurements: Feasibility

3.3.1 Interaction between Mie and Raman scatterings

Spontaneous Raman scattering is a very low emission comparatively to Mie or Rayleigh scattering (factor 10^{-8} to 10^{-12} compared to the intensity of the incidental beam). Usually, because of the great difference in scattered intensities between Raman and Lorenz-Mie scattering, care must be taken that no particle are within the Raman volume during the measurement (Long, 1992).

A Notch filter placed upstream of the spectrometer attenuates the diffusion of Mie generated by the illumination of the particles of SiC by the laser emissions of the LDV, PIV and Raman systems (Figure 4). Moreover, in our experimental configuration, the wavelengths of the peaks corresponding to the molecules O₂, N₂ and H₂O, which are respectively 580 nm, 607 nm and 660 nm, are beyond the laser wavelengths used (514.5 nm and 532 nm). For the Raman spectra obtained with seeding (Figure 5), it appears that overall, the intensity of the signal is attenuated on all the range of wavelengths. Repeatability and accuracy of volume fraction measurements are now studied for two different conditions in the TOSQAN enclosure. Results obtained in air without seeding and after SiC particles injection are presented in figure 6.

As shown in figure 6, repeatability measurement without seeding is good (standard deviation about 0.5%) and remains at the same level after flow seeding (standard deviation about 0.5%). We do not notice a significant evolution of volume fraction accuracy measurements for both conditions (accuracy increase up to 1% with seeding).

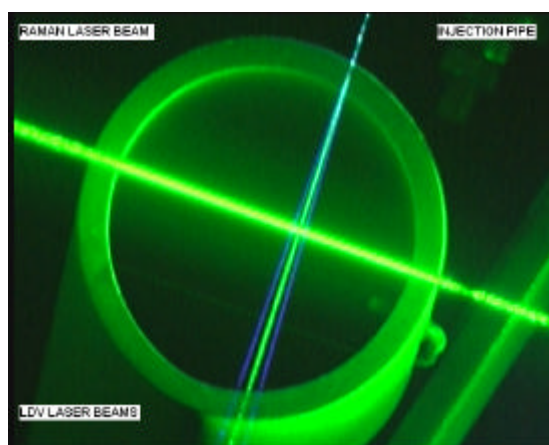


Fig. 4: Raman and LDV laser beams during simultaneous concentration and velocities measurements: steam injection pipe outlet view

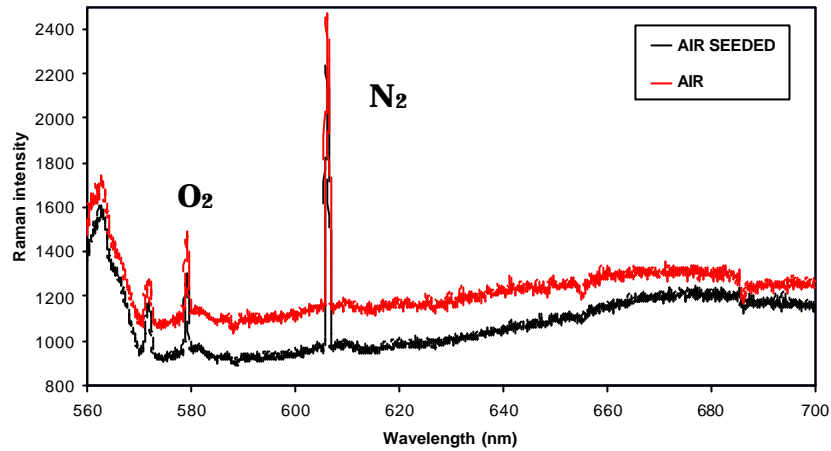


Fig. 5: Raman spectrum for seeded and non seeded airflow

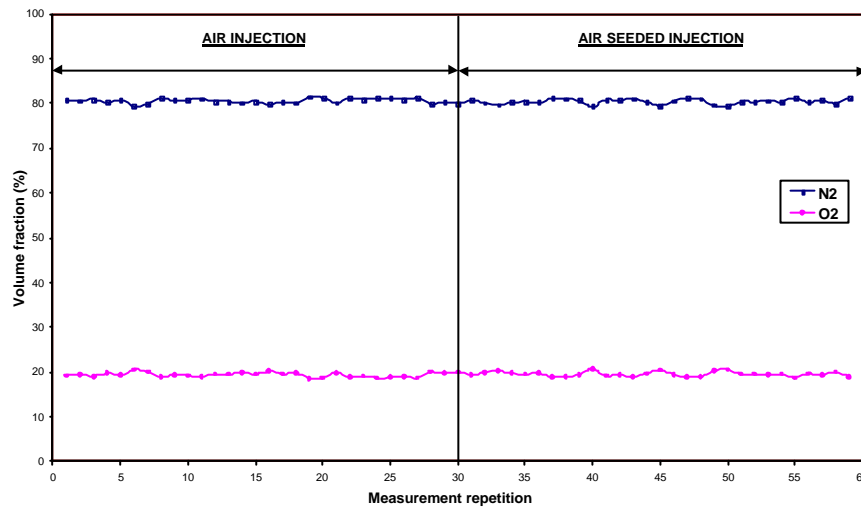


Fig. 6: Volume fraction measurement reproducibility in airflow and air seeded with particles

4. Gas and concentration measurements: Results

4.1 Concentration and velocity radial profiles

LDV and Spontaneous Raman Scattering are used to characterize water steam flow injection during steady stage obtained for two steam mass flow rates (see table 1). Velocity (V) and concentration radial profiles are realized on a whole diameter of the TOSQAN enclosure, except the region located near the condensing wall ($X < -600\text{mm}$ and $X > 600\text{mm}$).

Results are presented on figure 7 for the higher steam mass flow rate (10 g/s). The jet region is clearly identified on both velocity and concentration profiles. Out of the jet region, air / water steam mixture is nearly homogeneous with mean vertical velocity close to 0 m/s and even negative when moving closer the condensing wall ($X = 750\text{mm}$).

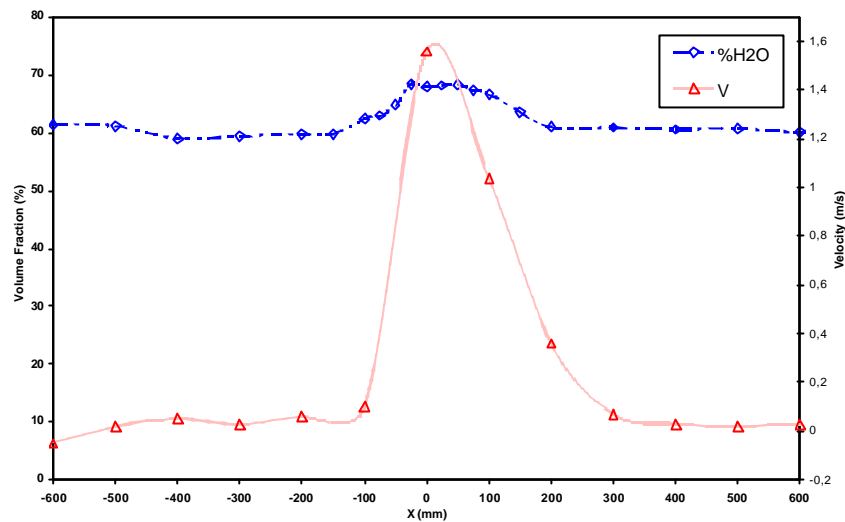


Fig. 7: Velocity and H₂O volume fraction radial profiles realized at $Z/r_{inj} = 36$: Steam injection mass flow rate is 10 g/s

For the smaller water steam mass flow rate (1g/s), which correspond to steam plume according the Richardson number ($Ri=0.5$), steam / air mixture is homogenous on a whole enclosure diameter as shown on figure 8.

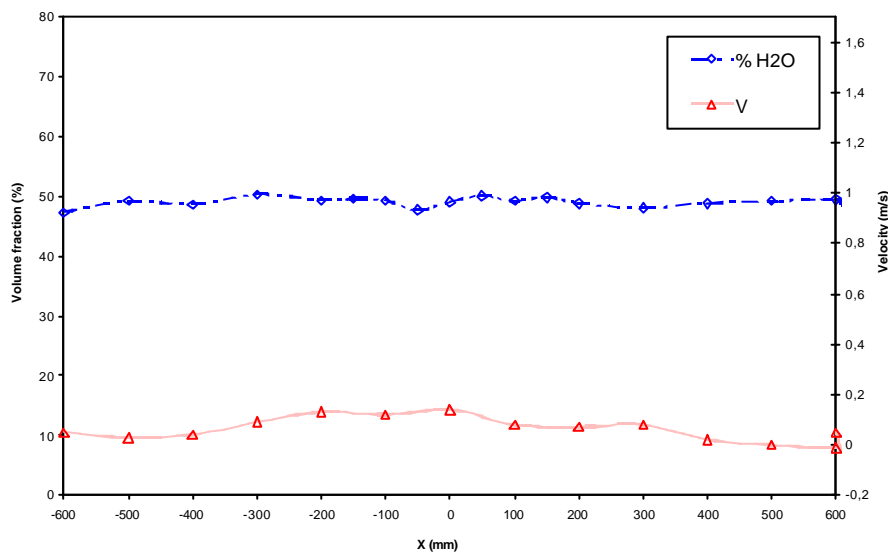


Fig. 8: Velocity and H₂O volume fraction radial profiles realized at $Z/r_{inj} = 36$: Steam injection mass flow rate is 1 g/s

4.2 Temporal evolution of volume fractions and velocities near the condensing wall

In order to show non condensable gas influence on wall condensation, PIV measurements and SRS measurements are performed both near the condensing wall during the injection of a mixture of He / CO₂ (water steam was still injected). Bottle of He / CO₂ mixture used contains 84% of He and 16% of CO₂ ($M_{He/CO_2}=10.4$ g/mol). We are conscious that CO₂ is a very dense gas and may change He jet dynamic and does not inevitably have the same distribution as He in the enclosure. But the

purpose of this present study is particularly to characterize non condensable gas migration to the condensing wall according to reverse flow and to show correlation between velocity and concentration. He volume fraction which is not measured by SRS, is deduced from CO₂ volume fraction measurement by supposing hypothesis that there is no dissociation of He / CO₂ injected mixture.

Volume fractions temporal evolution profile measured near the wall ($X=-700\text{mm}$, $Z/r_{inj}=36$) is shown on figure 9.

Before $t=320\text{s}$, a steady state is reached with a water steam injection mass flow rate of 1g/s , air and H₂O volume fractions are stable ($X(\text{N}_2)\sim 44\%$ and $X(\text{H}_2\text{O})\sim 46\%$).

At $t=320\text{s}$, He/CO₂ mixture is injected with mass flow rate equal to 1.82g/s (in addition to water steam which was already injected).

At $t=920\text{s}$, He/CO₂ mixture injection is stopped (water steam is still injected).

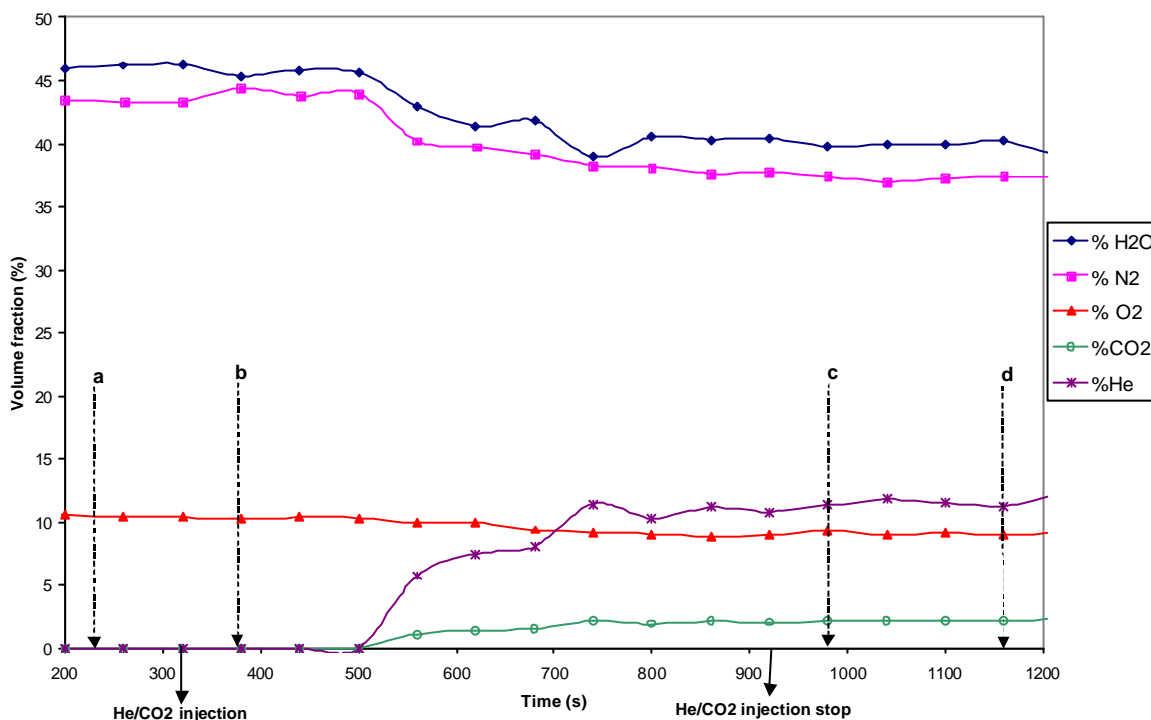


Fig. 9: Volume fractions temporal evolution near the condensing wall at $X=-700\text{mm}$, $Z/r_{inj}=36$ for N₂, O₂, H₂O and CO₂ ($X(\text{He})$ is deduced)

As we can see on figure 9, CO₂ starts to be detected near the condensing wall from $t=500\text{s}$.

PIV measurements are realized near the condensing wall ($750\text{mm}<X<600\text{mm}$, $Z/r_{inj}=36$) at different times (see figure 9 for a, b, c, d time references). Mean velocities fields are presented in figures 10a, 10b, 10c, 10d (same length vectors and iso vertical velocity (V) contour).

Time reference a. (figure 10a)

Mean velocities field is obtained on steam injection steady state ($Q_{\text{steam}}=1\text{g/s}$). We can see the usual near the wall flow structure which is composed of a downward flow, with, near the wall, a strong velocity gradient. Maximum wall velocity ($U_{\text{max_wall}}$) that is about -0.12 m/s , is induced by water steam wall condensation. The interaction between steam jet plume injected and wall downward flow creates a shearing region.

Time reference b. (figure 10b)

PIV acquisition is synchronized with the beginning of He/CO₂ injection (water steam is also injected). During this stage, CO₂ is not yet detected on Raman spectra.

He/CO₂ mixture volume flow rate is similar to water steam volume flow rate that amplify the recirculation flow in the vessel and finally increases the wall downward flow velocity that reaches -0.17m/s. Recirculation flow area width increases as shown in figure 10b. Downward velocities spread over the whole PIV field width.

Time references c and d. (figures 10c. 10d)

At this time, He/CO₂ injection has been stopped. Water steam injection is maintained ($Q_{\text{steam}}=1\text{g/s}$). The velocity field structure is the same as the one presented in figure 10a. CO₂ is present on Raman spectra that implies that non-condensable gas such He and CO₂ have migrated close to the condensing wall. This phenomenon induces a decrease of steam wall condensation intensity as it is clearly confirmed by the decrease of wall velocity ($U_{\text{max_wall}}\sim-0.05\text{m/s}$ to compare with $U_{\text{max_wall}}\sim-0.12\text{m/s}$ for time reference a).

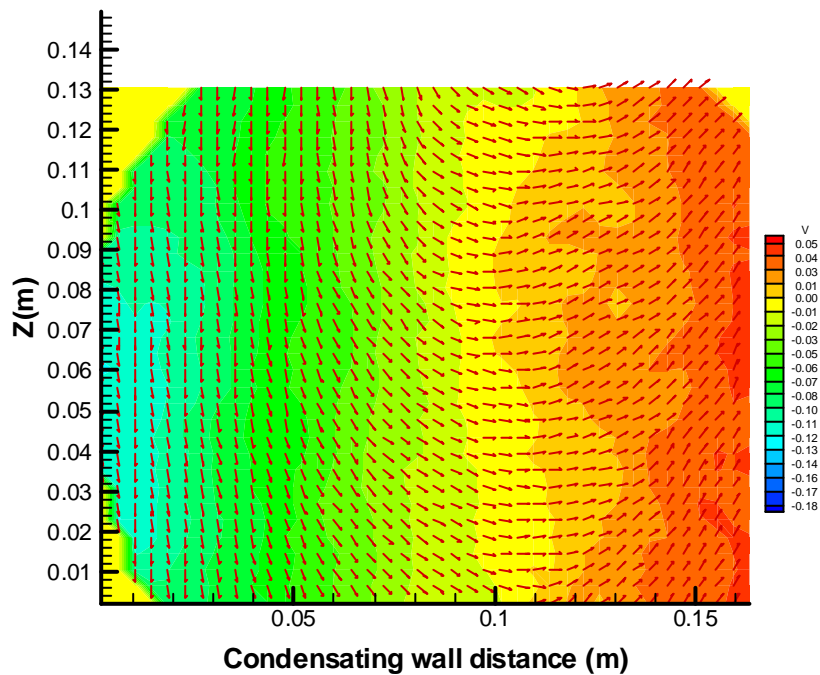


Fig. 10a: Time reference a) – PIV acquisition before injection – $U_{\text{max_wall}}\sim-0.12\text{m/s}$

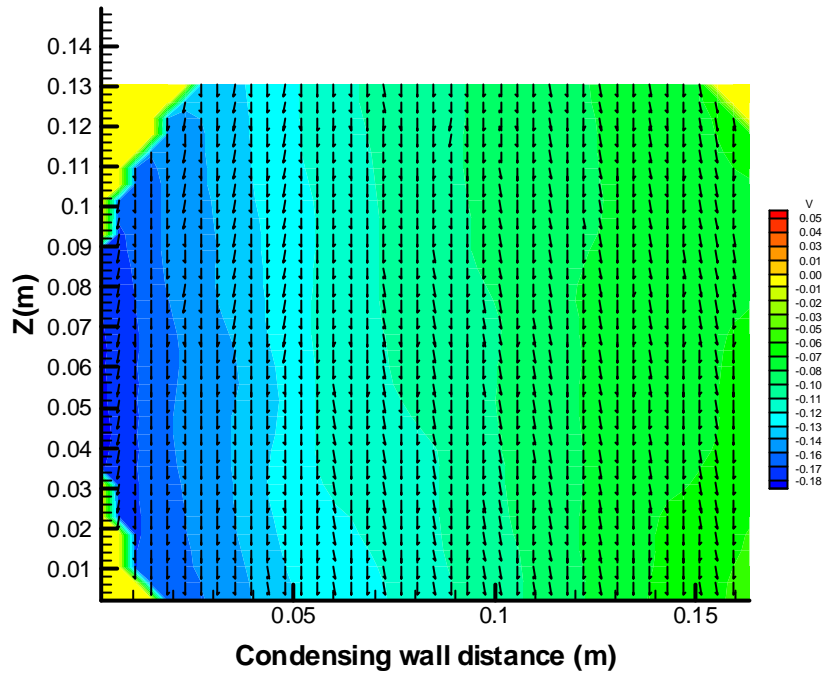


Fig. 10b: Time reference b) – PIV acquisition synchronized with He/CO₂ injection -
 $U_{\max_wall} \sim -0.17\text{m/s}$

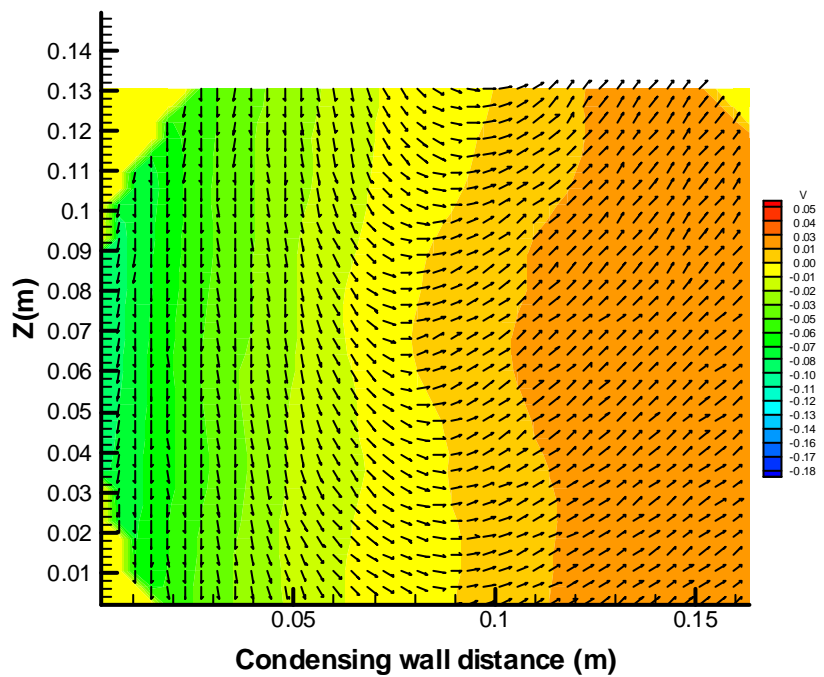


Fig. 10c: Time reference c) – PIV acquisition when He/CO₂ injection has been stopped (t=970s) -
 $U_{\max_wall} \sim -0.05\text{m/s}$

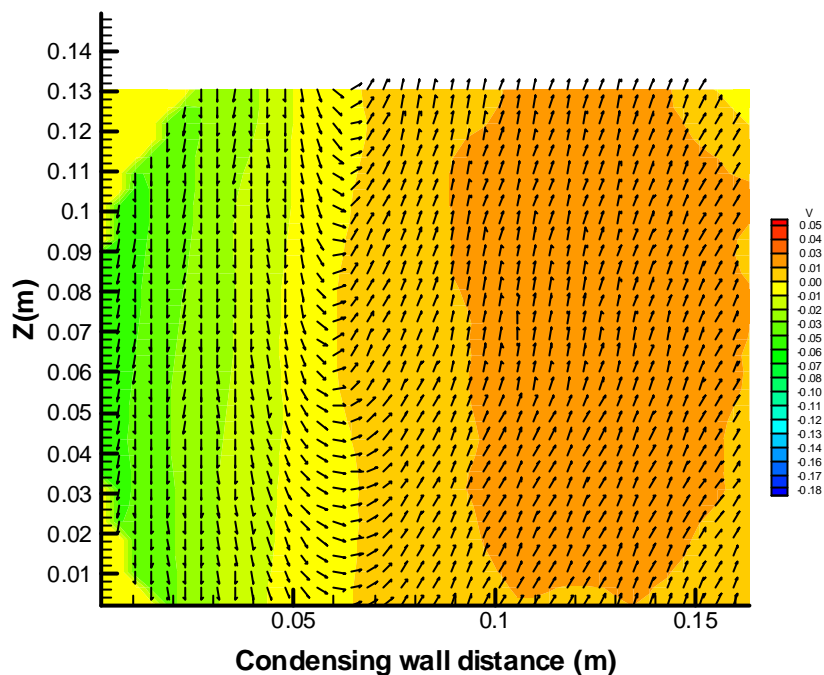


Fig. 10d: Time reference d) – PIV acquisition when He/CO₂ injection has been stopped (t=1170s)
 $U_{\max, \text{wall}} \sim -0.05 \text{ m/s}$

5. Conclusion

Raman spectroscopy based on spontaneous scattering and PIV/LDV were used to characterize a water steam / air flow in a pressurized large enclosure. Raman signal obtained with a prototype optical bench was validated during tests in air conditions, air / water steam conditions and air seeded with Silicon carbide particles. We have shown that there is no significant evolution of the Raman volume fraction measurement accuracy when the flow is seeded.

Gas volume fraction and LDV / PIV measurements were performed on two different steady states during water steam injection in order to characterize the flow in steam condensation in position of condensation. Influence of non-condensable gases injection was shown near the wall velocities.

We plane to perform SRS measurements and Global Rainbow Thermometry in order to characterize water steam volume fraction and droplet temperature in two phases flow condition for the TOSQAN spraying program.

References

Borg A., Bolinder J., Fuchs L., "Simultaneous velocity and concentration measurements in the near field of a turbulent low-pressure jet by digital particle image velocimetry-planar laser-induced fluorescence", *Experiments in Fluids* 31 (2001) pp140-152, 2001.

Miles P., "Raman line imaging for spatially and temporally resolved mole fraction measurements in internal combustion engines", *Applied Optics* / vol. 38, No 9 / 20 March 1999.

Beushausen, V., Müller, T., Hentschel W., "2D characterization of alcohol sprays by means of 1D Spontaneous Raman Scattering", ILASS 2000, Damrstadt, September 11 -13, 2000.

Labrunie L., Fradin C., Grisch F., "Temperature measurement by spontaneous raman scattering in a transonic compressor", XIV ISABE International Symposium on Airbreathing Engines, Florence, 1999.

Goldbrunner M., Karl J., Hein D., "Experimental investigation of heat transfert phenomena during direct contact condensation in the presence of non condensable gas by mean of linear Raman spectroscopy", 10th International Symposium on Applications of laser techniques, Lisboa, 2000.

Malet J., porcheron E., Cornet P., Brun P., Vendel J., "Thermodynamic characteristics of a water steam-air mixture in a large enclosure with wall condensation", 4th International Conference on Multiphase Flow, New Orleans, 2001.

Lederman S., "The use of Raman diagnostics in flow fields and combustion", Prog. Energy Combustion Sci., pp.1-34, 1977.

Long D.A, 1977, "Raman Spectroscopy", McGraw-Hill International Book Compagny.

Cohen-Tanoundji C., Diu B., Laloe F., "Mécanique quantique", Ed. Hermann, 1986.

Colthup N.B, Daly L.H., Wiberley S.E, 1975, "Introduction to infrared and Raman spectroscopy," 2nd edition, Academic Press Inc.

Porcheron E., Brun P., Malet J., Cornet P., Vendel J. "Caractérisation par LDV et PIV d'un jet de vapeur injecté sous pression : étude du risque hydrogène pour la sûreté nucléaire", 7^{ème} Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, pp 279-286, Marseille, France, 19-22 septembre 2000.

Long M.B., "Multidimensional imaging in combustion flows", Instrumentation for flows with combustion, AMKP Taylor edition, 1992.

Emmanuel Porcheron¹

Mem. ASME
Institut de Radioprotection
et de Sécurité Nucléaire (IRSN),
PSN-RES, SCA, Gif-sur-Yvette 91192, France
e-mail: emmanuel.porcheron@irsn.fr

Pascal Lemaitre

Institut de Radioprotection
et de Sécurité Nucléaire (IRSN),
PSN-RES, SCA, Gif-sur-Yvette 91192, France
e-mail: pascal.lemaitre@irsn.fr

Amandine Nuboer

Institut de Radioprotection
et de Sécurité Nucléaire (IRSN),
PSN-RES, SCA, Gif-sur-Yvette 91192, France
e-mail: amandine.nuboer@irsn.fr

Influence of Sump on Containment Thermal Hydraulics: Synthesis of the TOSQAN Tests

During the course of a severe accident in a nuclear power plant, water can be collected in the sump containment through steam condensation on walls, cooling circuit leak, and by spray systems activation. Therefore, the sump can become a place of heat and mass exchanges through water evaporation and steam condensation, which influences the distribution of hydrogen released in containment during nuclear core degradation. The objective of this paper is to present the analysis of semi-analytical experiments on sump interaction between containment atmosphere for typical accidental thermal hydraulic conditions in a pressurized water reactor (PWR). Tests are conducted in the TOSQAN facility developed by the Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire in Saclay. The TOSQAN facility is particularly well adapted to characterize the distribution of gases in a containment vessel. A tests' grid was defined to investigate the coupled effect of the sump evaporation with wall condensation, for air steam conditions, with noncondensable gases (He, SF₆), and for steady and transient states (two depressurization tests). [DOI: 10.1115/1.4030961]

1 Introduction

In the course of a hypothetical severe accident in a pressurized water reactor (PWR), hydrogen can be produced by the reactor core oxidation and distributed into the reactor containment according to convection flows and steam-wall condensation. To assess the risk of hydrogen explosion, we must know the hydrogen distribution in the containment. In addition, core degradation leads to the release of fission products, carbon dioxide (CO₂), and carbon monoxide (CO) into the containment [1]. An emergency spray system can be used as a mitigation means to reduce containment pressure, remove fission products, and enhance the mixing of gases. The containment sump collects water coming from steam condensation on the containment's walls and internal structures, from possible breakage of the cooling circuit, and from spray system activation. In these conditions, heat and mass transfers occur between the sump water and the containment atmosphere. Thus, the sump can be regarded as either a steam source or as a steam sink, depending on the sump water evaporation or steam condensation on the sump water area. Therefore, the global evolution of the containment's thermal hydraulic conditions, and consequently of the hydrogen distribution, is linked to sump behavior during the progression of a severe accident.

The TOSQAN experimental program has been created to simulate typical accidental thermal hydraulic flow conditions in a reactor containment [2–4]. The specificity of the TOSQAN facility is characterized by a high level of instrumentation providing detailed local measurement used for code validation, such as the ASTEC/CPA [5,6] and the TONUS code [7], and for heat- and mass-transfer analysis. The objective of this paper is to present the analysis of some of the TOSQAN tests specially designed for sump model validation [8–10]. Five tests are investigated, the initial conditions of which are presented in Table 1.

Test 201, which is the reference test, is performed in air-steam condition. Tests 204 and 205 include an injection of noncondensable gases, such as sulfur hexafluoride (SF₆) and helium, to investigate the behavior of heavy and light gases.

Tests 206 and 207 are similar to Test 201 but are ended by a controlled depressurization of the vessel for simulating ultimate procedures for containment venting.

2 Description of the TOSQAN Facility

The TOSQAN facility presented in Figs. 1 and 2 is a large enclosure (7 m³ volume, 4.8 m height) in which steam and helium can be injected to simulate, respectively, a primary circuit breach and the hydrogen release caused by nuclear core degradation. The vessel walls are thermostatically controlled by heated oil circulation in a double stainless-steel wall. The available instrumentation on TOSQAN allows measuring the mass flow rates of injected steam and noncondensable gas, gas temperature measured by thermocouples, gas volume fraction measured by mass spectrometry, and total pressure. The TOSQAN sump volume, in which a thermal resistance is placed, is highly instrumented with thermocouples located in the sump's liquid part and at the gas/liquid sump interface. The TOSQAN sump is a 350-L vessel, with an internal diameter of 684 mm, connected on the basement of the TOSQAN main vessel. It constitutes a double stainless-steel wall in which the heated oil is circulating in connection with the lower part of the main vessel. Two windows of 125-mm inner diameter are available at a level close to the gas/liquid sump interface to allow nonintrusive measurement by laser diagnostics [11,12]. A sampling row for mass spectrometry is also available around the interface for gas concentration measurements [13], as well as a dense row of thermocouples (32 just in the sump region). Thermocouples are distributed on two horizontal rods and one vertical rod. One horizontal rod is located under the water level, and the second one is located in the gas near the water interface. A description of the sump with its instrumentation is given in Fig. 3. Instrumentation uncertainties are summarized in Table 2.

3 SUMP Test Principle and Scenario

The general scenario of the sump tests consists of the pressurization of the preheated vessel with steam. The initial conditions for the walls' temperature, before the vessel pressurization, are the same for all tests (Table 1).

After a certain time, steam condenses on a limited part of the vessel walls (condensing wall, see Fig. 1) until a steady state is

¹Corresponding author.

Manuscript received October 17, 2014; final manuscript received June 26, 2015; published online September 3, 2015. Assoc. Editor: Xu Cheng.

Table 1 TOSQAN sump tests' initial and boundary conditions, atmospheric pressure (before vessel pressurization with steam)

201			
204	$T_{gas_mean} =$	$T_{condensing_wall} =$	$T_{non_condensing_wall} =$
205	117.5°C	101.8°C	122.8°C
206			
207			

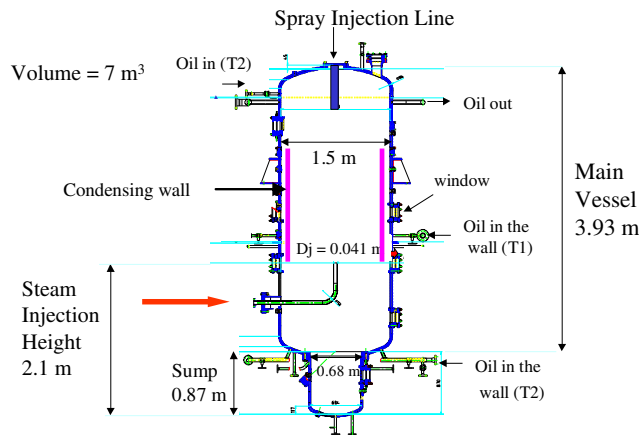


Fig. 1 Description of the TOSQAN facility

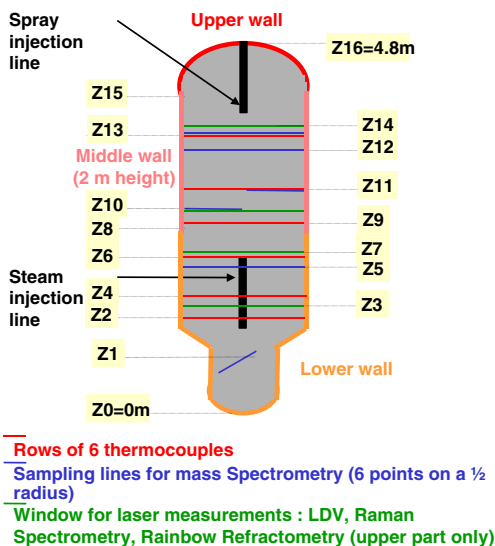


Fig. 2 Instrumentation location in the main vessel volume

reached (called the first steady state of wall condensation). The water from the steam condensation on the vessel wall is removed continuously from the vessel without gas leak.

The values of pressure and mean gas temperature relative to the first steady state are presented in Table 3.

Then, the steam injection is stopped, and the sump fills with cold water injected from the sump's lower part. When the sump filling is completed, a thermal resistance (efficient power equal to 3.2 kW) placed inside the sump under the water level (see Fig. 2) is activated, at the reference time $t = 0$ s, causing water heating, steam production from sump evaporation, and again, steam-wall condensation. After some time, a new state is reached when the evaporation mass flow rate from the sump is equal to the steam condensation mass flow rate on the condensing wall. This state is considered as a

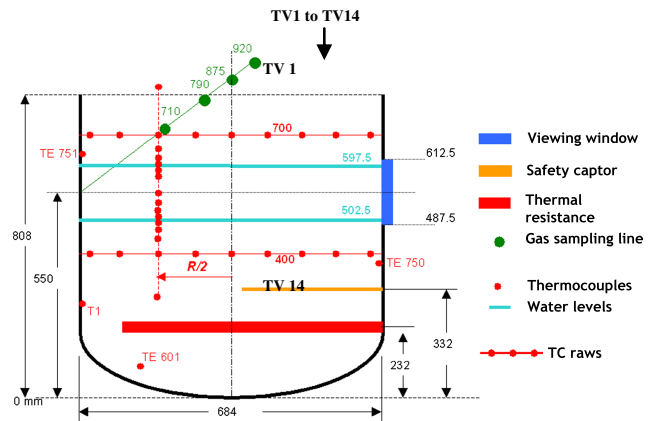


Fig. 3 TOSQAN sump description and instrumentation location

Table 2 Instrumentation uncertainties

Techniques	Physical magnitude	Accuracy	Measurement section
Mass spectrometry	$X_{steam}, X_{air}, X_{helium}, X_{SF6}$ (%)	± 1.5 Vol%	Sampling tube: 2 mm
Thermocouple	T (°C)	± 0.1 °C	2 mm
Pressure sensor	P (bar)	± 0.05 bar	
Mass flow meter	Q (g/s)	± 0.05 g/s	

Table 3 TOSQAN sump tests: first steady state of wall condensation

Test	Gas mixture	T_{gas_mean} (°C)	Relative pressure (bar)
201	Air-steam	120	1.72
204	Air-steam-SF ₆	119	1.72
205	Air-steam-He	118	1.74
206	Air-steam	120	1.72
207	Air-steam	120	1.72

quasi-steady-state of wall condensation due to the fact that there is a slow variation of the water level in the sump during its evaporation. The values of pressure and mean gas temperature relative to the first steady state are presented in Table 4.

Based on this general scenario, other tests not presented in the paper have been defined, notably with the variation of the initial gas temperature (by varying the heated wall temperature) before steam injection to produce different sump evaporation rates [8]. To investigate the influence of vessel depressurization on thermal hydraulic conditions, Tests 206 and 207 have been defined. In these tests, a controlled depressurization of the vessel is achieved by opening a discharge valve from the time when the second quasi-steady-state of wall condensation is reached (test condition similar to Test 201).

Table 4 TOSQAN sump tests: second quasi-steady-state of wall condensation

Test	Gas mixture	T_{gas_mean} (°C)	Relative pressure (bar)
201	Air-steam	114	1.17
204	Air-steam-SF ₆	113.3	1.87
205	Air-steam-He	113	2
206	Air-steam	113.4	1.25
207	Air-steam	113.8	1.22

Just before the discharge valve is opened, the steam injection is stopped and the thermal resistance inside the sump is turned off. The influence of noncondensable gas is studied in Tests 204 and 205, during which light and heavy gas injection is performed, with helium (Test 205) to simulate hydrogen or with sulfur hexafluoride (Test 204) to simulate CO₂. This injection is realized by means of the vertical steam injection pipe as soon as the sump filling is completed. The thermal resistance is then turned on at the reference time $t = 0$ s, when the noncondensable gas injection is completed. Likewise, for those tests with injection of noncondensable gases, some pressure and gas temperature variation is expected during the second quasi-steady-state.

4 Test Repeatability

The repeatability of the TOSQAN tests has been checked many times for each test condition. Figure 4 presents an example of the repeatability of the reference Test 201 in terms of vessel pressure and mean gas temperature. Good repeatability can be observed throughout the test sequence. The mean gas temperature in the vessel is determined by averaging the local temperature measured by all thermocouples located on the horizontal rods (Fig. 2).

5 Presentation and Discussion of Results

5.1 Reference Sump Test 201. Reference Test 201 is an air-steam test. The temperature of the condensing wall is fixed at 101.8°C and that of the noncondensing walls at 122.8°C. The time evolutions of the relative vessel pressure and the mean gas temperature are presented in Fig. 5. The test is composed of two steam-wall condensation phases. The first steady state is caused by the injection of steam, which condenses on the vessel wall. During this phase, the pressure and mean gas temperature are stationary. Then, the steam injection is stopped, inducing a decrease of the vessel pressure and of the mean gas temperature caused by the steam-wall condensation. The sump is then filled with water (mass flow rate equal to 80 g/s, temperature about 30°C, sump filling duration equal to 2000 s). The beginning of the sump filling with cold water is associated with a decrease of the gas temperature in the vessel (Fig. 6), whereas the vessel pressure is nearly constant. The cooling of the gas is induced by two phenomena: convective transfers with the cold water and the decrease of the wall temperature of the TOSQAN vessel. Indeed, the heat exchanger of the oil circuit used to control the wall temperature is unable to keep its temperature set due to heat exchange with sump cold water. The pressure remains nearly constant due to sump water evaporation during its filling. At $t = 0$ s,

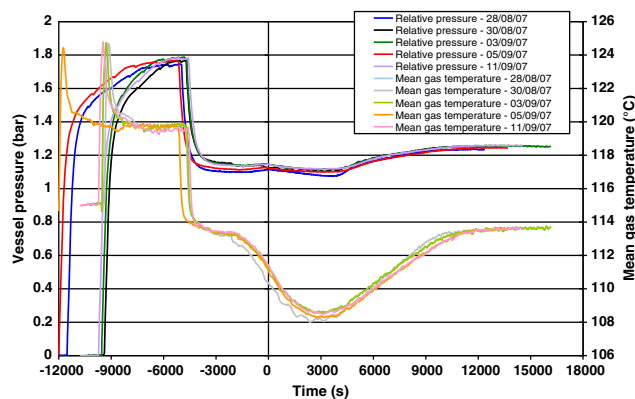


Fig. 4 Reference Test 201: Repeatability of the time evolution of vessel pressure and mean gas temperature. The thermal resistance is activated at $t = 0$ s

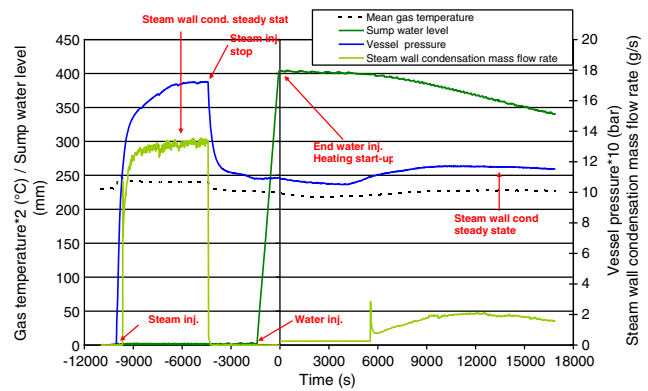


Fig. 5 Reference Test 201: Time evolution of vessel relative pressure, mean gas temperature, and steam-wall condensation mass flow rate. The thermal resistance placed inside the sump is activated at $t = 0$ s.

the sump filling is completed, and the thermal resistance of the sump is turned on.

The gas temperature fields are plotted at different times, from the beginning of Test 201 (Fig. 7) to the end of the test (Fig. 10). It should be noted that the gas temperature measurements performed at the highest level in the vessel correspond to the Z13 level, which is the top of the condensing wall. Therefore, the gas temperature measurements in the dome area (top part of the noncondensing wall) are not reported in Figs. 7–10. Figure 8 presents the gas temperature field during the first steady state of steam-wall condensation, while the sump is empty. Figure 9 presents the time when the sump is just filled with water. Figure 10 presents the second quasi-steady-state of steam-wall condensation.

The evolution of the temperature measured in the sump with thermocouples located on the vertical rod (TV1–TV14, see Fig. 3) is presented in Fig. 11. This figure also presents the evolution of the mean gas temperature in the main vessel and the evolution of the sump water level. At $t = 0$ s, thermocouples TV1–TV6 are located in the gas, whereas thermocouples TV7–TV14 measure the evolution of the water temperature in the sump during its heating. According to the results presented in Fig. 11, during the sump heating, the thermal stratification in the sump decreases logically due to the development of convective flows (thermal stratification in the water becomes negligible for time over 4300 s). The water sump evaporation creates a steam source, inducing an increase of the vessel pressure and the mean gas temperature.

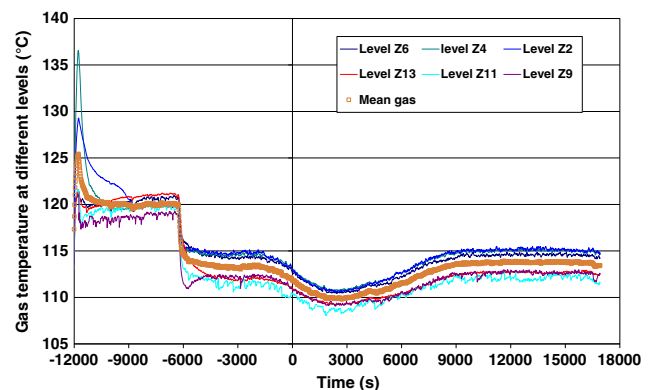


Fig. 6 Reference Test 201: Time evolution of local gas temperature measured at different levels (the temperature value at each level is the average of the temperature values measured by all thermocouples placed at different radial locations)

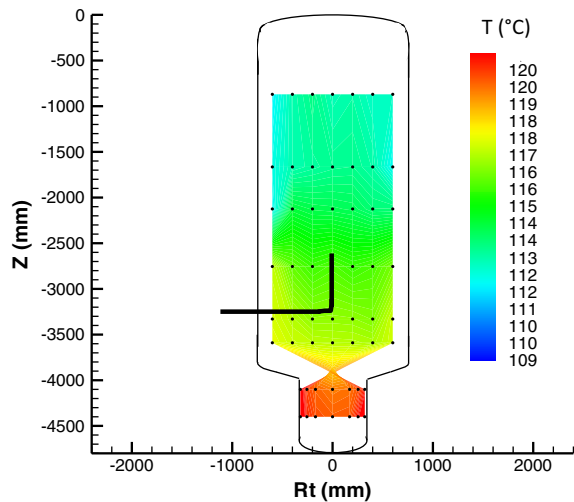


Fig. 7 Reference Test 201: Gas temperature field in the TOSQAN vessel (T , °C). $t = -12,000$ s (before steam injection)

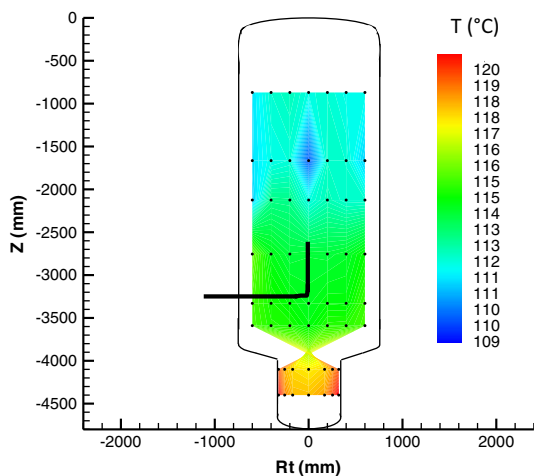


Fig. 8 Reference Test 201: Gas temperature field in the TOSQAN vessel (T , °C). $t = -5000$ s (first steady state of wall condensation)

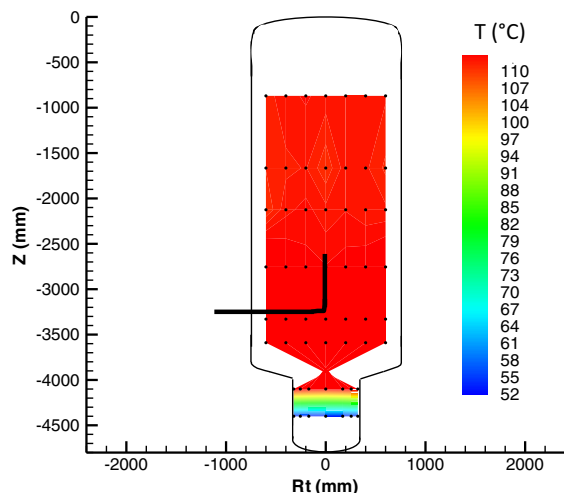


Fig. 9 Reference Test 201: Gas temperature field in the TOSQAN vessel (T , °C). $t = 0$ s (end of sump filling)

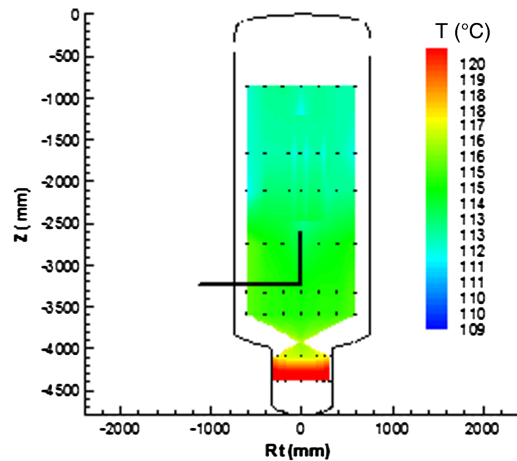


Fig. 10 Reference Test 201: Gas temperature field in the TOSQAN vessel (T , °C). $t = 13,000$ s (second quasi-steady-state of wall condensation)

The beginning of the steam-wall condensation is observed shortly before 6000 s from the end of the sump filling (see Fig. 5). Due to the sump evaporation, the sump water level decreases, and some of the thermocouples previously in the water are now in the gas (TV7 at 9500 s and TV8 at 13,500 s, see Fig. 11). The second steady state can then be extended until the completed sump evaporation.

5.2 Influence of Noncondensable Gas Injection: Heavy Gas. During the course of a severe accident, hydrogen, CO_2 , and CO can be released into the containment. Noncondensable gases are supposed to have an influence on heat and mass transfers between the sump and the vessel atmosphere and also on steam-wall condensation. For TOSQAN tests, helium has been used to simulate hydrogen for safety reasons to see the influence of a light gas. To highlight the influence of a heavier gas that can be released in the course of a severe accident, such as CO or CO_2 , sulfur hexafluoride was used. The time evolutions of the vessel pressure, the mean gas temperature, and the steam-wall condensation mass flow rate are presented in Fig. 12 for Test 204 (SF_6). The duration of the injection phase of SF_6 gas is 1000 s. The temperature of the injected noncondensable gases has been estimated at 120°C . It was not possible to measure the injected mass flow rate of SF_6 that has to be calculated by a mass balance, which has been done and presented in [10].

During this long phase, the sump water is heated by thermal conduction with the heated sump wall, even if the thermal resistance is not yet activated. The beginning of the steam-wall condensation is

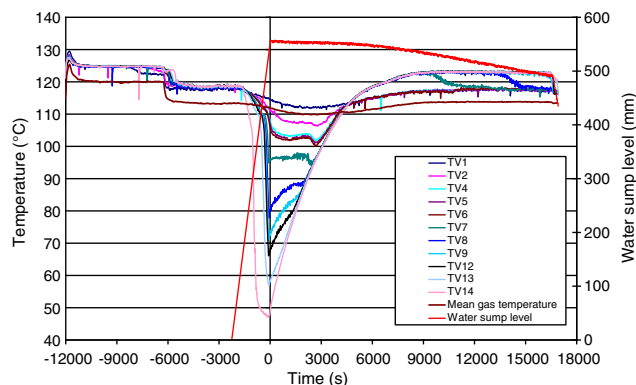


Fig. 11 Reference Test 201: Evolution of the water temperature in the sump. Temperature measured on the vertical rod (see Fig. 3)

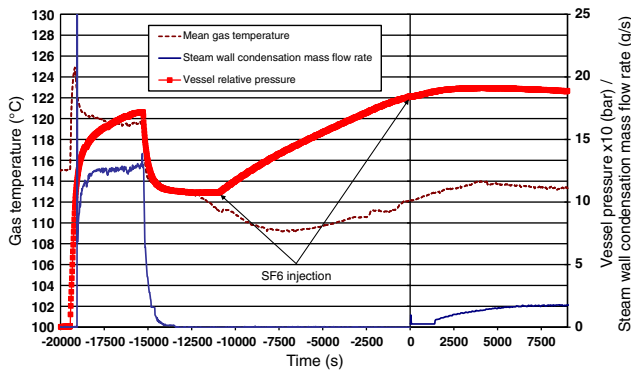


Fig. 12 Test 204 (SF₆): Time evolution of vessel pressure, mean gas temperature, and steam-wall condensation mass flow rate

observed more rapidly than for Reference Test 201 (at $t = 1500$ s, i.e., 11,500 s from the end of the sump filling), because thermal stratification in the sump has already disappeared at the time of the thermal resistance activation. According to the results presented in Fig. 12, the evolution of the vessel pressure and mean gas temperature is not significant during the heating of the sump by the thermal resistance, which means the pressure of the second steady state of steam-wall condensation is already practically reached. The time evolutions of gas volume concentrations are presented in Fig. 13. The dynamics of the distribution of SF₆ in the vessel during its injection can be observed from $t = -10,000$ s to $t = 0$ s. According to Fig. 13, there is no more SF₆ mass stratification between heights Z5 (injection height) and Z11 at the end of SF₆ injection ($t = 0$ s). On the other hand, a significant deficit of the SF₆ concentration can be seen at the upper part of the vessel (Z12), because the vertical distribution of the heavy gas in the vessel is not efficient due to a buoyancy effect. The homogenization of the SF₆ concentration in the entire vessel is accelerated with the onset of the steam-wall condensation ($t = 1500$ s, see Fig. 11) and is completed at $t = 2000$ s. After this time, one can observe in Fig. 13 that a global decrease of the SF₆ concentration, even though the steam concentration is homogeneous and stationary in the vessel. This evolution indicates that the SF₆ distribution is not yet completed in the vessel's dome, where unfortunately no gas concentration measurements are available.

5.3 Influence of Noncondensable Gas Injection: Light Gas.

The time evolutions of vessel pressure, mean gas temperature, and steam-wall condensation mass flow rate are presented in Fig. 14 for Test 205 (He). The duration of the helium injection phase is about 1000 s (between $t = -1000$ s and $t = 0$ s). The injection

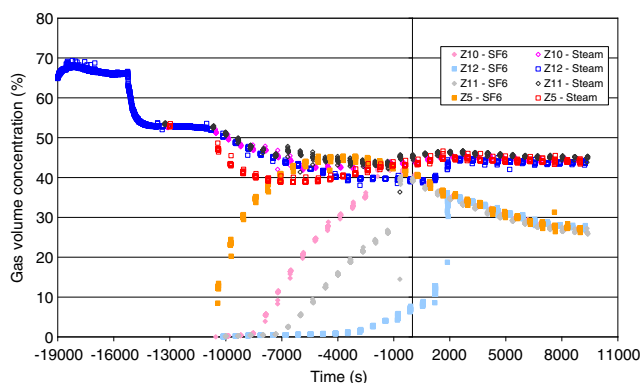


Fig. 13 Test 204 (SF₆): Time evolution of gas volume concentrations

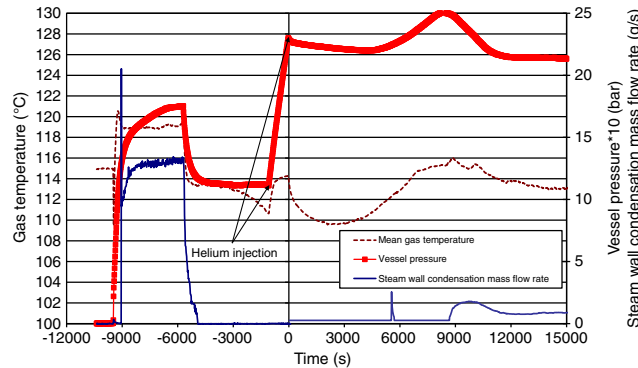


Fig. 14 Test 205 (He): Time evolution of vessel relative pressure, mean gas temperature, and steam-wall condensation mass flow rate

temperature of helium is estimated at 120°C. The mass flow rate of the injected helium is 0.8 g/s.

At $t = 0$ s, the thermal resistance is activated. The vessel pressure starts to increase at $t = 5000$ s, followed by a decrease from the time around $t = 8500$ s, which can correlate quite closely with the start of the steam-wall condensation. This kind of influence of helium on the steam-wall condensation phenomenon has already been underlined in the course of the TOSQAN condensation program [14–16]. During the mixing phase of helium, the steam-wall condensation dynamics is reduced due to the fact that helium gas migrates close to the condensing wall. Thus, helium isolates the wall from the steam, inducing a jamming of the steam-wall condensation and thus an increase of the vessel pressure (about $t = 6000$ s), as the sump is evaporating. As the helium and steam mixing progresses, the steam-wall condensation starts and the vessel pressure decreases and reaches an equilibrium, which is the second steady state. The time evolutions of gas volume concentration are presented in Fig. 15. The helium concentration is only measured at the Z5 level during helium injection (from $t = -1000$ s to $t = 0$ s). At $t = 0$ s, one can observe the helium mass stratification typical of light gas distribution. Unlike the previous test with SF₆, the lower part of the vessel has a deficit of helium. As explained previously, the low dynamics of helium mixing induces a delay in the start of the steam-wall condensation. Quite a good correlation can be made between the chronologies of local physical magnitudes, such as helium concentration, and global ones, such as steam-wall condensation mass flow rate.

5.4 Influence of Vessel Depressurization.

The influence of vessel depressurization is now investigated to underline the effect of depressurization induced by a breach of the containment or by the

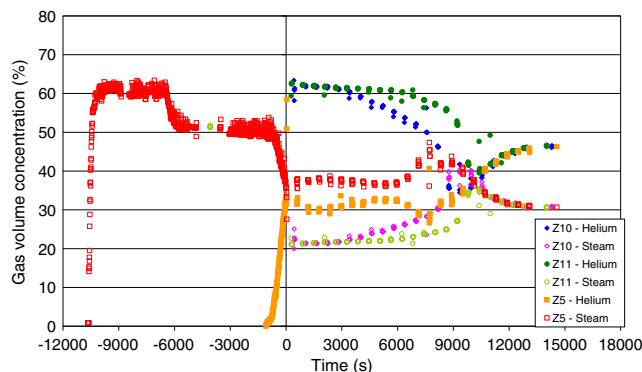


Fig. 15 Test 205 (He): Time evolution of gas volume concentrations

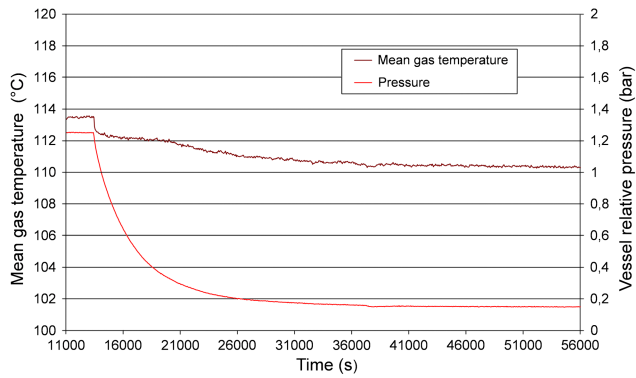


Fig. 16 Test 206: Time evolution of mean gas temperature and relative pressure

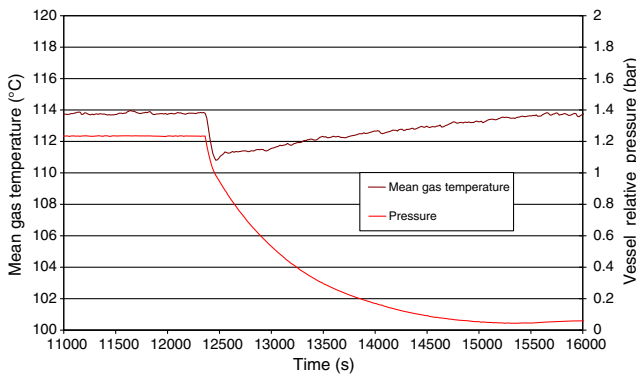


Fig. 17 Test 207: Time evolution of mean gas temperature and relative pressure

activation of the decompression and filtration protocol (U5). Two different tests have been performed: Test 206, for which the initial leak rate is around 0.4 bar/h, and Test 207, for which the initial leak rate is around 4 bar/h. The initial conditions of Tests 206 and 207 are the same as for Test 201 (Table 1). From the second steady state of steam-wall condensation of Test 201 (see Fig. 5 at $t = 13,000$ s and Fig. 10), the steam injection is stopped, the thermal resistance of the sump is turned off, and then the depressurization starts by opening a discharge valve located on the vessel's dome. For each test, the tuning of the discharge valve is kept constant (different tuning for Tests 206 and 207) during the depressurization phase. This means that, for each test, the leak rate is not constant over time due to the pressure drop imposed by the discharge valve. The time evolutions of the mean gas temperature and the relative pressure are presented in Figs. 16 and 17 for Tests 206 and 207. The comparison of both tests shows a significantly different evolution of the mean gas temperature. Indeed, after a short decrease of the mean gas temperature observed for Tests 206 and 207, one can see that the mean gas temperature increases over time (4000 s) for Test 207, while it keeps nearly constant during 4000 s and after that decreases slowly for Test 206. This different tendency for tests with high and low depressurization rates is attributed to the difference of the intensity of the steam flux produced by the sump boiling. For Test 207 with a high depressurization rate, the steam source from the sump induces a high convective transfer of heat between the sump and all of the vessel volume, increasing the gas temperature. For Test 206 with a lower depressurization rate, the heat exchange is confined to the lower part of the vessel. The time evolution of the steam concentration measured at level Z5 (see Fig. 2) is presented in Fig. 18 for Test 206 and in Fig. 19 for Test 207. As expected, these results underline the fact that the intensity of the steam source produced by the sump evaporation increases during the vessel depressurization

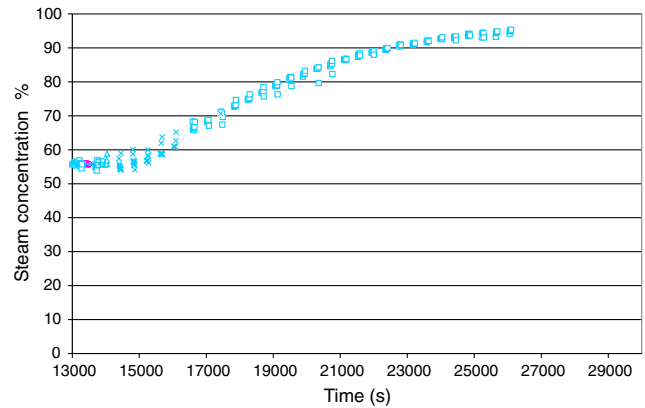


Fig. 18 Test 206: Time evolution of steam concentration measured at Z5 level, at the center part of the vessel

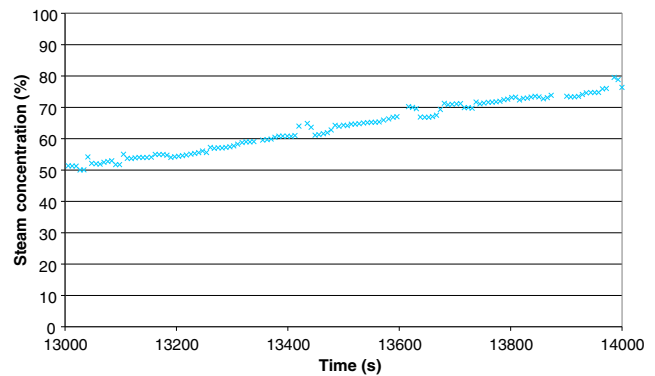


Fig. 19 Test 207: Time evolution of steam concentration measured at Z5 level, at the center part of the vessel

due to the fact that the sump water is boiling. However, in the case of Test 207 with a higher depressurization rate, the steam source is larger than for Test 206 (from the start of the depressurization, 30% increase of the steam concentration in 1000 s for Test 207 compared to an increase of less than 5% in 1000 s for Test 206).

This means that, for Test 206, a very slow boiling of the sump water associated with a slow decrease of the mean gas temperature occurs. In contrast, for Test 207, the sump boiling is very significant, creating an important source of steam rising as a plume in the vessel. The consequence is a strong heat and mass transfer

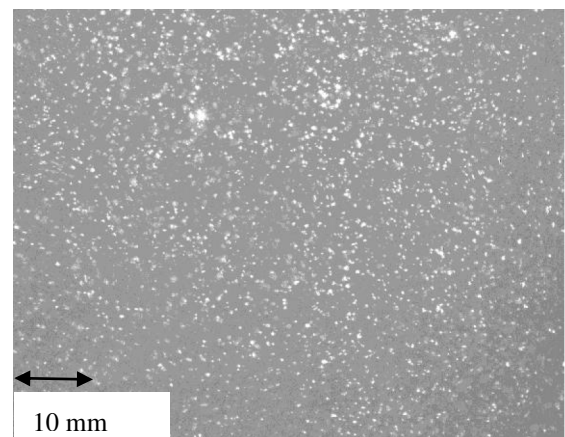


Fig. 20 Test 206: Visualization of sump water (viewing window level, see Fig. 3) at $t = 16,000$ s

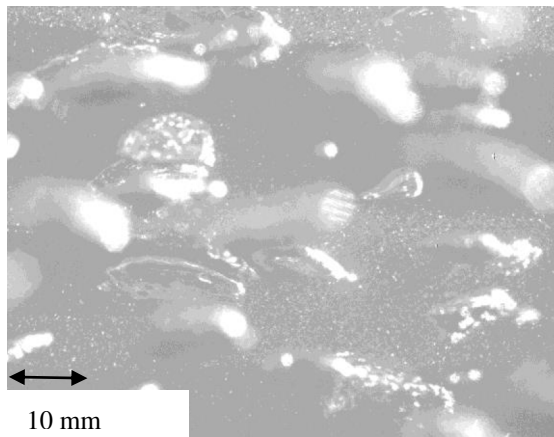


Fig. 21 Test 207: Visualization of sump water (viewing window level, see Fig. 3) at $t = 13,000$ s

between the boiling sump water and the vessel's atmosphere, resulting in an increase of the gas temperature in the vessel despite its depressurization. Some quantitative laser visualizations of the sump water using PIV technique have been performed at the beginning of the depressurization phase of Tests 206 (Fig. 20) and 207 (Fig. 21). These results highlight the difference of the boiling intensity. For Test 206, one can notice millimeter-diameter steam bubbles, whereas for Test 207, the characteristic dimension of the steam bubbles is several centimeters.

6 Conclusions

In the field of containment thermal hydraulic studies, tests have been performed on the TOSQAN facility to analyze the heat and mass transfers between the water sump and the vessel atmosphere. The phenomenological analysis of sump tests has been performed using detailed measurements of gas mixture composition and temperature, vessel pressure, steam-wall condensation mass flow rate. Naturally, exhaustive measurements acquired during sump tests cannot be presented in the paper.

The air-steam test (Test 201) has been described, and the dynamics of the heat exchanges has been analyzed by coupling the evolutions of the sump characteristics with the thermal hydraulics of the vessel.

The influence of noncondensable gas injection was studied for light gas (He) and heavy gas (SF₆) by means of correlation between local and global measurements, such as steam-wall condensation mass flow rate, vessel pressure, and gas mixture composition. It has been shown that the dynamics of the mixing of noncondensable gases is closely related to the steam flux intensity induced by sump water evaporation. For light gases, a particular behavior has been observed during the mixing phase. The helium gas migrates close to the condensing wall, inducing a delay of the steam-wall condensation. The consequence is an increase of the pressure in the vessel. As soon as the mixture becomes homogeneous, wall condensation occurs, and the vessel pressure decreases.

Finally, the phenomenology of the depressurization phase, unfolding in the course of Tests 206 and 207, has been presented, highlighting the influence of the boiling sump on the thermal hydraulic conditions in the vessel.

In addition, TOSQAN sump tests give detailed results used for code validation. According to Refs. [9,10], a good agreement between experimental results and lumped-parameter code (ASTEC/CPA) and CFD code (TONUS CFD) results has been shown.

Nomenclature

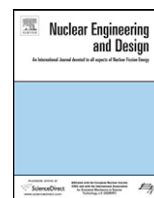
t = time, s
 T = temperature, °C
 Z = high, mm or m
 Q = mass flow rate, g/s

Abbreviation

TC = thermocouples
 PIV = particle image velocimetry
 ASTEC = accident source term evaluation code
 CPA = containment part of ASTEC

References

- [1] Femandjian, J., Cenerino, G., Dumas, J. M., and L'Heriteau, J.P., 1987, "Evaluation des Rejets de Produits de Fission Hors de l'enceinte de Confinement Lors d'un Accident Grave Sur un REP-900 Mwe," Vol. 1, Technical report CEA IPSN/DPEI/SASC N°87/55.
- [2] Porcheron, E., Lemaitre, P., Marchand, D., Plumecocq, W., Nuboer, A., and Vendel, J., 2010, "Experimental and Numerical Approaches of Aerosol Removal in Spray Conditions for Containment Application," *Nucl. Eng. Des.*, **240**(2), pp. 336–343.
- [3] Porcheron, E., Lemaitre, P., Nuboer, A., Rochas V., and Vendel, J., 2007, "Experimental Investigation in the TOSQAN Facility of Heat and Mass Transfers in a Spray for Containment Application," *Nucl. Eng. Des.*, **237**(15–17), pp. 1862–1871.
- [4] Lemaitre, P., and Porcheron, E., 2008, "Analysis of Heat and Mass Transfers in Two-Phase Flow by Coupling Optical Diagnostic Techniques," *Exp. Fluids*, **45**(2), pp. 187–201.
- [5] Chatelard, P., and Reinke, N., 2009, "Overview of the Integral Code ASTEC V2.0," Rev. 0., IRSN/GRS report.
- [6] Bestebe, J., and Klein-Hessling, W., 2000, "ASTEC V0, CPA Module, Containment Thermalhydraulics and Aerosol and Fission Product Behaviour," User Guidelines, Rev 0, GRS Report ASTEC-VO/DOC/00-14.
- [7] Kudriakov, S., Studer, E., Beccantini, A., Magnaud, J. P., Paillère, H., Bentaib, A., Bleyer, A., Malet, J., Porcheron, E., and Caroli, C., 2008, "The TONUS CFD Code for Hydrogen Risk Analysis: Physical Models, Numerical Schemes and Validation Matrix," *Nucl. Eng. Des.*, **238**(3), pp. 551–565.
- [8] Gelain, T., Malet, J., Porcheron, E., Lemaitre, P., and Vendel, J., 2009, "Evaporation Over the Water Sump Surface in Containment Studies: Presentation of the TOSQAN Sump Test Matrix," Proceedings of the 13th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, NURETH-13, Kanazawa, Sept. 27–Oct. 2, Japan and American Nuclear Society, Japan.
- [9] Malet, J., Bessiron, M., and Perrotin C., 2011, "Modelling of Water Sump Evaporation in a CFD Code for Nuclear Containment Studies," *Nucl. Eng. Des.*, **241**(5), pp. 1862–1871.
- [10] Malet, J., Degrees du Lou, O., and Gelain, T., 2013, "Water Evaporation Over Sump Surface in Nuclear Containment Studies: CFD and LP Codes Validation on TOSQAN tests," *Nucl. Eng. Des.*, **263**, pp. 395–405.
- [11] Porcheron, E., Thause, L., Malet, J., Cornet, P., Brun, P., and Vendel, J., 2002, "Simultaneous Application of Spontaneous Raman Scattering and LDV/PIV for Steam/Air Flow Characterization," 10th International Symposium on Flow Visualization, International Flow Visualization Society, Kyoto, Japan.
- [12] Porcheron, E., Brun, P., Cornet, P., Malet, J., and Vendel, J., 2003, "Optical Diagnostics Applied for Single and Multi-Phase Flow Characterization in the TOSQAN Facility Dedicated for Thermal Hydraulic Containment Studies," 10th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-10), Korean and American Nuclear Society, Seoul, Korea.
- [13] Auban, O., Malet, J., Brun, P., Quillico, J. J., and Studer, E., 2003, "Implementation of Gas Concentration Measurement Systems Using Mass Spectrometry in Containment Thermalhydraulics Test Facilities: Different Approaches for Calibration and Measurements With Steam/Air/Helium Mixtures," 10th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-10), Korean and American Nuclear Society, Seoul, Korea.
- [14] Malet J., Porcheron E., and Vendel J., 2010, "OECD International Standard Problem ISP-47 on Containment Thermal-Hydraulics—Conclusions of the TOSQAN Part," *Nucl. Eng. Des.*, **240**(10), pp. 3209–3220.
- [15] Porcheron, E., Nuboer, A., Brun, P., Cornet, P., Malet, J., Menet, B., Thause, L., and Vendel, J., 2003, "ISP-47 International Standard Problem on Containment Thermal-Hydraulics. Step 1: TOSQAN-MISTRA, Phase B: Air–Helium–Steam Mixtures, TOSQAN Experimental Results of the Air–Helium–Steam Phase," Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, Saclay, France.
- [16] Malet, J., Porcheron, E., Dumay, F., and Vendel, J., 2012, "Code-Experiment Comparison on Wall Condensation Tests in the Presence of Non-Condensable Gases—Numerical Calculations for Containment Studies," *Nucl. Eng. Des.*, **253**, pp. 98–113.



OECD International Standard Problem ISP-47 on containment thermal-hydraulics—Conclusions of the TOSQAN part

J. Malet*, E. Porcheron, J. Vendel

Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN), DSU/SERAC, BP 68 - 91192 Gif-sur-Yvette, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 28 October 2009

Received in revised form 30 April 2010

Accepted 18 May 2010

ABSTRACT

The main objective of the ISP-47 is to assess the capabilities of Lumped-Parameter and Computational Fluid Dynamics codes in the area of nuclear containment thermal-hydraulics. Three experimental facilities TOSQAN, MISTRA and ThAI were involved in this project. The present paper summarizes the specifications, the results and the conclusions obtained for the TOSQAN open benchmark exercise.

Wall condensation, steam injection in air or air/helium atmospheres, and buoyancy were addressed under well-controlled initial conditions in the simple TOSQAN geometry. Detailed gas velocity and gas concentration (air, steam and helium) fields were obtained for the first time in such an exercise.

It is found that the model predictions fit with a generally good accuracy the experimental results obtained during condensation steady-state conditions, but the flow conditions in the transition regime are not well reproduced by the calculations: some of the major transient phenomena are not always correctly modelled and if so, the transient evolutions or the levels of the concerned variables are not the same in the calculations and in the experiment. Furthermore, two kinds of measurements were specific for TOSQAN: boundary layer measurements and turbulence variables, which were addressed for the first time in such an exercise. It is concluded that more sophisticated modelling in CFD codes for the boundary layers should be developed and that turbulence variables should be addressed more intensively in further exercises.

© 2010 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

During the course of a severe accident in a Nuclear Reactor, large amounts of hydrogen could be generated and released into the containment. The integrity of the containment could be challenged by some hydrogen combustion modes. As boundaries between the different combustion modes are characterized by narrow gas concentration bandwidths, sufficiently accurate gas distribution calculations are needed to generate the initial conditions of a subsequent combustion process.

The state-of-the-art report (SOAR) on ‘Containment Thermal-hydraulics and Hydrogen Distribution’ which was prepared in the frame of OECD-CSNI (OECD, 1999) has stated that containment thermal-hydraulics is still an open question. Looking back at the International Standard Problems that have been reviewed in the SOAR, it becomes apparent that every ISP has involved a rather complicated integral test, and that there has been a lack of separate phenomena tested within the ISP framework. This overview is especially true for highly important processes of mixing and trans-

port, where competing effects from surface heat and mass transfer, engineering safety features, or mitigation devices have prevented a thorough evaluation of the modelling abilities.

According to these conclusions, another ISP on ‘Containment Thermal-hydraulics’ was elaborated and performed over five years, 2001–2006. The main objective of this ISP-47 was to assess the actual capability of CFD (Computational Fluid Dynamics or field model) and LP (Lumped-Parameter) codes in the area of containment thermal-hydraulics.

Following the recommendations made in the SOAR, a systematic approach was developed using the available facilities. As recommended in the SOAR, this approach follows a progressive strategy in modelling difficulty and is divided in two main steps.

Step 1 (Vendel et al., 2002, 2003) is dedicated to the validation of refined models in the TOSQAN facility (7 m³). Wall condensation and buoyancy are addressed under well-controlled initial conditions in a simple geometry. Simultaneously, the same effects are studied at a larger scale (100 m³) in the MISTRA facility (Studer et al., 2007).

Step 2 addresses the validation of codes in a more complex arrangement. Stratification in a multi-compartment geometry with asymmetric injections is studied in the ThAI (60 m³) facility (Fischer et al., 2006).

* Corresponding author. Tel.: +33 169088740.

E-mail address: jeanne.malet@irsn.fr (J. Malet).

Nomenclature

C	volume fraction of a gas
D	diameter (m)
Fr	densimetric Froude number
g	gravity (m s^{-2})
K	turbulent kinetic energy ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$)
Q	mass-flow rate (kg s^{-1})
R	radius (m)
T	temperature ($^{\circ}\text{C}$)
t	time (s)
U	velocity (m s^{-1})

Greek letters

ΔT	temperature difference ($^{\circ}\text{C}$)
ρ	gas density (kg m^{-3})

Subscripts

cw	condensing wall
he	helium
incond	non condensable gases
m	mean ambient mixture
j	injection
n	normalised
ncw	non condensing wall
steam	steam

This paper presents the TOSQAN test and the associated benchmark performed in the frame of this OECD ISP-47 project. For this benchmark, calculations were performed in two phases, phase A (Malet et al., 2002; Vendel et al., 2005) concerning air-steam mixture tests, and phase B (Porcheron et al., 2005; Malet et al., 2005b) concerning air-steam-helium tests. Both phases were open benchmark exercises. Final conclusions of the whole ISP-47 exercises can be found in Fischer et al., 2006 and Vendel et al., 2007.

2. Description of the test sequence

2.1. TOSQAN facility

The TOSQAN enclosure (Fig. 1) is a cylindrical chamber of stainless steel with a smaller cylinder at the bottom (sump, which was not used as a sump in this test). The total internal volume (including the sump) is 7.0 m^3 . The whole wall is thermostatically controlled using two different oil circuits. The envelope is divided into two zones, in order to fix two different values of the wall temperature. The top and bottom (including sump) parts of the vessel, called the 'hot wall' or 'non condensing wall', have the same temperature. On the middle zone, called the 'cold wall' or the 'condensing wall', which constitutes the condensation zone, different colder temperatures are imposed.

The enclosure is fitted with a total of 14 windows used for concentration and velocity measurements by laser diagnostics (Porcheron et al., 2002). The gas concentrations are measured by two different ways: spontaneous Raman spectrometry and mass spectrometry (Auban et al., 2003). The temperature measurements of the gas are provided by 90 thermocouples fixed on steel rods. There are 70 thermocouples distributed in the vessel and 20 thermocouples are placed on the walls.

The TOSQAN vessel is used here for the study of air-steam-helium tests in the presence of steam condensation on walls. This paper focuses on the ISP-47 test performed in the frame of OECD. Around ten other air-steam experiments with wall condensation

have been performed in the TOSQAN vessel. More information can be found in Malet et al., 2005a.

2.2. General description of the test sequence

The TOSQAN ISP test is composed of a succession of different steady-states obtained by varying the injection conditions in the test vessel (Vendel et al., 2002). The main stages of interest for the measurements (and thus for the numerical calculations) are the four steady-states: three steady-states of air-steam mixture at two different pressure levels (Phase A), and one steady-state of air-steam-helium mixture (Phase B). Each steady-state is reached naturally by keeping a constant steam injection flow rate. The stages of the sequence (Fig. 2) are described just hereafter.

Stage 0: initial thermal equilibrium

During the whole night before the test and the whole day of the test, wall temperatures are kept constant.

Stage 1: first pressurization stage

In this first pressurization stage, the steam is injected in hot dry air. A low injection steam mass-flow rate is used. The pressure is increasing very slowly. As soon as the pressure remains constant, i.e. the wall condensation flow rate is equal to the injection flow rate, a steady-state is reached.

Stage 1a: preparing seeding

In order to separate clearly the different stages of the test, all boundary conditions are kept constant during a short period of time.

Stage 1b: seeding

A constant flow rate of seeding (injection of solid aerosols for laser based velocity measurements) is added to the steam injection during 10 min; a new steady-state is rapidly reached.

Stage 2: first steady-state stage

This stage is the first steady-state used for code-experiment comparison.

Stage 3: second pressurization stage

A faster pressurization phase by steam injection is performed.

Stage 4: second steady-state stage

This stage is the second steady-state used for code-experiment comparison.

Stage 5: depressurization stage

Depressurization takes place by decreasing the value of the steam injection mass-flow rate.

Stage 6: third steady-state stage

This stage is the third steady-state used for code-experiment comparison; it is similar to the first steady-state, except that the initial conditions are different: it should address the influence of the initial conditions.

Stage 6a: new seeding

Seeding is performed a second time in order to compensate the aerosol wall deposition; a new steady-state is rapidly reached.

Stage 6b: tempo

This short stage is a temporization time between air and helium injection, in order to separate the two different injections.

Stage 7: pressurization stage with helium

During this stage (600 s), helium is injected in the same injection tube in addition to the steam.

Stage 8: fourth steady-state stage

This stage is the fourth steady-state used for code-experiment comparison.

The measured pressure during the whole test is given in Fig. 3.

2.3. Initial and boundary conditions

The detailed specifications of the initial conditions and boundary conditions are given in Tables 1–3. More information can be found in Cornet et al., 2002. The given calculation times in

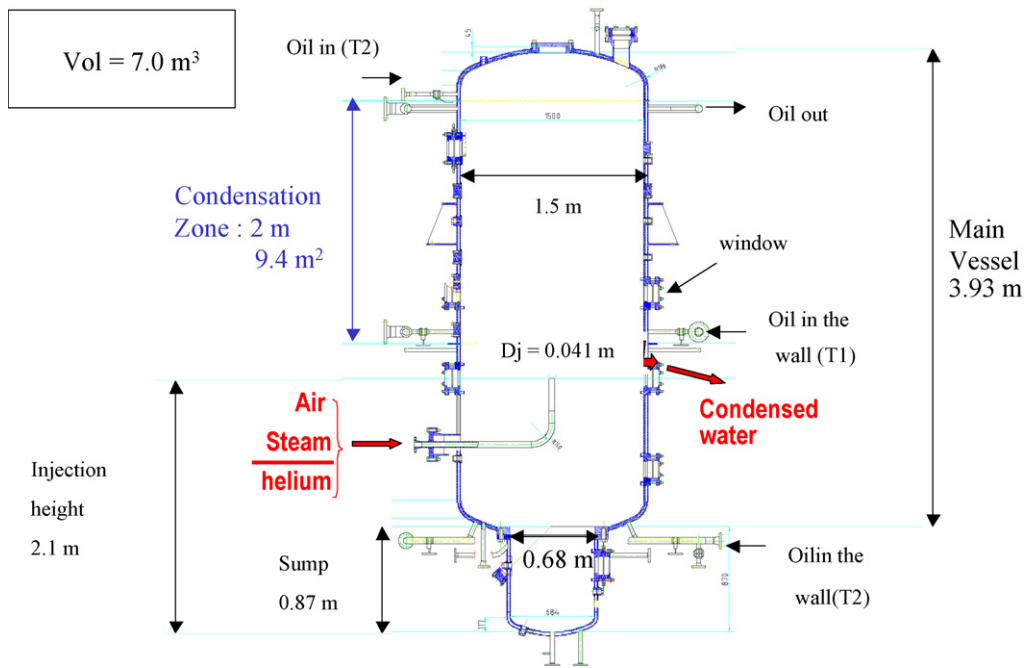


Fig. 1. TOSQAN geometry.

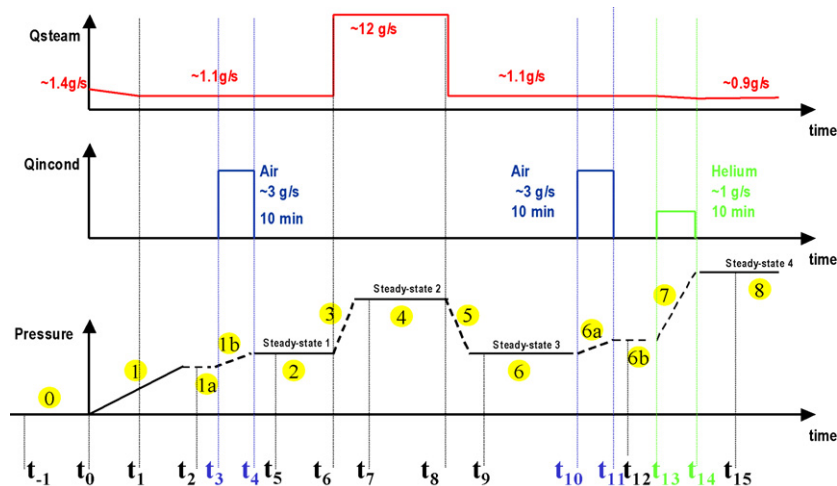


Fig. 2. TOSQAN ISP-47: general overview of the test sequence.

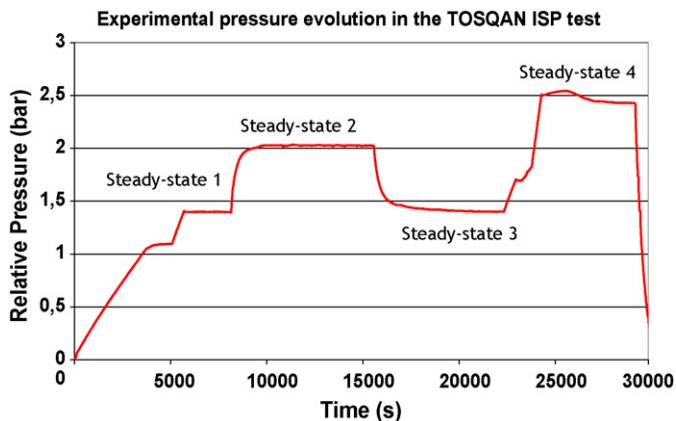


Fig. 3. Pressure measured during the TOSQAN ISP test.

Tables 2 and 3 are time settings assumed for simulation and do not represent the exact experimental times (each computation has a different time sequence depending on the time needed to reach each steady-state).

2.4. Phenomenology

For phase A, i.e. for air-steam steady-states, the gas distribution is found to be homogeneous. For phase B, air-steam-helium stages,

Table 1
Initial conditions before steam injection (between t_{-1} and t_0 , stage 0).

Absolute total pressure (bar)	1
Mean upper non condensing wall temperature (°C)	122.0
Mean lower non condensing wall temperature (°C)	123.5
Mean condensing wall temperature (°C)	101.3
Mean gas temperature (°C)	115.4
Air volume fraction (%)	100
Helium and steam volume fraction (%)	0

Table 2
Injection characteristics (mass-flow rate and temperature).

Stage	Description	Ref. time	Calculation times (s)	Steam mean mass-flow rate (g/s)	Injection mean temperature (°C)	Air mean mass-flow rate (g/s)	Helium mean mass-flow rate (g/s)
0	Initial phase	$t_{-1} - t_0$	-600 to 0	-	-	-	-
1	Transient 1	$t_0 - t_1$	0–1800	1.40–1.14, linear function of time	124 ± 3	-	-
1 + 1a	Transient 1 + short steady-state 1a	$t_1 - t_3$	1800–5000	1.14 ± 0.05	125 ± 3	-	-
1b	Transient—air	$t_3 - t_4$	5000–5600	1.14 ± 0.05	125 ± 3	3.16 ± 0.02	-
2	Steady-state 1	$t_4 - t_6$	5600–6500	1.11 ± 0.10	126 ± 0	-	-
3 + 4	Transient 2 and steady-state 2	$t_6 - t_8$	6500–9500	12.27 ± 0.12	132 ± 0	-	-
5	Transient 3	$t_8 - t_9$	9500–12000	1.11 ± 0.11	131 ± 0	-	-
6	Steady-state 3	$t_9 - t_{10}$	12000–13000	1.11 ± 0.06	126 ± 0	-	-
6a	Transient—air	$t_{10} - t_{11}$	13000–13600	1.11 ± 0.06	126 ± 0	3.16 ± 0.02	-
6b	Short steady-state 6b	$t_{11} - t_{13}$	13600–14000	1.11 ± 0.06	126 ± 0	-	-
7	Transient 4	$t_{13} - t_{14}$	14000–14600	1.11–0.89, linear function of time	126 ± 4	-	1.03 ± 0.02
8	Steady-state 4	$t_{14} - t_{15}$	14600–18000	0.89 ± 0.08	138 ± 0	-	-

Table 3
Wall temperature characteristics.

Stage	Description	Ref. time	Calculation times (s)	Mean condensing wall temperature (°C)	Mean upper non condensing wall temperature (°C)	Mean lower non condensing wall temperature (°C)
0	Initial phase	$t_{-1} - t_0$	-600 to 0	101.3 ± 1.0	122.0 ± 1.0	123.5 ± 1.0
1	Transient 1	$t_0 - t_1$	0–1800	101.8 ± 1.0	-	-
1 + 1a	Transient 1 + short steady-state 1a	$t_1 - t_3$	1800–5000	-	-	-
1b	Transient—air	$t_3 - t_4$	5000–5600	-	-	-
2	Steady-state 1	$t_4 - t_6$	5600–6500	-	-	-
3 + 4	Transient 2 and steady-state 2	$t_6 - t_8$	6500–9500	107.8 ± 1.0	-	-
5–8	Transient 3 to steady-state 4	$t_8 - t_{15}$	9500–18000	101.8 ± 1.0	-	-

a sharp stratification interface is obtained (Fig. 4), which is broken at a later time. In order to understand the reason leading to the mixing inside the TOSQAN vessel, it is necessary to understand the competition between the phenomena governing the different characteristic zones. The phenomena are demonstrated by means of CFD simulations of so-called ‘virtual tests’ (Malet et al., 2004a). These calculations have been performed using the TONUS-CFD code (Kudriakov et al., 2008) that has been extensively validated on several TOSQAN wall condensation tests (Malet et al., 2004b) having the same kind of flow configuration as the one proposed in the following ‘virtual tests’.

2.4.1. Influence of wall condensation

Two cases (so-called virtual tests V1 and V2, that are not performed experimentally but just calculated) are simulated using the same injection (densimetric) Froude number (jet conditions, $Fr = 265$), the same boundary conditions for wall temperatures, and the same flow modelling, but one having condensation on walls, the

other one without condensation on walls: test V1 is a steam injection in air with wall condensation and test V2 is a helium injection in air without any steam and without wall condensation. V1 is similar to the steady-state 2 conditions of the TOSQAN ISP test, whereas V2 is a completely ‘virtual’ test, not performed in TOSQAN.

The densimetric Froude number is defined as usually for variable density effects in turbulent jets:

$$Fr = \frac{\rho_j u_j^2}{(\rho_m - \rho_j) g 2r_j}$$

where u_j is the injection velocity, g is the gravitational acceleration, ρ_j is the density of the injected fluid, ρ_m is the density of the ambient atmosphere, and r_j is the injection nozzle radius.

Results of the simulation are presented in Fig. 5. For test V1, results are considered under steady-state conditions; for test V2, results are taken at a time for which the Froude number is the same as in test V1. In the V1 calculation, a downward flow near the cold wall is induced by density differences due to condensation, whereas in test V2, the flow near the wall is induced only by the forced convection from the injection. In test V2, the parietal flow is totally re-entrained by the entrainment of the jet, leading to no exchange with the lower vessel part. As a result, a two-layered stratified concentration field is obtained in test V2. On the contrary, for the test V1, the parietal flow is enhanced by the condensation process and produces a mixing with the lower part of the vessel, and the steam concentration is thus quite homogeneous.

2.4.2. Influence of wall temperatures

The lower hot walls in TOSQAN can produce a free convective flow directed upwards, in competition with the downward flow from the condensation process. The effect of the wall temperature difference is investigated by calculating an other virtual test V3 (also not performed experimentally but just calculated) similar to V1, but having a larger wall temperature difference (Fig. 6). It is observed that the stagnation position near the wall is shifted slightly upward in V3 because of the stronger buoyancy along the

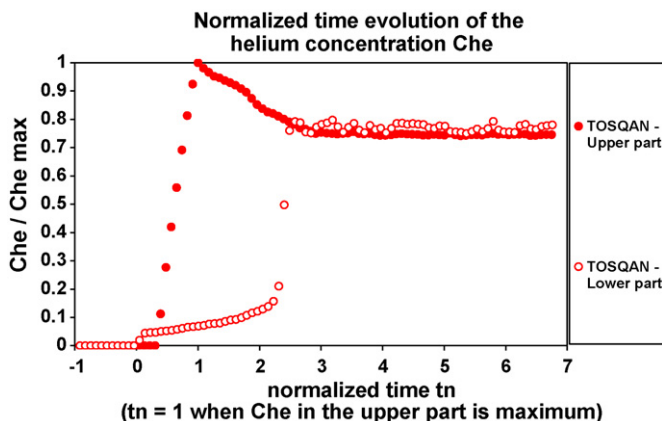


Fig. 4. Transient phenomena in TOSQAN during the helium injection.

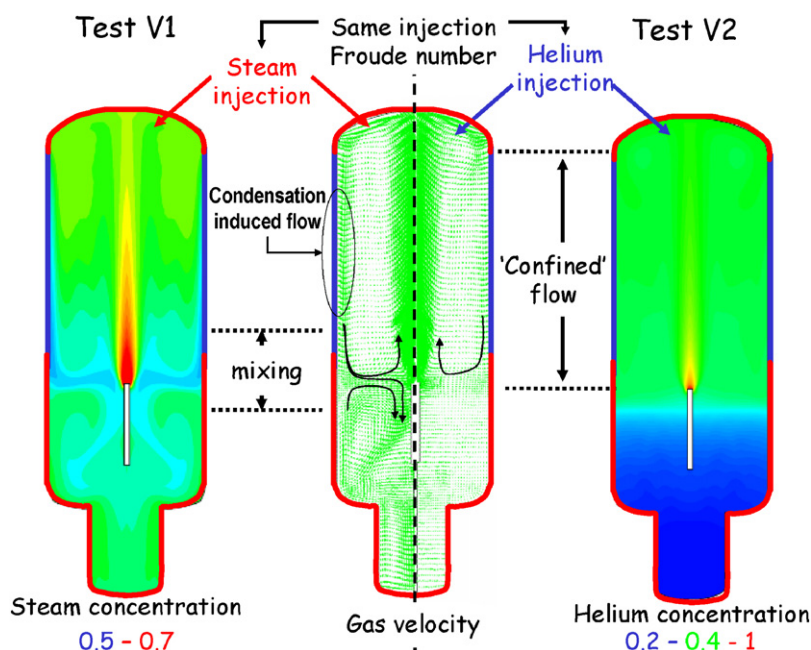


Fig. 5. Steam concentration during test V1 with condensation on walls (left), and helium concentration during test V2 at same injection Froude (Richardson) number, without condensation (right).

hot wall part. However, the overall impact of the wall temperature difference is not so big.

2.4.3. Synthesis of the flow description

From the results presented above, a general description of the main phenomena occurring in TOSQAN is presented in Fig. 7. The relevant effects are thus: global condensation and pressure level, jet profile, wall profile, homogeneous atmosphere (temperature level, stratification below injection). Those effects will be presented and analysed in the results.

3. Benchmark participant modelling

Most of the institutions in the OECD member countries with their respective computer codes involved in containment thermal-hydraulics analysis have participated in this ISP (Table 4). 22 calculations have been performed on the ISP-47 TOSQAN test. 13 participants have performed calculations using 7 Lumped-Parameter codes and 10 participants have used 7 CFD codes (5 in-house and 2 commercial).

Within the 14 Lumped-Parameter contributions, 4 participants have performed calculations using only one compartment and 9 have used a multi-compartment nodalisation. For the CFD contributions, 8 participants have performed calculations in a 2D approach and only 2 participants have used a 3D description of the experiment.

Physical models implemented in the codes are related to the gas in terms of state equations (perfect or real gases), turbulence models and condensation models. Different approaches are implemented in the codes: global correlation (GC) such as Tagami-Uchida, or heat and mass transfer analogy (HMT) such as Chilton-Colburn, and wall functions (WF). The implemented models involved here are given in Table 5. Injection jet entrainment is simulated numerically by the CFD models, while some Lumped-Parameter models were enhanced by user-specified jet entrainment simulation features.

An important feature of all participating CFD models is the spatial resolution of the injection nozzles and jets. In TOSQAN, the diameter of the steam injection nozzle is of 41 mm, and the range

of radial model node sizes in the CFD calculations are between 2.5 and 20.5 mm, so that in most of the cases, the radial resolution of the injection nozzle is more than 1 node. Such mesh refinement is facilitated by the use of 2-dimensional model geometry. It allows simulating a velocity profile over the injection boundary surface.

4. Code-experiment comparison: results

The analysis of the code-experiment comparison can be done under several headers relative to the different phenomena described in Section 2.4.3.

4.1. Global thermal-hydraulic behaviour during a steady-state

Code-experiment comparison results for the pressure time evolution during all air-steam phases are presented in Fig. 8. Relative difference between calculations and experiments on the total pressure value for steady-state 4 are given in Fig. 9. Same kind of results is obtained for the level of mean temperatures and gas concentrations. It can be said from those figures that the calculations are able to reproduce with a quite good level of accuracy the global thermal-hydraulic behaviour during a steady-state that is mainly governed by injection and wall condensation. These results are valid for air-steam and air-steam-helium mixtures, i.e. for all steady-states.

4.2. Local analysis of the injection zone during a steady-state

The local analysis of the variables in the injection zone during a steady-state is performed on several horizontal and vertical profiles in the jet region. The results show that, for a plume-jet configuration (steady-state 1, 3 and 4), all codes differ in the momentum behaviour compared to measurements (Fig. 10), whereas for a jet configuration (steady-state 2), codes and experiments are in better agreement (Fig. 11).

The calculation of a plume or a jet-plume is thus not well established. Reasons for that could be the modelling of turbulence in such configuration (buoyant jet), since the empirical constants of the turbulence models are generally given for jet configurations. As a further step, it should be noticed that the characterization of

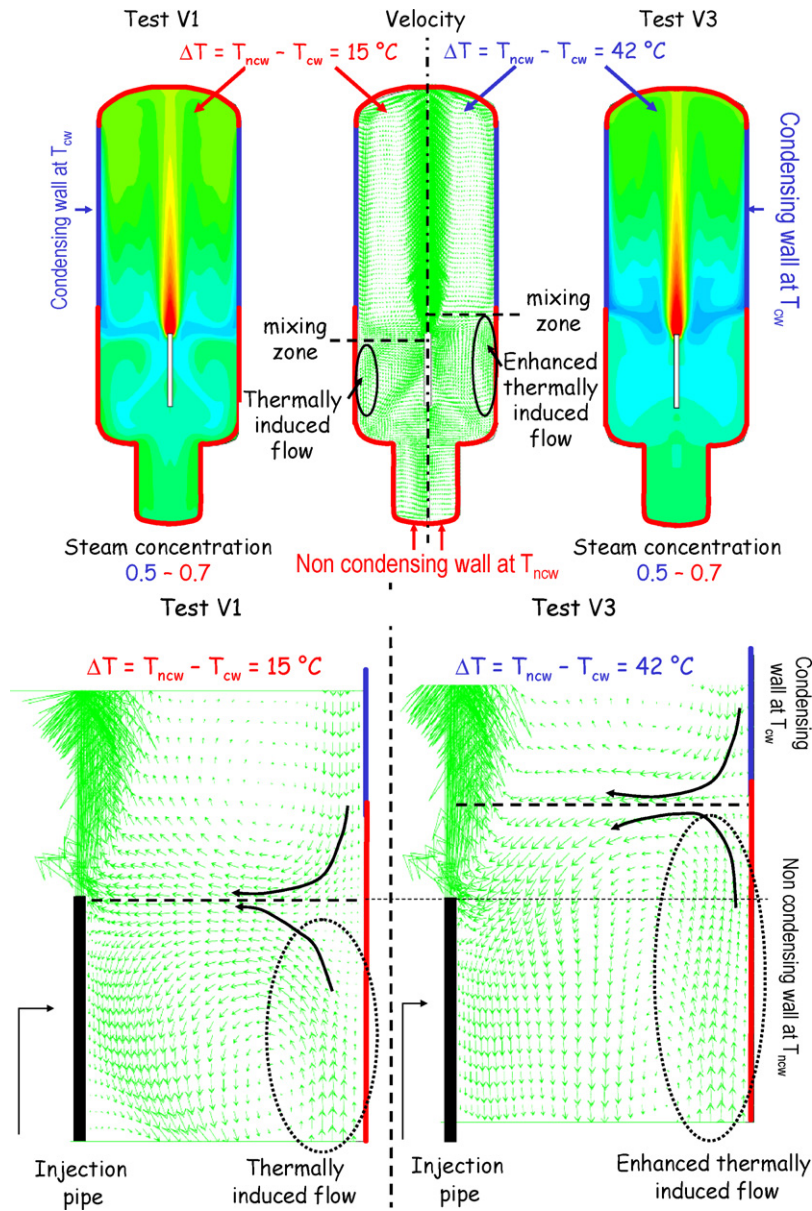


Fig. 6. Steam concentration and velocity field for test V1 and V3.

the injection region is important for the gas distribution and for the flow patterns. These considerations on the local analysis of the variables in the injection zone during a steady-state are applicable for air-steam and air-steam-helium mixtures.

4.3. Local analysis of the variables in the region near the walls during the steady-state

In the region near the walls, under steady-state conditions, the shapes of the experimental radial velocity and gas temperature profiles in TOSQAN are not always well reproduced by the CFD calculations (Fig. 12). The TOSQAN ISP-47 results constitute a first step to thermal and dynamical boundary layer measurements in such containment studies. It can be concluded that near the walls flow calculations can be successful only if a higher level of modelling is included in the code. Some CFD calculations are able to reproduce these boundary layers. These considerations on the flow near the wall during a steady-state are relevant under air-steam and air-steam-helium mixtures.

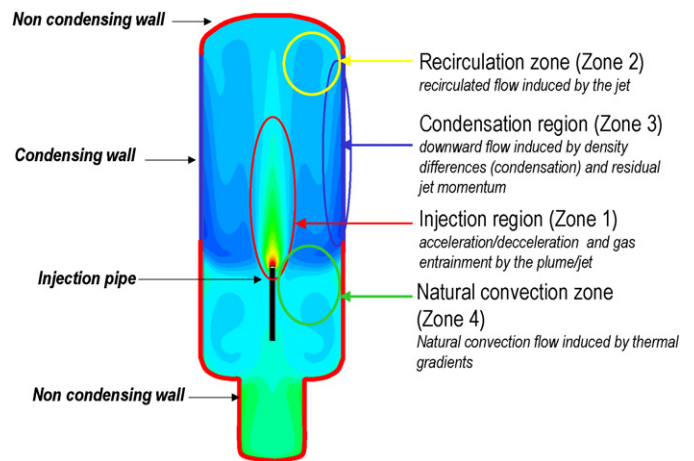


Fig. 7. Schematic view of the zones corresponding to the main phenomena occurring during air-steam condensation tests for steady-state conditions (temperature field).

Table 4
ISP-47 TOSQAN participants.

Organisation	Country	Code	Category	TOSQAN	
				STD1,2,3	STD4
A-AECL	Canada	GOTHIC 6.1bp2	CFD	X	X
B-UJV	Czech Republic	MELCOR 1.8.5	LP	X	X
C-IRSN	France	TONUS V2002.2	LP	X	X
D-IRSN	France	ASTEC V0.4	LP	X	X
E-IRSN	France	TONUS V2002.2	CFD	X	X
FC-Becker Technologies	Germany	COCOSYS 2.0V1	LP	X	X
FS-Becker Technologies	Germany	Star-CD 3.150A	CFD	X	
G-FZK	Germany	GASFLOW II V2.2.4.2, V2.2.4.23	CFD	X	X
H-GRS	Germany	COCOSYS V2.0	LP	X	X
I-VEIKI	Hungary	ASTEC V1.0	LP	X	X
K-Univ. of PISA	Italy	FUMO Vdev	LP	X	
L-NUPEC	Japan	DEFINE Vdev	CFD	X	X
M-NRG	Netherlands	CFX 4.4	CFD	X	X
N-NSIRAS	Russia	MELCOR 1.8.5	LP	X	
O-IJS	Slovenia	CONTAIN 2.0 CFX 4.3	LP CFD	X-LP	X-LPCFD
Q-STUDSVIK	Sweden	MELCOR 1.8.5	LP	X	X
R-PSI	Switzerland	CFX 4.3	CFD	X	X
S-NAI	U.S.A.	GOTHIC 7.2dev	LP, CFD	X	X
T-LEI	Lithuania	COCOSYS V2.0	LP	X	X
U1-IPPE	Russia	KUPOL-M 1.10	LP	X	X
U2-IPPE	Russia	KUPOL-3D 0.1	CFD	X	X
V-GRS	Germany	ASTEC V1.0	LP	X	X
Total number of contributions			10 CFD 14 LP	9 CFD 14 LP	9 CFD 13 LP

Table 5
Physical modelling of TOSQAN participants to ISP-47.

Participant	State equation	Condensation model	Turbulence model
A-AECL	Real gas	Max of Uchida and Gido-Koestel correlation (GC and HMT)	$k-\epsilon$ model
B-UJV	Real gas	Surface film model (HMT)	
C-IRSN	Real gas	Chilton-Colburn (HMT)	
D-IRSN	Real gas	Stefan's law (HMT)	
E-IRSN	Perfect gas	Chilton-Colburn (HMT)	Mixing length scale model
FC-Becker Technologies	Real gas	Stefan's law (HMT)	
FS-Becker Technologies	Real gas		
G-FZK	Real gas	Homogeneous Equilibrium model (WF)	$k-\epsilon$ model
H-GRS	Real gas	Stefan's law (HMT)	
I-VEIKI	Real gas	Stefan's law (HMT)	
K-Univ. of PISA	Real gas		
L-NUPEC	Real gas	Nusselt theory + deterioration factor (HMT)	$k-\epsilon$ model
M-NRG	Perfect gas	Fick-s law ans WF	$k-\epsilon$ model and $k-\epsilon$ model (low Reynolds number)
N-NSIRAS	Real gas	Film tracking	
O-IJS	Real gas	Film flow	
Q-STUDSVIK	Real gas		
R-PSI	Perfect gas	Gido-Koestel correlation (HMT)	$k-\epsilon$ model
S-NAI	Real gas	HMT	$k-\epsilon$ model
T-LEI	Real gas	Stefan's law (HMT)	
U1-IPPE	Real gas	HMT	
U2-IPPE	Real gas	HMT	
V-GRS	Real gas	Stefan's law (HMT)	

GC: global correlation; HMT: heat and mass transfer; WF: wall function.

Results in the region near the walls can also be analysed in a global way by plotting the steam condensation mass-flow rate time evolutions. Code-experiment comparison is given in Fig. 13: it can be seen that the reduction of the condensation rate due to the presence of helium near the condensing walls during helium transient is qualitatively well reproduced by the calculations.

4.4. Thermal and gas density stratifications under steady-state

Code-experiments comparison results for vertical profiles of steam volume fraction and gas temperature, as well as radial profiles, are given in Figs. 14–16 in order to illustrate the thermal and gas density stratifications under steady-state conditions: it is found that LP and CFD calculations generally well compute the mass and

thermal stratification. However, since the temperature and concentration gradients are not very high in this test during steady-states, and considering the experimental uncertainty, these results cannot be considered to be relevant for high atmospheric gas density stratification situations.

4.5. Transient phases, gas density stratifications

In order to consider higher gas and temperature gradients, transient phases of this test are examined since thermal and gas density stratifications are then clearly identified, especially during helium injection. Results are presented in Fig. 17 for the gas temperature and Fig. 18 for helium volume fraction, for both types of codes, at a lower position in the TOSQAN vessel.

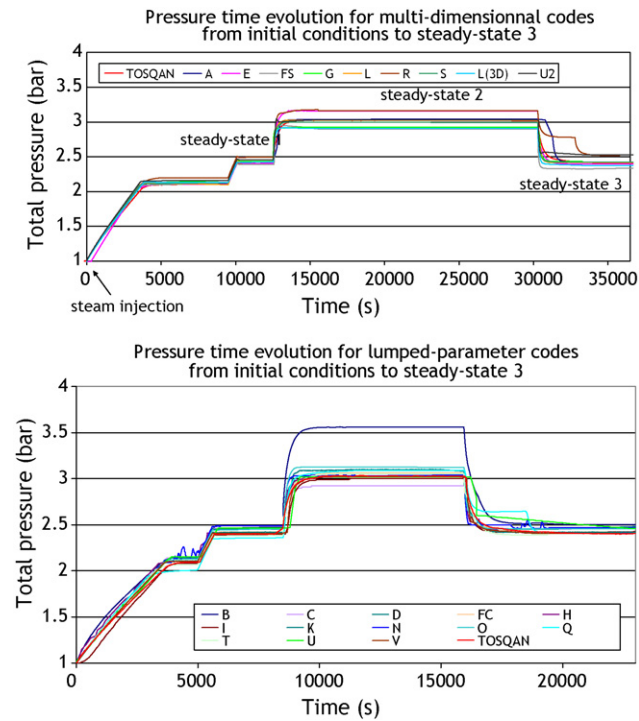


Fig. 8. Pressure time evolution calculated by CFD (up) and Lumped-Parameter (down) codes for all air-steam sequences.

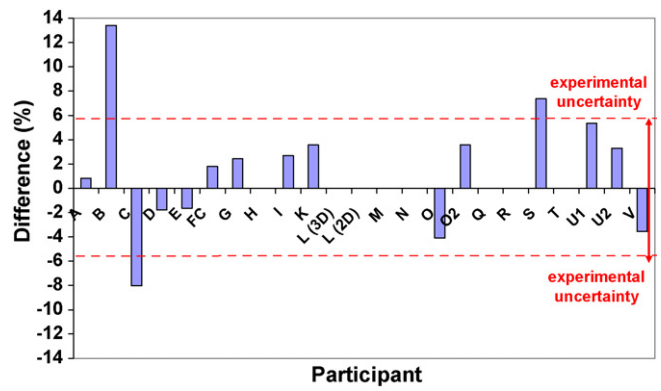


Fig. 9. Relative difference between calculated and measured pressure for the helium steady-state.

It is then observed that some of the major transient phenomena are not always well reproduced by the calculations, and if so, the transient evolutions or the levels of the concerned variables are not the same in the calculations and in the experiments. Some multi-dimensional contributions reproduce the transient stratification whereas most of the Lumped-Parameter calculations only reach the final level of the concerned variable. These conclusions are based on results obtained in the lower part of the vessel (Figs. 17 and 18); numerical results obtained in the upper part of TOSQAN (Fig. 19) are in better agreement with the experiments, probably due to a more convection dominated flow in this zone.

It is evident that LP models are currently the main tools for general containment thermal-hydraulic analysis. However, LP codes have some inherent limitations due to the applied simplified flow

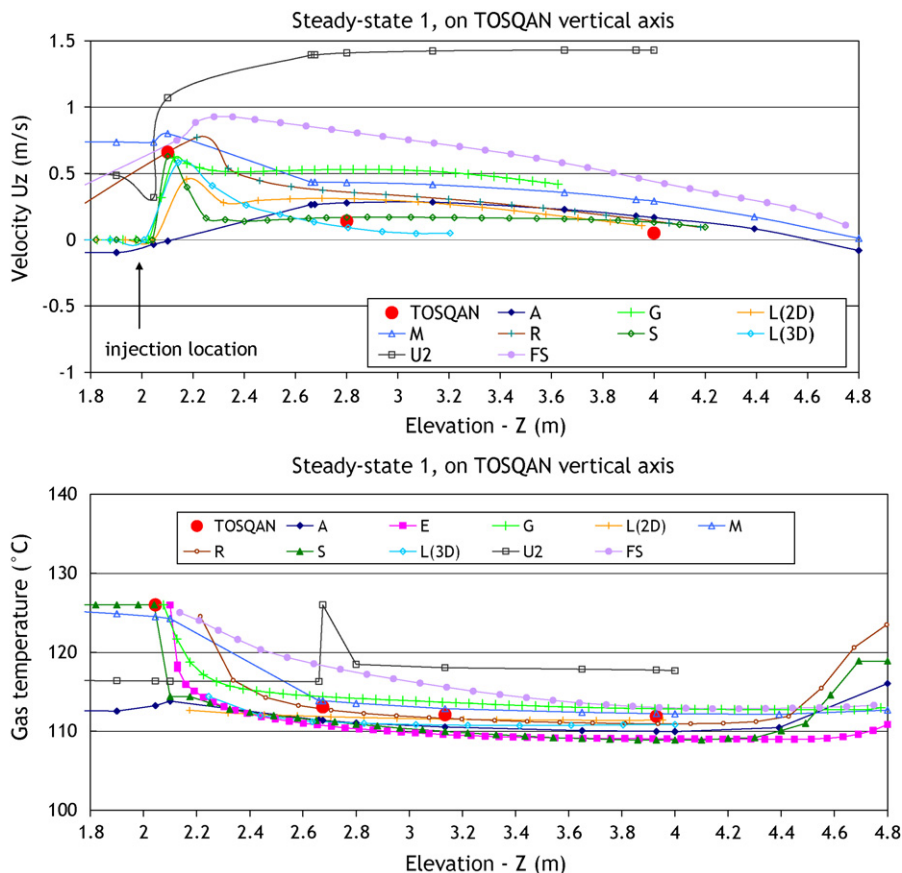


Fig. 10. Vertical profile of the vertical component of the gas velocity (up) and of the gas temperature (down) during lower injection mass-flow rate steady-state.

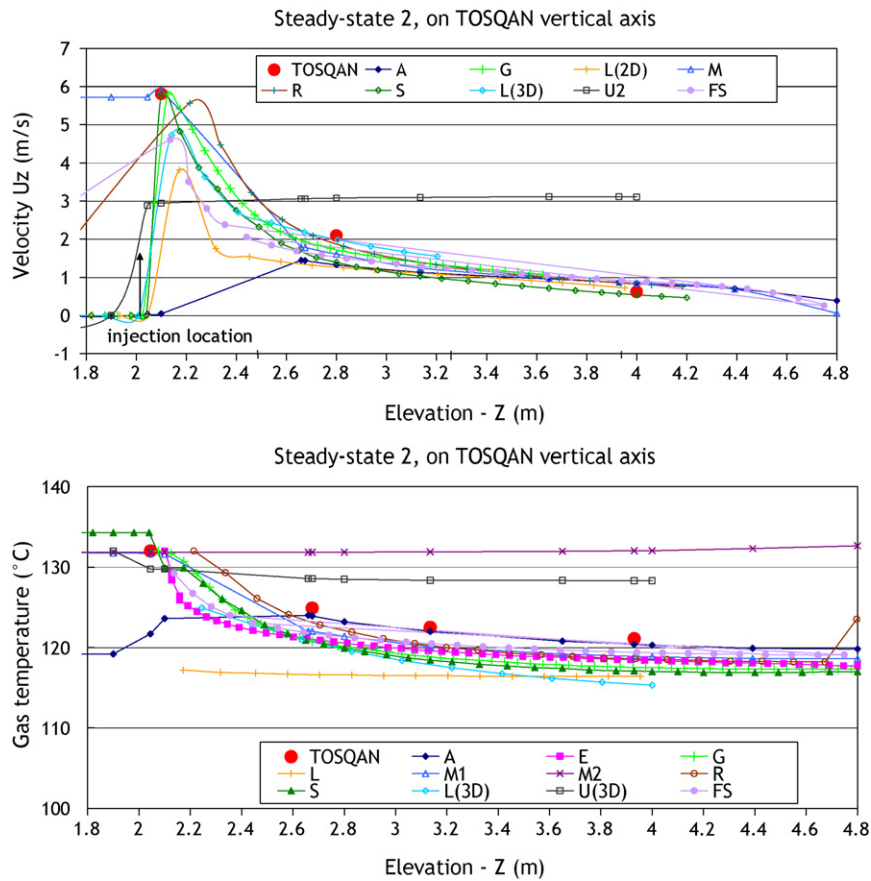


Fig. 11. Vertical profile of the vertical component of the gas velocity (up) and of the gas temperature (down) during higher injection mass-flow rate steady-state.

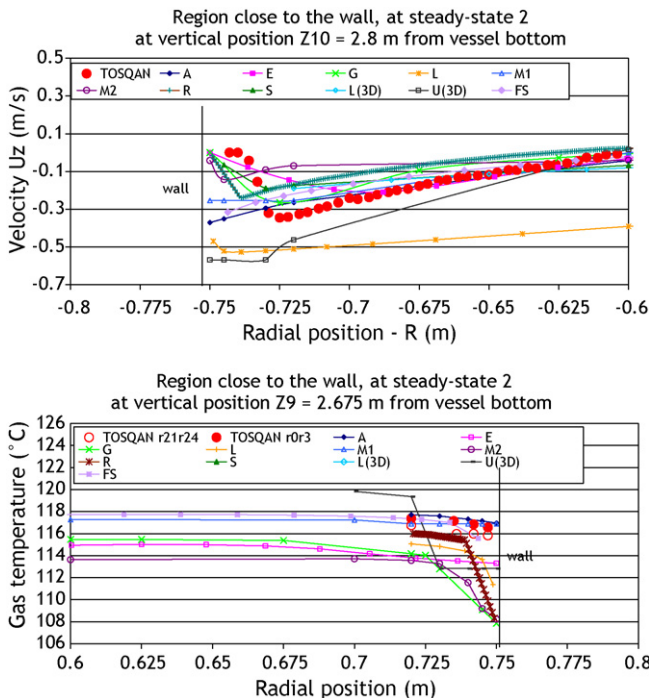


Fig. 12. Radial profile of the vertical component of the gas velocity (up) and of the gas temperature (down) close to the condensing wall.

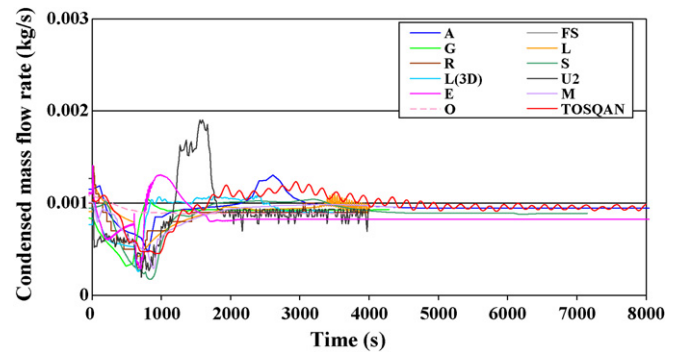


Fig. 13. Global condensation mass-flow rate during helium transient (time $t=0$ s represents the helium injection on this figure).

model description. The large scatter of LP results inclusive the worst predictions showed the strong user influence. Present user guidelines and nodalisation rules must be improved to a level which guarantees a good simulation of existing experiments, and they must be applied. General Best Practice Guidelines should be developed, documented, and disseminated to guarantee optimal quality of LP containment thermal-hydraulic analyses.

CFD codes should improve their capability of such transient stratified flows. Reasons for the wrong behaviour of some CFD contributions in such configurations are probably coming from momentum and diffusion transport: if velocities and turbulent diffusion are not well calculated, such transient behaviour involving the competition between different phenomena (natural or weakly forced convection) cannot be calculated with a good accuracy. Turbulence modelling is probably the main reason for that.

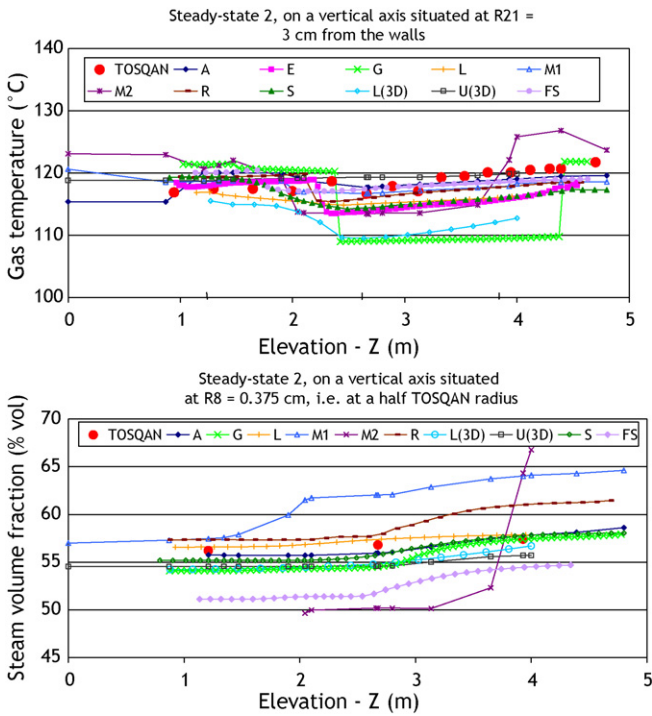


Fig. 14. Gas temperature (up) and steam volume fraction (down) vertical profile during steady-state 2.

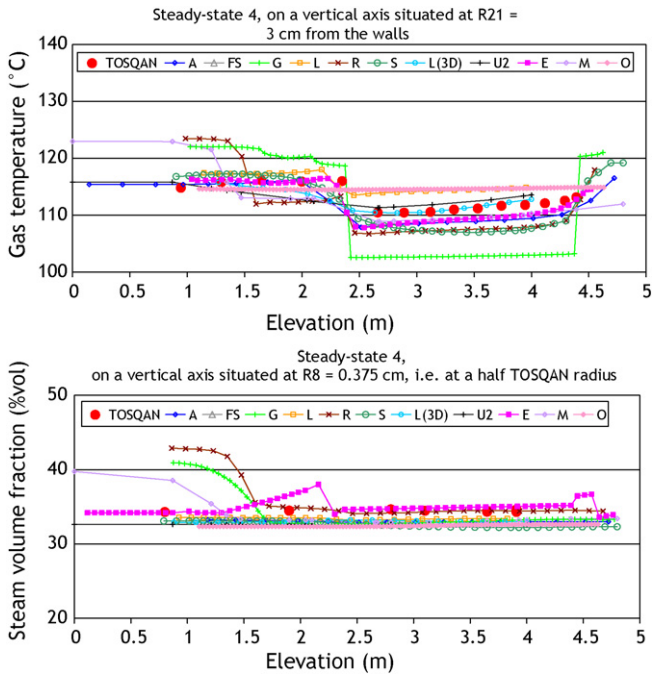


Fig. 15. Gas temperature (up) and steam volume fraction (down) vertical profile during steady-state 4.

4.6. Turbulence variables

Turbulence variables have been compared for the first time in a thermal-hydraulic containment OECD ISP exercise (helium injection and following steady-state, see Fig. 20). Only few CFD calculations find the same turbulent kinetic energy during helium injection. These results are encouraging but since turbulence is involved in stratification/mixing phenomena, characterization of turbulence should be performed with more detail in further stud-

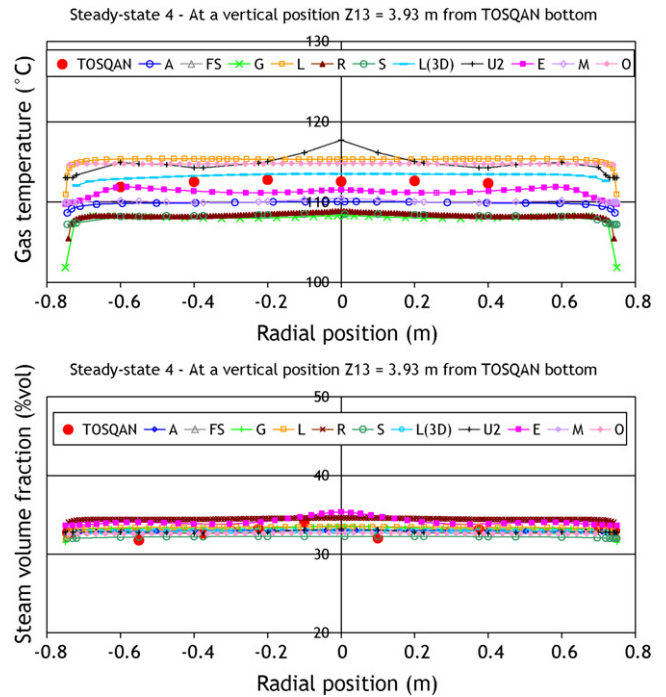


Fig. 16. Gas temperature and steam volume fraction radial profile in the upper part of the vessel (3.93 m from the bottom) during steady-state 4.

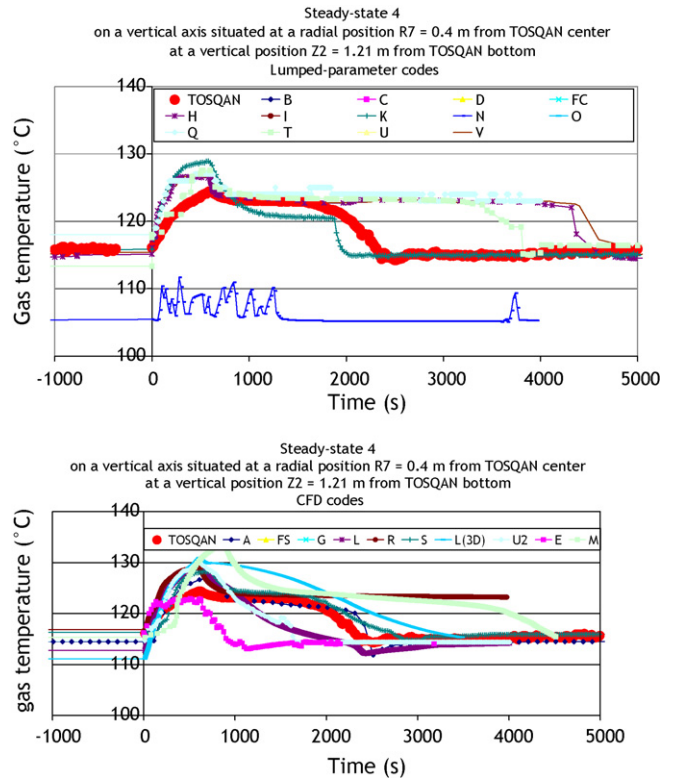


Fig. 17. Gas temperature time evolution after helium injection in the bottom part of TOSQAN (1.21 m from the bottom), for Lumped-Parameter (up) and CFD codes (down).

ies. These results have however demonstrated the capabilities of using such laser diagnostics and the associated post-analysis for large-scale applications.

A further step in code validation by such distribution experiments concerning the turbulence variables is recom-

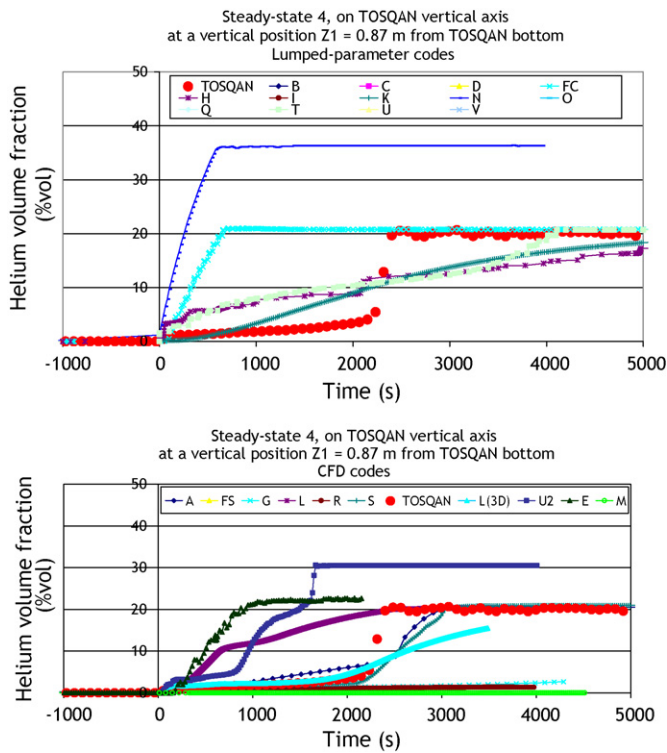


Fig. 18. Helium volume fraction time evolution after helium injection in the bottom part of TOSQAN (1.21 m from the bottom), for Lumped-Parameter (up) and CFD (down) codes.

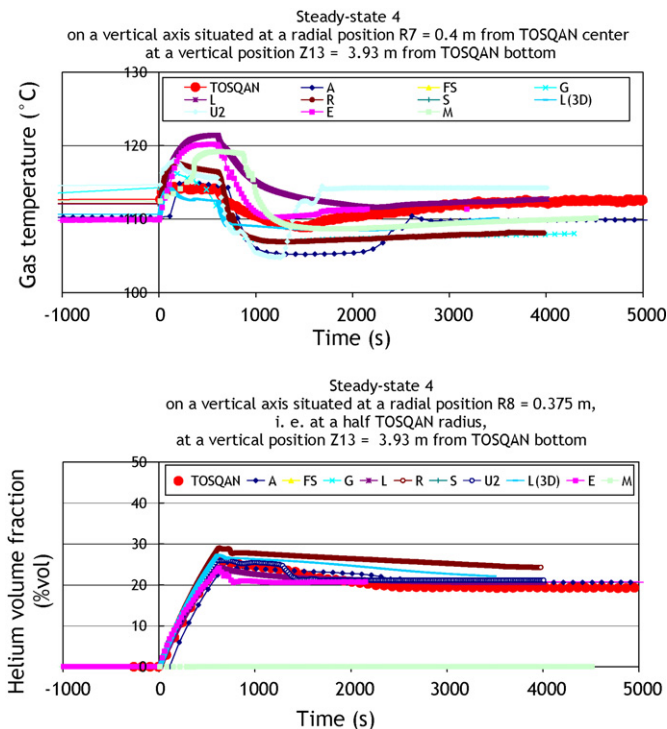


Fig. 19. Gas temperature (up) and helium volume fraction (down) time evolution in the upper part of the vessel (3.93 m from bottom) after helium injection.

mended. On the numerical side, the grid convergence of CFD codes should be checked in future analyses in order to distinguish the turbulent diffusion from the numerical one.

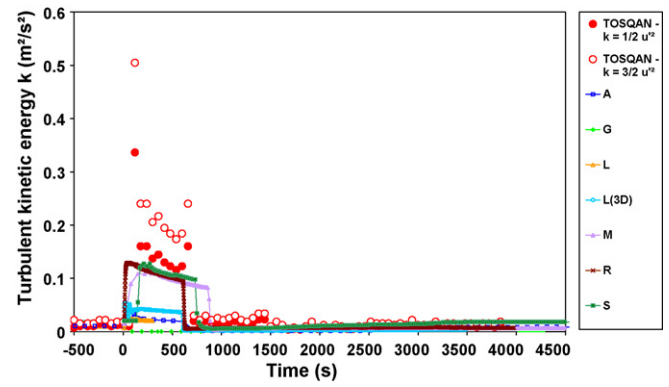


Fig. 20. Time evolution of the turbulent kinetic energy during helium injection (0–600 s) up to the air-steam-helium steady-state, on TOSQAN axis, above the injection, CFD codes.

5. Discussion and synthesis

The first step of the ISP has pointed out that, in the TOSQAN open exercise, the calculations results fit with a generally good accuracy the experimental results obtained during condensation steady-state conditions.

Lumped-Parameter contributions with multi-compartment nodalisation and CFD calculations are able to predict vertical and radial profiles for temperatures and steam concentration satisfactorily in comparison to the experimental results of TOSQAN during steady-state conditions. The advantage of the CFD calculations shows up in the simulation of velocity profiles (vertical or radial velocity components), resulting in a better prediction of the vertical temperature profile along the injection axis especially under high injection rates.

The analysis of the low steam injection steady-state conditions after air and helium addition shows that the results are quite similar as for the low steam injection steady-state conditions 1 and 3 before helium addition.

Concerning the levels of calculated variables during the air-steam-helium steady-state, it can be said that pressure and steam concentrations are generally well reproduced by the calculations.

In the injection region under jet conditions (densimetric Froude number of 265), the comparison between calculations and experiment is generally good.

The injection flow under the first air-steam steady-state conditions is in a transition regime as shown by the Froude number (densimetric Froude number of 2), but the experimental results, compared to the literature (Chen and Rodi, 1980) show that this injection flow is rather a jet. However, it is seen that the flow conditions in this transition regime are not well reproduced by the calculations. Furthermore, all models are not consistent among each other because they calculate different momentum behaviours.

In the region near the walls, under steady-state conditions, the shape of the experimental radial velocity profile is qualitatively well reproduced by most of the CFD models, and the order of magnitude of the downward velocity close to the wall is generally well reproduced. It can be concluded that near-wall flow velocity profiles can be obtained only if more sophisticated modelling is applied. Spatial resolution of the mesh has not been investigated here and should have an impact on the results close to the walls. However, these TOSQAN results constitute a first step to thermal and dynamical wall boundary layer measurements for the validation of sophisticated modelling in CFD codes, and should be used further for detailed studies on laws of the wall and mesh effects.

Concerning the transient behaviour, it can be seen that some of the major transient phenomena are not always reproduced by

the models and if so, the transient evolutions or the levels of the concerned variables are not the same in the calculations and in the experiment. Some multi-dimensional models reproduce the transient stratification whereas most Lumped-Parameter models only reach the final level of concentration.

Concerning turbulence variables, they have been compared only during helium injection and air-steam-helium steady-state. Future model validation of such gas distribution experiments should address turbulence variables more intensively.

A last comment should be made concerning mesh effects that have not been investigated with detail in this ISP. This means that if a computer code is used in the containment thermal-hydraulic community, suitable code guidelines, user group support and training courses should be supplied to the users to guarantee an acceptable level of confidence. Nodalisation rules have to be developed in a general way. Guidelines should be followed strictly. This last point may be a challenging issue regarding the experience from the present exercise.

6. Conclusion

Local data of gas concentration and temperature have been obtained in the TOSQAN facility in the frame of ISP-47, as well as, for the first time in such an exercise, gas velocity data, turbulence characteristics and near the wall velocity and temperature profiles. This constitutes a first step in more detailed validation of CFD codes.

The TOSQAN open benchmark exercise has shown that the modelling of the global thermal hydraulic part of wall condensation in the presence of non condensable gases like helium is well reproduced by the codes at steady-state. However, local analysis of the data leads to some differences between codes and experiments: gas distribution, especially in the steam or steam-helium injection zone or near the wall velocity and temperature profile. These local discrepancies observed under steady-state conditions are completed by much larger differences during transient phases: the phenomena of transient thermal and mass stratification are reproduced qualitatively only for few CFD contributions, and the transient evolution and the levels of the compared variables are not accurate enough in the calculations. Most of the Lumped-Parameter models only reach the final level of concentration and fail to predict the transient stratification in this TOSQAN test.

Further work on transient stratification effects, with local measurements, including turbulence data, is needed in order to extend the experimental database of detailed measurements. Further work in code development and establishment of nodalisation rules is necessary to achieve more accurate predictive capabilities for gas/steam transient stratification in containment studies.

Acknowledgements

The authors would like to acknowledge the participants to the TOSQAN experimental results: P. Brun, O. Norvez, A. Nuboer, B. Menet and L. Thause for the quality of the experimental results and post-processing and Y.S. Chin, M. Krause, Z. Parduba, A. Bentaib, W. Plumecocq, W. Häfner, A.K. Rastogi, P. Royl, G. Necker, J. Travis, G. Necker, S. Schwarz, G. Lajtha, A. Manfredini, F. Oriolo, S. PACI, N. Ishida, M. Houkema, I. Kljenak, B. Marko, M. Babic, Z. Yitbarek, S.V. Shepel, T.L. George, C.L. Wheeler, E. Urbonavicius, A.A. Lukianov, N.N. Shangin, A.A. Zaitsev, W. Luther involved in the benchmark

exercise for their valuable contributions, comments, and discussions. The authors would also like to acknowledge the support of OECD in the framework of the ISP-47 and especially the secretaries J. Royen and Y.H. Ryu.

References

- Auban, O., Malet, J., Brun, P., Brinster, J., Quillic, J.J., Studer, E., 2003. Implementation of gas concentration measurement systems using mass spectrometry in containment thermal-hydraulics test facilities: different approaches for calibration and measurement with steam/air/helium mixtures. In: NURETH-10 conference, 10th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, Seoul, Korea, October.
- Chen, C.J., Rodi, W., Vertical Turbulent Buoyant Jets, 1980. A review of Experimental Data, The Science and Applications of Heat and Mass Transfer, vol. 4. Pergamon Press.
- Cornet, P., Malet, J., Porcheron, E., Vendel, J., Studer, E., Caron-Charles, M., 2002. ISP-47, Specification of the calculations International Standard Problem on containment thermal-hydraulics, Step 1: TOSQAN-MISTRA, IRSN Report, DPEA/SERAC/LPMAC/02-44.
- Fischer, K., Vendel, J., Studer, E., Schwarz, S., Houkema, Malet, J., Bentaib, A., 2006. ISP-47, International Standard Problem on Containment thermal-hydraulics, OECD Final report.
- Kudriakov, S., Dabbene, F., Studer, E., Beccantini, A., Magnaud, J.P., Paillère, H., Bentaib, A., Bleyer, A., Malet, J., Caroli, C., 2008. The TONUS CFD code for hydrogen risk analysis: physical models, numerical schemes and validation matrix. Nuclear Engineering and Design 238, 551–565.
- Malet, J., Porcheron, E., Cornet, P., Brun, P., Norvez, O., Menet, B., Thause, L., 2002. ISP-47, International Standard Problem on Containment thermal-hydraulics, Step 1: TOSQAN-MISTRA, Phase A: air-steam mixtures TOSQAN experimental results. IRSN Report, DPEA/SERAC/LPMAC/02-45.
- Malet, J., Porcheron, E., Cornet, P., Vendel, J., 2004a. Experimental and numerical study of natural convective flows with filmwise condensation in a large containment vessel. In: ICMF 2004 conference, 5th International Conference of Multiphase Flow, Yokohama, Japan, May–June.
- Malet, J., Porcheron, E., Cornet, P., Vendel, J., 2004b. Filmwise steam condensation in the presence of non condensable gases in the TOSQAN vessel. In: ICAPP 04 conference, International Congress on Advances in Nuclear Power Plants, Pittsburgh, PA, USA, June.
- Malet, J., Porcheron, E., Vendel, J., 2005a. Filmwise condensation applied to containment studies: conclusions of the TOSQAN air-steam condensation tests, NURETH-11 conference. In: International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics, Avignon, France, October.
- Malet, J., Porcheron, E., Cornet, P., Brun, P., Menet, B., Vendel, J., 2005b. ISP-47, International Standard Problem on Containment thermal-hydraulics, Step 1: TOSQAN-MISTRA, TOSQAN Phase B: air-steam-helium mixtures, Comparison Code-Experiments. IRSN Report, DSU/SERAC/LEMAR/05-19.
- OECD State-of-the-Art Report on Containment Thermal-hydraulics and Hydrogen Distribution, 1999. Nuclear Safety, NEA/CSNI/R(99)16.
- Porcheron, E., Thause, L., Malet, J., Cornet, P., Brun, P., Vendel, J., 2002. Simultaneous application of spontaneous Raman scattering and LDV, PIV for steam/airflow characterization. In: 10th International Symposium on Flow Visualization, Kyoto, Japan, August.
- Porcheron, E., Malet, J., Cornet, P., Brun, P., Nuboer, A., Menet, B., Thause, L., 2005. ISP-47, International Standard Problem on Containment thermal-hydraulics, Step 1: TOSQAN-MISTRA, Phase B: air-steam-helium mixtures TOSQAN experimental results. IRSN report, DSU/SERAC/LECEV/05-17.
- Studer, E., Magnaud, J.P., Dabbene, F., Tkatschenko, I., 2007. International Standard Problem on containment thermal-hydraulics ISP47 Step 1—results from the MISTRA exercise. Nuclear Engineering and Design 237, 536–551.
- Vendel, J., Cornet, P., Malet, J., Porcheron, E., Paillère, H., Caron-Charles, M.L., Studer, E., Fischer, K., Allelein, H.J., 2002. ISP 47 'Containment thermal-hydraulics'—computer codes exercise based on TOSQAN, MISTRA and THAI experiments. In: EUROSAFE congress, Berlin, Germany, November.
- Vendel, J., Cornet, P., Malet, J., Porcheron, E., 2003. ISP 47 'Containment thermal-hydraulics'—Computer codes exercise based on experimental facilities. In: Nuclear, NURETH-10 conference, International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, Seoul, Korea, October.
- Vendel, J., Malet, J., Porcheron, E., Cornet, P., Brun, P., Menet, B., Studer, E., 2005. ISP-47, International Standard Problem on Containment thermal-hydraulics, Step 1: TOSQAN-MISTRA, TOSQAN-MISTRA Phase A: air-steam-helium mixtures, Comparison Code-Experiments. IRSN Report, DSU/SERAC/LPMA/05-10.
- Vendel, J., Allelein, H.J., Fischer, K., Malet, J., Studer, E., Schwarz, S., Houkema, M., Paillère, H., Bentaib, A., 2007. Conclusion of the ISP-47, 'Containment thermal-hydraulics'. In: NURETH-12 conference, International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics, September.

2.3 INTERACTION ENTRE UN SPRAY ET UN MELANGE GAZEUX DANS UNE ENCEINTE : ECHANGES DE MASSE, DE CHALEUR ET DE QUANTITE DE MOUVEMENT ET IMPACT SUR LA DISTRIBUTION DES GAZ

2.3.1 Problématique, objectif, démarche

Après avoir étudié la contribution des phénomènes de condensation pariétale sur la distribution des espèces gazeuses dans une enceinte de confinement, en condition monophasique, nous allons aborder l'étude de l'influence des contre-mesures qui peuvent être employées en situation accidentelle pour maintenir l'intégrité de l'enceinte de confinement.

En France, les enceintes de confinement de REP sont équipées de systèmes d'aspersion. Les modèles physiques qui décrivent les échanges de masse, de chaleur et de quantité de mouvement entre la phase gazeuse constituée d'air, de vapeur d'eau et éventuellement d'hydrogène et la phase liquide constituée de gouttelettes d'eau, nécessitent de bien reproduire les phénomènes de condensation de la vapeur sur les gouttes et d'évaporation des gouttes, ainsi que les phénomènes d'entraînement du gaz par ces dernières. La validation de ces modèles à partir d'expériences repose sur la détermination des grandeurs physiques qui caractérisent l'écoulement diphasique à savoir le diamètre, la vitesse et la température des gouttes, ainsi que la composition, la température et la vitesse du gaz. L'analyse des échanges de masse et de chaleur a été abordée conjointement par une approche globale à l'échelle du volume total de l'enceinte TOSQAN (Figure 16) basée sur des mesures dites conventionnelles (pression, bilans globaux) et une approche locale, de l'ordre du centimètre cube, c'est-à-dire à l'échelle des gouttes et du mélange gazeux environnant. Cette dernière approche a donc nécessité le développement ou l'adaptation de moyens de diagnostics permettant d'accéder de manière non intrusive aux grandeurs locales au sein du milieu diphasique.

Le scénario général des essais d'aspersion réalisés dans la plate-forme TOSQAN débute par une pressurisation initiale de l'enceinte par une injection de vapeur jusqu'à une pression donnée. Lorsque celle-ci est atteinte, l'injection de vapeur est coupée alors que débute l'aspersion à un débit et à une température donnés. Le régime transitoire de dépressurisation de l'enceinte commence et se prolonge jusqu'à l'obtention d'un régime globalement permanent où la pression et la température moyenne du mélange gazeux présent dans l'enceinte n'évoluent plus. La grille d'essais du programme aspersion TOSQAN [R34 à R44] comporte une série d'essais définis en fonction des paramètres intervenant dans les transferts de masse, de chaleur et de quantité de mouvement entre la pulvérisation d'eau et l'atmosphère de l'enceinte.

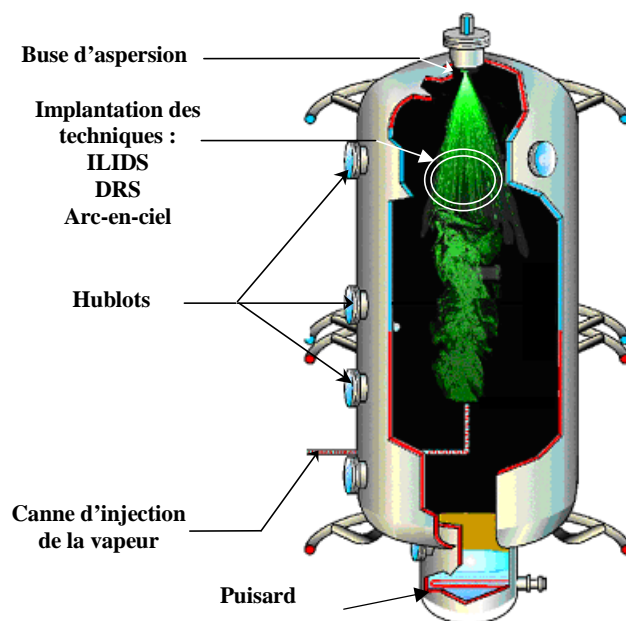


Figure 16. Vue générale de l'expérience TOSQAN dans sa configuration pour le programme aspersion

2.3.2 Développement et implémentation des techniques de mesure

L'étude des transferts de masse, de chaleur et de quantité de mouvement entre un spray et l'atmosphère d'une enceinte peut être abordée via une analyse thermodynamique globale basée sur les évolutions de la pression, de la température moyenne du gaz et du taux de saturation moyen du mélange gazeux. Cependant, afin d'étudier conjointement les phénomènes de condensation, de vaporisation et de mélange des gaz, une analyse locale basée sur la caractérisation détaillée de l'écoulement est beaucoup plus pertinente. De même que dans la section précédente, le choix des techniques permettant de caractériser les gouttelettes d'eau en termes de température et de granulométrie, résulte d'un compromis entre leur niveau de maturité en laboratoire et nos contraintes expérimentales qui ont été exposées précédemment.

2.3.2.1 La mesure de la température des gouttes par réfractométrie par arc en ciel global

La mesure de la température des gouttes chutant dans l'enceinte TOSQAN est une des grandeurs clés pour la validation des modèles d'échanges massique et thermique dans un spray. Cette mesure requière, pour notre application, une exigence particulière en termes de sensibilité et de précision étant donnée la faible amplitude de variation de température attendue lors des essais d'aspersion.

Lors du démarrage du programme aspersion en 2001, plusieurs moyens de diagnostic ont été envisagés tels que la fluorescence induite par laser [3, 4], la thermographie infrarouge [5, 6, 54] et la réfractométrie par arc-en-ciel [7, 8, 9, 10, 11, 12, 13]. A l'époque, la technique de fluorescence

induite par laser (LIF) à deux couleurs n'était pas directement opérationnelle pour mesurer la température des gouttes au sein de sprays polydispersés en raison de la possible réabsorption du signal de fluorescence émis. D'autre part, un inconvénient d'ordre technologique de la LIF pour notre application est la nécessité du recours à un traceur fluorescent devant être incorporé aux gouttes d'aspersion, ce qui est une contrainte forte. La mise en œuvre de la fluorescence induite à 3 couleurs a permis par la suite de s'affranchir de ce problème pour caractériser la température des gouttes au sein de sprays afin d'y étudier les échanges de masse et de chaleur [14, 15, 16].

La technique de thermométrie infrarouge s'est avérée trop délicate à mettre en œuvre eu égard à nos contraintes expérimentales (mesure en champs lointain, difficulté d'évaluer le bilan radiatif dans l'atmosphère gazeuse environnante des gouttes). Finalement, nous nous sommes orientés vers la réfractométrie arc-en-ciel qui bien qu'étant une technique dont la mise au point est délicate, nous a semblé pouvoir répondre à notre problématique. Le développement de cette technique avait atteint un niveau de maturité suffisant avec notamment la démonstration en laboratoire de la possibilité de mesurer la température des gouttes dans un spray [12, 13]. Le développement de cette technique et sa transposition sur la plate-forme TOSQAN a donné lieu à une étroite collaboration avec le CNRS CORIA [17], notamment via la réalisation de la thèse de Pascal Lemaître [18], dont une partie des travaux est présentée dans l'article reproduit [P18]. Le principe physique de la méthode arc-en-ciel, qui permet de déterminer l'indice de réfraction d'une goutte, est basé sur l'analyse du diagramme de diffusion à un angle d'observation particulier appelé angle arc-en-ciel, qui pour une goutte d'eau à 20°C est égal à 137,8°. Ce phénomène est lié à l'existence d'un angle limite pour les rayons lumineux ayant subi une réflexion interne (ordre de diffusion $p=2$) comme le montre la Figure 17.

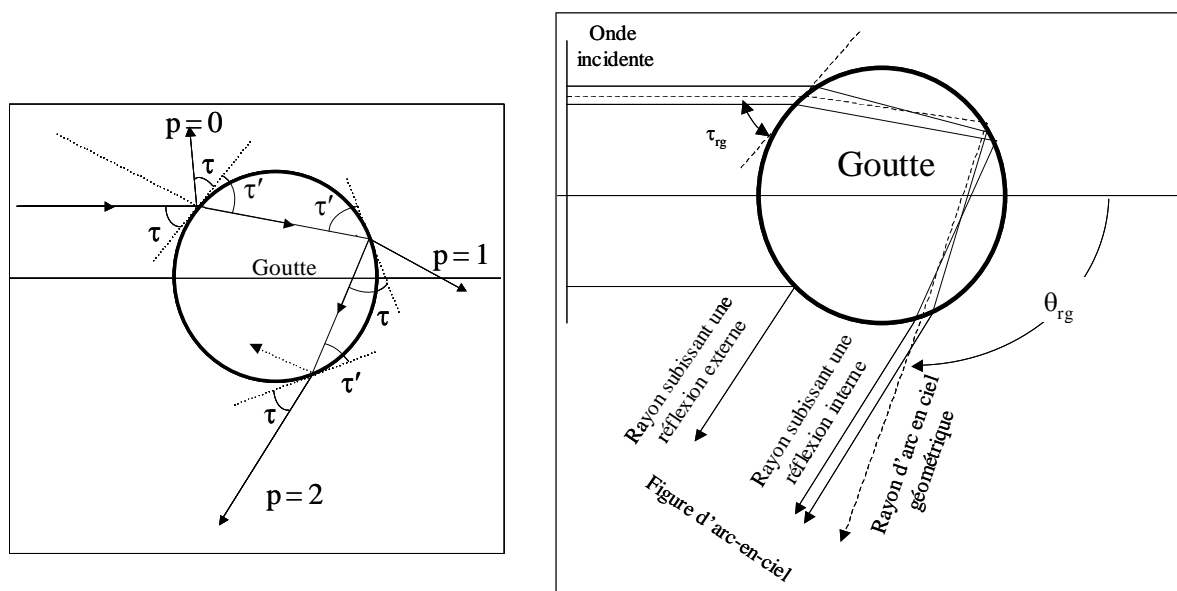


Figure 17. Trajets optiques des rayons dans une goutte [18]

Dans le cas d'une particule sphérique unique, on parle de méthode arc-en-ciel standard. Selon l'optique géométrique, l'angle d'arc-en-ciel (θ_{rg}) peut s'exprimer par une relation qui ne dépend que de l'indice de réfraction de la particule (m), donc de sa température (6) [18].

$$\theta_{rg} = 4 \cdot \arctan \sqrt{\frac{4 \cdot (m^2 - 1)}{4 - m^2}} - 2 \cdot \arctan \sqrt{\frac{4 - 1}{4 - m^2}} \quad (6)$$

La méthode par arc-en-ciel standard n'étant pas adaptée à la mesure de température au sein de sprays polydispersés où les gouttes ne peuvent être considérées comme strictement sphériques, la technique par arc-en-ciel global (AECG) introduite par Jeoren van Beeck [11] a été mise en œuvre. Celle-ci permet, par sommation des arcs-en-ciel standards élémentaires générés par les gouttes traversant le volume de mesure, d'obtenir une figure d'arc-en-ciel moyenne, qui intègre la contribution de l'ensemble des gouttes. L'hypothèse faite est que les gouttes non sphériques sont déformées de manière arbitraire dans l'écoulement et vont par conséquent générer des signaux d'arc-en-ciel dont les orientations seront elles aussi arbitraires créant ainsi un niveau de bruit de fond homogène qui n'engendre pas de biais sur l'analyse des signaux d'arc-en-ciel émis par les gouttes sphériques ou proches de la sphéricité. Une procédure d'inversion permet de remonter à la température moyenne des gouttes. Celle-ci est inspirée de la méthode proposée par Van Beeck [12] basée sur la détection de la position des deux premiers points d'inflexion de la figure d'arc-en-ciel. Cette procédure a été validée par simulation en utilisant la théorie d'Airy [55] qui permet de décrire l'intensité diffusée autour de l'arc-en-ciel primaire proche du point d'inflexion. La sensibilité de la position du premier pont d'inflexion de la figure d'arc-en-ciel (θ_{rg}) comme marqueur de la température des gouttes a été vérifiée [17], sans influence de la granulométrie des gouttes comme l'illustrent les Figure 18 et Figure 19.

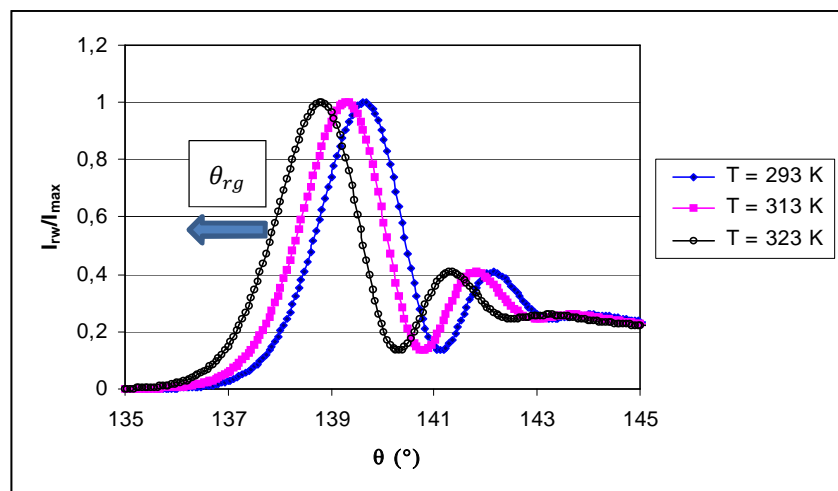


Figure 18. Effet de la température du spray sur la figure d'arc-en-ciel global simulée avec la théorie d'Airy et sur la position du premier point d'inflexion [18]

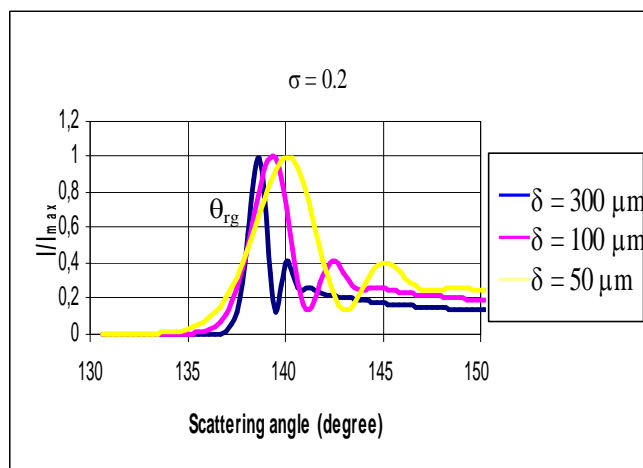


Figure 19. Effet de la granulométrie des gouttes sur la figure d'arc-en-ciel global simulée avec la théorie d'Airy et sur la position du premier point d'inflexion [18]

L'implantation de la technique d'arc-en-ciel global sur la plate-forme TOSQAN (Figure 20) a représenté un challenge important compte tenu du cumul des contraintes expérimentales et technologiques qui sont de manière non exhaustive, rappelées ci-dessous :

- enceinte de grand volume sans possibilité d'accès, pressurisée avec des mélanges d'air et de vapeur d'eau à une température supérieure à 100°C,
- accès optiques non adaptés à la géométrie d'émission et de réception du signal d'arc-en-ciel (collection à 138 °) impliquant l'implémentation dans l'enceinte d'un miroir intrusif dont l'orientation peut être pilotée pour ajuster l'angle de renvoi du signal collecté,
- mesure en champ lointain à une distance supérieure à un mètre,
- gamme de variation de la température des gouttes faible (60°C à 120°C),
- spray dense,
- nécessité d'accéder à une mesure de température absolue impliquant une procédure de calibration in situ (Figure 22),
- nécessité d'atteindre une précision inférieure au 100^{ème} de degré angulaire pour la détermination de l'angle d'arc-en-ciel (0,1 degré d'angle induit une erreur de 5 K sur la température)
- contraintes industrielles telles que vibrations, dilatation thermique des bancs optiques, poussières, ...

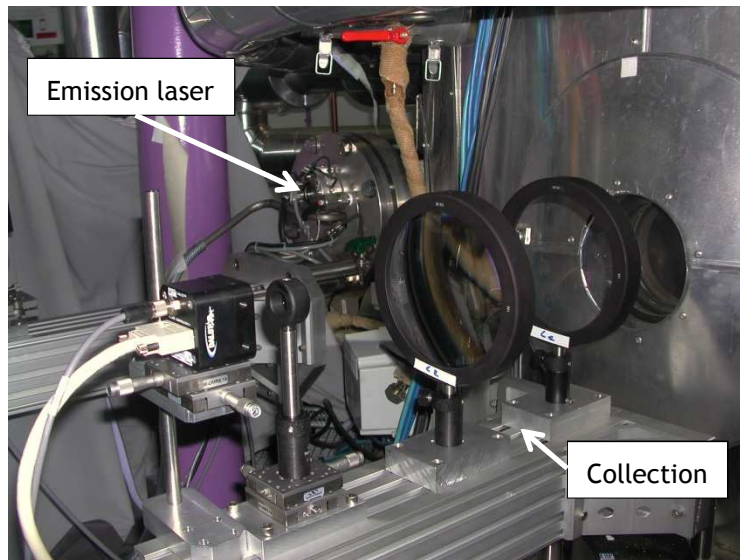


Figure 20. Vue générale de l'implantation du montage arc-en-ciel sur TOSQAN



Figure 21. Figure d'arc-en-ciel standard obtenu pour une goutte d'eau millimétrique dans TOSQAN pendant la phase de réglage

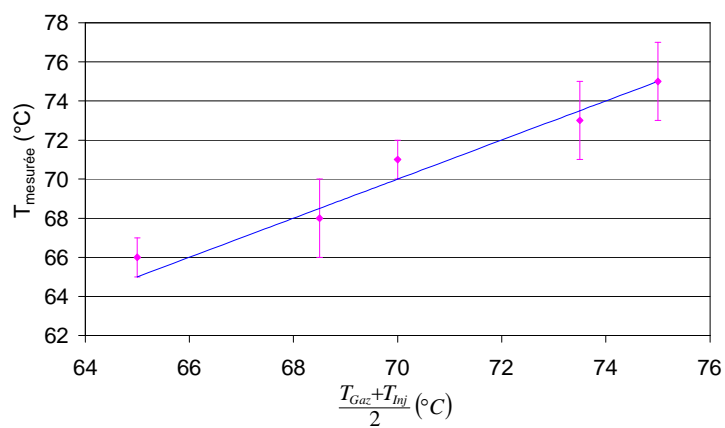


Figure 22. Qualification de la mesure de la température des gouttes d'un spray par thermométrie arc-en-ciel global dans l'enceinte TOSQAN. Le spray est injecté dans l'enceinte à une température voisine de celle du mélange gazeux à saturation

2.3.2.2 La mesure de la distribution granulométrique des gouttes par imagerie interférométrique en défaut de mise au point

Pour la caractérisation granulométrique de gouttes de spray, dans la gamme submillimétrique, la technique de référence est le granulomètre Phase Doppler [56], dont les appellations commerciales sont PDA, PDI ou PDPA, qui détermine la vitesse et la taille de gouttes sphériques. Cette technique au même titre que la LDV réalise une mesure qui peut être qualifiée de ponctuelle. Cependant, la géométrie des accès optiques de la plate-forme TOSQAN n'étant pas compatible avec l'implantation de la technique Phase Doppler, nous nous sommes orientés vers la technique d'imagerie interférométrique en défaut de mise au point ou ILIDS (pour Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing), introduite par König *et al.* [19]. Cette technique permet de donner une information qui peut être instantanée ou moyennée dans le temps, sur la taille, la position et potentiellement la vitesse de gouttes sphériques présentes dans un volume de mesure de type plan, au même titre qu'avec la technique PIV. Le principe de la technique repose sur la collecte de la lumière diffusée par des gouttes éclairées par un plan laser (Figure 23). Une goutte est éclairée par une nappe laser et la lumière diffusée est collectée à un angle de diffusion (θ) à l'aide d'une optique de réception caractérisée par un angle de collection α .

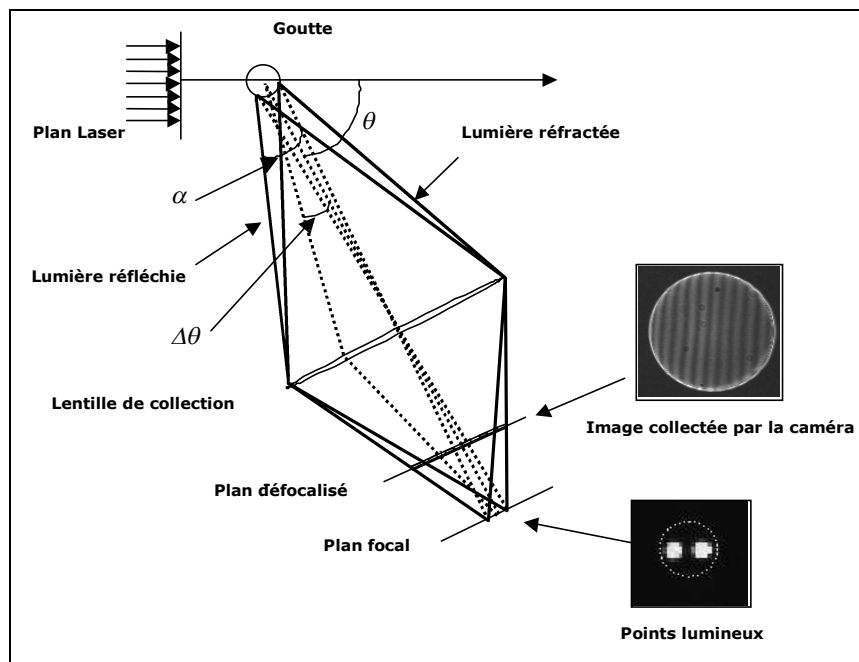


Figure 23. Principe de l'Imagerie interférométrique en défaut de mise au point (ILIDS)

Les deux points lumineux appelés points de Gloire visibles sur la Figure 24, associés aux rayons réfléchis et réfractés dans la goutte, peuvent être observés dans le foyer au plan focal [23].



Figure 24. Points de Gloire observés dans la goutte lorsque celle-ci est dans le plan focal de la caméra

Si l'on observe la goutte en dehors du plan focal, les points de Gloire vont alors se comporter comme deux fentes d'Young au travers desquelles les rayons vont interférer entre eux du fait de leur différence de marche générant ainsi un réseau de franges d'interférence verticales. Ainsi, chaque gouttelette est associée à un interférogramme inscrit dans une tache circulaire dont le diamètre est indépendant de la taille de la goutte mais lié au défaut de mise au point de l'objectif de la caméra. En utilisant l'optique géométrique, König *et al.* 1986 [19] et Pajot et Mounaïm-Rousselle *et al.* 1999 [20] ont déterminé la relation linéaire reliant le diamètre de la goutte et le nombre de franges d'interférence présentes sur chaque interférogramme (7).

$$d = \frac{2\lambda N}{\alpha} \left(\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + \frac{m \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\sqrt{m^2 - 2m \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + 1}} \right)^{-1} \quad (7)$$

Avec :

d : diamètre des gouttes (m)

N : nombre de franges

θ : angle de diffusion (rd)

α : angle d'ouverture (rd)

m : indice de réfraction des gouttes

λ : longueur d'onde du laser (m)

Le diamètre de la gouttelette (d) est lié au nombre de franges (N) par un facteur qui dépend de l'angle d'ouverture du système de collecte de la lumière (α) (α est liée aux paramètres du récepteur optique tels que l'ouverture numérique, la distance focale, la distance hors-foyer, etc.), de l'angle de diffusion (θ), de l'indice de réfraction de la gouttelette (m) et de la longueur d'onde du laser (λ).

Différents angles de diffusion θ ont été utilisés dans la littérature, 90° [20] ou 66° [21, 22]. L'optimisation du choix de l'angle de diffusion résulte d'un compromis entre les contraintes d'implantation de la technique sur le banc expérimental et la recherche de la meilleure qualité d'image, laquelle peut être reliée au niveau de contraste des franges lumineuses. La Figure 25 présente pour les polarisations du laser incident parallèle et perpendiculaire, les intensités

diffusées calculées comme la somme des intensités diffusées pour chaque mode de réflexion obtenues à l'aide des coefficients de réflexions de Fresnel [23, C124]. Par convention, la polarisation de la lumière est définie par rapport au plan de diffusion. Une onde est dite polarisée parallèlement (respectivement perpendiculairement) lorsque son champ électrique oscille dans le plan de diffusion (respectivement lorsque celui-ci oscille perpendiculairement au plan de diffusion). Pour l'imagerie en défaut de mise au point, le plan de diffusion est perpendiculaire au plan de la nappe laser. Il apparaît que dans le cas d'une polarisation perpendiculaire, les modes $p=0$ et $p=1$ relatifs aux rayons réfléchis et réfractés ont la même intensité pour un angle de diffusion égal à 66° qui correspond donc à l'angle de diffusion pour lequel la visibilité des franges est maximale pour une goutte d'eau d'indice 1,33. En revanche cet angle égal à 66° ne facilite pas l'implantation de la technique et, généralement, les systèmes d'imagerie en défaut de mise au point commerciaux utilisent un angle de diffusion à 90° , architecture des montages PIV standard utilisés en laboratoire où généralement la puissance de la source laser n'est pas un facteur limitant.

Nous verrons dans la section 3.3 relative au développement d'instrumentation aéroportée, qu'une optimisation de l'angle de diffusion pour obtenir le meilleur contraste est indispensable.

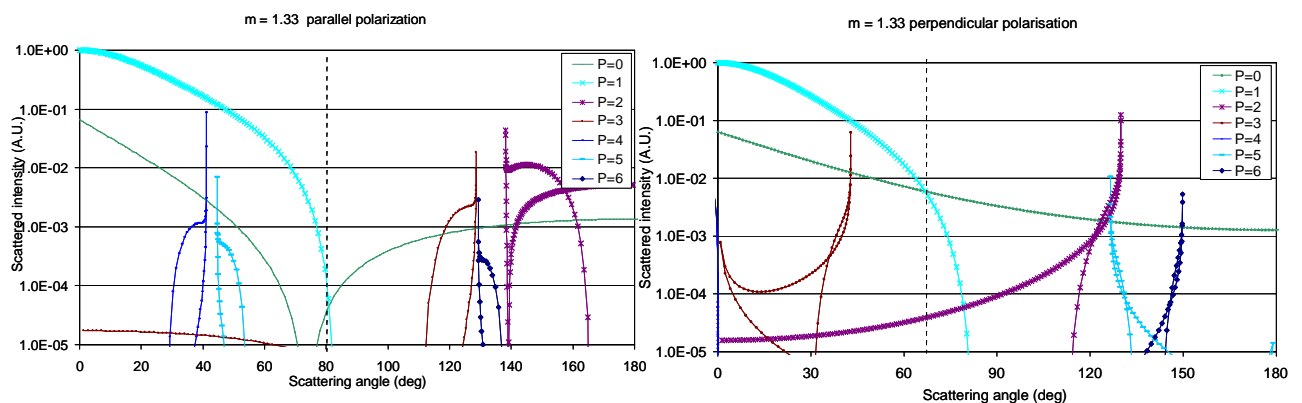


Figure 25. Intensité diffusée pour les différents ordres suivant une polarisation parallèle et perpendiculaire. Les ordres de diffusion sont notés p , $p = 0$ correspond à la lumière directement réfléchie, $p = 1$ à la lumière réfractée dans la goutte, $p = 2$ à une réflexion interne, $p = 3$ à deux réflexions internes, etc.

L'implantation de la technique ILIDS sur la plate-forme TOSQAN est similaire à celle de la technique PIV. Le processeur PIV gère uniquement l'acquisition des images faite par la caméra.

Différentes approches sont utilisées pour le traitement des images en défaut de mise au point. La plus courante consiste à analyser chaque interférogramme de l'image par transformée de Fourier rapide 2D afin de déterminer le nombre de franges d'interférence et avec l'aide de l'équation (7), de calculer la taille de chaque gouttelette. En outre, cette méthode permet de repérer la position de la gouttelette dans la zone mesure. Une autre approche développée par Maeda [66] consiste à analyser une image unidimensionnelle obtenue par compression optique à l'aide d'une lentille cylindrique. Cette méthode est plus performante dans les milieux denses, mais présente des limitations quand les franges d'interférence sont déformées ou non complètement verticales.

Certains systèmes commerciaux utilisent deux caméras visant le même champ, l'une réglée au point pour déterminer la position de la goutte, centre de l'interférogramme acquis par la seconde caméra dont l'objectif est défocalisé. Cette pratique permet d'accéder au champ de vitesses et de tailles des gouttes mais présente beaucoup d'inconvénients, tels que le temps de post traitement des images, la difficulté du réglage et de l'implantation des deux caméras sur les dispositifs encombrés. Pour notre application, la stratégie retenue, développée via une collaboration avec le CNRS CORIA [17], est basée sur l'analyse de chacun des interférogrammes présents sur une image acquise par une seule caméra réglée en défaut de mise au point.

L'analyse des images comporte plusieurs étapes qui sont l'identification individuelle des gouttes (Figure 26), la détection de leur contour (Figure 27), de leur position ainsi que la mesure du nombre et de l'orientation des franges par transformée de Fourier rapide 2D. Le diamètre et la position de chaque goutte présente sur l'image sont ainsi déterminés à condition que la densité de gouttes ne soit pas trop importante afin de limiter la superposition des interférogrammes.

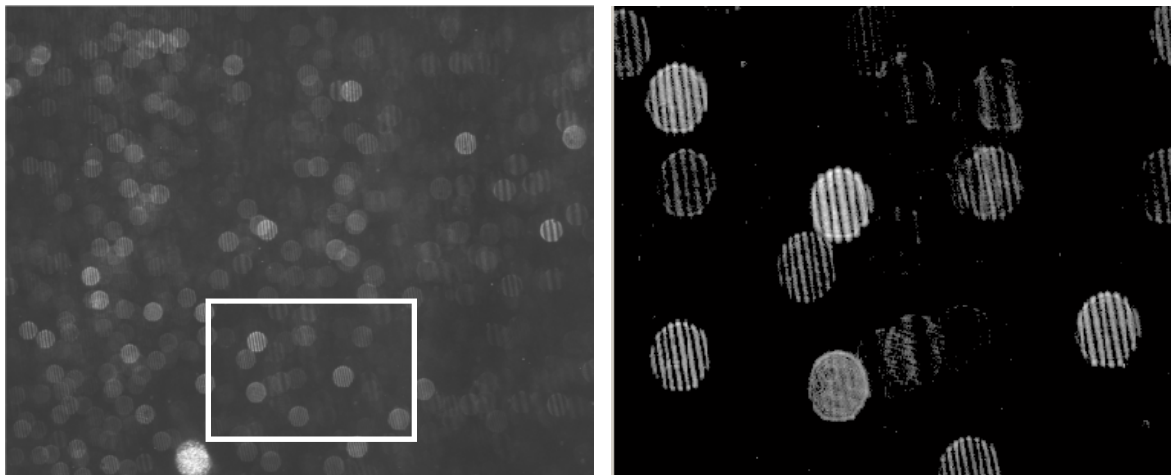


Figure 26. Image complète en défaut de mise au point et zoom sur la zone de traitement



Figure 27. Détection du contour de chaque goutte, binarisation et calcul de la FFT 2D pour chaque goutte

2.3.2.3 Les mesures couplées au sein des sprays

Afin de pouvoir réaliser une analyse locale détaillée des transferts de masse et de chaleur au cœur du spray et d'évaluer localement des nombres adimensionnels caractéristiques de ces échanges, tels que le nombre de Spalding, un couplage des mesures de température de goutte par arc-en-ciel

global, de concentration gazeuse par Diffusion Raman Spontanée (DRS) et de vitesse de goutte par PIV a été entrepris. Il a été montré dans la section 2.2, que la présence de particules solides microniques ne perturbe pas la mesure par DRS. Dans le cas présent, les gouttes d'aspersion ont une distribution granulométrique dont le mode principal est centré autour de 100 μm et leur interaction avec le faisceau laser incident, illustrée sur la Figure 28, génère un signal de diffusion de Mie de forte intensité (gain d'un facteur 10^4 par rapport aux particules d'ensemencement).

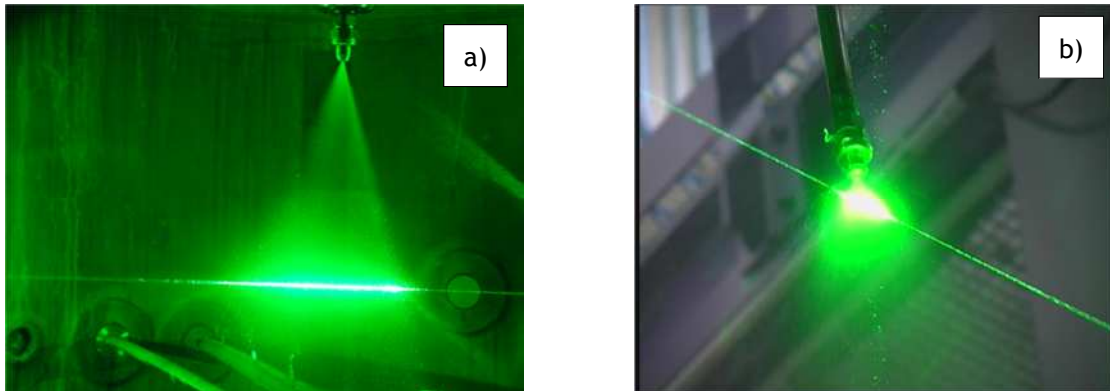


Figure 28. Visualisation de l'interaction du laser DRS avec le spray d'aspersion :

- a) Spray d'aspersion dans l'enceinte TOSQAN injecté dans un mélange d'air et de vapeur d'eau à la température de 120 °C et à la pression de 2,5 bar,
- b) Spray d'aspersion en atmosphère libre à la pression atmosphérique

Comme le montre la comparaison des spectres Raman présentée sur la Figure 29, le spectre Raman acquis au sein d'un spray dense est peu perturbé par la présence de la phase dispersée. La contribution Raman des gouttes d'eau est toutefois identifiable sur une plage de longueurs d'ondes comprise entre 630 nm et 660 nm, ce qui perturbe légèrement la détection de la base du pic relatif à la vapeur d'eau, mais qui n'engendre pas une incertitude significative sur la mesure des concentrations. Pour un spray injecté à la pression atmosphérique, la détection des pics relatifs à l'azote et à l'oxygène s'avère possible jusqu'à l'atteinte d'une position au cœur du spray caractérisée par son noyau liquide exempt d'inclusions gazeuses (Figure 30). De manière indirecte, la DRS est un remarquable moyen de diagnostic des zones d'atomisation primaire et secondaire des jets liquides dont la caractérisation précise est si importante pour les motoristes.

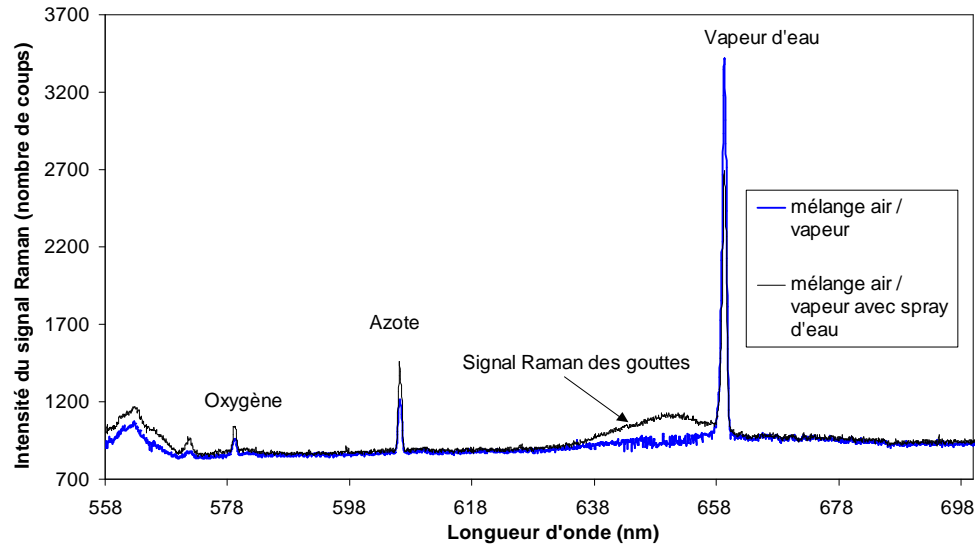


Figure 29. Comparaison des spectres Raman obtenus en conditions monophasique (air/vapeur) et diphasique (air/vapeur et gouttes, mesure dans la zone d'atomisation primaire du spray,

Figure 28, a))

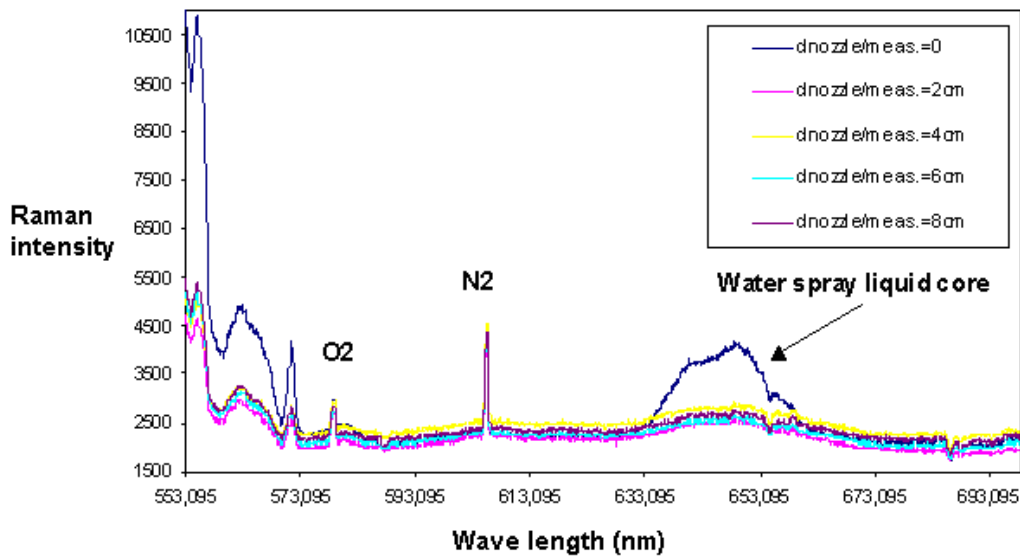


Figure 30. Evolution des spectres Raman obtenue en condition diphasique à température ambiante (

Figure 28, b)) - Mesure DRS réalisées sur l'axe de la buse d'aspersion à différentes distances, jusqu'à la zone du cône potentiel du jet liquide

Par sa capacité à mesurer les concentrations gazeuses (O_2 , N_2 et H_2O) au sein d'une phase liquide dispersée, la DRS est très adaptée à l'étude des transferts de masse dans les sprays d'eau et contribue à bien quantifier localement les phénomènes de vaporisation de gouttes et de

condensation. En optimisant le choix de la longueur d'onde du rayonnement incident vis-à-vis de la réponse Raman des espèces en présence, l'utilisation du banc DRS pourrait être étendue à d'autres applications pour la caractérisation des phénomènes d'évaporation, de condensation et d'atomisation dans les sprays. Moyennant certaines précautions, la mise en œuvre couplée des différents moyens de diagnostic, PIV, ILIDS, DRS et AECG offre de fortes potentialités pour étudier les transferts dans les écoulements multiphasiques. Signalons que les mesures par ILIDS et AECG n'ont pas été réalisées en présence de particules d'ensemencement. Un exemple d'application permettant de déterminer l'évolution locale du nombre de Spalding dans un spray est présenté ci-après dans l'article reproduit [P17].

2.3.3 Acquis et valorisations

2.3.3.1 Métrologie

Un système de réfractométrie par arc-en-ciel global a été développé pour la mesure de la température des gouttes d'un spray injecté dans une enceinte de grand volume. L'implantation de cette technique pointue dans un environnement semi industriel et pour des conditions expérimentales hostiles a nécessité la prise en compte de très nombreuses contraintes à chacune des étapes du développement de l'instrument (optique, algorithmique pour l'inversion du signal, technologique pour l'intégration), les principaux résultats étant présentés dans l'article reproduit [P18].

2.3.3.2 Phénoménologie et modèle physique

L'analyse phénoménologique de l'effet de l'aspersion sur la distribution des gaz dans une enceinte ne sera pas développée dans le cadre de ce mémoire. En revanche, ces analyses ont fait l'objet de publications [P13, P16, P17], de communications [CI17, CI19, CI20, CI24, CI25, CI26, CI28, CI31, CI33, CI35] et de rapports internes [R24, R25, R34 à R44]. Le couplage d'une analyse locale, basée sur la caractérisation des transferts au cœur du spray, et d'une analyse globale, basées sur l'évolution des grandeurs moyennées sur le volume de l'enceinte, a permis de décrire la dynamique d'un essai d'aspersion à l'aide d'un modèle physique basé sur des bilans d'énergie dans l'enceinte, en fonction de paramètres tels que le débit et la température de l'aspersion, ainsi que le taux de saturation initial du mélange gazeux au moment du déclenchement de l'aspersion.

2.3.3.3 Production de données pour les benchmarks et la qualification des codes de calculs

Le programme d'essais TOSQAN relatif aux études liées à la distribution des gaz en présence d'aspersion a alimenté la qualification des modèles physiques implantés dans des codes de calcul utilisés à l'IRSN et par nos partenaires européens. Plusieurs de ces essais ont par ailleurs servi

d'expériences de référence lors de benchmarks réalisés dans le cadre du réseau Européen SARNET (Severe Accident Research NETwork of excellence du 6^{ème} et 7^{ème} PCRD) [29]. Enfin, l'effet de l'aspersion sur la destratification de l'hydrogène dans une enceinte de confinement a fait l'objet d'une contribution en tant que partenaire du projet Européen ERCOSAM du 7^{ème} PCRD [R5, R6, R7, R8, CI2, CI3].

2.3.3.4 Ouverture vers d'autres thématiques

Bien qu'ayant été initié pour les études sur les accidents graves de réacteur nucléaire, le programme aspersion ouvre naturellement la voie vers l'étude de l'interaction entre les gouttes d'eau d'aspersion et les produits de fission libérés dans l'enceinte de confinement. Le développement et l'application de moyens de diagnostics innovants pour des milieux hostiles offre, en outre, des possibilités de valorisation pour d'autres secteurs que celui du nucléaire, en particulier l'environnement et l'aéronautique (sections 3.3 et 3.4).

2.3.4 Reproduction d'articles

Deux articles sont reproduits par la suite :

[P18] Lemaitre, P., Porcheron, E., Grehan, G. and Bouilloux, L. Development of a global rainbow regrantometry technique to measure the temperature of spray droplets in a large containment vessel. *Measurement Science and Technology*, Vol. 17, pp. 1299-1306, 2006.

[P17] Porcheron, E., Lemaitre, P., Nuboer, A., Rochas, V. and Vendel, J. Experimental investigation in the TOSQAN facility of heat and mass transfers in a spray for containment application. *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 237, pp. 1862-1871, 2007.

Development of a global rainbow refractometry technique to measure the temperature of spray droplets in a large containment vessel

P Lemaître¹, E Porcheron¹, G Grehan² and L Bouilloux¹

¹ Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire, Saclay, France

² UMR 6614 CORIA, Saint Etienne du Rouvray, France

E-mail: Pascal.lemaître@irsn.fr, Emmanuel.porcheron@irsn.fr, Gerard.Grehan@coria.fr and Laurent.Bouilloux@irsn.fr

Received 20 October 2005, in final form 24 January 2006

Published 2 May 2006

Online at stacks.iop.org/MST/17/1299

Abstract

In order to study the heat and mass transfers between a spray of droplets and the atmosphere in thermal-hydraulics conditions representative of a severe accident in a Pressurized Water Nuclear Reactor, the French Institute for Radioprotection and Nuclear Safety (IRSN) developed the TOSQAN facility. The present paper presents the development and the quantification of an optical diagnostic, global rainbow refractometry, in order to measure falling droplet temperature.

Keywords: rainbow refractometry, droplet temperature, optical diagnostic

(Some figures in this article are in colour only in the electronic version)

1. Introduction

During the course of a hypothetical severe accident in a nuclear Pressurized Water Reactor (PWR), hydrogen can be produced by the oxidation of the reactor core and distributed into the reactor containment according to convection flows, water steam, wall condensation and interaction with the spraying droplets. In order to assess the risk of detonation generated by a high local hydrogen concentration, hydrogen distribution in the containment has to be known. The TOSQAN experimental program has been created to simulate typical accidental thermal-hydraulics flow conditions of the reactor containment and to study different phenomena such as water steam condensation on droplets in the presence of non-condensable gases.

This large experimental facility (7 m³) is suitable for optical diagnostics, and PIV, LDV and Spontaneous Raman Scattering Spectroscopy are already operational on it [1]. In order to characterize the heat and mass transfers between the droplets and the gas, droplet temperature has to be measured. Thus, different non-intrusive techniques were envisaged such as LIF [2], infrared thermography, and

global rainbow refractometry. Because of the TOSQAN geometrical specifications, we finally adopted the global rainbow refractometry technique.

The aim of this work is to present the optical diagnostic system and to measure the mean temperature of the falling droplets [3, 4]. The work is divided into four parts. The first is devoted to explaining the principles of the technique. The second will present the code we developed and the simulations we made in order to measure the effect of different parameters on the temperature and diameter measurements. The third part will present our experimental set-up and its quantification, and in the last part we will present our results from the global rainbow technique.

2. Principles of the technique

The rainbow is a phenomenon that occurs, for example, when a single droplet intercepts a laser beam (figure 1). The interferences between internally reflected rays will induce a low frequency structure called the Airy fringes. The interferences between internally and externally reflected rays will cause a high frequency structure called a ripple structure

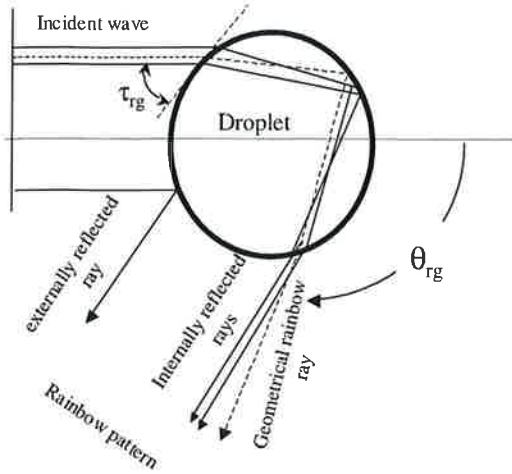


Figure 1. Rainbow phenomenon.

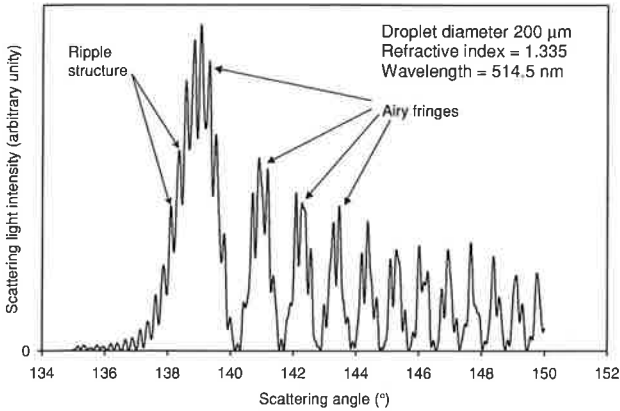


Figure 2. Standard rainbow pattern.

superimposed on the Airy fringes (figure 2). Using the Lorenz Mie theory, which consists of resolving Maxwell’s equations, we can compute the rainbow scattered by a single droplet. The standard rainbow refractometry is a non-intrusive technique for measuring size and temperature of a single spherical droplet [4].

In figure 1, the ‘rg’ index corresponds to the ray of the geometrical rainbow. This ray is the one that has the minimum deflection after emerging from the droplet (figure 1). The scattering angle corresponding to this ray (θ_{rg}) only depends on the index of refraction (m) of the droplet, thus its detection allows us to determine the droplet temperature.

This technique, based on the analysis of the rainbow, suffers major problems related to temperature gradients inside the droplet [5] and droplet non-sphericity [6]. For small particles, the ripple structure (issued from the interference between internally and externally reflected rays, see figure 2) strongly disturbs the rainbow pattern. It is to overcome the last two problems that van Beeck introduced the global rainbow refractometry.

The principle of the technique is to superimpose the rainbow patterns issued from enough droplets to be statistically representative of the spray [7], so that the ripple structure totally disappears. This phenomenon was first observed

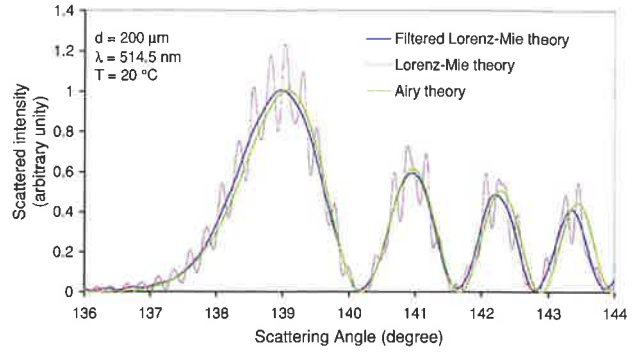


Figure 3. Comparisons between Airy and Lorenz Mie theories.

by Roth [4] for a single droplet with diameter variations. The non-spherical droplets (as far as they are randomly oriented) will interfere destructively and will then create a uniform background; consequently they will not disturb the measurement anymore.

3. Simulations of the global rainbow

To have a good understanding of the global rainbow pattern and to be able to invert it to a mean temperature, we wrote a Fortran program to compute the global rainbow pattern. As previously mentioned, the global rainbow is not sensitive to the ripple structure because small variations in the droplet diameter totally dam this ripple structure. As a consequence, the Airy theory, which only takes into account the interferences between internally reflected rays, is suitable to compute the light scattered by a single droplet. Using the Airy function $Ai(\theta, m, \lambda, d)$ this theory allows us to compute the scattered intensity Ω_{rw}^2 as a function of the scattering angle θ , the particle diameter d , the wavelength of the incident wave λ , and the index of refraction m :

$$\begin{aligned} \Omega_{rw}^2(z) &= \left(\int_0^\infty \cos \frac{\pi}{2} (z\eta - \eta^3) d\eta \right)^2 \\ &= \left(2 \left(\frac{-12}{\pi^2} \right) Ai \left[\left(\frac{-12}{\pi^2} \right)^{-1/3} z \right] \right)^2 \end{aligned} \quad (1)$$

$$z(\theta) = -(\theta - \theta_{rg}) \left(\frac{16 \tan \tau_{rg} \sin \tau_{rg}}{\lambda} d \right)^{1/3} \frac{180}{\pi} \quad (2)$$

$$\tan \tau_{rg} = \sqrt{\frac{m-1}{4-m}}$$

The dependence of the rainbow on droplet temperature is related to the fact that the index of refraction is a function of the droplet temperature. To ensure the validity of the Airy theory we made comparisons with Lorenz Mie and filtered Lorenz Mie theory (figure 3).

We can see from this comparison that the Airy theory is suitable to compute rainbows, especially around the first rainbow maximum. As a consequence, this theory will be used to compute global rainbows. Therefore, we compute the global rainbow by summing the light scattered by every single droplet:

$$\text{Glowow}(\theta) = \sum_i^{i_{\max}} \Omega^2(d_i, \theta) d_i^{7/3}. \quad (3)$$

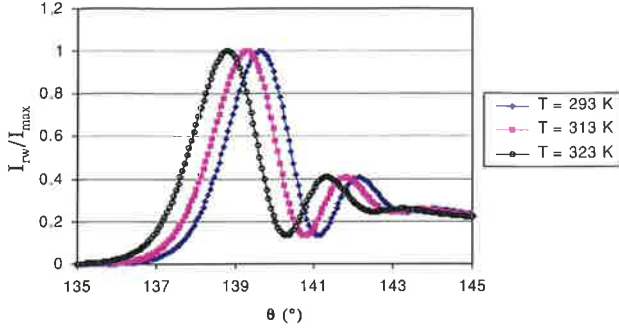


Figure 4. Effect of droplet temperature on the global rainbow pattern.

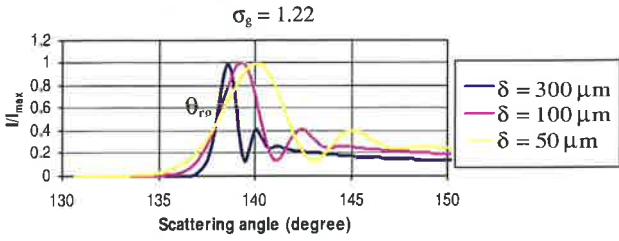


Figure 5. Global rainbow simulation (constant temperature).

The $d_i^{7/3}$ factor describes the dependence of the scattered light intensity on the droplet diameter [8]. Therefore, as long as all the droplets are perfectly spherical, we can compute the global rainbow pattern.

Using this program, we can simulate the effect of droplet temperature on the global rainbow. The simulation of the global rainbow scattered from droplets of the same granulometry at different temperatures (i.e. different index of refraction m) is presented in figure 4.

We can see in figure 4 that the droplet temperature increase induces a translation of the global rainbow towards smaller angles. Then, we computed the global rainbow scattered from sprays of the same temperature and different lognormal distributions (figure 5).

We can see from figure 5 that for different lognormal distributions (same geometrical standard deviation σ_g and different modes δ) the different global rainbow patterns superimpose at the geometrical rainbow angle θ_{rg} , which is very close to the first inflexion point of the global rainbow (θ_{inf1}). Therefore, as long as all the droplets forming the global rainbow are perfectly spherical, we can deduce the droplet averaged temperature by searching the angular position of the first inflexion point of the global rainbow, or more precisely using equations (4) and (5) [7]:

$$D_{Airy} = 531.555\lambda(\theta_{inf1} - \theta_{inf2})^{-3/2} \quad (4)$$

$$\theta_{rg} = \theta_{inf1} - 13.91 \left(\frac{\lambda}{D_{Airy}} \right)^{2/3} \quad (5)$$

In equation (4), D_{Airy} is the Airy diameter and θ_{inf2} is related to the second inflexion point of the global rainbow (figure 7).

To take into account the impact of nearly spherical droplets ($\eta = \frac{C}{B} < 1.04\%$, figure 6) on the scattered global rainbow we can compute their contribution using the Moebius

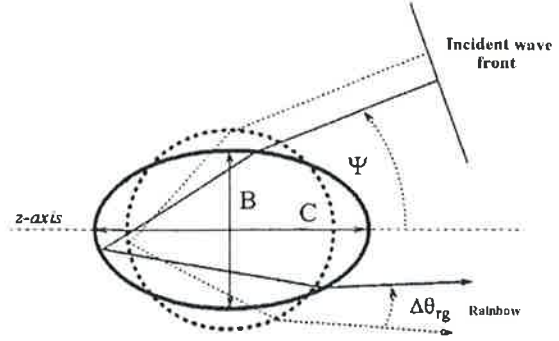


Figure 6. Non-sphericity effect on the global rainbow.

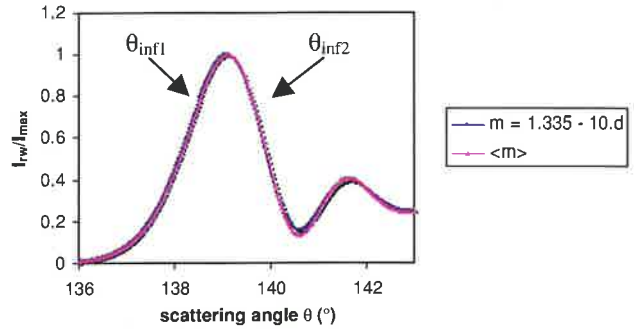


Figure 7. Effect of arbitrary size–temperature relationship on the deduced averaged temperature.

theory. This theory assumes that the rainbow pattern issued from a non-spherical droplet will be shifted by $\Delta\theta_{rg}$, computed using equation (6). So, to take this effect into account, we introduce this $\Delta\theta_{rg}$ shift into equation (2).

$$\Delta\theta_{rg} = 16 \left(\frac{C - B}{C + B} \right) \frac{\cos \tau_{rg}}{m} \times \sin^3 \left[\arccos \left(\frac{\cos \tau_{rg}}{m} \right) \right] \cos(\theta_{rg} - 2\psi) \quad (6)$$

In our application of the global rainbow refractometry we will use polydispersed sprays. As heat and mass transfer kinetics depend on the droplet size, there exists a correlation between the droplet size and temperature. We are interested in the physical significance of the mean temperature, deduced from the global rainbow measurement, in such a relationship. Therefore, we simulate the global rainbow scattered from a lognormal spray (representative of the spray we will experimentally investigate) supposing an arbitrary relationship between droplet size and refractive index. We are interested in interpreting the meaning of the deduced mean index of refraction (figure 7).

We can see from this simulation that if we suppose that all the droplets have the same refractive index equal to $\langle m \rangle$ ($\langle m \rangle$ is computed using equation (7)), the simulated global rainbows are superimposed around θ_{inf1} and θ_{inf2} , which are the characteristic angles used for the inversion. The refractive index deduced from such a global rainbow will therefore be equal to

$$\langle m \rangle = \frac{\int_0^\infty m(d) f(d) d^{7/3} dd}{\int_0^\infty f(d) d^{7/3} dd} \quad (7)$$

The $d^{7/3}$ factor describes the dependence of the scattered light intensity to the droplet diameter (as in equation (3)). This result

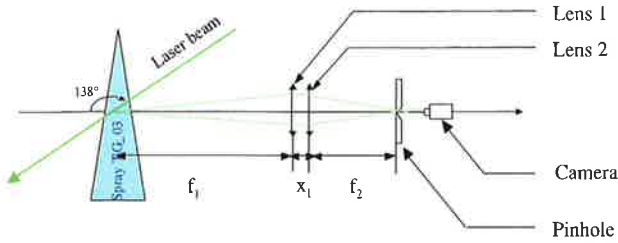


Figure 8. Experimental set-up.

means that the deduced mean temperature is more influenced by the biggest droplets.

4. Experimental set-up

Our experimental set-up sketched in figure 8 is composed of a laser beam issued from an argon laser ($\lambda = 514.5 \text{ nm}$) and transmitted via a monomode optical fibre. Measurements are achieved on a full cone spray generated by a nozzle (UniJet TG03, Spraying System company) at 0.20 m from the injector and at a water pressure of $3 \times 10^5 \text{ Pa}$.

The optical set-up for global rainbow collection is composed of two large diameter plano-convex lenses, a CMOS camera ($1024 \times 1024 \text{ pixel}^2$) and a pinhole.

The first lens has a 1 m focal length and is placed at 1 m from the probed volume. The second lens was placed just behind the first one and has a 0.25 m focal length. The pinhole is situated at the image plane of this second lens, and the pinhole allows us to spatially select a short volume of measurement and so to avoid an angular spread of the global rainbow.

To calibrate the magnification factor of the camera (to determine the relationship between the pixel variation and the angle variation) a transparent piece of graph paper is placed on the first lens. Then, to measure an absolute angle, a second calibration must be obtained. This calibration consists of acquiring global rainbow images on a set of droplets of known temperature. Then, we superimpose the correspondence between the experimental pixel corresponding to the geometrical rainbow angle with the theoretical geometrical rainbow angle at that droplet temperature [9]. So, we can deduce the relationship between the pixel number of the camera and the absolute scattering angle θ .

To make sure that there are enough droplets for a statistically representative sample of the spray droplets in the probed volume, we obtained a temporal summation of the signal over 500 ms. In parallel, we measured the droplet falling velocity (V_{drop}) at the same point, using a PIV technique ($V_{\text{drop}} = 3.5 \text{ m s}^{-1}$). As the laser beam has a 1 mm diameter we deduce a residence time of $2.9 \times 10^{-4} \text{ s}$ in the measurement volume [9].

Then, we obtained PDA measurements to characterize the spray granulometry generated by this nozzle (figure 9). In this figure, D_{10} and D_{32} correspond to the arithmetic mean diameter and to the Sauter mean diameter respectively.

5. Global rainbow experimental results

Using this experimental set-up, we acquire two-dimensional images of the global rainbow (figure 10). In order to eliminate

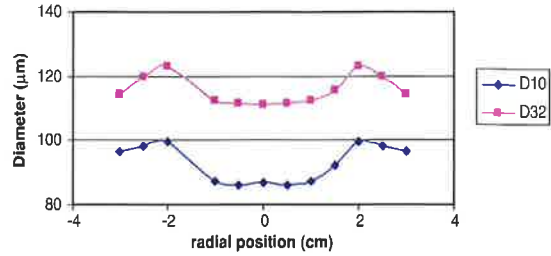


Figure 9. Droplet size radial profile measured at 20 cm from the nozzle using commercial PDA.

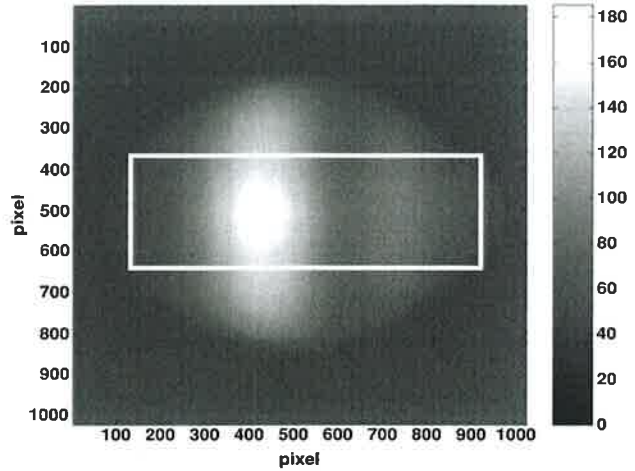


Figure 10. Experimental global rainbow picture.

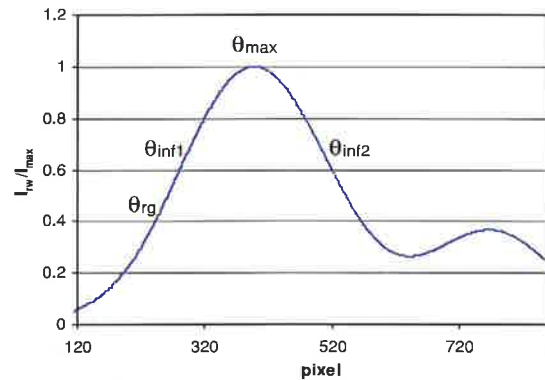


Figure 11. Filtered global rainbow.

the high frequencies due to the noise and to improve the signal quality, we carry out a FFT (Fast Fourier Transform) of the collected signal, eliminate the high frequencies, and then calculate the inverse FFT (figure 11).

Once the high frequencies are eliminated, we carry out a polynomial interpolation of the resulting signal, and we can then compute the second derivative in order to determine the two first inflexion angles. This means that we have a sub pixel resolution on the detection of the inflexion point. The experimental uncertainty associated with the measurement of these inflexion angles is difficult to evaluate. So we estimate the pixel uncertainty of the inflexion angle determination to be about 1 pixel on the camera, which

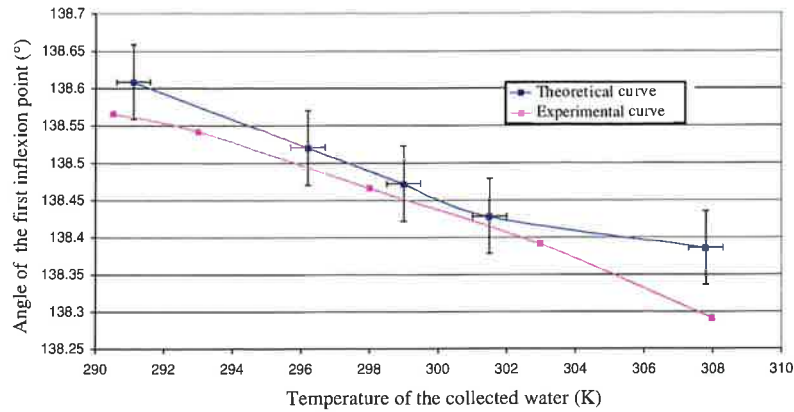


Figure 12. Quantification of the optical set-up on optical table.

corresponds to a temperature uncertainty of about 0.7 K for droplet temperatures greater than 300 K.

In addition, the relationship between the scattering angle and the droplet temperature becomes non linear (particularly below 300 K) and, as a consequence, the measurement uncertainty increases below 300 K.

The full uncertainty of the temperature measurement is the summation of each uncertainty such as the one induced by the calibration procedure (0.7 K), by the inflexion point detection of the global rainbow (0.7 K), and finally, by the inversion method (1 K). So, we estimate that the full uncertainty is about 2.4 K.

Then, we make a comparison of the mean droplet temperature measurement using the global rainbow refractometry together with another technique, at different droplet temperatures. Our only solution was to obtain global rainbow measurements at 20 cm from the nozzle with different injection temperatures (from 293 K to 360 K), and to measure the mean droplet temperature by collecting the water spray within an isolated vessel placed at the probed volume and measuring its temperature with a thermocouple.

Then, we plot the angle of the first inflexion point of the global rainbow versus this measured temperature (figure 12) and we compare this relationship to the theoretical one.

In this comparison we observe a good agreement between the theoretical relationship and the measurements. Moreover, it is possible to improve this agreement with a direct comparison of the same theoretical relationship with the measured geometrical rainbow angle (θ_{rg}) computed using equation (4), as the second term of this equation ($-13.91 \left(\frac{\lambda}{D_{Airy}}\right)^{2/3}$) is not fully negligible. For this comparison it would have been of interest to compare these two relationships with hotter droplets, but our experimental set-up did not allow for this.

6. Presentation of the TOSQAN facility

The TOSQAN experiment (figure 13) consists of a closed cylindrical vessel (7 m³ volume, 4 m high, 1.5 m internal diameter) into which steam is injected by a vertical pipe located in the central part of the enclosure.

The spray injection is obtained using a nozzle located in the upper part of the dome. This nozzle can be vertically

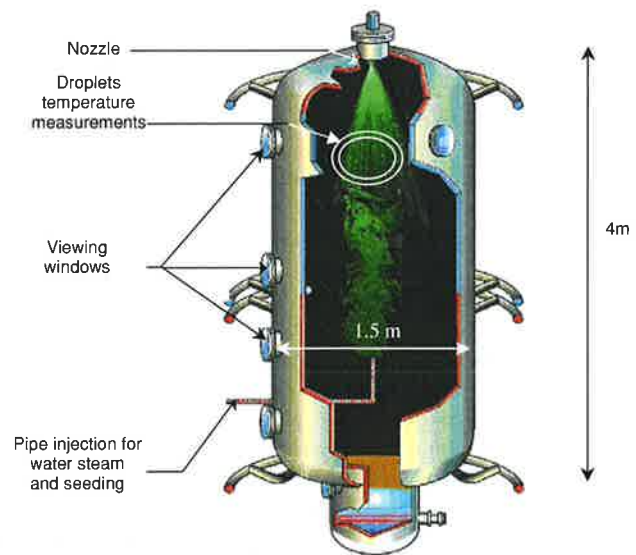


Figure 13. Scheme of the TOSQAN experiment.

moved in order to allow measurements at different distances from the injection.

The walls of the vessel are thermostatically controlled. Optical access is provided by 14 overpressure resistant viewing windows permitting non-intrusive optical measurements along an enclosure diameter at four different levels.

A full description of the TOSQAN experiment and of the conventional optical diagnostics implemented on it is presented in [9].

The implementation of the global rainbow refractometry on this experiment is now going to be presented. At this point, it is important to recall the angular sensitivity of the technique. An error of 0.1° in the measurement of the geometrical rainbow angle θ_{rg} leads to a 5 K mistake in the deduced droplet temperature.

7. Implementation of the global rainbow refractometry on the TOSQAN experiment

We now look at obtaining global rainbow measurements within the TOSQAN experiment. The principal constraint is related to the fact that TOSQAN is equipped with viewing windows

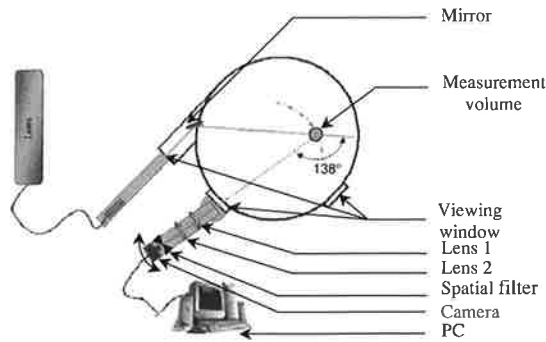


Figure 14. Transversal overview of the TOSQAN experiment and its optical set-up for global rainbow measurements.

for 90° measurements. Thus, to respect the constraint of 138° between emission and collection, a heated mirror is placed in the vessel, in front of the transverse viewing window (figure 14).

A special motorized rotation stage allows the mirror to rotate along its vertical axis.

The collection set-up in figure 14 is exactly the same as the one illustrated in figure 8 that we previously quantified on an optical table. This collection set-up is assembled on a rail equipped with an engine allowing this entire rail to rotate around a vertical axis passing through the centre of the viewing window (figure 14).

With this optical set-up, we are able to acquire global rainbow images with the same quality as the ones acquired with the optical table set-up sketched in figure 8. To measure the effect of the viewing windows on the global rainbow measurements, we compared the global rainbow images collected with and without any viewing window present. The only effect of the viewing window is to absorb about 30% of the scattered intensity, and so it therefore reduces the signal to noise ratio, but it does not disturb the angular repartition of the scattered intensity.

To quantify this set-up, we inject a water spray at a known temperature into a gas at the same temperature that is saturated with steam. Thus, neither heat nor mass transfers are possible. We use the global rainbow experimental set-up presented above to measure the droplet temperatures during

Table 1. Experimental results for droplet temperatures.

Water temperature at the injection (K)	Gas temperature (K)	Measured global rainbow temperature (K)
338	339	339 ± 1
342	341	341 ± 2
343	343	344 ± 1
347	346	346 ± 2
348	348	348 ± 2

their fall. The possible heat absorption due to the interaction between the continuous laser light (350 mW) and the droplets is considered negligible, thus the measured temperatures of the droplets should be equal to the water injected temperature (due to the fact that neither heat nor mass transfers are possible).

Our experimental results and the associated standard deviations are shown in table 1. In this table, the standard deviations correspond to those of the measured temperatures over a set of 20 global rainbow images.

We notice a good agreement between the droplet temperature measured using the global rainbow refractometry and the gas temperature, which is assumed to be equal to the droplet temperature.

Using this experimental data, in figure 15 we compare the measured droplet temperatures using the global rainbow refractometry to the expected droplet temperatures. As we did not manage to impose exactly the same temperature on the injected spray and on the gas, we compare the measured global rainbow temperature to the average temperature of the water spray injected and the gas.

The analysis of figure 15 shows good validation of the rainbow measurements obtained in TOSQAN.

8. Droplet heating measurements inside TOSQAN pressurized with an air/steam mixture

Using this experimental set-up, we measure the heating of the droplets during their fall in order to characterize the heat and mass processes. Figure 16 illustrates the averaged droplet temperature measured using the global rainbow refractometry as a function of the distance from the nozzle. The initial

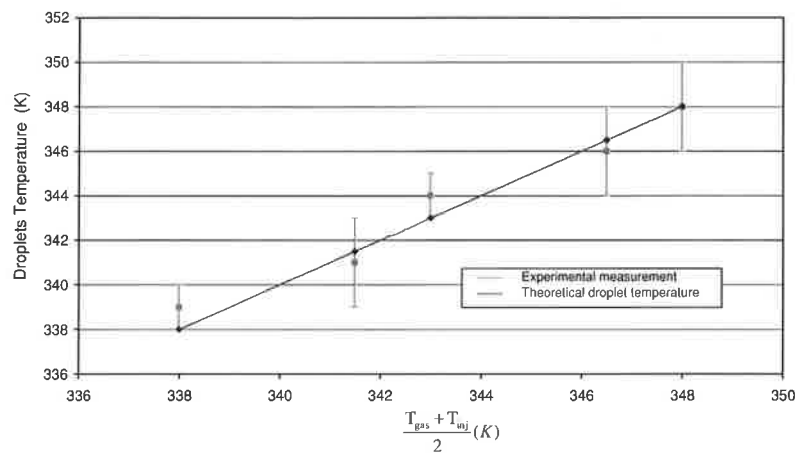


Figure 15. Validation of rainbow measurements.

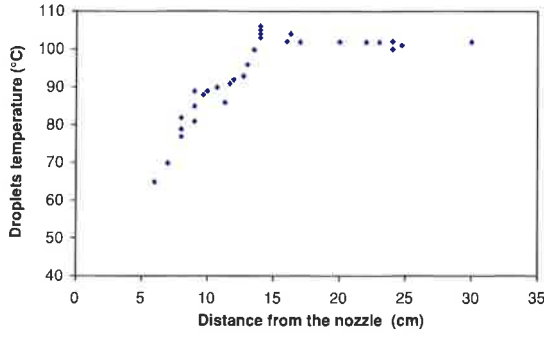


Figure 16. Droplet temperature vertical profile.

Table 2. Initial thermal-hydraulics conditions of the test.

P_{steam} (Pa)	P_{air} (Pa)	T_{gas} (K)	Q_{inj} (g s ⁻¹)	T_{inj} (K)
1.5×10^5	1×10^5	393	30	298

thermal-hydraulics conditions of this test are presented in table 2. The gas is initially composed of 1.5×10^5 Pa of water steam and 1×10^5 Pa of dry air at 393 K. The full cone spray is injected with a water mass flow rate of 30 g s^{-1} at 298 K. The measurements are obtained during the pressure equilibrium phase. During these measurements the steam partial pressure, measured using spontaneous Raman scattering spectroscopy, is 1.22×10^5 Pa and the average gas temperature is 381 K.

The association of these results with spontaneous Raman scattering spectroscopy measurements [1] enables us to compute the Spalding parameter. This then allows us to compute the vaporisation rate of the droplets (or the steam condensation rate on the droplets) [10].

Figure 16 shows a very strong droplet temperature increase during the first ten centimetres after the injection nozzle. This heating is mainly due to the steam condensation on the droplets. Fifteen centimetres after the injection, the droplet temperature stabilizes at about 375 K, this phase corresponds to the vaporization of the droplets.

9. Index of refraction gradients effects

As mentioned in the introduction, rainbow measurements can be strongly disturbed by index of refraction gradients inside the droplets. As a consequence, we need to estimate the error they induce. Thus using a two-phase flow code [9], we compute the theoretical index of refraction gradient inside the droplets representative of our experimental case (figure 17). The model of this code assumes two boundary layers: a thermal one in the liquid phase and an anisotherm diffusional one in the gaseous phase. The heat and mass transfers in these boundary layers are computed using the Nusselt (Nu_{gite}) and Sherwood numbers respectively. Thus, the width of the liquid thermal boundary layer (e) can be estimated as the ratio between the droplet diameter (d_{gite}) and the Nusselt number ($e = \frac{d_{\text{gite}}}{Nu_{\text{gite}}}$, figure 17).

The thermal profile is supposed to be parabolic inside the liquid thermal boundary layer (figure 17) for the Lorenz Mie simulation of the rainbow (figure 18).

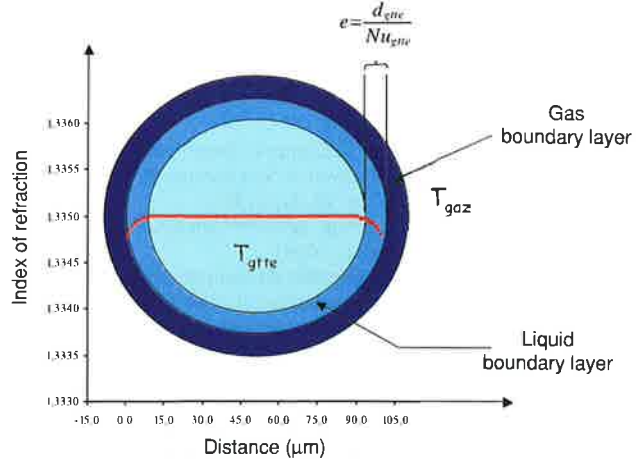


Figure 17. Index of refraction gradient inside the droplet.

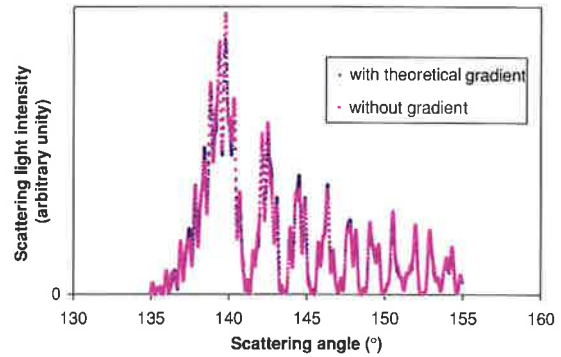


Figure 18. Effect of index of refraction gradients on the rainbow.

Then, using a Lorenz Mie theory code [5] that is able to take into account the effects of index of refraction gradients, we compare the rainbows computed, assuming the theoretical index of refraction (figure 17) and the mean index of refraction.

This comparison shows that under our thermodynamic conditions the standard rainbow is not disturbed by the gradients near the interface. Thus, as standard rainbows are not disturbed by the internal thermal gradients, the global ones aren't either. As a consequence, the inflexion points of the resulting global rainbow will not be shifted by internal thermal gradients. Therefore, the approximation of average temperatures inside the droplets is justified.

10. Conclusion

We developed the global rainbow refractometry technique upon the TOSQAN experiment in order to measure droplet heating in a full cone and in a polydispersed spray in thermal-hydraulics conditions representative of a hypothetical nuclear accident.

The experimental set-up implemented in TOSQAN has been optimized and quantified on an optical table.

To be able to invert experimental global rainbow images and to quantify the global rainbow performances to measure the droplet mean temperature, we developed a simulation program. Now, we are able to measure non-intrusively the droplet temperature evolution in hostile environments. This

set-up can be implemented in other experiments to characterize heat and mass transfers.

References

- [1] Porcheron E, Thause L, Malet J, Cornet P, Brun P and Vendel J 2002 Simultaneous application of Spontaneous Raman Scattering and LDV/PIV for steam/air flow characterization *10th Int. Symp. on Flow Visualization (Kyoto, Japan, 26–29 August, 2002)*
- [2] Lavieille P 1997 Etude expérimentale du comportement aérodynamique de gouttes en écoulement, réactif ou non, par utilisation de fluorescence induite par laser à deux couleurs *PhD Thesis* Université Henry Poincaré de Nancy I, ISN 91-386-0557-9
- [3] van Beeck J P A J 1997 Rainbow phenomena, développement de laser based non intrusive technique for measuring droplet size, temperature and velocity *PhD Thesis* Eindhoven University of Technology, ISN 91-386-0557-9
- [4] Roth N, Andens K and Frohn A 1991 Refractive-index measurement for the correction of particle sizing methods *Appl. Opt.* **30** 4960–5
- [5] Corbin F, Garo A, Gouesbet G and Grehan G 1996 Réfractométrie d'arc-en-ciel: application au diagnostic des gouttes avec gradient d'indice *Recueil des actes du 5e congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, Rouen, France* E1.1–E.1.80
- [6] van Beeck J P A J and Riethmuller M L 1995 Nonintrusive measurements of temperature and size of single falling raindrops *Appl. Opt.* **34** 1633–9
- [7] van Beeck J P A J, Giannoulis D, Zimmer L and Riethmuller M L 1999 Global rainbow thermometry for droplet-temperature measurement *Opt. Lett.* **24** 1696–8
- [8] van de Hulst H C 1981 *Light Scattering by Small Particles* (New York: Dover) pp 13–249 (originally published by Wiley, NY 1957)
- [9] Lemaître P 2005 Développement et application de la réfractométrie arc en ciel global pour l'étude des transferts massiques et thermiques des un spray *PhD Thesis* INRS IRSN-2005/51-FR
- [10] Porcheron E, Lemaître P, Malet J, Cornet P and Vendel J 2004 Experimental study of water spray interaction with air/steam mixture using optical diagnostics, applied to nuclear reactor safety *5th Int. Conf. on Multiphase Flow, ICMF'04, (Yokohama, 30 May–4 June 2004)*

Experimental investigation in the TOSQAN facility of heat and mass transfers in a spray for containment application

Emmanuel Porcheron*, Pascal Lemaître, Amandine Nuboer, Vincent Rochas, Jacques Vendel

Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN), BP 68, 91192 Gif-sur-Yvette Cedex, France

Received 29 May 2005; received in revised form 22 January 2007; accepted 22 January 2007

Abstract

TOSQAN is an experimental program undertaken by the Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) in order to perform thermal hydraulic containment studies. The TOSQAN facility is a large enclosure devoted to simulate typical accidental thermal hydraulic flow conditions in nuclear-pressurized water reactor (PWR) containment. The TOSQAN facility which is highly instrumented with non-intrusive optical diagnostics is particularly adapted to nuclear safety CFD code validation. The present work is devoted to studying the interaction of a water spray injection used as a mitigation means in order to reduce the gas pressure and temperature in the containment, to produce gases mixing and washout of fission products. In order to have a better understanding of heat and mass transfers between spray droplets and the gas mixture, and to analyze mixing effects due to spray activation, we perform detailed characterization of the two-phase flow.

© 2007 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

During the course of a hypothetical severe accident in a pressurized water reactor (PWR), hydrogen may be produced by the reactor core oxidation and can be distributed into the reactor containment by convection flows and steam condensation on walls. In order to assess the risk of detonation generated by a high local hydrogen concentration, the hydrogen distribution in the containment has to be known. The TOSQAN experimental program has been created to simulate typical thermal hydraulic conditions representative of a severe accident in the reactor containment. The specificity of the TOSQAN facility is characterized by a high level of instrumentation that provides detailed information on local and non-intrusive characterization of the two-phase flow for CFD codes validation (Porcheron et al., 2003). The present work is devoted to studying the effect of a water spray activation effect used as a mitigation means in order to reduce steam containment pressure and to decrease the local hydrogen concentration by the mixing caused by spray entrainment and steam condensation on droplets. In order to have a better understanding of physical phenomena, a detailed characterization of the spray and the gas is needed. Spray tests are performed in hot conditions

to analyze the heat and mass transfers between spray droplets and gas mixtures composed of air and steam or air, steam and helium (respectively denoted 101 and 101He). In this paper, we present the analysis of spray tests in order on the first hand, to study the heat and mass transfers between droplets and gas and, on the other hand, to study the capability of the spray system to induce helium mixing. Spray tests are involved for benchmarking in the European severe accident research network (SARNET) (Malet et al., 2006).

This work is divided into three parts. The first is devoted to present the TOSQAN facility, the instrumentation used and its principles. In the second, an analysis of spray interaction with the air and steam mixture, and air, steam and helium mixture is performed. A comparison of both spray tests is also presented. The third part proposes a local analysis of the heat and mass transfers between droplets and gas based on the determination of the experimental Spalding parameter.

2. The TOSQAN experimental facility

2.1. The TOSQAN vessel

The TOSQAN facility shown in Fig. 1 consists of a closed cylindrical vessel (7 m³ volume, 4 m high, 1.5 m internal diameter) into which steam is injected. The walls of the vessel are thermostatically controlled by heated oil circulation to

* Corresponding author.

E-mail address: emmanuel.porcheron@irsn.fr (E. Porcheron).

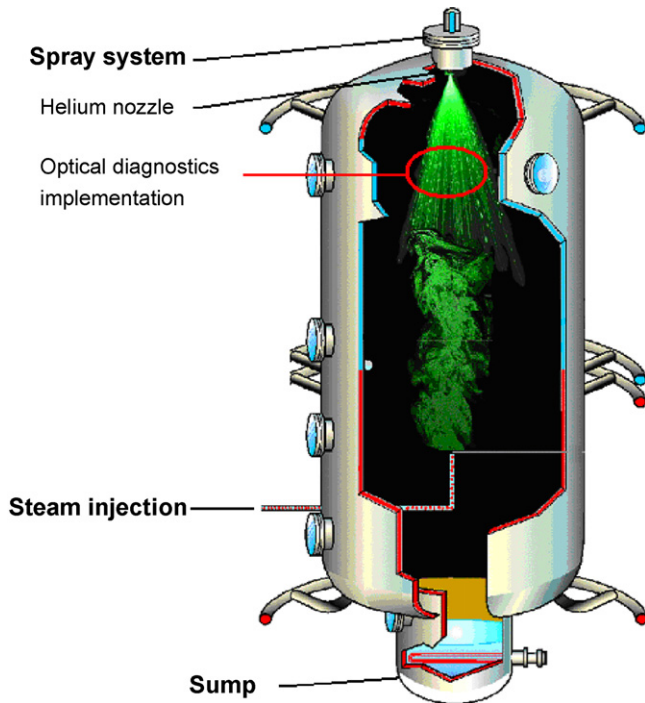


Fig. 1. Overview of the TOSQAN facility.

control the gas temperature inside the vessel. Optical accesses are provided by 14 overpressure resistant viewing windows permitting non-intrusive optical measurements along orthogonal enclosure diameters. The inner spray system located in the dome of the enclosure on the vertical axis, is composed of a single nozzle producing a full cone water spray. This nozzle is mobile along the vertical axis so that measurements can be made at different distances from it in order to be able to precisely mesh the close field of the spray injection. Helium, which is used for hydrogen simulation, can be injected into the top of the dome of the vessel to study light non-condensable gas mixing caused by spray activation.

2.2. Instrumentation

Both intrusive and non-intrusive techniques are implemented on the TOSQAN facility in order to achieve a detailed characterization of the spray droplets and the gas.

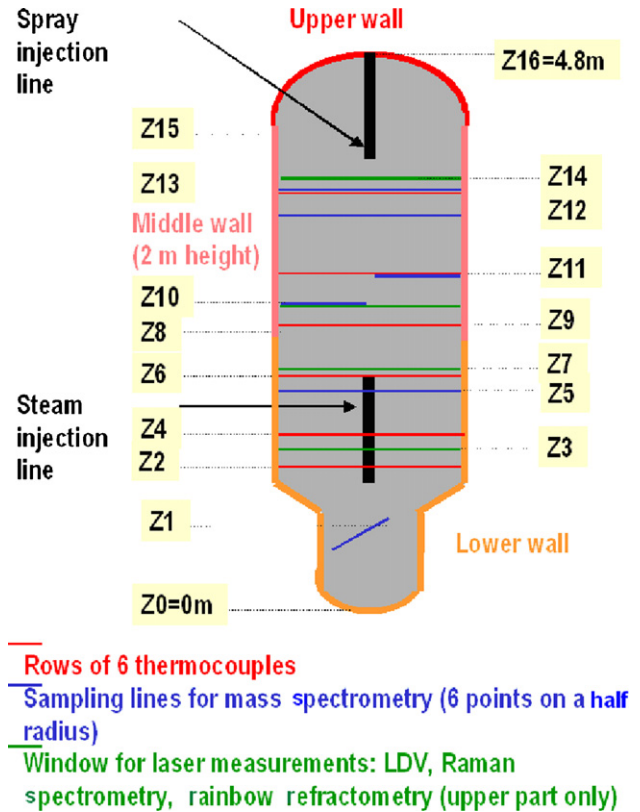


Fig. 2. Instrumentation location in the TOSQAN vessel.

2.2.1. Description of intrusive techniques

The instrumentation location implemented in the TOSQAN vessel is presented in Fig. 2. Over 100 thermocouples are used to measure the gas temperature in the whole vessel. Thermocouples are located along the vessel diameter at six different levels distributed along the TOSQAN height. Other thermocouples are located in the sump and dome regions, and near the heated walls. The mass spectrometry technique is used for gas volume concentration measurements. The sampling system is composed of nine heated lines, each connected via a rotating valve to six fine tubes which provide 54 sampling points located at different heights and radii (Auban et al., 2003).

2.2.2. Description of non-intrusive techniques

Droplets velocity measurements are performed with two kinds of commercial optical diagnostics such as the particle image velocimetry technique (PIV) and laser Doppler

Table 1
TOSQAN instrumentation accuracy

Techniques	Physical magnitude	Accuracy	Measurement volume
LDV	V, U (m/s), TI	1–5%	8 mm × 0.2 mm × 0.2 mm
PIV	V, U (m/s)	2–10%	90 mm × 112 mm
GRT	T_{droplets} (°C)	±2.4 °C	1 mm ³
ILIDS	D_{droplets} (μm)	5%	20 mm × 30 mm × 1 mm
SRS	$X_{\text{steam}}, X_{\text{air}}$ (%)	±1 vol.%	40 mm × 0.5 mm × 0.5 mm
Mass spectrometry	$X_{\text{steam}}, X_{\text{air}}, X_{\text{helium}}$ (%)	±1.5 vol.%	Sampling tube 2 mm
Thermocouple	T (°C)	±1 °C	2 mm

velocimetry (LDV) technique. Both techniques are based on Mie scattering derived by the light generated by the interaction between particles (water droplets or seeding) and a laser beam. The LDV technique provides local information on the turbulence intensity (TI) and of two velocity components, the vertical one (V) and the radial one (U) (Table 1). The LDV system is composed of a two-components optic probe in backscatter configuration with a long focal length (2 m). The laser emission is produced by a continuous argon laser (514.5 nm). The PIV technique provides instantaneous or mean velocity fields of the flow (Table 1). The PIV system is composed of a pulsed double Nd:YAG laser (532 nm) which generates a light sheet. The flow seeded with droplets or solid particles is filmed perpendicularly by a CCD camera synchronized with the laser frequency.

Various kinds of measurement techniques are available for analyzing the spray droplets size distribution, such as the phase Doppler anemometry (PDA). The PDA (Bachalo and Houser, 1984) technique cannot be used in the TOSQAN facility because of optical access constraints. This is why we decided to use the interferometric laser imaging for droplet sizing (ILIDS) (Glover et al., 1995). The ILIDS optical set-up is similar to PIV set-up but with an out-of-focus adjustment for the CCD camera (Lemaitre et al., 2006a,b). When the scattered angle (θ) between the laser sheet and the camera axis is optimum, interference fringes can be recorded by the out-of-focus CCD camera (Fig. 3). Fringes are issued from the interference between the rays reflected from the droplet surfaces and rays refracted inside the droplet. The optimum angle θ corresponds to the best visibility of fringes. The best contrast between fringes and the dark background is obtained when the diffusion mode intensities related to the reflected and refracted light are equal. The relationship linking the angular frequency of the fringes (f) and the droplet size (d) can be determined using optical geometry, by calculating the optical path difference between reflected and refracted rays:

$$d = \frac{2\lambda f}{ne} \left(\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + \frac{m \sin(\theta/2)}{\sqrt{(m^2 - 2m \cos(\theta/2) + 1)}} \right) \quad (1)$$

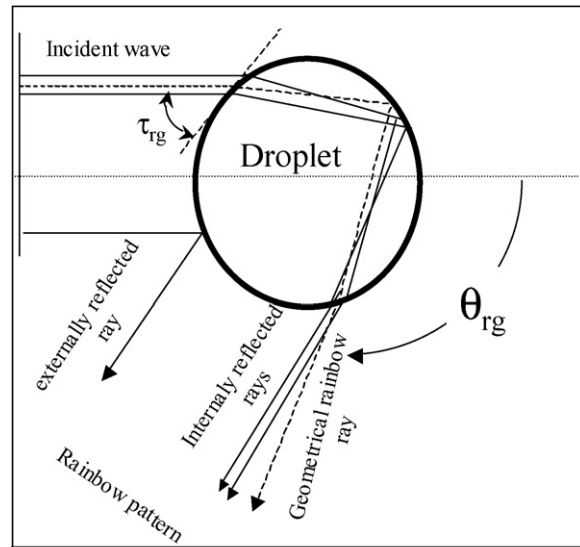


Fig. 4. Rainbow phenomenon.

In this equation m is the ratio between the internal and external refractive index, n_e the refractive index of the medium outside the droplet and λ is the wavelength of the incident wave.

Local droplets temperature measurements are performed by global rainbow thermometry (GRT) whose principle was introduced by van Beeck et al. (1999). Informations on the implementation and qualification of the GRT technique on the TOSQAN facility can be found in Lemaitre et al. (2006a,b). The rainbow is a phenomenon that occurs for example when a single droplet intercepts a laser beam (Fig. 4). The interference between internally reflected rays will cause a low frequency structure called airy fringes. The interference between internally and externally reflected rays will cause a high frequency structure called the ripple structure superimposed on the airy fringes. The standard rainbow refractometry is a non-intrusive technique for measuring the size and temperature of a single spherical droplet (Roth et al., 1991).

In Fig. 4, the “rg” index corresponds to the ray of the geometrical rainbow. This ray is the one that has the minimum of deflection after emerging from the droplet. The scattering angle corresponding to this ray (θ_{rg}) only depends on the refractive index (m) of the droplet, thus its detection allows us to determine the droplets temperature. This technique based on the analysis of the rainbow suffers from major problems related to temperature gradients inside the droplet and droplet non-sphericity (van Beeck and Riethmuller, 1995). For small particles, the ripple structure (issued from the interference between internally and externally reflected rays, see Fig. 4) strongly disturbs the rainbow pattern. It was to overcome the last two problems that van Beeck introduced global rainbow thermometry. The principle of the technique is to superimpose the rainbow patterns issued from enough droplets to be statistically representative of the spray, so that the ripple structure totally disappears. For gas volume fraction measurements, we use two complementary

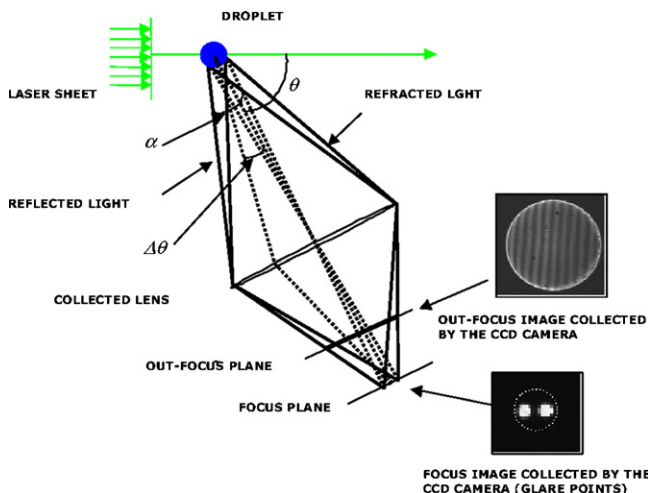


Fig. 3. ILIDS principle.

techniques, Spontaneous Raman scattering spectroscopy (SRS) and also mass spectrometry because helium cannot be detected by SRS. SRS is an useful diagnostic tool because Raman spectra can be interpreted to yield the molar fractions or temperature with good accuracy. Another interest of SRS is that the presence of impurities such as oil droplets inside the flow has no effect on the measurements (Labrunie et al., 1999). Spontaneous Raman scattering is an inelastic scattering process involving the interaction of a photon with a specific vibration-rotational state of a molecule. This scattering results from an inelastic interaction in which energy exchange occurs between the incident photons with frequency (ν_0) and a molecule. The generated energy flux will produce a frequency shift ($\pm\nu$) that is characteristic of each polyatomic molecule, depending on whether it is a Stokes transition or anti-Stokes transition. For our experimental conditions (gas temperature under 150 °C), the anti-Stokes transition is not taken into account since it is negligible. In the case of a mixture of several gases (i), the Raman power for the Stokes response can be expressed by the following relation (2) (Cohen-Tanoundji et al., 1986):

$$P_{\text{Raman_Stokes}}^{(i)} = \frac{1}{E_{\text{photon}}} P_{\text{laser}} N_{(i)} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{(i)} L \tau \Omega \quad (2)$$

where P_{laser} is the incident laser beam power (W), $N_{(i)}$ the molecular density (mol/cm³), $(d\sigma/d\Omega)_{(i)}$ the differential cross-section (cm²/sr), $P_{\text{Raman_Stokes}}^{(i)}$ the Raman power for species (i) (photon number/s), E_{photon} the photon energy at 532 nm (3.7×10^{-19} J), L the measurement volume length (cm), Ω the solid collection angle (sr), and τ is the optical set-up efficiency.

The light emission is produced by a continuous double Nd:YAG laser emitting at 532 nm with power of 5.5 W. The optical bench includes a prototype optical probe that is used both to create the measurement volume and to collect the backscattered Raman light. The incident and the backscattered signals are transported via two optical fibers (respectively single-mode and multimode) to the optical spectrometer (Fig. 5).

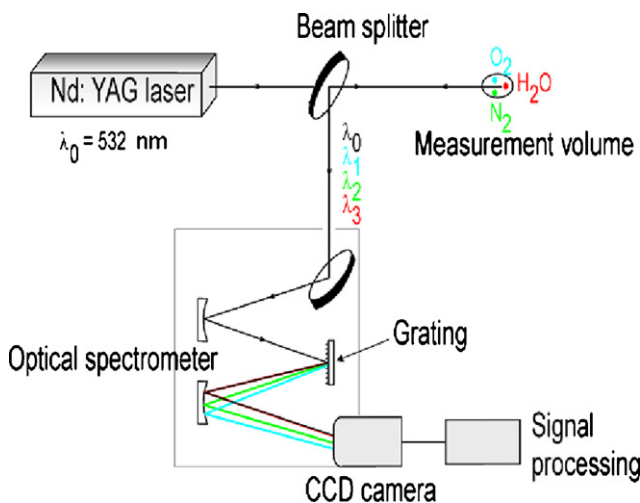


Fig. 5. Optical set-up for spontaneous Raman scattering (SRS) diagnostic.

In the case of a mixture of perfect gases, the volume fraction $X_{(i)}$ of one of them is a function of the molecular density $N_{(i)}$:

$$X_{(i)} = N_{(i)} \frac{RT}{NP} \quad (3)$$

where $N = 6.02 \times 10^{23}$ is the Avogadro number and R is the universal gas constant.

If all the molecules (j) in the mixture are active in Raman scattering, then molar fractions can be calculated independently of the pressure (P) and temperature (T):

$$\sum_{i=1}^j X_{(i)} = 1, \quad X_{(i)} = \frac{P_{\text{Raman_Stokes}}^{(i)} / (d\sigma/d\Omega)_{(i)}}{\sum_{i=1}^j (P_{\text{Raman_Stokes}}^{(i)} / d\sigma/d\Omega)_{(i)}} \quad (4)$$

For this present study, performed in two-phase flow conditions, we need to investigate the influence of water droplets on the Raman signal. So, we focus on the general form of the Raman spectra in order to visualize the influence of the water droplets passing through the measurement volume, and we checked that the characteristics of the concentration measurements remained similar to those obtained during the tests in single-phase conditions (air and steam mixture). Spontaneous Raman scattering is a very low emission intensity compared to Mie or Rayleigh scattering (factor 10^{-8} to 10^{-12} compared to the intensity of the incident beam). Usually, because of the great difference in scattered intensities between Raman and Lorenz–Mie scattering, care must be taken that no particles or droplets are within the Raman volume during the measurement (Long, 1992). A comparison of the Raman spectra obtained in the air/steam mixture with and without spray droplets is presented on Fig. 6. It can be observed that the water droplets contribute little to Raman spectrum but fortunately, in our experimental configuration, the majority of the representative wavelengths of the gases studied ($\lambda_{\text{O}_2} = 580$ nm, $\lambda_{\text{N}_2} = 607.3$ nm, $\lambda_{\text{STEAM}} = 660.7$ nm) are remote from the region of the Raman spectrum on which appears the large peak caused by water droplets. So the peak heights measurements for oxygen, nitrogen and steam do not suffer from interferences and there is no effect on the accuracy of gas concentration measurement accuracy ($\pm 1\%$).

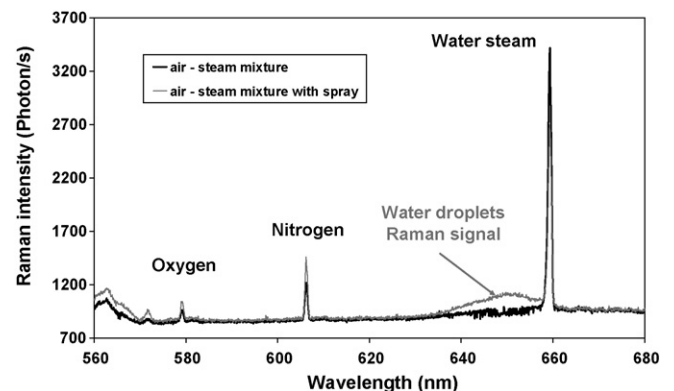


Fig. 6. Raman spectra for single-phase (air/steam) and two-phase flows (air/steam/water spray).

Table 2
Spray test conditions

Test name	Water injection temperature (°C)	Droplets arithmetic mean diameter D_{10} (μm)	Gas mixture composition (bar)		
			Air	Steam	Helium
101	20	146	1	1.5	–
101He	20	146	1	1.5	0.5

The accuracy of the instrumentation used on the TOSQAN facility is summarized in Table 1.

2.3. Spray test procedure

The experimental scenario of spray tests consists of injecting a water spray into the TOSQAN heated vessel that is first pressurized with steam (101 spray test see Table 2) or steam and helium (101He spray test). For the 101He spray test, the steam and helium are not injected either at the same time, or at the same location. Steam is first injected by the means of the vertical pipe and then, helium is injected by a nozzle located on the top of the vessel dome (see Fig. 1). The temperature of the helium injected is lower than the temperature of the steam injected (130 °C for steam and about 100 °C for helium). For spray tests with helium (101He), the purpose is to reach a strong initial helium mass stratification before spray activation which means a high helium volume concentration in the upper part of the vessel (dome and spray nozzle regions). The same spray nozzle is used for all the spray tests performed (101, 101He), with same water mass flow rate equal to 30 g/s and same water temperature equal to 20 °C. However, at the beginning of the spray activation ($t < 30$ s), the temperature of the water injected is above 30 °C because the water which is initially present in the spray circuit is heated by conduction from the vessel. The heated walls of the TOSQAN vessel are also fixed at the same temperature for both spray tests (120 °C). The water spray falling into the sump is removed to avoid accumulation and to limit re-evaporation.

3. Spray characterization

Water spray is produced by a nozzle (TG.3.5 from Spraying System, with an internal diameter of 1 mm), which produces droplets of an almost uniform size. Spray characterization has been performed by the means of optical diagnostics in order to determine the initial droplets velocity, droplets size and spray angle. The spray angle is an important parameter because we have to check that droplets do not reach the vertical heated wall of the TOSQAN vessel, in order to prevent droplets vaporization. The spray angle was determined using the laser visualization technique as shown in Fig. 7. An example of droplets size measurement performed by ILIDS technique is presented on Fig. 8. ILIDS measurements were not performed close to the nozzle exit because of the high droplets density which causes multi-scattering phenomena and droplets overlapping. The mean vertical and radial velocities of droplets measured close to the nozzle exit by the PIV technique are presented in Figs. 9 and 10. In both velocity fields, the spray nozzle is located at a height

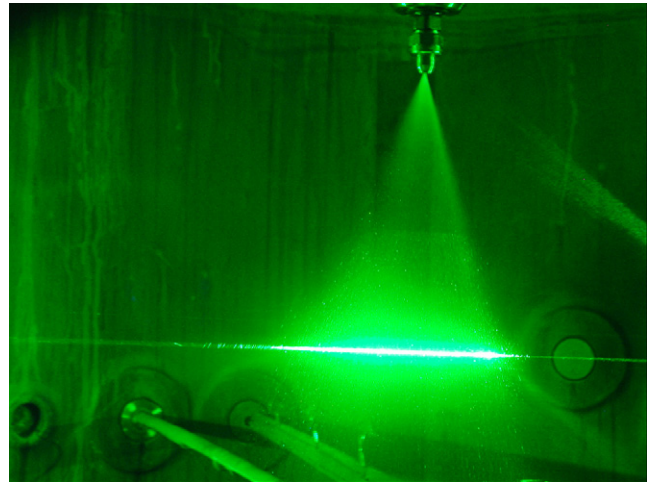


Fig. 7. Spray visualization in the TOSQAN vessel.

(z) equal to 100 mm. The reference for the vertical velocity is negative for falling droplets. In Fig. 9, the shear layer between the gas and the spray in the vertical velocity field resulting from the momentum exchange between the two phases of the flow can be observed. The radial velocity field shown in Fig. 10 shows a usual pattern of spray expansion due to droplets inertia, with the radial velocity component close to zero in the center part of the spray. Others droplets velocity measurements were performed in the field remote from the nozzle exit, in order to obtain a vertical profile of droplets velocities (Fig. 11), and radial profiles of droplets velocities at different distances from the nozzle (Fig. 12). Droplet velocity measurements cannot be performed very close to the nozzle exit, which is the primary atomization zone with liquid ligaments. The initial droplets standardized velocity measured at 20 mm from the nozzle exit is

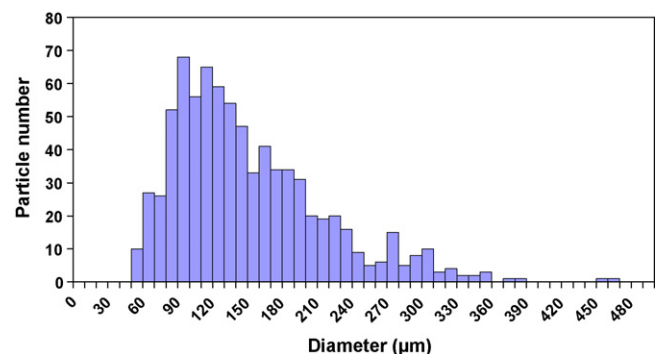


Fig. 8. Droplets size distribution (ILIDS measurements performed at 1 m from the nozzle exit)—arithmetic mean diameter value equal to 146 μm .

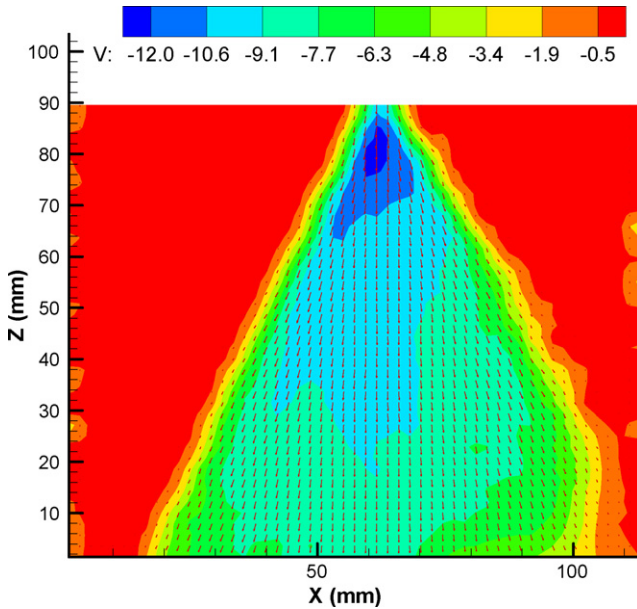


Fig. 9. Spray droplets vertical velocity V (m/s) field measured in the TOSQAN vessel.

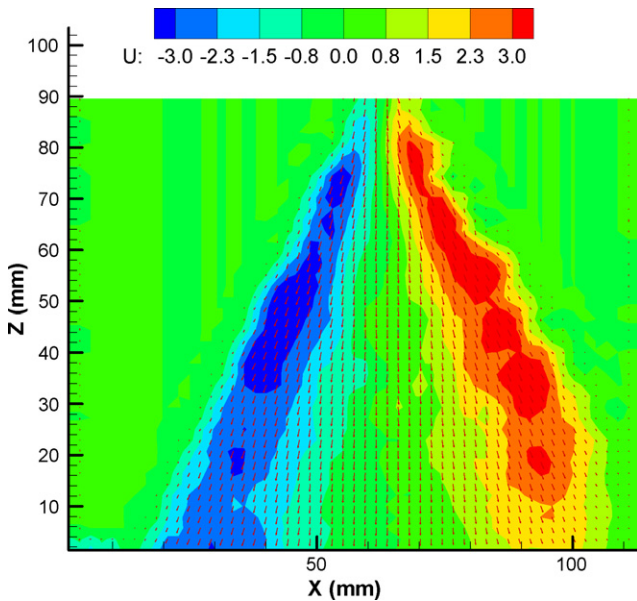


Fig. 10. Spray droplets radial velocity U (m/s) field measured in the TOSQAN vessel.

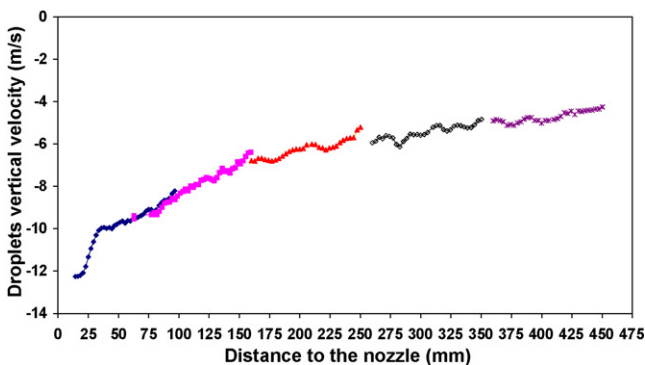


Fig. 11. Spray droplets vertical velocity measured on vertical profile in the TOSQAN vessel (extracted from PIV measurements).

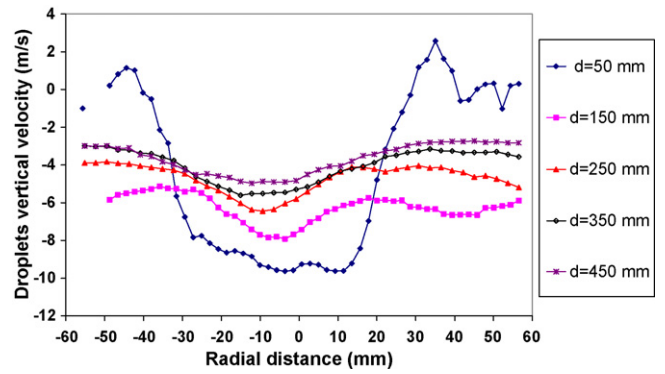


Fig. 12. Spray droplets vertical velocity measured on radial profiles in the TOSQAN vessel (extracted from PIV measurements).

therefore about 12 m/s. A characteristic flat velocity profile can be observed at 50 mm from the nozzle exit. This kind of profile which delimits the spray area is typical of the near field of spray where the penetration of gas inclusions within the liquid core is not very efficient due to the high droplets density (Porcheron et al., 2002). At the spray periphery a counter flow loop shown by a positive velocity can be distinguished. On the other radial profiles, the spray development in relation to the distance from the nozzle exit can be observed, showing a decrease in droplets velocity resulting from momentum exchange with the gas.

4. Analysis of spray interaction with gas mixtures

4.1. Global analysis of spray tests

We first made an overall analysis of the 101 spray tests conducted with the air and steam mixture. Time evolutions of vessel relative pressure and mean gas temperature are shown in Fig. 13 for the 101 spray test (101He spray test data are also reported). The reference time $t = 0$ s corresponds to spray activation. The mean gas temperature is the spatial average of gas temperatures measured with thermocouples located along the vessel diameter at six different levels distributed along the TOSQAN height. Gas temperature fields measured at different times for the 101 spray test are shown in Figs. 14 and 15. The global saturation ratio ($SR(t)$), the steam saturated pressure ($P_{saturation}(t)$) and the gas moles number ($n_{gas\ moles}(t)$) present in the vessel are computed

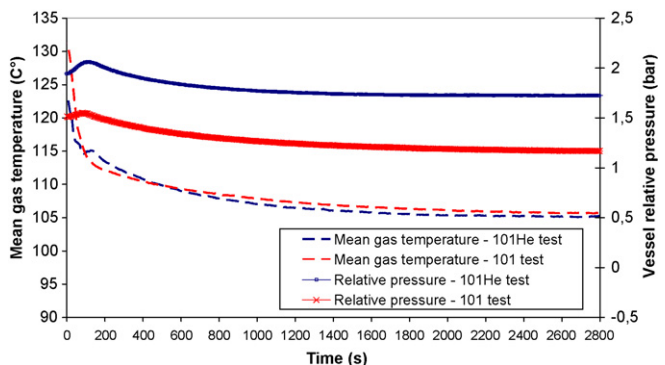


Fig. 13. Time evolutions of vessel relative pressure and mean gas temperature during the 101 and 101He spray tests (spray is activated at $t = 0$ s).

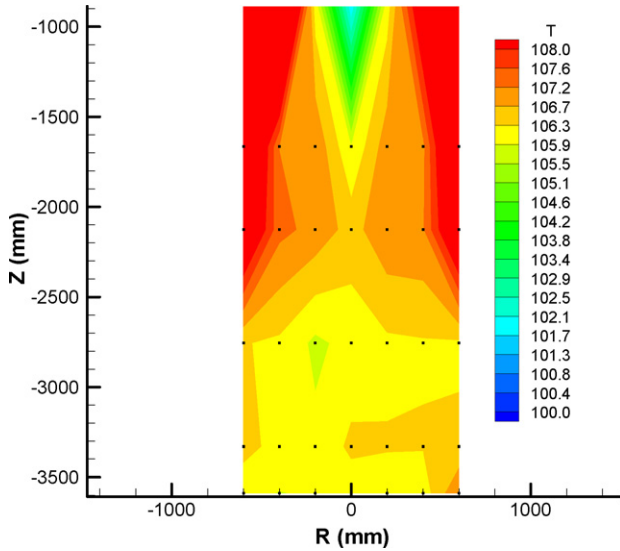


Fig. 14. Gas temperature ($^{\circ}\text{C}$) field in the TOSQAN vessel measured at $t = 300$ s for the 101 spray test.

in relation to time using Eqs. (5)–(7) for the 101 spray test. The results are plotted in Fig. 16:

$$\text{SR}(t) = \frac{P_{\text{steam}}(t)}{P_{\text{saturation}}(t)} \quad (5)$$

For the 101 spray test, $P_{\text{steam}}(t) = P_{\text{TOSQAN_relative}}(t)$.

The steam saturated pressure can be expressed with the following expression (6) (Haar et al., 1984):

$$P_{\text{saturation}}(t) = \frac{10^5}{760} 10^A \quad \text{with}$$

$$A = 16.37 - \frac{2818}{T_{\text{gas_mean}}(t)} - 1.069 \log T_{\text{gas_mean}}(t) - 5.75$$

$$\times 10^{-3} T_{\text{gas_mean}}(t) + 4.01 \times 10^{-6} T_{\text{gas_mean}}^2(t) \quad (6)$$

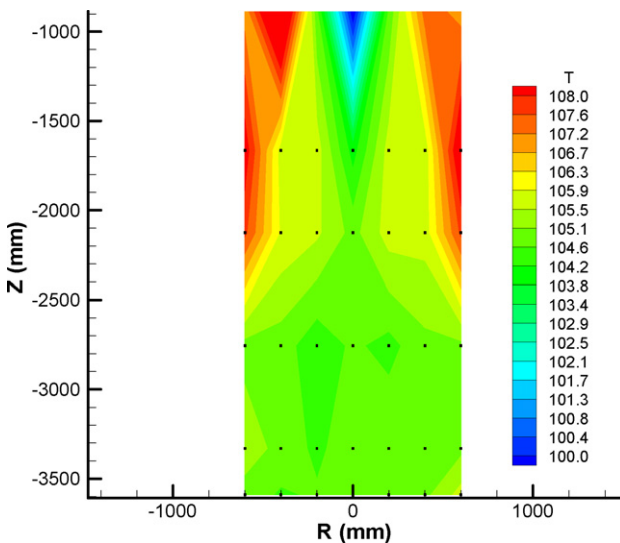


Fig. 15. Gas temperature ($^{\circ}\text{C}$) field in the TOSQAN vessel measured at $t = 3000$ s for the 101 spray test.

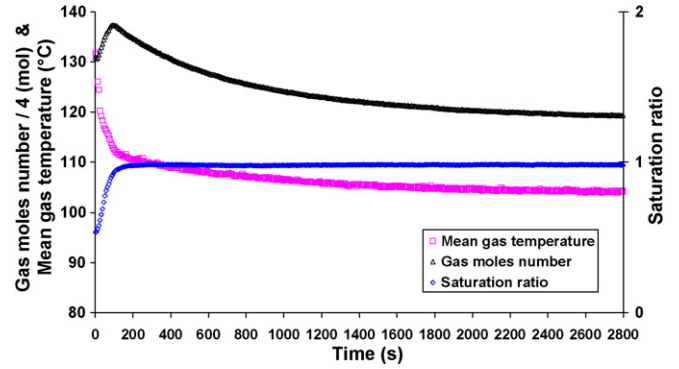


Fig. 16. Time evolutions of saturation ratio, gas moles number and mean gas temperature for the 101 spray tests.

$$n_{\text{gas_moles}}(t) = \frac{P_{\text{TOSQAN_relative}}(t) V_{\text{TOSQAN}}}{RT_{\text{gas_mean}}(t)} \quad (7)$$

where $T_{\text{gas_mean}}(t)$ is the mean gas temperature in the TOSQAN vessel, $P_{\text{steam}}(t)$ the steam partial pressure and $P_{\text{TOSQAN_relative}}(t)$ is the relative pressure in the vessel, in relation to time t .

At the beginning of spray activation ($0 \text{ s} < t < 100 \text{ s}$), a strong decrease of the vessel mean gas temperature correlated with an increase in the saturation ratio was observed. Spray activation is also followed by an initial overpressure generated by the increase of the gas moles number present in the vessel as shown in Fig. 16. We can therefore conclude that during this time, spray droplets are vaporizing and therefore produce a steam source. During this phase, the mean gas temperature is above that of the heated walls temperature (120°C) leading to the activation of the heat exchanger that controls the wall temperature. But this effect on the decrease in mean gas temperature decrease is slight compared to that produced by the spray activation. At the end of this phase ($t = 100 \text{ s}$), for the 101 spray test, the saturation ratio is practically at its equilibrium value equal to 1, meaning that the gas mixture is almost saturated with steam.

The second phase of the 101 spray test is characterized by a strong decrease in the vessel pressure, gas moles number and mean gas temperature. During this phase ($t > 100 \text{ s}$), steam condensation on water droplets is the dominant phenomenon. The gas mixture is cooled by convective heat transfer with the droplets initially injected at 20°C that induces steam condensation on droplets in order to keep a saturated mixture. The cooling effect of the spray is clearly shown in Fig. 14 that also shows the non-uniformity of the gas field in the vessel.

The third phase of the 101 spray test is characterized by a steady state with no significant changes in pressure, gas moles number, saturation ratio and mean gas temperature ($t > 2500 \text{ s}$). The gas temperature field shown in Fig. 15 shows a homogeneous pattern except near the vertical heated walls and in the spray area. The decrease in the gas temperature scatter, compared to that observed for the first phase, is the consequence of the renewal of the gas, caused by the circulation loop resulting from the spray entrainment. During this phase,

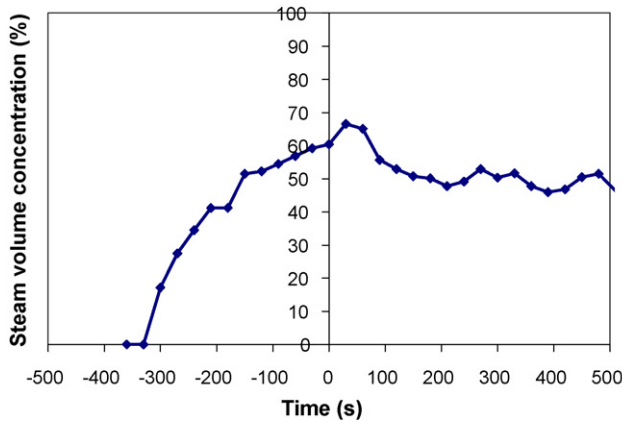


Fig. 17. Time evolution of steam volume concentration close to the spray nozzle exit for the 101 spray test.

the energy provided to the droplets by the gas is compensated by that provided by the heated walls to the gas.

The comparison of the pressure time evolutions in the 101 and 101He tests ($0\text{ s} < t < 100\text{ s}$), shows that the initial steam overpressure is higher in the 101He spray test (0.11 bar) than in the 101 spray test (0.03 bar). This result indicates that the droplets vaporization phenomenon is intensified by the presence of helium. The overall comparison of both spray tests shows that helium only has an influence on heat and mass transfers during the transient state but, for the steady state, the pressure difference between tests 101 and 101He results from the helium injection conducted in the 101He spray test (0.5 bar of helium, see Table 2).

4.2. Local analysis of spray tests

We now focus on local behaviour of the gas mixture in order to analyze the different phases of both spray tests. Particularly, we try to explain the origin of steam production causing an overpressure during the first 100 s of the 101 spray test. Steam volume fraction measurements were performed in the spray region using the SRS technique (Fig. 17) and in the sump region by the mean of mass spectrometry (Fig. 18) during the 101 spray test. As can be observed in these results, the steam distribution in the vessel

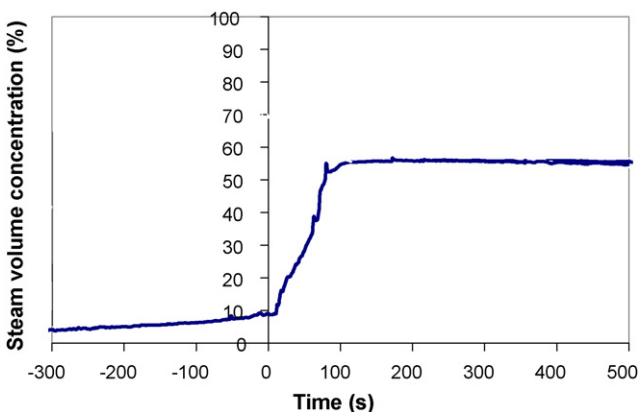


Fig. 18. Time evolution of steam volume concentration in the sump region for the 101 spray test.

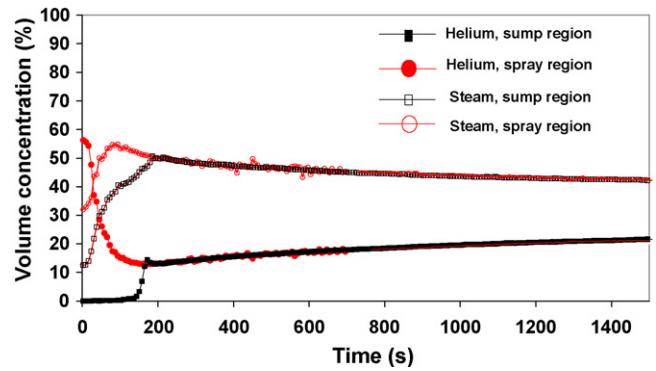


Fig. 19. Time evolution of steam and helium volume concentrations in spray region and sump region for the 101He spray test.

before spray activation ($t < 0\text{ s}$) did not have the same dynamics in the upper part (nozzle exit region) and in the lower part of the vessel (sump region). Because of flow development in the TOSQAN vessel during vessel pressurization which leads to a very low flow velocity under the steam injection pipe, the steam distribution into the sump area has a poor efficiency (10% in comparison of 60% in the spray nozzle exit region). From the time when the spray was activated, two steam sources can be distinguished. The first is located in spray region and results from droplets vaporization until the saturation ratio reaches the value of 0.98 (Fig. 17). The second steam source is produced by the strong vaporization of droplets falling in the sump region which initially contains 90% air, i.e. the local saturation ratio is much lower than in other parts of the vessel (Fig. 18).

In this part, we conduct the analysis of the 101He spray test and a comparison of both spray tests. Steam volume fraction measurements were made in the spray region and in the sump region by means of mass spectrometry (Fig. 19) during the 101He spray test. We have shown that for the 101He spray test, the steam overpressure was higher than for 101 spray test, meaning that droplets vaporization phenomena were amplified. Actually, when spray was activated, a strong helium mass stratification was present in the vessel (Fig. 19). In the spray region, the hot gas mixture contains a high proportion of helium, and therefore a poor saturation ratio (at $t = 0\text{ s}$, 56% helium, 32% steam in the spray region). So, at the beginning of the spray activation, droplets vaporization phenomena were higher for 101He spray test than for 101 spray test (at $t = 0\text{ s}$, 60% steam in the spray region). Helium can also play a part in the mass transfer inside the spray by the ability of helium to isolate droplets from steam. The consequence may result in an increase in droplets vaporization processes to the detriment of the phenomenon of steam condensation on droplets.

Spray activation is very efficient in mixing of the helium which is practically completed by $t = 200\text{ s}$, when the helium volume concentration values were equal in the sump and spray regions (Fig. 19). A correlation can be made between the helium mixing duration and the time over which the initial steam overpressure occurs (Fig. 13). During helium mixing, droplets vaporization is predominant compared to steam condensation on droplets according to the vessel pressure increase and to the mean gas temperature decrease.

Once the main helium mixing is completed, the vessel pressure, mean gas temperature and local steam volume concentration decrease, meaning that steam condensation on droplets dominates compared to droplets vaporization.

The decrease in steam volume concentration leads to an increase in helium volume concentration. The volume concentration balance that occurs in the sump region and in the spray region from the time $t=200$ to 2800 s, when the vessel pressure becomes totally stabilized (Fig. 13), shows that the local increase in helium volume concentration cannot be attributed solely to the steam condensation phenomenon but also to the slow distribution in the whole vessel of helium which is initially located above the spray nozzle in the dome region.

5. Local analysis of heat and mass transfers between droplets and gas

5.1. Local droplets temperature

During the equilibrium phase of the 101 spray test ($t > 2500$ s), we were interested in measuring the increase in droplets temperature (T_{droplets}) during their fall (Lemaitre, 2004). The vertical profile of droplets temperature is measured along the spray axis (Fig. 20) using the global rainbow thermometry technique. Because of technical considerations relating to the implementation of this technique on the TOSQAN facility, the 101 spray test was conducted with an off-centered spray nozzle (half vessel radius). This modification of spray nozzle location led to some changes in vessel thermal hydraulic conditions (small increase in pressure and mean gas temperature at equilibrium). Droplets temperature measurements were not performed very close to the spray nozzle exit because of the non-sphericity of droplets and a high droplets temperature gradient. We recall that water droplets are injected at an initial temperature of 20 °C into a hot mixture of air and steam. The droplets temperature profile can be divided into two phases. The first corresponds to the strong droplets heating which starts at the injection point and ends 140 mm away from the nozzle. This heating is mainly

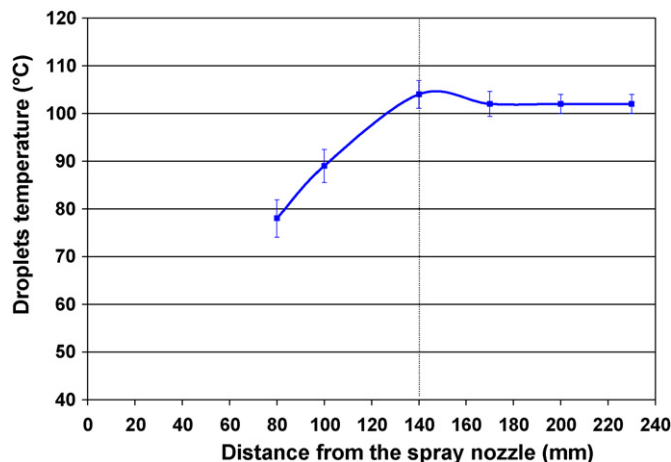


Fig. 20. Droplets temperature vertical profile performed during the equilibrium ($t > 2500$ s) for the 101 spray test with of centered nozzle.

caused by the steam condensation on droplets. At a distance of 140 mm from the nozzle, the droplets temperature stabilizes at 103 °C, this phase corresponds to the droplets vaporization. During the droplets vaporization, their temperature is constant because the heat loss by droplets vaporization is balanced by the convective heat flux.

5.2. Estimation of local Spalding number

We now compare this experimental stabilized droplets temperature to the theoretical one. The Spalding parameter B_M (Spalding, 1952) whose formulation is presented in Eq. (8) is a good indicator of the mass transfers because it is negative during the steam condensation on droplets phase, positive during droplets vaporization and equal to zero at equilibrium. Thus, when the condensation phase ends, the Spalding parameter (B) moves from a negative value to a positive one. As the vertical profile of steam partial pressure (P_{steam}) was measured using the SRS technique and vertical profile of gas temperature (T_{mixture}) was measured inside the spray, we are able to compute the mass fraction at the interface $Y_{\text{steam_interface}}$ along the spray axis at different distances from the nozzle. Therefore, the mass fraction in the bulk Y_{steam_∞} is also computed (Abramzon and Sirignano, 1987):

$$B_M = \frac{Y_{\text{steam_interface}} - Y_{\text{steam}_\infty}}{1 - Y_{\text{steam_interface}}} \quad (8)$$

$$Y_{\text{steam_interface}} = \frac{P_{\text{steam_interface}} M_{\text{H}_2\text{O}}}{\rho_{\text{mixture_interface}} T_{\text{interface}} R} \quad (9)$$

$$\text{with } T_{\text{interface}} = \frac{T_{\text{mixture}} + 2T_{\text{droplets}}}{3} \quad (10)$$

The Spalding parameter vertical profile evolution plotted in Fig. 21 shows the transition from a negative value corresponding to steam condensation on the droplets, to a positive value corresponding to a slow droplets vaporization. This result is important because the B_M parameter is useful in the field of two-phase flow heat and mass transfers; it validates the droplets temperature during the vaporization phase.

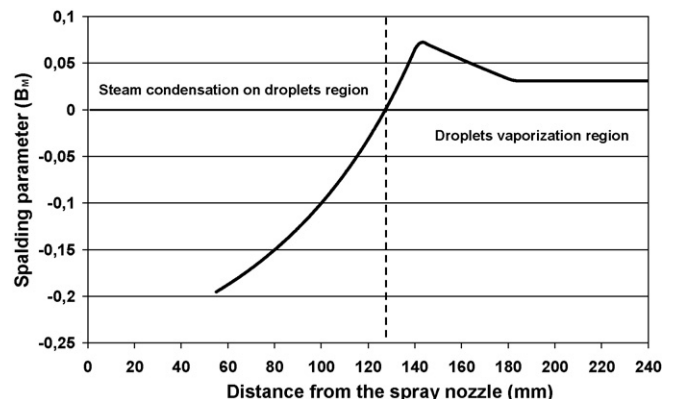


Fig. 21. Vertical variations in Spalding parameter along the spray axis.

6. Conclusion

Spray tests were conducted in the TOSQAN large facility devoted to thermal hydraulics containment studies.

Spray tests realized in hot conditions allow us to study the interaction between spray droplets and gaseous mixtures such as air and steam (test 101) or air, steam and helium (test 101He). Advanced instrumentation was developed, implemented and qualified on the TOSQAN Facility in order to characterize all the magnitudes required for analysing the effect of spray injection on containment thermal hydraulic conditions and also, the local heat and mass transfers between spray droplets and gas. Detailed measurements such as the droplets velocity, droplets size, gas volume concentrations, gas temperature and pressure were then performed during spray tests. First, an overall analysis was conducted to explain the different phases of the spray test, such the initial steam overpressure induced by droplets vaporization followed by a strong vessel depressurization due to steam condensation on droplets and convective heat transfer between droplets and gas. The last phase identified is a steady state for which the energy provided to the droplets by the gas is compensated by that provided by the heated walls to the gas. Secondly, a local analysis was performed in the spray region and in the sump region of the vessel. This analysis allowed us to identify the sources of steam production observed during the first phase of both spray tests conducted. The comparison between the spray tests performed in air and steam, and air, steam and helium shows that the light non-condensable gas only has an influence on initial droplets vaporization phenomena during the helium mixing phase leading to a higher initial steam overpressure. When helium mixing is finished, helium has no significant influence on steady state vessel pressure, that is to say on steam condensation on droplets and droplets vaporization phenomena. We also studied the spatial evolution in temperature evolution of water droplets during equilibrium. Droplets temperatures were measured at different distances from the nozzle and we showed, using the Spalding parameter, the spray regions where steam condensation and droplets vaporization occur. The spray tests results are original data for nuclear safety CFD codes validation and are used for benchmarking. In the next part of the TOSQAN programme, we will study the aerosol washout efficiency by the spray for thermal hydraulic conditions representative of a severe accident (Marchand et al., 2006).

References

Abramzon, B., Sirignano, W.A., 1987. Approximate theory of a single droplet vaporization in a convective field effect of variable properties, Stefan flow

- and transient liquid heating. In: Proceedings of the 2nd ASM-JSME Thermal Engineering Joint Conference, pp. 11–18.
- Auban, O., Malet, J., Brun, P., Brinster, J., 2003. Quillico, J., Studer, E., Implementation of gas concentration measurements systems using mass spectrometry in containment thermal hydraulics test facilities: different approaches for calibration and measurement with steam/air/helium mixtures, NURETH-10, Seoul.
- Bachalo, W.D., Houser, M.J., 1984. Phase/Doppler spray analyzer for simultaneous measurements of drop size and velocity distribution. *Opt. Eng.* 23 (5), 583–590.
- Cohen-Tanoundji, C., Diu, B., Laloe, F., 1986. *Mécanique Quantique*. Hermann.
- Glover, A.R., Skippon, S.M., Boyle, R.D., 1995. Interferometric laser imaging for droplet sizing: a method for droplet-size measurement in sparse spray systems. *Appl. Opt.* 34, 36.
- Haar, L., Gallager, J.S., Kell, G.S., 1984. *NBS/NRC Steam Tables*. Hemisphere Publishing Corp., New York.
- Labrunie, L., Fradin, C., Grisch, F., 1999. Temperature measurement by spontaneous raman scattering in a transonic compressor. In: XIV ISABE International Symposium on Airbreathing Engines, Florence.
- Lemaitre, P., Développement et application de la réfractométrie arc-en-ciel global pour l'étude des transferts massique et thermique dans un spray. PhD Thesis, Université de Rouen, 2004.
- Lemaitre, P., Porcheron, E., Grehan, G., Bouilloux, L., 2006a. Development of the global rainbow refractometry to measure spray droplets temperature in a large containment vessel. *Meas. Sci. Technol.* (17), 1299–1306.
- Lemaitre, P., Porcheron, E., Nuboer, A., Grehan, G., 2006b. Interferometric laser imaging development in order to measure droplet size in hostile environment, ICLASS 2006.
- Long, M.B., 1992. *Multidimensional Imaging in Combustion Flows, Instrumentation for Flows with Combustion*. AMKP Taylor edition.
- Malet, J., Lemaitre, P., Porcheron, E., Vendel, J., Blumenfeld, L., Dabbene, Tkatschenko I., 2006. Benchmarking of CFD and LP codes for spray systems in containment applications: spray tests at two different scales in the TOSQAN and MISTRA facilities, CFD4NRS 2006.
- Marchand, D., Porcheron, E., Lemaitre, P. and Grehan, G., 2006. Characterization of the washout of aerosols by spraying water for thermal hydraulics conditions representative of a severe accident in a nuclear reactor containment, ICLASS 2006.
- Porcheron, E., Carreau, J.L., Prevost, L., Roger, F., 2002. Effect of gas density injection on assisted cryogenic liquid jet atomization. *J. Atomization Sprays* 12, 209–227.
- Porcheron, E., Brun, P., Cornet, P., Malet, J., Vendel, J., 2003. Optical diagnostics applied for single and multi-phase flow characterization in the TOSQAN facility dedicated for thermal hydraulic containment studies, NURETH-10, Seoul.
- Roth, N., Andens, K., Frohn, A., 1991. Refractive-index measurement for the correction of particle sizing methods. *Appl. Opt.* 30, 4946–4965.
- Spalding, D.B., 1952. The combustion of liquid fuel. In: proceedings of the 4th International Symposium of Combustion, The Combustion Institute, pp. 847–864.
- van Beeck, J.P.A.J., Riethmuller, M.L., 1995. Non-intrusive measurements of temperature and size of single falling raindrops. *Appl. Opt.* 34, 1633–1639.
- van Beeck, J.P.A.J., Giannoulis, D., Zimmer, L., Riethmuller, M.L., 1999. Global Rainbow Thermometry for Droplet-Temperature measurement. *Optics Letter*.

2.4 INTERACTION ENTRE UN SPRAY ET DES AEROSOLS DANS UNE ENCEINTE : ETUDE DU RABATTEMENT DES AEROSOLS PAR L'ASPERSION

2.4.1 Problématique, objectif, démarche

Durant le déroulement d'un accident grave dans un REP, la dégradation du cœur peut conduire à la formation de produits de fission radioactifs sous formes gazeuse et particulaire. Parmi eux, on trouve les produits de fission volatils dont la fraction non déposée dans le circuit primaire du réacteur peut être relâchée dans l'enceinte de confinement. Les isotopes les plus radiotoxiques sont ^{133}Xe , ^{132}Te , ^{132}I , ^{131}I dans le court terme, ^{134}Cs , ^{137}Cs dans le long terme et potentiellement le ruthénium (^{103}Ru à moyen terme et ^{106}Ru à plus long terme) [30]. Dans l'enceinte de confinement, le comportement des produits de fission sous forme particulaire est piloté par différents mécanismes de dépôt (sédimentation, dépôt pariétal par diffusion Brownienne ou turbulente, par impaction, par thermophorèse et diffusiophorèse). Lorsque le dispositif d'aspersion est activé, c'est le mécanisme de piégeage des aérosols par les gouttes d'aspersion qui contribue le plus au dépôt des aérosols. L'aspersion assure le lessivage de l'atmosphère de l'enceinte de confinement en rabattant les produits de fission vers le puisard. En cas de brèche ou de dépressurisation contrôlée de l'enceinte (procédure ultime dite U5 qui a pour objectif d'éviter la défaillance de l'enceinte de confinement par surpression en procédant à des rejets filtrés), le terme source successible d'être relâché dans l'environnement doit être évalué, ce qui nécessite la connaissance de l'efficacité de rabattement des aérosols par les systèmes d'aspersion.

Le rabattement des aérosols peut être quantifié par deux paramètres principaux qui sont le taux de rabattement (λ_m) et l'efficacité élémentaire de collecte (E). L'évolution temporelle de la masse d'aérosol en suspension dans une enceinte s'exprime à partir de l'équation suivante (8) :

$$\frac{dm_p(t)}{dt} = -\lambda_m m_p(t) + \frac{dS_{inj}}{dt} - \frac{dR_{perte}}{dt} \quad (8)$$

Avec :

- $m_p(t)$: masse d'aérosols en suspension dans l'enceinte à l'instant t (kg)
- λ_m : taux de rabattement des aérosols en masse, par les gouttes (s^{-1})
- $\frac{dS_{inj}}{dt}$: source d'aérosols dans l'enceinte ($kg \cdot s^{-1}$)
- $\frac{dR_{perte}}{dt}$: perte d'aérosols (mécanismes de dépôt hors collecte par les gouttes) négligeable lorsque l'aspersion est activée ($kg \cdot s^{-1}$)

Le terme $\frac{dS_{inj}}{dt}$ est scénario dépendant.

Théoriquement, le taux de rabattement peut être calculé à partir des distributions granulométriques des gouttes et des aérosols, de la vitesse des gouttes, de la densité de gouttes et

du paramètre d'efficacité de collecte (E). En considérant que les gouttes ont une composante de vitesse principale verticale, que la concentration des aérosols est homogène dans l'enceinte, le taux de rabattement pour une classe de taille d'aérosol donnée peut s'exprimer à l'aide de la relation suivante (9) :

$$\lambda(D_p) = \iint \frac{\pi}{4} D_G^2 N(z, D_G) U(z, D_G) E(z, D_p, D_G) dD_G dz \quad (9)$$

Où, $U(z, D_G)$ est la vitesse d'une goutte de diamètre D_G à la cote z , $E(z, D_p, D_G)$ est l'efficacité élémentaire de collecte qui est fonction du diamètre de l'aérosol considéré (D_p) et $N(z, D_G) dD_G$ est la concentration numérique des gouttes de diamètre compris entre D_G et $D_G + dD_G$.

L'efficacité de collecte $E(z, D_p, D_G)$ définie par *Pruppacher et al.* [36] est le rapport de la masse d'aérosols ($m_{collectée}$) de diamètre D_p piégée par la goutte de diamètre D_G sur la masse d'aérosols ($m_{rencontrée}$) présente dans le volume traversé par la goutte. Il est fait l'hypothèse que ce volume est le produit de la hauteur de chute de la goutte par la surface du disque de diamètre égal au diamètre équivalent à une sphère.

L'efficacité de collecte s'exprime donc à l'aide de la relation suivante :

$$E(z, D_p, D_G) = \frac{m_{collectée}(z, D_p, D_G)}{m_{rencontrée}(z, D_p, D_G)} \quad (10)$$

En effectuant certaines approximations, *Postma* (1978) [35] a proposé une relation simple reliant le taux de rabattement, l'efficacité de collecte E et les caractéristiques d'un spray d'aspersion dont la distribution granulométrique est considérée comme monodispersée, arrosant uniformément l'ensemble du volume d'une enceinte.

$$\lambda = \frac{3 Q_{aspersion} H}{2 D_G V_{enceinte}} E \quad (11)$$

Avec :

- $Q_{aspersion}$: débit volumique du spray d'eau ($m^3 \cdot s^{-1}$),
- $V_{enceinte}$: volume de l'enceinte (m^3),
- H : hauteur de chute des gouttes d'aspersion (m),
- E : efficacité élémentaire de collecte pour une goutte.

Dans le cas où la population d'aérosols est faiblement polydispersée, cette relation permet d'évaluer empiriquement le taux de rabattement à partir de la connaissance de l'efficacité de collecte (E) qui est donc considérée constante.

L'efficacité de collecte résulte de plusieurs phénomènes physiques intervenant dans différents mécanismes élémentaires qui, en première approximation, peuvent être considérés comme indépendants les uns des autres. Ces mécanismes sont classés en deux familles principales, ceux résultants d'effets dits mécaniques et ceux résultant d'effets dits phorétiques. Les effets électrostatiques qui contribuent aux mécanismes de piégeage des aérosols par électrophorèse,

induits par la charge des gouttes et des aérosols radioactifs, sont aussi à considérer notamment pour les aérosols submicroniques.

Les effets mécaniques qui comprennent l'impaction inertielle, l'interception et la diffusion Brownienne [31] résultent du comportement des aérosols vis-à-vis des écoulements développés autour de la goutte, comme illustré sur la Figure 31.

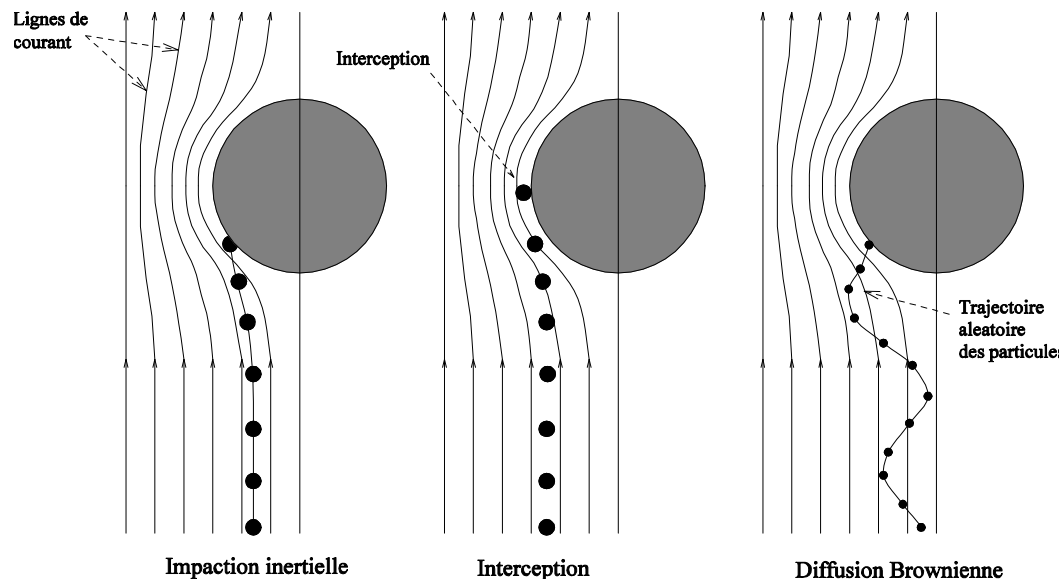


Figure 31. Schématisation du piégeage d'aérosols par effets mécaniques

✓ L'impaction inertielle

La chute des gouttes induit des variations de l'écoulement du fluide gazeux qui modifient les lignes de courant aux abords des gouttes en développant autour d'elles un contre-écoulement du fluide qui assure la conservation du volume. Les aérosols, alors présents dans le volume balayé par la goutte, ne sont pas tous capturés par celle-ci du fait de la présence de ce contre-écoulement, qui tend à les en éloigner. Certains d'entre eux suivent les lignes de courant du gaz, tandis que d'autres ont une trop grande inertie pour répondre à une soudaine accélération latérale induite par l'écoulement gazeux à proximité de la gouttelette. Ces derniers quittent les lignes de courant pour impacter la surface de la gouttelette. Le contact entre la gouttelette et l'aérosol est supposé suffisant pour contraindre la capture de celui-ci du fait des forces de van der Waals et de la tension de surface de la goutte [34].

✓ Interception

Dans le paragraphe précédent, l'analyse ne prend pas en compte le diamètre fini des particules d'aérosol. Les particules d'aérosol dont le diamètre est compris entre $0,1 \mu\text{m}$ et $1 \mu\text{m}$ suivent les lignes de courant du gaz autour de la goutte. Ces particules d'aérosol ont leur centre de gravité situé sur une ligne de courant proche de la goutte, à une distance inférieure au rayon : ils entrent

en contact avec la goutte et sont interceptés. Le mécanisme d'interception sera d'autant plus important que les particules seront non sphériques.

✓ Dépôt par diffusion brownienne

Le mécanisme de diffusion brownienne est le mécanisme de transport prépondérant pour les particules de diamètre inférieur à $0,1 \mu\text{m}$ [57]. Il a lieu au voisinage immédiat de la surface de la goutte et est responsable de la collecte de ces particules dans le cas où la distance de transport est petite. L'inertie de ces petites particules étant très faible, celles-ci suivent parfaitement les lignes de courant et se rapprochent considérablement de la goutte (quelques libres parcours moyens). En revanche, ces particules sont très sensibles à l'agitation moléculaire à l'origine du mouvement brownien. Ainsi, les fluctuations de vitesse induites par ce mouvement peuvent entraîner la collision entre la goutte et l'aérosol.

✓ Les effets phorétiques

Les effets phorétiques sont liés à des forces induites par les gradients de température et de concentration en vapeur dans la couche limite d'une goutte. Ces forces phorétiques induisent une dérive des aérosols dans la couche limite de la goutte. La thermophorèse est un mécanisme de collecte qui résulte d'un gradient thermique au sein du gaz autour de la goutte. Les trajectoires des particules sont influencées par le mouvement brownien des molécules de gaz dont l'intensité croît avec la température du gaz. Les chocs des molécules de gaz sur la particule d'aérosol étant asymétriques, une force, dite de thermophorèse, s'exerce sur la particule, qui repoussée par le gradient thermique, dérive de la zone chaude vers la zone froide.

La diffusiophorèse est un mécanisme qui résulte d'un gradient de concentration de vapeur dans la couche limite de la goutte en situation d'évaporation ou de condensation. Lorsque de la vapeur d'eau se condense sur une surface froide en présence des gaz incondensables, le débit de condensation est limité par la diffusion de la vapeur au travers de ces gaz. En régime stationnaire de condensation, un écoulement s'établit de la surface vers l'atmosphère (écoulement de Stefan) constitué par les gaz incondensables, de façon à compenser le débit de diffusion. Dans le cas d'un mélange d'air et de vapeur d'eau, la force de diffusiophorèse agit en sens inverse de l'écoulement de Stefan.

Pour les conditions thermohydrauliques propres à un accident grave de réacteur nucléaire, il est intéressant d'avoir une estimation du poids de chacun des mécanismes élémentaires contribuant à l'efficacité totale de collecte, en fonction du diamètre des particules d'aérosol (Figure 32). Ces résultats issus de simulations numériques, présentent un profil typique d'efficacité en fonction du diamètre des particules d'aérosol qui fait apparaître un minimum d'efficacité situé autour de $0,15 \mu\text{m}$. Ce minimum d'efficacité provient du fait que la contribution de la diffusion Brownienne devient négligeable pour les particules d'aérosol de taille supérieure à $0,1 \mu\text{m}$ alors que celle liée à l'interception est encore très faible. Pour les particules d'aérosol de taille supérieure à $1 \mu\text{m}$, il est observé une augmentation très significative de l'efficacité de collecte liée au mécanisme

d'impaction. La contribution de la diffusiophorèse, indépendante de la taille des particules d'aérosol, ne peut cependant être généralisée à partir des résultats présentés sur la Figure 32, car elle est intimement dépendante du taux de saturation du mélange gazeux considéré. Il en est de même pour la contribution de la thermophorèse, pour les particules d'aérosol de taille inférieure à $0,1 \mu\text{m}$, qui est fortement dépendante des échanges massiques et thermiques entre la goutte et son environnement.

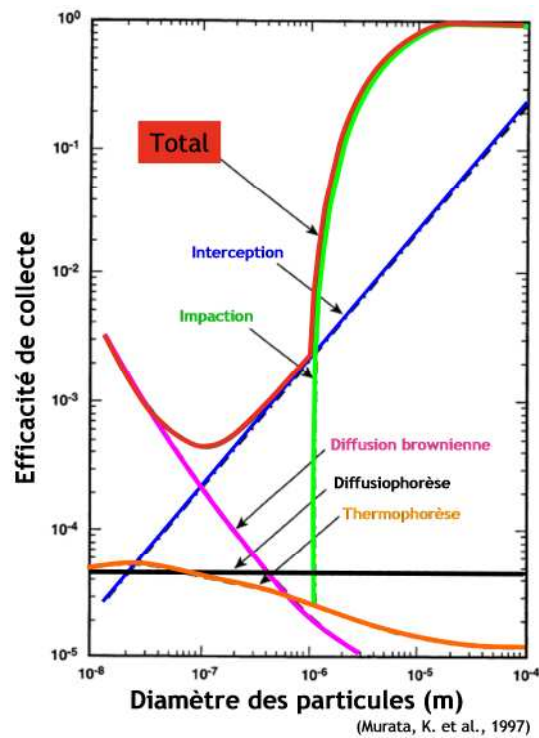


Figure 32. Comparaison qualitative de l'efficacité de collecte des aérosols [32]

L'analyse des échanges de masse, de chaleur et de quantité de mouvement abordée dans la section 2.3 est donc une étape indispensable pour bien appréhender l'interaction entre des aérosols et des gouttes. Ces échanges vont piloter l'évolution des grandeurs globales telles que la pression d'enceinte et le taux de saturation du mélange gazeux, ainsi que l'évolution des grandeurs locales telles que le diamètre des gouttes, les gradients de vitesse, de température, les flux de vaporisation ou de condensation. Des expérimentations analytiques menées à l'IRSN dans les années 90 sur l'expérience CARAIDAI [58] ont apporté une première validation des modèles numériques développés dans le module du code de calcul ASTEC (Accident Source Terme Evaluation Code) pour prédire l'efficacité de piégeage de particules par une goutte sphérique isolée, lors de conditions thermohydrauliques stationnaires [57]. Afin d'étendre la validation des modèles de rabattement à des conditions plus réalistes, un besoin complémentaire d'expérimentations a donc été identifié, ce qui a conduit à l'élaboration du programme de recherche mené sur la plate-forme TOSQAN (Figure 33), sur le rabattement des aérosols par un spray d'aspersion. L'objectif de ce programme était d'étudier l'effet de la densité de gouttes sur l'efficacité de rabattement des aérosols lors d'essais transitoires reproduisant des conditions représentatives d'un déclenchement d'aspersion.

Ce programme comporte deux volets, l'un semi-analytique permettant d'étudier le piégeage de particules d'aérosol pour les conditions des essais d'aspersion réalisés précédemment (section 2.3) et l'autre plus analytique entrepris dans le cadre de la thèse de Denis Marchand réalisée avec le CNRS CORIA [33]. L'objectif spécifique de ce second volet est d'aborder cette problématique à partir d'essais dits à effets séparés, dimensionnés de manière à pouvoir découpler, dans la mesure du possible, la contribution des différents mécanismes élémentaires de collecte d'aérosols par des gouttes, ceci dans le but de pousser plus loin la qualification des modèles du code ASTEC CPA en expliquant certaines divergences observées lors des comparaisons code / expérience effectuées durant le volet semi-analytique. Pour les deux volets, les produits de fission particuliers sont simulés par des aérosols non hygroscopiques, inertes en utilisant une analogie basée sur le diamètre aérodynamique.

2.4.2 Développement et implémentation des techniques de mesure

Du point de vue de l'instrumentation, ce programme s'est appuyé sur une partie des moyens de diagnostic mis en œuvre au cours des programmes dédiés à l'étude de la condensation pariétale (section 2.2) et de l'aspersion (section 2.3), permettant ainsi de caractériser le spray, les échanges de masse et de chaleur en son sein et les transferts de quantité de mouvement entre le spray et le gaz. Comme il a été rappelé dans la section précédente, les données de base pour quantifier le rabattement de l'aérosol par les gouttes sont le taux de rabattement et l'efficacité élémentaire de collecte, grandeurs qui peuvent être obtenues par différents moyens :

- a) l'analyse de l'évolution de la concentration massique ou numérique des particules d'aérosol dans le gaz,
- b) la mesure de la masse d'aérosol piégée par un ensemble de gouttes,
- c) la mesure locale de la masse d'aérosol piégée par une goutte élémentaire.

Les approches a) et b) assurent ainsi la vérification de la cohérence des taux de rabattement déterminés de manières différentes.

L'approche c) très analytique n'est pas compatible avec l'environnement semi industriel de la plateforme TOSQAN. Elle fait l'objet de travaux au CNRS CORIA pour mesurer les inclusions particulières au sein de goutte par holographie digitale [59].

Pour l'approche a), un développement spécifique a été entrepris afin de mesurer en continu la distribution granulométrique et la concentration massique d'aérosol, ceci pour diverses conditions de pression (jusqu'à 3 bar), température (120°C) et humidité relative (90%). Le système de mesure intègre une ligne de prélèvement chauffée afin de limiter les dépôts dans la ligne par thermophorèse et d'éviter des phénomènes de nucléation hétérogène. Le débit de prélèvement des particules d'aérosol est assuré par une fuite contrôlée de l'enceinte sous pression (Figure 34). Les particules d'aérosol prélevées sont analysées en continu par un granulomètre (WELAS, Palas), basé

sur le principe de l'analyse de la lumière diffusée par les particules, éclairées à 90° par une lumière blanche émise par une lampe au Xénon [60].

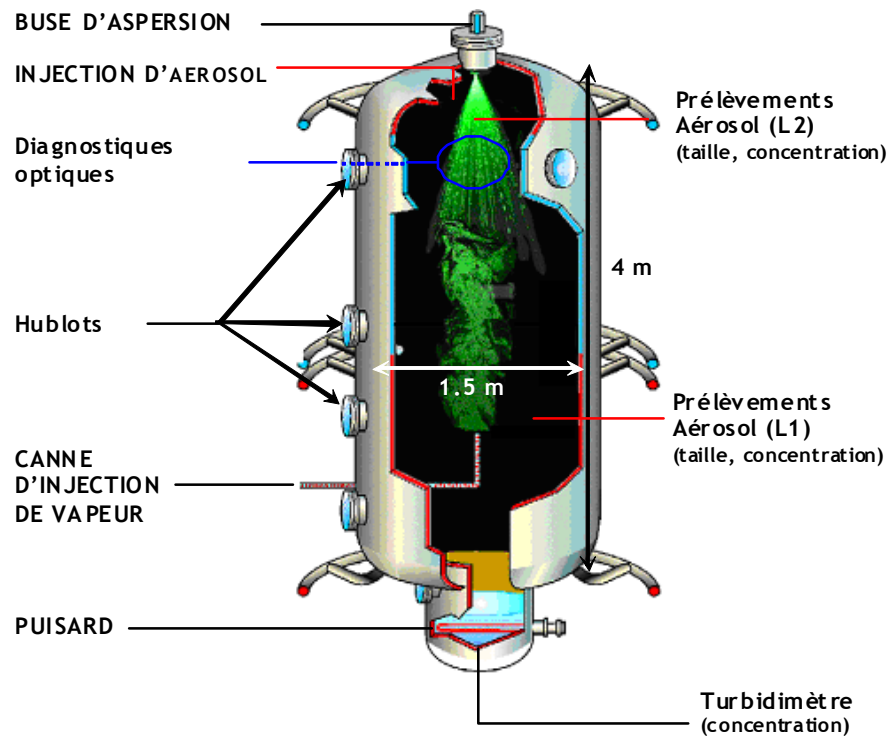


Figure 33. Vue générale de l'expérience TOSQAN dans sa configuration dédiée au programme d'étude du rabattement d'aérosols par l'aspersion

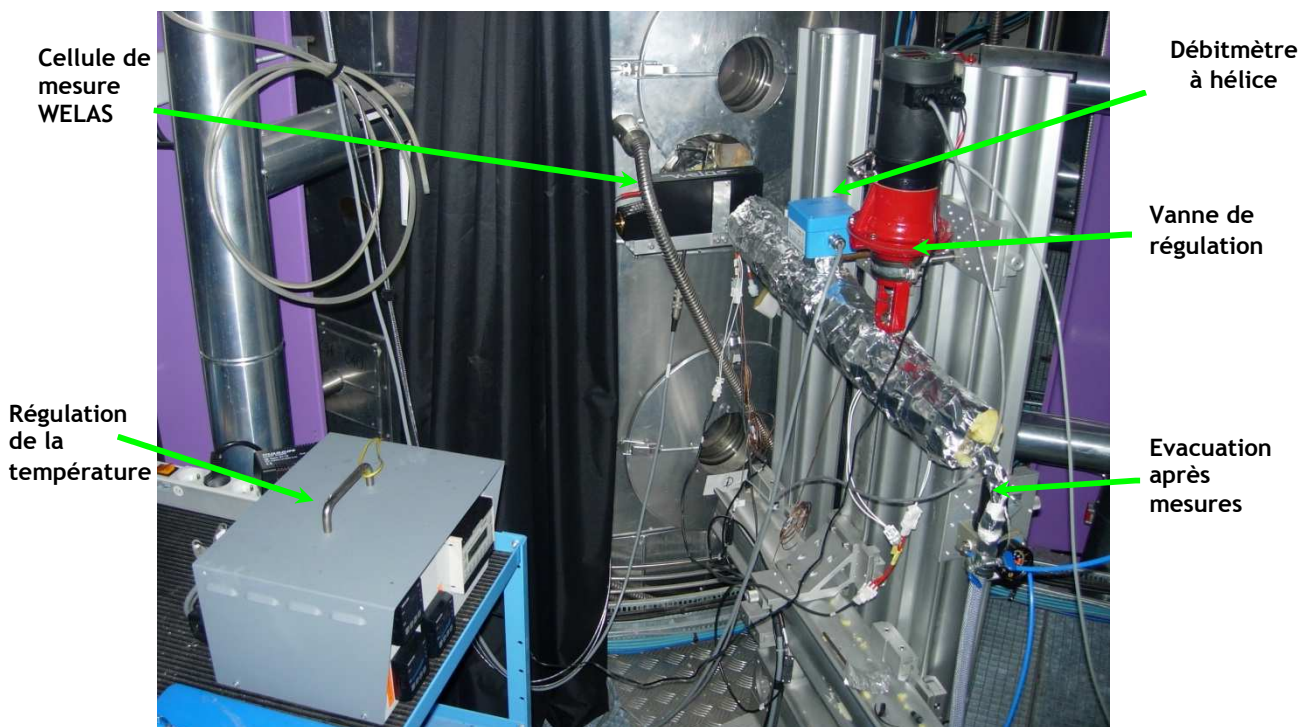


Figure 34. Vue de la ligne de prélèvement et d'analyse des aérosols pour des conditions de pression, température et humidité, implantée sur la plate-forme TOSQAN

Pour l'approche b), dédiée à la mesure intégrale de l'évolution de la masse d'aérosols piégée par l'ensemble des gouttes du spray, un système prototype de turbidimètre a été mis en œuvre pour analyser en continu la concentration en particules de l'eau évacuée de l'enceinte. Le turbidimètre en ligne utilise le principe de la néphélométrie et déduit de la mesure des intensités de la lumière diffusée à 90° et transmise à 180°, la turbidité de l'écoulement, laquelle est convertie en concentration massique moyennant une calibration (Figure 35).

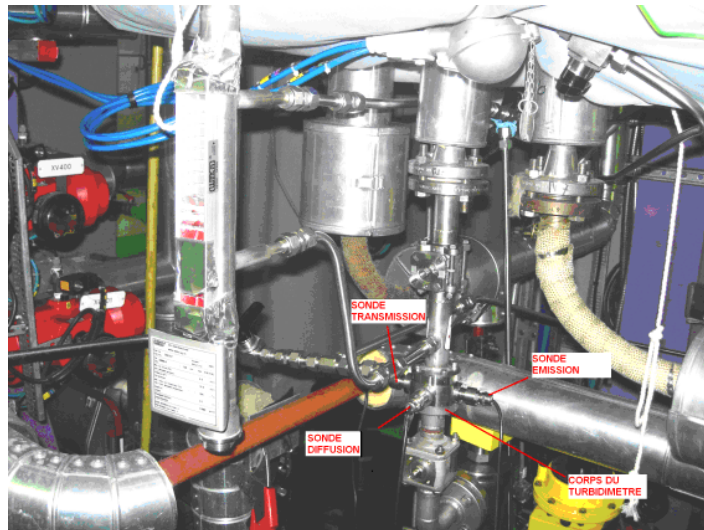


Figure 35. Vue du système de turbidimétrie en ligne utilisé pour la mesure en continu de la concentration massique de particules piégées par l'ensemble des gouttes du spray

2.4.3 Acquis et valorisation

2.4.3.1 Phénoménologie

Le programme dédié à l'étude du rabattement d'aérosols par un spray d'eau a permis d'évaluer la sensibilité du taux de rabattement et de l'efficacité de collecte aux différents paramètres liés au spray (débit et température d'injection, distribution granulométrique des gouttes, angle de spray) et aux caractéristiques du mélange gazeux [P10, P15, CI12, CI15, CI18, CI21, CI2233, CI30]. L'influence des mécanismes élémentaires de collecte par effets phorétique et mécanique a été quantifiée pendant les phases transitoire et permanente de l'aspersion, résultats présentés dans l'article reproduit [P8]. Cependant, l'analyse séparée des différents mécanismes élémentaires reste délicate compte tenu du couplage des paramètres liés au spray (débit, taille de goutte et angle de spray).

2.4.3.2 Production de données pour la qualification des codes de calcul

Ce programme a permis d'enrichir et d'étendre la validation du module CPA (Containment Part of Astec) du code de calcul ASTEC [61] avec des données expérimentales détaillées issues de

scénarios d'essais réalistes eu égard aux conditions thermohydraulique et de l'aspersion, à savoir le rabattement par un spray, la présence de phases thermodynamiques transitoires [P10], mais également vis-à-vis d'essais à caractère plus analytique [33]. Cependant, la similitude retenue pour le choix des aérosols simulant les produits de fission, basée uniquement sur le diamètre aérodynamique, ne permet pas d'étudier l'influence de certaines propriétés physico chimiques caractéristiques des produits de fission (notamment l'hygroscopicité).

2.4.3.3 Ouverture vers d'autres thématiques

Dans ce chapitre, nous avons abordé des thématiques de recherches sur les accidents graves de réacteur nucléaire dont la finalité est de prévoir le comportement de l'enceinte de confinement, ultime barrière de protection de l'environnement et d'éviter sa perte d'intégrité. Toutefois, l'histoire nous rappelle qu'un scénario d'accident de réacteur nucléaire avec dissémination massive de contamination radioactive dans l'environnement ne peut être occulté. Dans un tel scénario, il est important de pouvoir évaluer l'impact post-accidentel d'un rejet de radionucléides dans l'environnement, ce qui nécessite notamment de bien appréhender les différents phénomènes de dépôt des particules d'aérosol qui conduisent à la contamination des sols. Le lessivage de l'atmosphère par les précipitations est l'un des mécanismes de dépôt qui contribue à rabattre au sol les particules d'aérosol radioactif. Les recherches menées lors du programme sur le rabattement des particules d'aérosol par l'aspersion offrent une ouverture naturelle vers l'investigation de cette problématique environnementale qui fait l'objet du chapitre 3.

2.4.4 Reproduction d'articles

Un article est reproduit par la suite [P8] :

[P8] Porcheron E., Lemaitre P., Marchand D., Aerosol Removal by Emergency Spray in PWR Containment, Journal of Energy and Power Engineering 5, 2011.

Aerosol Removal by Emergency Spray in PWR Containment

E. Porcheron, P. Lemaitre and D. Marchand

Institut de radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN), Plants, Laboratories, Transports and Waste Safety Division, Airborne Pollutants and Containment Study and Research Department, BP 68, 91192 Gif Sur Yvette Cedex, France

Received: August 24, 2010 / Accepted: December 03, 2010 / Published: July 31, 2011.

Abstract: During the course of a hypothetical severe accident in a nuclear Pressurized Water Reactor (PWR), containment reactor is pressurized by steam and hydrogen released from a primary circuit breach and distributed into the containment according to convective flows and steam wall condensation. In addition, core degradation leads to fission products released into the containment. Water spraying is used in the containment as mitigation means in order to reduce pressure, to remove fission products and to enhance the gas mixing in case of presence of hydrogen. This paper presents results of the TOSQAN aerosol program undertaken by the Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) devoted to study the aerosol removal by a spray, for typical accidental thermal hydraulic conditions in PWR containment. The TOSQAN facility is a large enclosure devoted to simulate typical accidental thermal hydraulic flow conditions in nuclear PWR containment.

Key words: aerosol, spray, containment, TOSQAN.

Nomenclature

C	concentration	$[\text{g}\cdot\text{m}^{-3}]$
d	diameter	$[\text{m}]$
D	diffusion coefficient	$[\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}]$
E	droplet collection efficiency	$[-]$
e	droplet elementary collection efficiency	$[-]$
f_h	ventilation coefficient	$[-]$
h	containment height	$[\text{m}]$
K_{TA}	thermophoresis coefficient	$[-]$
M	molecular weight	$[\text{kg}\cdot\text{mol}^{-1}]$
m	aerosol mass	$[\text{g}]$
P	pressure	$[\text{bar}]$
Pe	Peclet number	$Pe = \frac{v_w d_w}{D}$
Q	flow rate	$[\text{g}\cdot\text{s}^{-1}]$
R	TOSQAN radius	$[\text{m}]$
Re	Reynolds number	$Re = \frac{\rho_g v_w d_w}{\mu_g}$
Stk	Stokes number	$Stk = \frac{d_p^2 \rho_p v_w}{9 \mu_g d_w}$

T	temperature	$[\text{°C}]$
v	velocity	$[\text{m}\cdot\text{s}^{-1}]$
V	containment volume	$[\text{m}^3]$
X	mole fraction	$[-]$
z	TOSQAN Z-axis	$[\text{m}]$

Greek letters

λ	removal rate	$[\text{s}^{-1}]$
μ	dynamic viscosity	$[\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}]$
ρ	density	$[\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}]$
η	Dynamic viscosity	$[\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}]$

Subscripts/Superscripts

0	initial before spray
<i>collected</i>	collected
db	Brownian diffusion
$diph$	diffusiophoresis
imp	inertial impaction
int	interception
p	particle
pot	potential
sat	saturation
$thermph$	thermophoresis
$total$	total
w	water

Corresponding author: E. Porcheron, PhD., research fields: Thermal hydraulic, multiphase flow, experimentation, laser diagnostics, E-mail: Emmanuel.porcheron@irsn.fr.

1. Introduction

During the course of a hypothetical severe accident in a Pressurized Water Reactor (PWR), hydrogen may be produced by the reactor core oxidation and distributed into the reactor containment by convection flows and steam condensation on walls. In addition, core degradation leads to fission products released into the containment. The most important part of the fission products is emitted in the aerosol form (size close to 1 μm [1, 2]). They are mixed with aerosols resulting from degradation of structural materials such as control rods, whose size distribution is less than 100 μm , with a material average density of 3 $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$. Only a fraction of the formed aerosol with a granulometry ranging below 5 μm may migrate from the primary circuit towards the containment atmosphere. Water spraying is used in the containment as a mitigation means in order to reduce pressure, to remove fission products and to enhance the gas mixing in case of the presence of hydrogen [3]. The TOSQAN experimental program has been created to simulate typical thermal hydraulic conditions representative of a severe accident in the reactor containment. The specificity of the TOSQAN facility is characterized by a high level of instrumentation that provides detailed information on local and non-intrusive characterization of the multi-phase flow for CFD codes validation [4]. The present work is devoted to study the effect of water spray activation on aerosol washout. In order to have a better understanding of physical phenomena, a detailed characterization of the spray, the gas and the aerosol population is needed. In this paper, the analysis of water spray interaction with gaseous mixtures composed of air and steam, seeded with aerosol, is presented in order to study the aerosol removal processes by a spray. In the first part of the paper, we present a recall about the modeling of aerosol collection by droplets. In the second part, we give a short description of the TOSQAN facility and its instrumentation. In the third part, we present the influence of different spray parameters on aerosol

removal dynamic and efficiency based on the realized test matrix. In particular, we analyze the effect of the spray water mass flow rate and droplet temperature on the aerosol removal rate and aerosol collection efficiency. In the last part, experimental droplet collection efficiencies are compared to numerical simulations performed with the integral severe accident ASTEC code, jointly developed by IRSN and GRS [5].

2. Modelling of Aerosol Collection By Water Droplets And Removal Efficiency

The aerosol consists of particles of various sizes and may be composed of more than one species. The mechanisms involved in the removal of particles from the containment atmosphere will include at least the following phenomena: agglomeration, settling, wall impaction, and collision with the spray droplets. The elementary mechanisms involved in the collision of aerosol with droplets are: inertial impaction, interception, Brownian diffusion, droplet nucleation, thermophoresis and diffusiophoresis Stefan flow. Diffusiophoresis is an important process which becomes significant when steam condensation on droplet or droplet vaporization occurs.

2.1 Aerosol Collection

Five mechanisms involved in the removal of particles collected by a water droplet can be listed in two categories belong the basic phenomena:

Mechanical effects [6]:

- Inertial impaction,
- Interception,
- Brownian diffusion.

Phoretic effects [7]:

- Thermophoresis,
- Diffusiophoresis.

Numerical models for aerosol collection by water droplets are based on semi-empirical correlations to calculate, for these different mechanisms, the collection efficiencies. Mathematical models have been developed for each individual mechanism, and

solutions are generally obtained by numerical methods in several codes. Removal of particles by a spray is properly described by a separate droplet collection efficiency model. The spray removal rate for aerosols can be related to the single droplet collection efficiency taking into account the spray as an assembly of independent droplets. Indeed, droplet removal is assumed to be related to the particle number present in the volume swept out by the falling droplets, and to the particle collection efficiency (E) within this volume. For a whole spray system, the removal rate constant may be expressed according to the characteristics of the spray and the thermal-hydraulic conditions present in the vessel [8]:

$$\lambda = \frac{3Q_w h}{2V} \cdot \frac{E}{d_w} \quad (1)$$

The most difficult parameter to determine in Eq. (1) is the single droplet collection efficiency. It is defined as the ratio between the aerosol mass collected by a droplet and the aerosol mass present in the swept out volume.

2.2 Calculation of Collection Efficiency

The overall single droplet collection efficiency may be regarded as the sum of the five efficiencies due to the contribution of particle removal processes related to the five previous elementary mechanisms. These mechanisms will be described briefly in the next part. The overall collection efficiency (E_{total}), for a given droplet and particle sizes, may be expressed as [9]:

$$E_{total} = e_{imp} + e_{int} + e_{db} + e_{diph} + e_{thermph} \quad (2)$$

This Eq. (2) supposes that the collection elementary mechanisms are fully independent, which is not completely true. So, one has to take into account the coupling of the various mechanisms on aerosol collection. As a first approximation for the aerosol of size corresponding to the lowest efficiency (typically between 0.1 μm and 0.5 μm), mechanisms should be described in a coupled way (Eq. (3)), but this case would be excessively complex to describe.

$$E_{total}^{Comp} = 1 - (1 - e_{imp})(1 - e_{int})(1 - e_{db})(1 - e_{diph})(1 - e_{thermph}) \quad (3)$$

Improvements of the collection efficiency expression have been made from recent numerical simulations (Layly & Plumecocq 2005) implemented in the ASTEC code. The latter is expressed in the following form:

$$E_{total} = 1 - (1 - e_{imp})(1 - e_{int})(1 - e_{diph})(1 - e_{thermph}) + e_{db} \quad (4)$$

2.3 Mechanical Effects

Inertial impaction: Droplet fall induces flow entrainment. High inertia particles may cross gas streamlines and collide with the droplets rather than following them. The efficiency can be expressed as the ratio of the effective collision cross-section to the droplet cross-section area. This efficiency depends on the flow regime and increases with the droplet velocity and particle mass. Postma [8] suggests that potential flow (*pot*) may be assumed for Loss of coolant accident (LOCA) conditions, so efficiency is defined with the Stokes number ($Stk \geq 0.2$) as:

$$e_{imp,pot} = \left[\frac{Stk}{Stk + 0.5} \right]^2 \quad (5)$$

Interception: This mechanism is only based on geometric effects such as the particle size. All the particles present in the volume swept out by falling droplets will not collide with the droplets by impaction. It's possible that they touch a droplet even though its centerline remains in the air streamlines. Parsly [10] has shown that for $d_p \ll d_w$ the collection efficiency by interception could be reduced to:

$$e_{int} \cong 3 \left(\frac{d_p}{d_w} \right) \quad (6)$$

Brownian diffusion: Brownian motion leads to particle diffusion to the spray droplets. Postma [8] suggests that, for LOCA conditions, the efficiency of collection may be estimated as a good approximation and with the particle sizes of relevance by:

$$e_{db} = 3.02 \text{Re}_w^{\frac{1}{3}} P e^{\frac{2}{3}} \quad (7)$$

The limit of this equation is assuming large

Reynolds number ($Re_w > 500$) and boundary layer flow around the droplet.

2.4 Phoretic Effects

Thermophoresis: This collection mechanism results from a temperature gradient within gas around the droplet and it occurs when particles set in this temperature gradient. The asymmetrical shocks of the gas molecules on the aerosols induce a thermophoretic force. This force is applied on the particle and is more important on the warmer side. This imbalance creates the force that drags along particles towards cold drops. Then, the collection efficiency could be written as a function of the temperature parameter and of two coefficients depending of the Knudsen number ([11-13]):

$$e_{thermph} = 4K_{TA}f_h(T_g - T_w) \frac{\eta_g}{\rho_g T_g v_{thermph} d_w} \quad (8)$$

Diffusiophoresis: In presence of concentration gradient, aerosols (specie i) move in the diffusion flux direction of the heavier gas component. Steam condensation that occurs on cold water induces a steam flow towards the droplets. This flow drags particles with a velocity known as diffusiophoretic velocity which is associated with the Stefan flow velocity to give, if the droplet is not falling in pure vapor, the equation below [11]:

$$e_{diph} = 4f_h \frac{\sqrt{M_w}}{X_i \sqrt{M_i} + X_w \sqrt{M_w}} \frac{D}{v_w d_w} \ln \left(\frac{P - P_{sap}}{P_{air}} \right) \quad (9)$$

This effect is primarily a function of the saturation rate in the containment, which depends on steam condensation on droplets and droplet vaporization.

For the aerosol size range and aerosol concentration expected in a PWR containment atmosphere for LOCA conditions, only diffusion, interception, diffusiophoresis associated to Stefan flow, and thermophoresis have a significant contribution to the overall particle removal rate. The collection efficiency for interception is inversely proportional to the droplet size. Diffusiophoresis-Stefan flow is independent of droplet size and depends on the amount of steam

condensation and droplet vaporization. These phenomena of heat and mass transfers between droplets and environment are presented in [3] and [14]. Concerning thermophoresis, the temperature difference between particles and environment induces the removal rate evolution. The major parameter for collection efficiency is droplet size, gas temperature and steam condensation or droplet vaporization.

3. The TOSQAN Experimental Facility

3.1. The TOSQAN Vessel

The TOSQAN facility presented in Fig. 1 consists of a closed cylindrical vessel (7 m³ volume, 4 m height 1.5 m internal diameter) into which steam, air and aerosol can be injected. The walls of the vessel are thermally controlled by heated oil circulation. Optical accesses are provided by 14 pressure resistant viewing windows permitting non-intrusive optical measurements along orthogonal enclosure diameters (see Fig. 2).

Steam can be injected by a vertical pipe located in the center part of the TOSQAN enclosure at level Z7. The inner spray system, located at the top of the dome of the enclosure (level Z16) on the vertical axis, is composed of a single nozzle producing a full cone water spray. The water spray falling into the sump is automatically removed from the vessel in order to avoid accumulation and to limit re-evaporation.

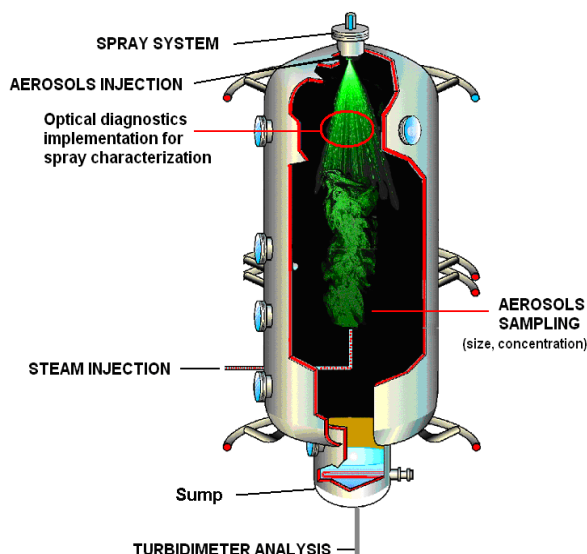


Fig. 1 Overview of the TOSQAN facility.

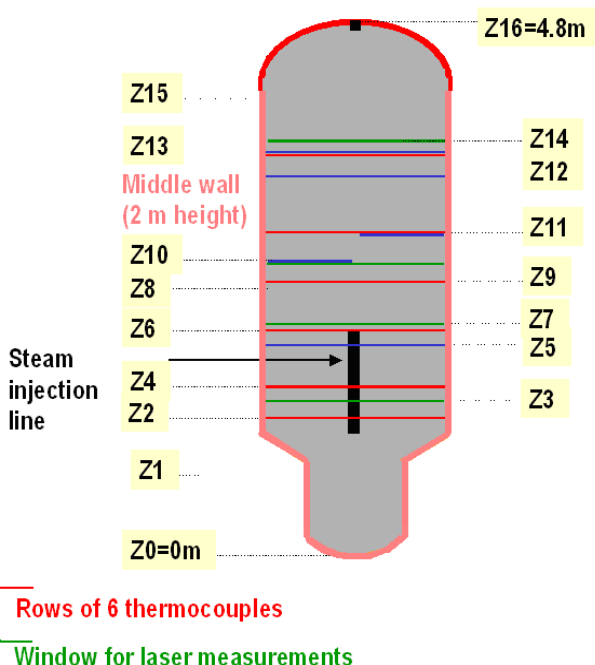


Fig. 2 Instrumentation location in the TOSQAN vessel.

Aerosols, which are used to simulate fission product release, are dispersed by a powder spreader (RBG 1000 from Palas) and injected under pressure into the top of the dome of the vessel after being heated (level Z16). A seeding procedure was developed to obtain a high particle concentration with good homogeneity in TOSQAN enclosure and good aerosol concentration reproducibility (Porcheron, 2002).

3.2 Instrumentation

Both intrusive and non-intrusive techniques are implemented on the TOSQAN facility in order to achieve a detailed characterization of spray droplet, aerosol and gas. Those measurements are used for analyzing locally the physical phenomena, such as heat and mass transfers between spray droplet and gas and aerosol removal by spray. There is also a need of detailed measurements in order to determine initial and boundary conditions used for CFD computation.

3.2.1 Description of Intrusive Techniques

Over than 100 thermocouples are used to measure the gas temperature in the whole vessel. Thermocouples are located along the vessel diameter at 6 different levels distributed along the TOSQAN height (see Figure 2). Other thermocouples are located in the sump and dome regions, and near the heated walls. Aerosol mass concentration (C_{aerosol}) and size distribution (D_{aerosol}) in the gas phase are measured, during the test, using an optical granulometer (WELAS 2100 [16]). Aerosol sampling is performed at level Z5 on half radius of the TOSQAN vessel. According to the spray expansion angle, this position is inside the spray region. In order to perform real time aerosol characterization with the WELAS granulometer, the gas is sampled with a volume flow rate fixed at $5 \text{ l}\cdot\text{min}^{-1}$ all along the test. The measurement of the aerosol mass collected by spray droplets is performed using a prototype online turbidimeter. Water resulting from falling droplets is analyzed in real time at level Z0 (see Fig. 1, Fig. 2) in order to determine the aerosol mass concentration. The aerosol mass collected at each time step by droplets during their fall ($M_{\text{aerosol_mass_collected}}(t)$) is then deducted from the aerosol mass concentration of the drained water (Figure 1).

3.2.2 Description of Non-Intrusive Techniques

Droplet velocity measurements are performed with the Particle Image Velocimetry technique (PIV). The PIV technique provides instantaneous or mean velocity fields of the flow (Table 1). Various kinds of

measurement techniques are available for analyzing the spray droplet size distribution, such as the Phase Doppler Anemometry (PDA). The PDA technique cannot be used in the TOSQAN facility because of optical access constraints. Therefore, we decided to use the Interferometrics Laser Imaging for Droplet Sizing (ILIDS, [17]). For gas volume fraction measurements,

Table 1 TOSQAN instrumentation accuracy.

	Techniques	Physical magnitude	Accuracy
Droplet	PIV	V, U (m.s ⁻¹)	2% to 10%
	ILIDS	d _w (μm)	5%
Gas	SRS	X _{steam} , X _{air} (%)	+/- 1 Vol%
	Thermocouple	T (°C)	+/- 1°C
Aerosol	Optical spectrometer	d _p (μm) C _p (mg.m ⁻³)	+/- 0.01 μm 5%
	Turbidimeter	M _{aerosol_mass_collected} (mg.s ⁻¹)	7 %

we use the Spontaneous Raman Scattering spectroscopy [15]. The accuracy of the instrumentation used on the TOSQAN facility is summarized in Table 1.

3.3 Test Procedure

Test scenarios consist of water spray injection in the TOSQAN vessel that is initially seeded with aerosol simulating fission product release, and pressurized with steam, simulating the primary circuit breach. The aerosols chosen for this study are silicon carbide particles (SiC) with an aerodynamic mean diameter of 1 μm and material density of 3.2 g.cm⁻³ (see Table 2). The spray test matrix which is presented in the Table 3 shows the investigated parameters such as the spray mass flow rate (and the droplet size which depends on the spray mass flow rate), the injection spray temperature and the spray angle. For all the tests, the thermal-hydraulic conditions for the gas are the same. The heated wall of the TOSQAN vessel is fixed at 90°C during all tests. Before aerosol and steam injection, the vessel is initially at the atmospheric pressure and contains 1 bar of air with a thermal equilibrium. During the aerosol seeding phase, an injection of 0.2 bar of air is performed. From the time when the aerosol injection is completed, an injection of 0.3 bar of steam is performed that is to say that the

vessel relative pressure is equal to 1.5 bar (saturation ratio=0.57) when the spray is activated. Aerosol concentration in the vessel is measured in real time in using the WELAS granulometer that allows good repeatability of the initial test conditions. This measurement is also used to determine the total aerosol mass present in the gas of the vessel before spray activation, since it is not able to measure accurately the aerosol mass injected in the vessel. The time evolutions of the vessel relative pressure, mean gas and injection water temperature and aerosol arithmetic diameter (D₁₀) in the gas are presented in the Fig. 3 in the case of test AG0. The spray activation occurs at time t = 0 s. The mean gas temperature is the spatial average of gas temperatures measured with thermocouples located

Table 2 Aerosol specifications.

Aerosol type	Initial aerosol arithmetic mean diameter (D ₁₀) in standard suspension in the vessel	Initial aerosol deviation	Aerosol mass injected generated
SiC	1 μm	1.5	1200 mg

Table 3 Spray test matrix.

Test	Spray mass flow rate (g/s)	Droplet diameter D ₁₀ (μm)	Injection droplet temperature (°C)	Spray angle (°)
AG0	10	100	30	20
AG51	5	150	30	20
AG52	18	80	30	20
AG10	5	150	90	20
AG11	10	100	90	20
AG12	18	80	90	20

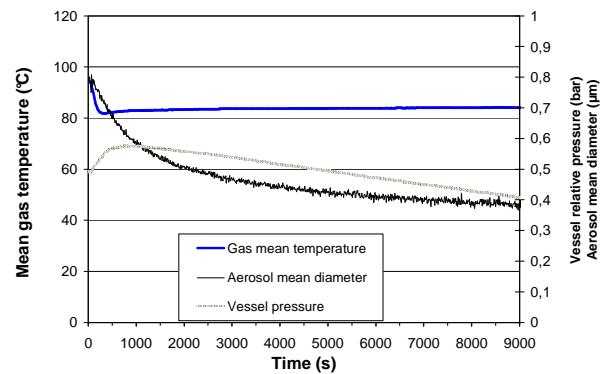


Fig. 3 Test AG0-Time evolution of the vessel relative pressure, mean gas and injection water temperature and aerosol arithmetic diameter (D₁₀) in the gas.

along the whole vessel diameter at 6 different levels distributed along the TOSQAN height. According to Figure 3, spray activation is followed by an initial vessel pressurization coupled with a strong decrease of the mean gas temperature, during about 500 s, due to droplet vaporization. After this initial transient state, the test is characterized by a steady state with no significant evolution of the mean gas temperature ($t > 1000$ s). Concerning the vessel pressure evolution during this last phase, its decrease is only due to the vessel gas leak used for the continuous aerosol sampling.

4. Aerosol Removal by Spray: Results for the AG0 Test

In this section, the focus is on the aerosol behaviour during the water spray injection. During the entire test, the mass concentration and the size of aerosol present in the gas are measured in real time using optical granulometer [18, 19]. From the time when the spray is activated, the aerosol mass collected by the spray droplet is also measured in real time. As mentioned before, droplets don't impact the vertical walls of the vessel. The aerosol mass issued from the water drained along the vertical walls is negligible. On the other hand, the water drained at the bottom of the sump contains a fraction of the aerosol mass which was deposited on the sump wall before spray activation.

4.1 Analysis of Aerosol Size Evolution during Spraying

For all the results presented on the following curves, the spray activation corresponds to the time $t = 0$ s. In Figure 4 is presented the time evolution of aerosol number for different ranges of aerosol size. Spray activation induces a strong decrease of the aerosol mean diameter according to both mechanical [6] and phoretic effects [7] involved in the aerosol removal mechanism from the containment atmosphere. Thus, for $t > 2500$ s, aerosol collection by the droplets is primarily due to mechanical effects, and particles with diameters greater than $2 \mu\text{m}$ are completely removed.

Phoretic effects such as diffusiophoresis are relative to steam concentration gradient around the droplet. Diffusiophoresis will play a part in the removal process during the phase of the test where heat and mass transfers between droplet and gas, such as steam condensation on droplet, are strong. So, at $t = 2500$ s, according to sedimentation and aerosol collection by droplet, aerosols larger than $2 \mu\text{m}$ are not present in the gas anymore.

In order to analyze the Global Spray system collection Efficiency (GSE) as a function of aerosol size distribution, aerosol size histograms are obtained at different times, before and during spraying, and are presented in Figure 5. GSE defined as the ratio between the difference of the particles number present in the gas before spraying and at different time, with the particle

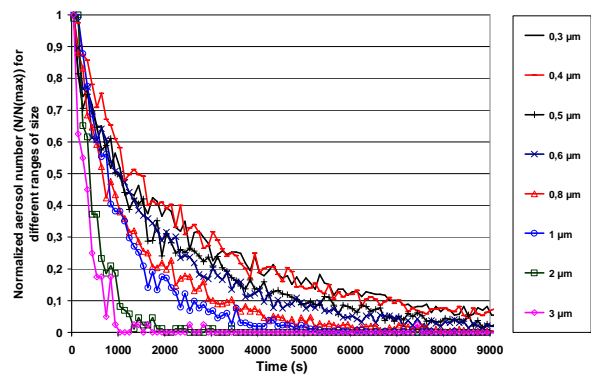


Fig. 4 Test AG0 - Time evolution of the aerosol number by ranges of size.

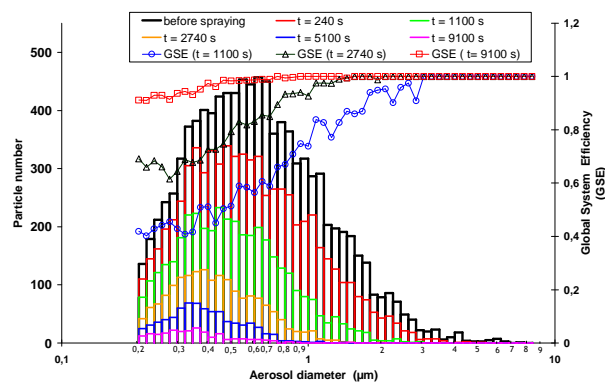


Fig. 5 Test AG0 - Aerosol size distribution and Global Spray Efficiency (GSE) at different times.

number present before spraying, is also plotted in Fig. 5. The global spray collection efficiency quickly tends towards 1 for aerosol size larger than $1 \mu\text{m}$.

4.2 Aerosol Removal Rate

In order to determine the removal rate value during the test, let's consider the following general equation which describes the aerosol mass decrease in the gas.

$$\frac{dm_p(t)}{dt} = -\lambda m_p(t) + \frac{dm_{source}}{dt} - \frac{dm_{deposition}}{dt} \quad (10)$$

Where:

λ : aerosol removal rate by spray [s^{-1}]

$m_p(t)$: airborne aerosol mass in the vessel as a function of time [g]

$\frac{dm_{source}}{dt}$: aerosol production term per time unit [$g.s^{-1}$]

$\frac{dm_{deposition}}{dt}$: aerosol loss term per time unit (sedimentation, deposition on vertical walls) [$g.s^{-1}$]

During the TOSQAN test, the aerosol source term is equal to zero during spray activation. The aerosol deposition on walls occurs during the phase of aerosol injection before spray activation, but from the time when the spray is injected, this source of aerosol deposition is negligible comparatively to aerosol washout process by spray. We need to measure the global aerosol mass collected by spray droplets at each time step. Because optical granulometer measurements are performed using local aerosol sampling, we developed the online turbidimeter technique to reach the measurement of the total aerosol mass collected by the whole spray. The aerosol mass concentration present in the gas just before spray activation [$C(0)$] is determined using WELAS granulometer measurement. Before spray activation, the aerosol mass concentration is homogeneous in the vessel due to mixing induced by steam injection, one can extrapolate the total aerosol mass in the vessel [$m_p(t)$] (Eq. 11) from the local measurement performed with the WELAS granulometer. During spray activation, the global aerosol mass collected by the whole spray droplet at each time step [$m_{p_collected}(0)$] is measured by the online turbidimeter. As aerosol concentration is expected to

be different in the spray region and in the dry region, during spray injection, the WELAS granulometer local measurement can not be used to determine the total aerosol mass in the vessel.

$$m_p(0) = C(0).V_{TOSQAN_VESSEL} \quad (11)$$

During spraying, the aerosol mass evolution in the vessel can be described using Eq. 12 and Eq. 13.

$$m_p(t) = m_p(0).exp(-\lambda t) \quad (12)$$

$$m_p(t) = m_p(0) - m_{p_collected}(t) \quad (13)$$

Where $m_{p_collected}(t)$ is the total aerosol mass collected by spray droplet at the instant t and measured by the turbidimeter.

At spray activation ($t = 0$ s), the initial aerosol total mass in suspension in the vessel equals 890 mg which is less than the aerosol mass injected in the vessel before steam injection ($m=1200$ mg). This difference may be related to aerosol deposition in the injection pipe and on vertical vessel walls. The total aerosol mass present in the gas during spraying is computed by making the difference between the initial aerosol mass present at $t = 0$ s (890 mg) and the aerosol mass collected by the spray at the time t ($m_{p_collected}(t)$) which is measured by the turbidimeter. This measurement takes into account the aerosol mass collected by the spray droplet, along with the aerosol mass deposited on the bottom of the sump before spray activation, due to the draining water. At the time of the spray activation, the water draining phase occurs in the sump bottom but the online turbidimeter measurement can not be directly related to the aerosol mass collected by spray droplet. The duration of the draining phase was determined to be 200 s, and measurements taken during this time period are discarded. At the same time, measurements obtained for $t > 2300$ s are not considered due to the increase of the online turbidimeter accuracy observed for lower aerosol mass concentration present in draining water. The evolution of the total aerosol mass present in the gas inside the vessel is presented in Fig. 6. This evolution curve is then fitted from time equal to 300 s to time equal to 2300 s to determine the aerosol removal rate (λ).

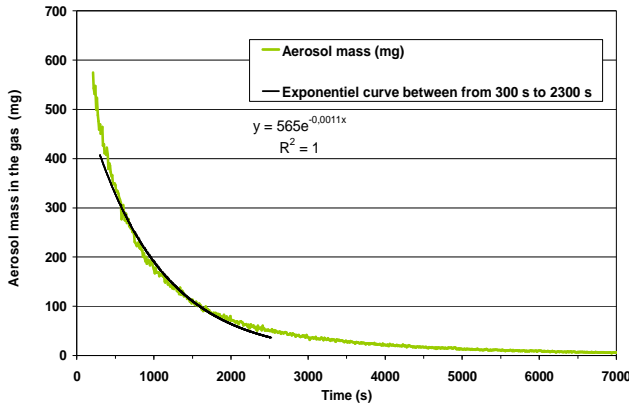


Fig. 6 Test AG0-Time evolution of the aerosol mass in the gas of the vessel.

According to the results presented in the Figure 6, the aerosol removal rate is equal to 0.0011 s^{-1} .

4.3 Droplet Collection Efficiency

In this part, we investigate the single droplet collection efficiency (E) during the test. The single droplet efficiency is defined as the ratio between the aerosol mass collected by a droplet and the aerosol mass present in the swept out volume. Two kinds of approach can be used to determine the droplet collection efficiency (E). For the global one, the Postma relation can be used ([8], see Eq. 1). This relation allows computing E at each time step from the aerosol removal rate (λ). The Postma relation links the droplet collection efficiency to spray and vessel parameters such as droplet size (d_w), droplet falling height (h), vessel volume ($V_{\text{TOSQAN_vessel}}$) and water spray mass flow rate ($Q_{\text{spray_volumic}}$). Some assumptions are necessary to use the Postma relation such as that the whole vessel volume is covered by monodispersed spray droplets, and that the aerosol mass concentration is homogeneous in the spray region. In the case of the TOSQAN vessel, the Postma relation (Eq. 1) takes the following form (Eq. 14):

$$\lambda = \frac{3}{2} \frac{Q_{\text{spray_volumic}} \cdot h}{d_w \cdot V_{\text{TOSQAN_vessel}}} \cdot E \quad (14)$$

With for the AG0 test:

$$h = 4 \text{ m}$$

$$Q_{\text{spray_volumic}} = 10 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$$

$$V_{\text{TOSQAN_vessel}} = 7 \text{ m}^3$$

$$D_w = 100 \text{ }\mu\text{m}$$

For $\lambda = 0.0011 \text{ s}^{-1}$ (See Figure 6), $E = 0.013$

According to the result presented on the Figure 6, the aerosol removal rate is equal to 0.0011 s^{-1} between the period $t = 300 \text{ s}$ to $t = 2300 \text{ s}$. In this condition, the droplet collection efficiency computed with the relation (1) is equal to 0.013 which is in good agreement between Powers's results [9] for droplet size of $200 \text{ }\mu\text{m}$ (Powers, 1993) and Ducret's results [11] for monodisperse droplet size of $280 \text{ }\mu\text{m}$. The second way to determine the droplet efficiency is to apply a local approach using the aerosol local measurements performed in the gas of the vessel, in the spray region. The method allows determining the droplet collection efficiency at different times for each aerosol range of size. First, as the experimental aerosol size distributions are log-normal, theoretical log-normality curve is substituted to experimental one for this approximation. Moreover, we supposed that the mass loss is only due to collection by droplet and transfer between the measurement volume and the gas surrounding. The droplets are supposed to be also monodispersed. The elementary collection efficiency is defined as:

$$E_{\text{elem}} = \frac{\Delta m_{\text{aerosol_captation}}}{\Delta m_{\text{aerosol_in_swept_volume}}} \quad (15)$$

Droplet collection efficiencies determined at different times are presented in the Fig. 7 for the AG0 test.

Globally, efficiencies curves present a minimum of efficiency obtained for aerosol diameter of $0.4 \text{ }\mu\text{m}$ to $0.6 \text{ }\mu\text{m}$. Indeed, for this aerosol range of size, collection predominant mechanisms have a minimum of intensity. Only the diffusiophoretic mechanism which is independent of the aerosol size is predominant. For smaller and larger aerosols, the droplet collection efficiency increases due, respectively, to Brownian diffusion, interception and impaction effects. The evolution of the droplet collection efficiency versus time is not significant except for $t = 150 \text{ s}$ for which the value of the minimum of efficiency is larger and

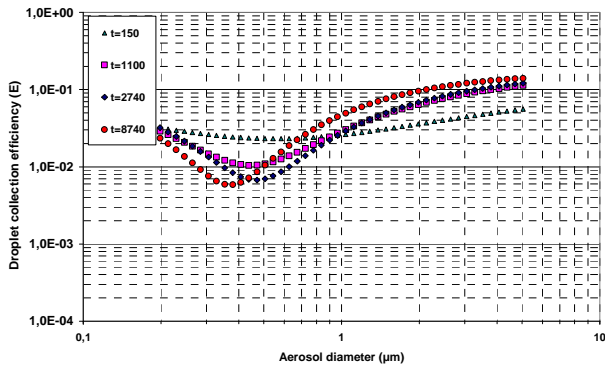


Fig. 7 Test AG0 – Droplet collection efficiency at different times versus aerosol range of size

reached for bigger aerosols. This tendency can be explained by the fact that during the initial transient state ($t < 500$ s), droplet evaporation occurs that leads to droplet size reduction. Consequently, droplet efficiency value increases and its minimum is translated towards large aerosol [9].

5. Influence of Spray Parameters On Aerosol Removal

In this section, we investigate the influence of the spray parameters such as the size, the density and the temperature of falling droplets. The spray nozzle characteristics used for the TOSQAN tests induce a coupling between the spray mass flow rate and the droplet size (see Table 3). The increase of the spray mass flow rate is obtained by the increase of the nozzle upstream pressure that conducts to a decrease of the droplet size coupled to an increase of the droplet density. Droplet collection efficiencies are determined at the same location (Level Z5, see Figure 2) for each different test condition, during the steady state ($t > 1000$ s). The comparison of efficiencies is presented in the Fig. 8. We can notice a global increase of the droplet collection efficiency with the spray mass flow rate for the whole aerosol range of size. This result is partially in agreement with Powers and Burson model who showed that the decrease of the droplet size induces an increase of the droplet collection efficiency for aerosol under $1 \mu\text{m}$. However, Powers and Burson find a reverse behaviour for larger

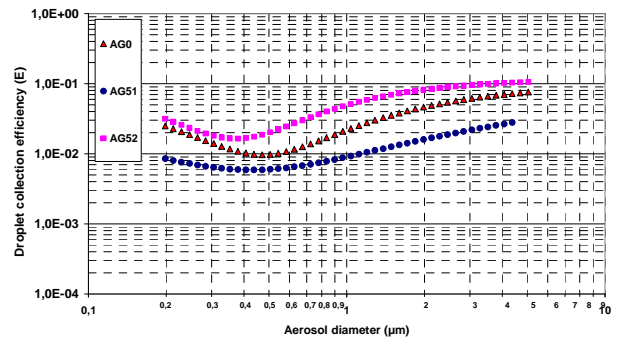


Fig. 8 Droplet collection efficiency for different cold spray mass flow rates (AG51 – 5g/s, AG0 – 10g/s, AG52 – 18g/s)

aerosol for which the collection mechanisms are driven by impaction and interception effects. In addition, according to the results presented in the Figure 8, the droplet size decrease induces a reduction of the aerosol diameter corresponding to the minimum of efficiency.

The initial droplet temperature influence is now investigated. Spray droplets are injected at a temperature similar to the gas one in order to minimize the phoretic effect mechanisms such as thermophoresis and diffusiophoresis. In this case, collection mechanisms are driven by interception and impaction for aerosols larger than $1 \mu\text{m}$ and by diffusion effect for smaller aerosols. Droplet characteristics at the injection such as size and velocity are similar to cold spray tests. Globally, the same tendency observed for cold spray is underlined in the results presented in the Fig. 9. The increase of the hot water mass flow rate induces an increase of the droplet collection efficiency for all the aerosol range of size. The droplet collection efficiencies obtained for hot spray (Figure 9) are similar to those obtained for cold spray (Figure 8) except for the test AG10 with the smallest mass flow rate (5 g/s). Indeed, for this test with the largest droplets ($150 \mu\text{m}$), an increase of the droplet collection efficiency is observed for the cold case comparatively to the hot case, for the aerosol range of size corresponding to the minimum of efficiency as showed in the Fig. 10.

This result is attributed to the fact that the increase

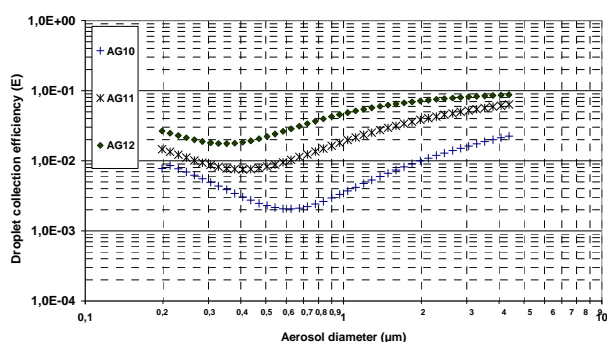


Fig. 9 Droplet collection efficiency for different hot spray mass flow rates (AG10 – 5g/s, AG11 – 10g/s, AG12 – 18g/s)

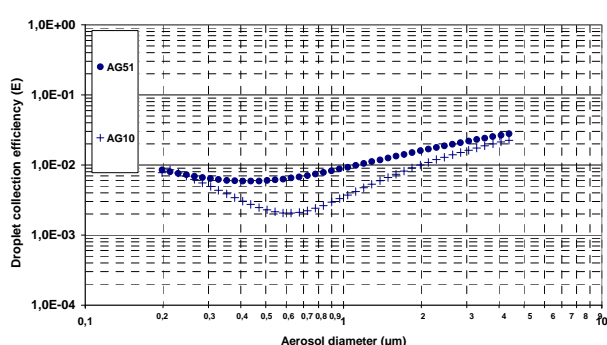


Fig. 10 Droplet collection efficiency for hot (AG10 test) and cold (AG51 test) spray test - mass flow rates equal to 5g/s

of the cold spray mass flow rate induces an increase of the gas cooling dynamic. Consequently, the contribution of the phoretic effects based on temperature gradient between droplets and gas is less important when the mass flow rate increases. It is why the comparison between tests with phoretic effects (cold spray) and tests with only mechanical effects (hot spray) shows a significant difference for the test with the smallest mass flow rate and the largest droplets.

6. Comparison between Experimental and Numerical Results

The French-German integral code ASTEC (Accident Source Term Evaluation Code [20]) was developed commonly by IRSN and GRS as a fast-running code for the simulation of the complete sequences of severe accidents in LWR (Light Water Reactors), from the initiating event up to the possible fission product release to the environment. The code

can be applied to accidental sequence studies, probabilistic safety assessments, investigations on accident management procedures and support to tests. ASTEC is the European software of reference in the network of excellence SARNET (Severe Accident Research NETWORK). For this study, the module of interest for the aerosol collection by droplet of the spray is the CPA module (Containment Part of ASTEC: Thermal hydraulic & Aerosol behaviour in Containment [5]). The TOSQAN vessel mesh is composed of 2 coaxial cylinders. The compartment located at the centre of the vessel defines the spray region. The coaxial cylinder which defines the gas region is divided in two parts, the upper and the lower region. This mesh organization allows representing aerosol transfer from the gas region to the spray region, due to spray entrainment. The droplet collection efficiency is calculated with the ASTEC code for cold and hot spray tests, respectively AG0 and AG11 tests (Fig. 11). The comparison between experimental and numerical results shows globally a satisfactory agreement. Firstly, the ASTEC code find the same tendency as experimental one, concerning the non-influence of the water spray temperature on the droplet collection efficiencies. Secondly, one can notice the good agreement between efficiencies obtained by the code and by the experiment particularly for the aerosol range of size corresponding to the minimum of efficiency. From the point of view of the safety, this result is important in order to predict precisely the aerosol source term that can be present in the containment after a certain time during spraying. For aerosol around 1 μ m, a difference between code and experiment appears. It seems that impaction and interception effects are underestimated by the code. This result may be explained by the intrinsic characteristics of the ASTEC code for which the momentum transfer between the injected droplet and the gas is not calculated. The gas is not accelerated, that

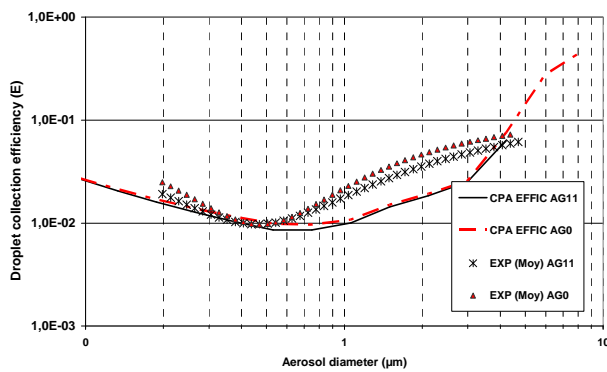


Fig. 11 Comparison between experimental and numerical droplet collection efficiencies: Cold spray test (AG0 test) and hot spray test (AG11 test) - mass flow rates equal to 10g/s leads to underestimate the relative velocity between droplet and aerosol, and consequently to minimize the mechanical collection effect.

7. Conclusion

Spray tests with aerosol were conducted in the TOSQAN large facility devoted to thermal hydraulic containment studies. Spray tests performed in hot conditions demonstrate the interaction between spray droplet and gaseous mixtures such as air and steam, seeded with aerosol simulating fission products. Advanced instrumentation was developed, implemented and qualified on the TOSQAN facility in order to characterize the multiphase flows developed in the TOSQAN vessel.

Detailed measurements such as the droplet velocity, droplet size, aerosol size and concentration, gas volume concentration, gas temperature and pressure were taken during the tests. Aerosol removal by spray droplet was studied in order to quantify the global variable such as aerosol removal rate and local variable such as droplet collection efficiency. Results show aerosols with aerodynamic diameter larger than 2 μm are rapidly washed out by the spray. Sprays are less efficient for smaller aerosols for which mechanical effects have a poor efficiency. The droplet collection efficiency was determined in using two approaches: a global one in using the Postma relation, a local one in using aerosol local measurements. Results show a good agreement with previous literature studies. The

influence on droplet collection efficiency, of the spray mass flow rate and temperature was also investigated. The comparison of numerical and experimental efficiencies shows a quite good agreement for hot and cold water spray, especially in the range of aerosol size corresponding to the minimum of collection efficiency.

References

- [1] J. Femandjian, Comportement des aérosols dans l'enceinte de Confinement, SFRP - Meeting on mitigation and confinement of radioactive products in water cooled reactors, Saclay, 1984.
- [2] M.P. Kissane, On the nature of aerosols produced during a severe accident of water-cooled nuclear reactor, Nucl. Eng. Design, 238 (2008) 2792-2800.
- [3] E. Porcheron, P. Lemaitre, A. Nuboer, V. Rochas and J. Vendel, Experimental investigation in the TOSQAN facility of heat and mass transfers in a spray for containment application, Nuclear Engineering and Design, Vol. 237 (2007) 1862-1871.
- [4] E. Porcheron, P. Brun, P. Cornet, J. Malet, J. Vendel, Optical diagnostics applied for single and multi-phase flow characterization in the TOSQAN facility dedicated for thermal hydraulic containment studies, NURETH-10, Seoul, 2003.
- [5] W. Plumecocq, V.D. Layly and A. Bentaib, Modeling of the containment mitigation measures in the ASTEC code, focusing on spray hydrogen recombiners, NURETH-11, 2005.
- [6] D. Rimberg and Y. Peng, Aerosol collection by falling droplet, Air pollution Control and Design Handbook, New York, 1977.
- [7] L. Waldmann and K.H. Schmitt, Thermophoresis and diffusiophoresis of aerosol, C.N. Davies, 1966.
- [8] A.K. Postma, R.R. Sherry and P.S. Tam, (1978) Technological bases for models of spray washout of airborne contaminants in containment vessels. NUREG/CR-0009, Nuclear Regulatory Commission, Office of Nuclear Reactor Regulation, Division of Site Safety and Environmental Analysis, Accident Analysis Branch ; for sale by the National Technical Information Service.
- [9] D.A. Powers and S.B. Burson, A Simplified Model Of Aerosol Removal by Containment Sprays, NUREG/CR-5966, SAND92-2689, 1993.
- [10] L.F. Parsly, Removal of radioactive particles by sprays. ORNL-4671, OAK Ridge National Laboratory (1971).
- [11] D. Ducret, D. Roblot and J. Vendel, Etude analytique du comportement des gouttes et du rabattement des produits de fission par l'aspersion : résultats expérimentaux et

- modèles, OECD Specialist Meeting On Nuclear Aerosol In Reactor Safety, Cologne, 1998.
- [12] F. Prodi, G. Santachiara and C. Cornetti, Measurements of diffusio-phoretic velocities of aerosol particles in the transition region. *Journal of Aerosol Science*, 33(1), (2002), pp. 181-188.
- [13] L. Talbot, R.K. Cheng, R.W. Schefer and D.R. Willis, Thermophoresis of particles in a heated boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 101(part 4), (1980) pp. 737-758.
- [14] P. Lemaitre and E. Porcheron, Study of heat and mass transfers in a spray for containment application: Analysis of the influence of the spray mass flow rate. *Nucl. Eng. Design*, 239/3 (2009) 541-550.
- [15] E. Porcheron, L. Thause, J. Malet, P. Cornet, P. Brun and J. Vendel, Simultaneous application of spontaneous Raman scattering and LDV, PIV for steam-air flow characterization, 10th Int. Symposium on Flow Visualization, Kyoto, 2002.
- [16] L. Mölter and P. Keßler, Partikelgrößen- und partikelanzahlbestimmung in der außenluft mit einem neuen optischen aerosolpektrometer, *Gefahrstoffe Reinhaltung der Luft*, Vol. 64, (10), (2004) pp. 439-447.
- [17] P. Lemaitre, E. Porcheron, A. Nuboer and G. Grehan, Interferometric laser imaging development in order to measure droplet size in hostile environment, ICLASS, Kyoto, 2006.
- [18] D. Marchand, E. Porcheron, P. Lemaitre and G. Grehan, Characterization of the washout of aerosol by spraying water for thermal hydraulic conditions representative of a severe accident in a nuclear reactor containment, ICLASS, Kyoto, 2006.
- [19] D. Marchand, Washout study of fission products under aerosol form by droplets of PWR water spray containment, Thesis of University of Rouen, 2008.
- [20] H.J. Allelein, K. Neu and J.P. Van Dorsselaere, European Validation of the Integral Code ASTEC (EVITA): First experience in validation and plant sequence calculations, *Nuclear Engineering and Design*, (235), (2000) pp.285-308.

CHAPITRE 3 : TRANSFERTS ET CARACTERISATION MICROPHYSIQUE DANS L'ENVIRONNEMENT

3 TRANSFERTS ET CARACTERISATION MICROPHYSIQUE DANS L'ENVIRONNEMENT

3.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, les problématiques environnementales comme le rabattement de particules d'aérosol atmosphérique par les précipitations et le développement d'instrumentation aéroportée pour la caractérisation microphysique des nuages sont abordées. La genèse de ces programmes de recherche est liée à la volonté conjointe de répondre à une problématique de l'IRSN tout en assurant une reconversion des moyens d'essais et une valorisation des compétences de l'équipe opérant sur la plate-forme TOSQAN, au travers des programmes de recherche transverses menés en collaboration avec la direction de l'Environnement de l'IRSN ainsi que via la participation à des projets Européens.

3.1.1 Problématique, objectif, démarche

Les particules d'aérosol dans l'atmosphère sont, soit des particules primaires naturelles ou anthropiques mises en suspension, soit des particules formées par condensation des gaz. Elles quittent l'atmosphère par dépôt sec ou par dépôt humide. Le contexte de cette étude concerne plus particulièrement le devenir d'un sous-groupe de ces particules : les particules radioactives, issues d'un rejet accidentel. Les études portant sur les dépôts d'aérosols liés aux essais atmosphériques d'armes nucléaires, à l'accident de Tchernobyl ou à celui plus récent de Fukushima ont montré que ces dépôts étaient fortement dépendants des épisodes météo-climatiques (Figure 36).

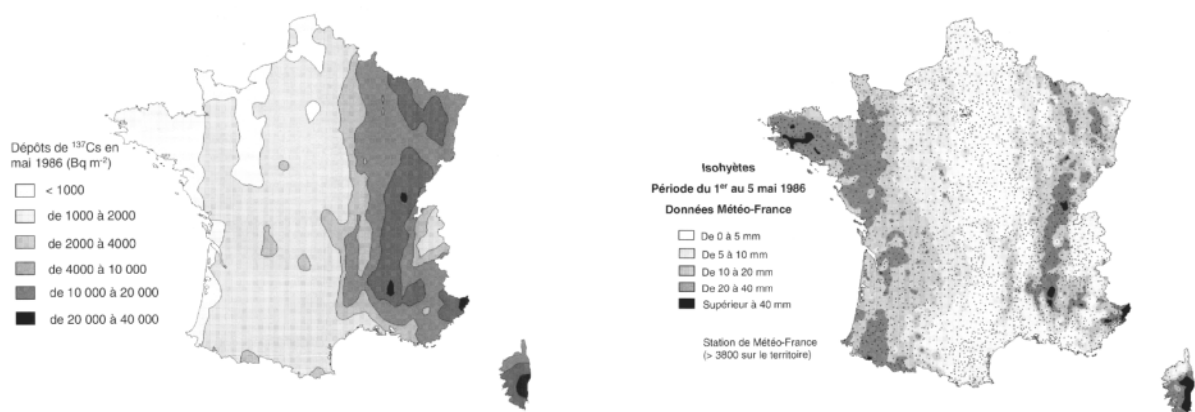


Figure 36. Contaminations de ¹³⁷Cs au sol mesurées en Bq/m² et cumuls des précipitations en France mesurés par le réseau de surveillance Météo France entre le 1^{er} et le 5 mai 1986, après l'accident de Tchernobyl du 26 avril 1986

Toute particule peut être le lieu de formation de gouttes ou de cristaux de glace par dépôt de vapeur condensée. Ce processus se déroule à l'intérieur du nuage et normalement en altitude. Une fois que les gouttes ont grossi suffisamment, elles précipitent et forment la pluie. Pendant leur chute de la base du nuage jusqu'au sol, les gouttes de pluie lessivent d'autres particules d'aérosol. L'ajustement des mesures de protection ou d'évacuation des populations est basé sur le niveau de contamination qui résulte de la présence de radionucléides, en suspension dans l'atmosphère, sur le sol et sur la canopée du fait des mécanismes de dépôt. Le diagramme de la Figure 37 rappelle les différents mécanismes de dépôt d'aérosols libérés dans l'atmosphère suite à un accident de réacteur nucléaire. Le dépôt humide recoupe deux phénomènes météorologiques. Il comprend les mécanismes de collecte des particules dans le nuage (*rainout*) et les mécanismes de collecte des particules par les précipitations sous le nuage (*washout*), objet de cette étude. Les contributions des phénomènes de *rainout* et de *washout* eu égard à la collecte de particules d'aérosol par une goutte atteignant le sol ont été estimées respectivement à 70% et 30% [77].

Le lessivage par les précipitations concerne l'ensemble des hydrométéores tels que la pluie, la bruine, la neige et la grêle. Cependant, la présente étude porte exclusivement sur les précipitations sous forme de pluie, dont la probabilité d'occurrence est la plus importante en France. Toutefois, l'étude du lessivage par d'autres hydrométéores a été identifiée comme une perspective à ces travaux (chapitre 5).

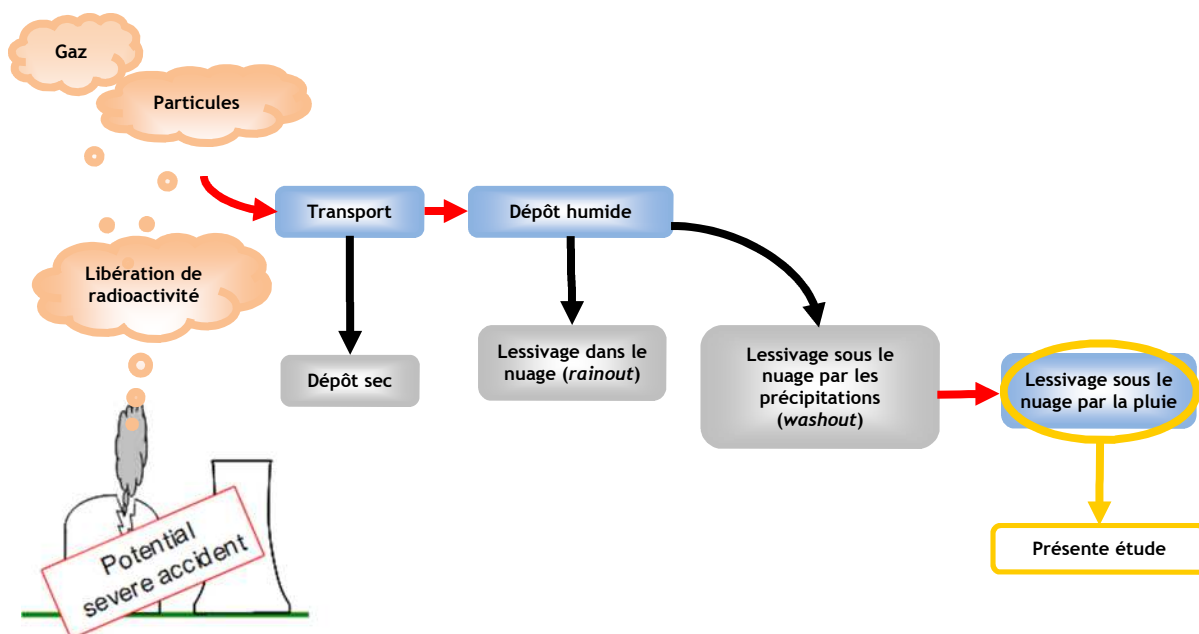


Figure 37. Diagramme des mécanismes décrivant les différents mécanismes de dépôt de particules au sol [40]

Dans le cas de l'accident de Tchernobyl, les mesures réalisées dans l'environnement montrent que les particules d'aérosol de tailles supérieures à 10 µm sont restées dans un rayon de

100 km autour de la centrale [62]. Plus loin de la source, la contamination est retrouvée sur des aérosols dont la distribution granulométrique est typique de celle de l'aérosol atmosphérique transporté et susceptible d'être déposé au sol.

Les travaux réalisés sur le rabattement des particules d'aérosol par les gouttes d'aspersion (section 2.4) ont montré une bonne concordance entre les modèles et les expériences de collecte d'aérosols dès lors que les caractéristiques des particules d'aérosol et des gouttes sont bien connues et que ces dernières, de taille submillimétrique, peuvent être considérées comme sphériques. La modélisation du rabattement est basée sur l'utilisation de corrélations permettant de calculer les efficacités de collecte élémentaires relatives aux différents mécanismes de piégeage (effets mécaniques, phorétiques).

En revanche, de nombreuses études traitant de l'aspect naturaliste montrent une forte divergence entre les taux de rabattement mesurés dans l'environnement [37, 38] et ceux obtenus à l'aide de modèles tels que le modèle de *Slinn* couramment utilisé [39]. La modélisation sous-estime le taux de rabattement d'un facteur allant de un à trois ordres de grandeur. Hormis l'aspect lié au lavage interne au nuage non abordé ici, une source d'incertitude des expériences est la non prise en compte de l'hygroscopicité des particules d'aérosol ainsi que la mauvaise estimation de la distribution granulométrique des gouttes de pluie, souvent déduite dans l'environnement de corrélations basées sur l'intensité de la pluie. Une autre incertitude est sans doute sous-jacente à la méthode de détermination des taux de rabattement à partir de la concentration en particules dans l'air, qui dans l'environnement, peut subir des variations indépendamment des phénomènes de lessivage par la pluie. Des divergences sont aussi retrouvées entre les résultats des modèles et le peu de données issues d'expériences réalisées en laboratoire. Par exemple, le modèle de *Slinn* qui permet de déterminer les efficacités de collecte (E) des particules par les gouttes, a tendance à sous-estimer très largement la remontée des efficacités de collecte des particules d'aérosol submicroniques, par des gouttes millimétriques.

Le modèle de *Slinn* considère l'efficacité de collecte comme la somme des effets diffusionnels (E_{Diffu}), d'interception (E_{Inter}) et d'impaction (E_{Impact}) mais ne prend pas en compte les mécanismes phorétiques de thermophorèse, de diffusiophorèse et d'électrophorèse. Les gouttes sont considérées comme des sphères rigides et l'hypothèse d'écoulement potentiel autour de celles-ci est faite. Le modèle de *Slinn* utilise des expressions semi-empiriques pour chacun des trois mécanismes de collecte qui s'expriment en fonction du nombre de Reynolds de la goutte (Re) de diamètre (D_G) à sa vitesse terminale de chute (U_∞), du nombre de Schmidt (Sc) et du nombre de Stokes (St).

$$E_{Diffu} = \frac{4}{Pe} \left(1 + 0,4 Re^{\frac{1}{2}} Sc^{\frac{1}{3}} \right) \quad (12)$$

$$E_{Inter} = 4 \frac{d_{AP}}{D_G} \left(\frac{d_{AP}}{D_G} + \frac{1 + 2 \frac{\mu_{wat}}{\mu_{air}} \frac{d_{AP}}{D_G}}{1 + \frac{\mu_{wat}}{\mu_{air}} Re^{\frac{1}{2}}} \right) \quad (13)$$

$$E_{Impact} = \left(\frac{St - St^*}{\frac{2}{3} + St - St^*} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (14)$$

$$St^* = \frac{1,2 + \frac{1}{12} \ln(1 + Re)}{1 + \ln(1 + Re)} \quad (15)$$

$$Re = \frac{D_G U_{\infty}(D_G)}{\nu_{air}} \quad (16)$$

$$Sc = \frac{\nu_{air}}{D_{AP}} \quad (17)$$

$$St = \frac{\rho_{AP} d_{AP}^2 U_{\infty}(D_G) Cu}{9 \mu_{air} D_G} \quad (18)$$

Avec μ_{wat} et μ_{air} les viscosités dynamiques de l'eau et de l'air, ν_{air} la viscosité cinématique de l'air, D_{AP} le coefficient de diffusion des particules corrigé à l'aide du facteur de Cunningham (Cu), d_{AP} le diamètre de la particule.

Pour expliquer les divergences observées entre les valeurs d'efficacité de collecte issues d'expériences en laboratoire et celles issues de la modélisation, *Wang et Pruppacher* [42], *Pruppacher et Beard* [43] et *Beard* [44] ont mis en lumière et expliqué le phénomène de capture hydrodynamique arrière des particules d'aérosol submicronique, par les gouttes à partir d'une certaine valeur du nombre de Reynolds pour laquelle des tourbillons de sillage apparaissent (Nombre de Reynolds de l'ordre de 20, soit pour une goutte d'environ 200 μm de diamètre). Pour les gouttelettes dont le nombre de Reynolds est inférieur à 300, ces tourbillons induisent alors une légère augmentation de l'efficacité de collecte, car les aérosols piégés par ces structures tourbillonnaires sont collectés à l'arrière de la goutte. Cette tendance n'est pas retrouvée par la modélisation (Figure 38). Pour les gouttes dont le nombre de Reynolds est supérieur, les tourbillons de sillage ont tendance à écarter les lignes de courant en amont de la goutte, ce qui explique la chute de l'efficacité de collecte observée expérimentalement pour les plus grosses gouttes (Figure 38). Il est à signaler que pour ces gouttes de taille millimétrique, il existe peu de modèle en mesure de simuler fidèlement l'écoulement autour de la goutte, expliquant par la même la rareté des données d'efficacité de collecte réalistes, issues de simulations numériques. *Beard et Grover* [45] ont cependant proposé un modèle basé sur un suivi Lagrangien des particules dans un

écoulement autour d'une sphère rigide. Ce modèle prédit la remontée des efficacités de collecte pour des particules d'aérosol submicronique, pour des gouttes dont le diamètre est compris entre 0,28 mm et 1,24 mm.

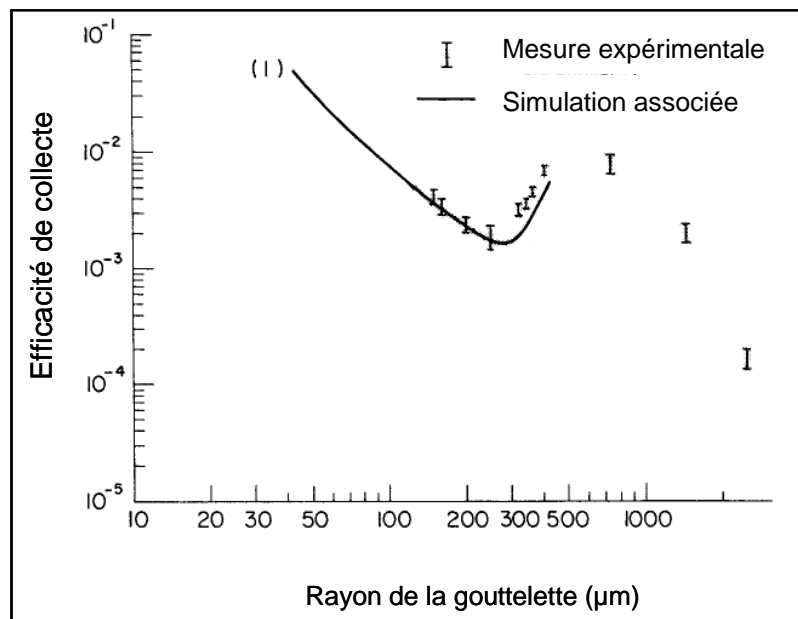


Figure 38. Confrontation des calculs de Wang et Pruppacher [42] aux mesures d'efficacité de collecte pour des particules de 0,5 µm de diamètre et une humidité relative de 20%

Afin d'améliorer la compréhension du rabattement de l'aérosol atmosphérique par des gouttes d'eau millimétriques non sphériques, représentatives de précipitations, et de tenter d'expliquer les multiples divergences observées dans la littérature, cette problématique a été abordée via deux approches menées en laboratoire. Les caractéristiques des gouttes et des aérosols peuvent en effet y être plus facilement contrôlées et mesurées, notamment via la mise en œuvre de moyens de diagnostics optiques.

Une première approche à caractère analytique, que nous qualifions de microphysique, s'intéresse aux phénomènes de piégeage d'aérosols à l'échelle de la goutte. L'objectif est de déterminer les efficacités de collecte de gouttes chutant à leurs vitesses limites, de les confronter aux efficacités issues du modèle de *Slinn* et de tenter d'identifier et de quantifier les phénomènes physiques pouvant expliquer les écarts. Ces travaux ont été réalisés dans le cadre de la thèse d'Arnaud Quérel, qui a donné lieu à une collaboration avec le Laboratoire de Météorologie Physique de Clermont Ferrand [40]. Une installation spécifique dénommée BERGAME, dont le principe général est présenté sur la Figure 39, a été développée pour déterminer les efficacités de collecte de particules d'aérosol de diamètre compris entre 0,1 µm et 5 µm par des gouttes millimétriques et pour caractériser la morphologie de la goutte et l'écoulement d'air autour de celle-ci. BERGAME est constituée d'un puits de chute d'une hauteur égale à 10 m connecté à une chambre qui peut êtreensemencée en aérosols via l'utilisation de générateurs ultrasonores dont les distributions granulométriques ont un écart-type géométrique de l'ordre de 1,3. La mesure d'efficacité est basée sur la détermination par fluorimétrie, de la masse d'aérosols collectée par des gouttes monodispersées traversant la chambreensemencée en aérosol de fluorescéine.

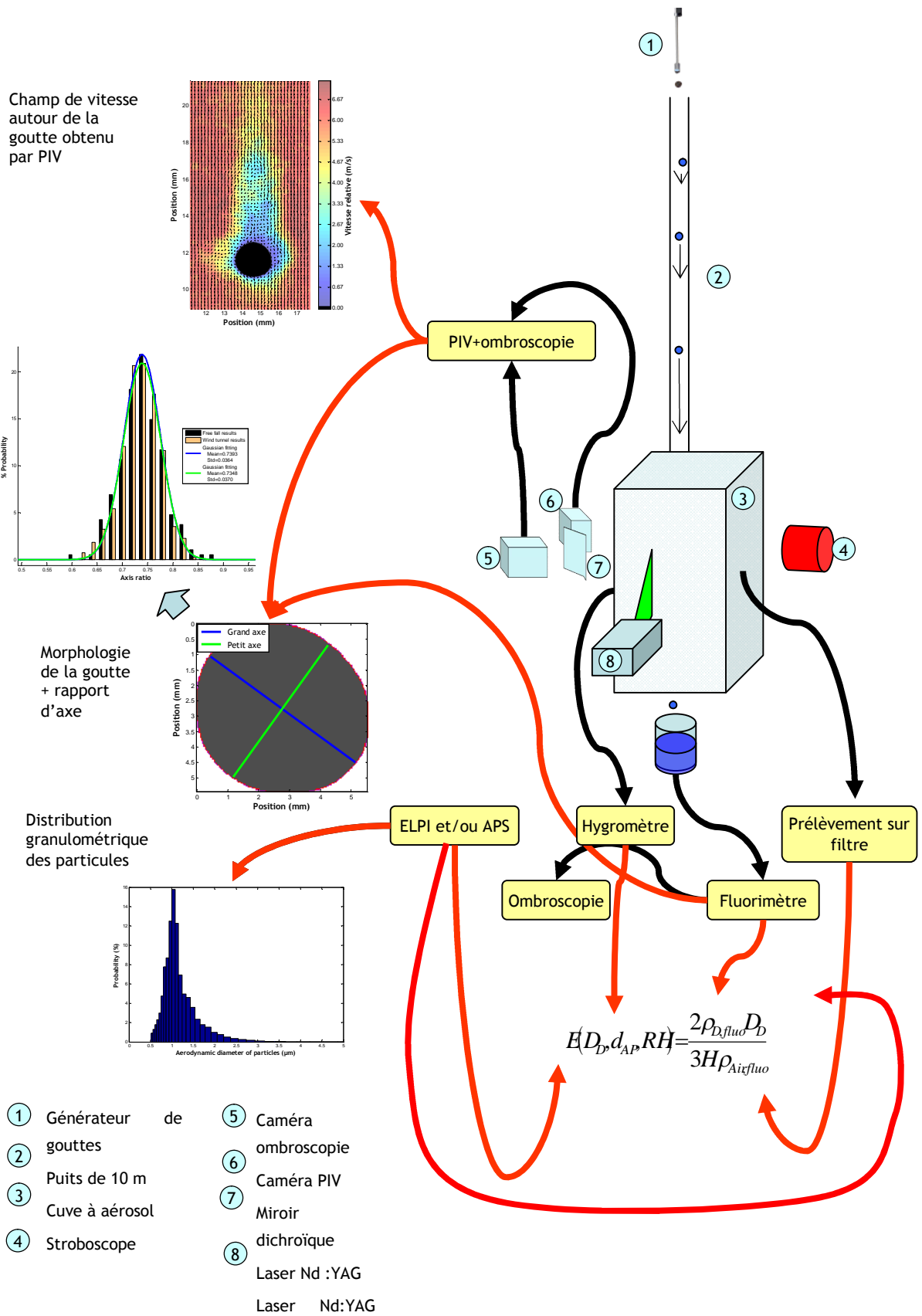


Figure 39. Schéma présentant le principe général de l'expérience BERGAME et de son instrumentation [40, P4]

Une seconde approche, qualifiée de méso-échelle, c'est-à-dire décrivant les phénomènes météorologiques sur une échelle comprise entre 2 et 200 km, vise à étudier le lessivage de particules d'aérosol par la pluie qui est simulée dans l'enceinte TOSQAN. Les scénarios étudiés permettent de s'affranchir des mécanismes parasites concomitants aux précipitations dans l'environnement (advection, subsidence, hygroscopicité de l'aérosol), mais intègrent les phénomènes de dépôts pariétaux inhérents à l'expérience. Ce programme vise à déterminer des lois phénoménologiques décrivant le rabatement d'aérosols dont les caractéristiques sont bien contrôlées, par des gouttes d'eau représentatives de différents types de précipitations (averse, pluie, bruine). Les caractéristiques des pluies synthétiques réalisées en laboratoire sont fixées à partir des valeurs d'intensité de pluie et de granulométrie de gouttes mesurées dans l'environnement par Météo France pour différents types de pluie observées en France. La pluie synthétique est produite par un générateur à disque tournant et vibrant prototype [70] dont les différents points de fonctionnement correspondent à des triplets construits à partir des paramètres à l'injection, de taille, de densité et de vitesse de goutte (Figure 40 et Figure 41). Les gouttes sont injectées verticalement à une vitesse proche de leur vitesse limite de chute de manière à limiter la distance de relaxation des gouttes par rapport à leur hauteur de chute dans l'enceinte TOSQAN (3,5 m). Le générateur est animé d'un mouvement de rotation par rapport à l'axe verticale de l'enceinte pour arroser l'ensemble de son volume.

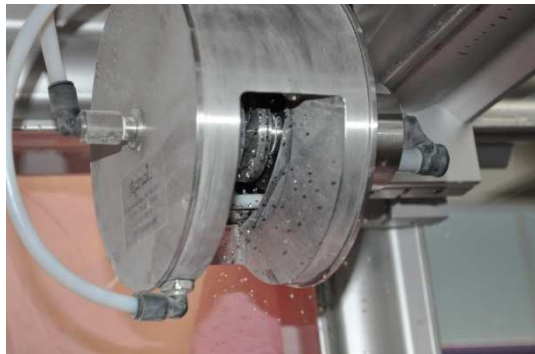


Figure 40. Vue du générateur de pluie synthétique à disque tournant et vibrant



Figure 41. Zoom sur la sortie du générateur

Ces deux approches, microphysique et méso échelle, réalisées en laboratoire sont complémentaires aux études environnementales menées par ailleurs à l'IRSN [46, 80, 81, 82], le but final étant d'améliorer la prédictivité du modèle de lessivage utilisé dans les codes de dispersion atmosphériques de l'IRSN, modèle très opérationnel qui exprime le taux de rabattement en fonction de l'intensité de pluie (I), indépendamment de la granulométrie de particules d'aérosol (19) [41].

$$\lambda_{pluie} = 5.10^{-5}.I \quad (19)$$

3.1.2 Principaux développements météorologiques pour l'approche microphysique

L'installation BERGAME a été développée pour déterminer des efficacités de collecte d'aérosols par des gouttes millimétriques, données qui sont très peu documentées dans la littérature [40, P4]. Une autre spécificité de BERGAME est la possibilité de pouvoir caractériser le champ de vitesses du gaz autour de la goutte au cours de sa chute. Le but étant de mettre en évidence et d'analyser l'influence des tourbillons de sillage de la goutte vis-à-vis du phénomène de collecte arrière, mais aussi d'étudier l'effet de la déformation et de l'oscillation de la goutte sur l'écoulement périphérique. Les techniques d'ombroscopie et de PIV ont été couplées et synchronisées pour déterminer la taille et le niveau de déformation de la goutte, ainsi que le champ de la vitesse du gaz autour de celle-ci (Figure 42). Un exemple de caractérisation de l'écoulement gazeux développé autour d'une goutte de 2 mm de diamètre chutant à 6,5 m/s ($Re=855$) est présenté sur la Figure 43. La présence d'une structure tourbillonnaire dans le sillage de la goutte responsable de la recirculation arrière est clairement mise en évidence.

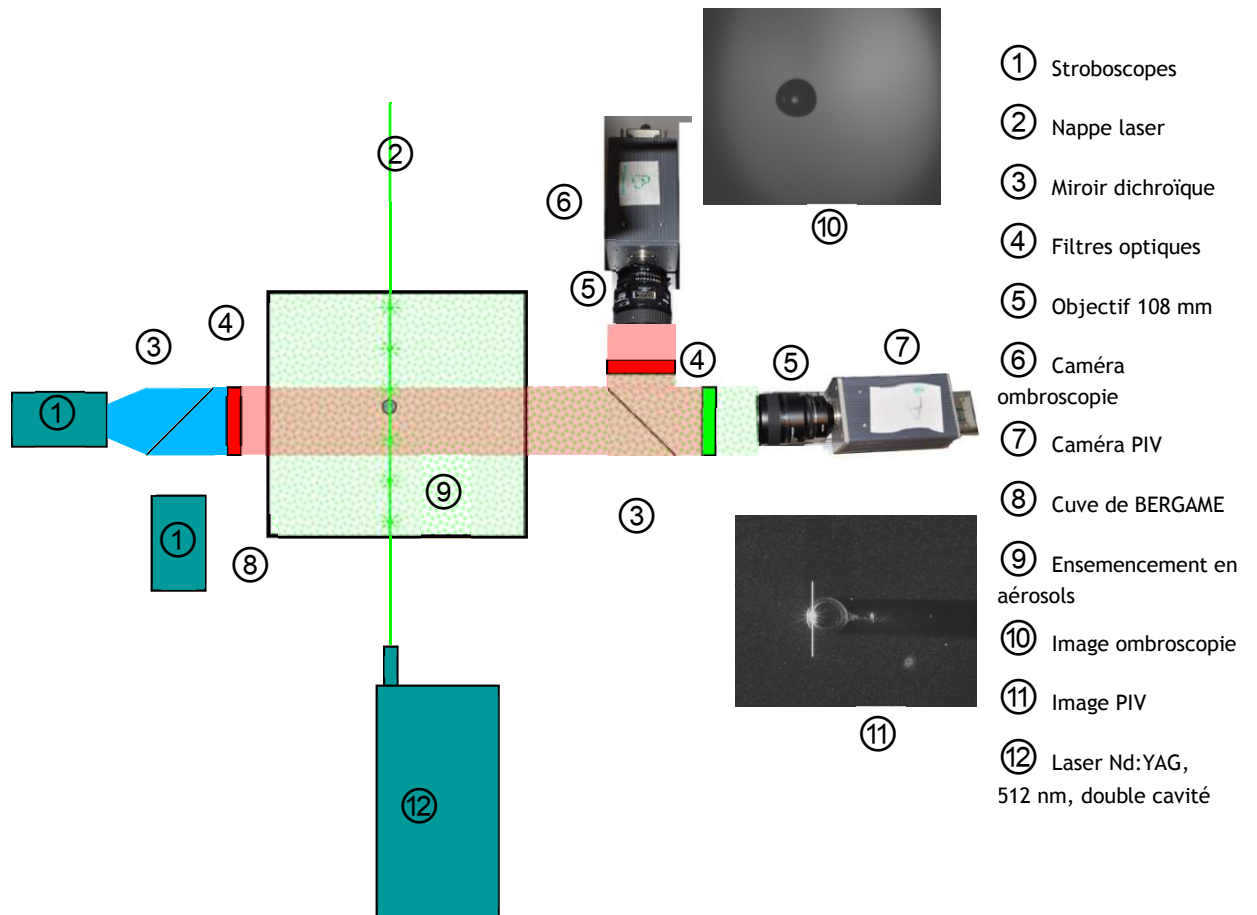


Figure 42. Schéma global du dispositif d'ombroscopie et de PIV implanté sur l'installation BERGAME [40, CN6]

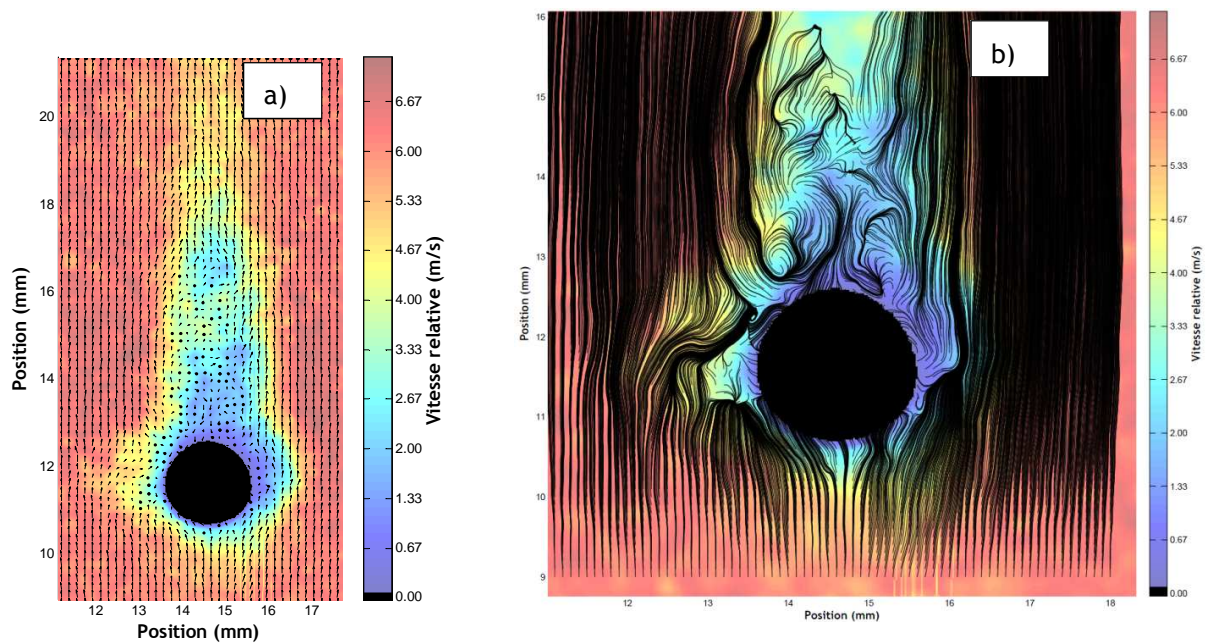


Figure 43. Champ moyen de la vitesse du gaz (a) et ligne de courant (b) autour d'une goutte de diamètre 2 mm chutant à 6,5 m/s (moyenne effectuée sur 9 champs instantanés) [40, P6]

3.1.3 Acquis et valorisations

3.1.3.1 Métrologie

Pour l'approche microphysique, des moyens métrologiques importants ont été mis en œuvre, certains conjointement, pour caractériser l'écoulement multiphasique et quantifier les mécanismes de piégeage. Les grandeurs suivantes ont ainsi été déterminées pour une gamme de tailles de gouttes et de particules d'aérosol :

- la morphologie et la taille des gouttes chutant à leurs vitesses terminales, par ombroscopie,
- la masse d'aérosols de fluorescéine collectée par les gouttes, par fluorimétrie,
- la masse d'aérosols de fluorescéine présente dans le volume gazeux balayé par la goutte mesurée par une technique de prélèvement sur filtre,
- la concentration numérique et la distribution granulométrique d'aérosols mesurées par un impacteur à basse pression (Electrical Low Pressure impactor) et par un granulomètre par mesure de temps de vol (Aerodynamic Particle Sizer),
- le champ de la vitesse du gaz autour de la goutte [CN6].

Pour l'approche dite à méso échelle, les principaux développements concernent le générateur de pluie synthétique et sa qualification par technique ombroscopique [CI10, R67], les autres moyens métrologiques ayant été qualifiés lors du programme d'étude sur le rabattement de l'aérosol par l'aspersion (section 2.4).

3.1.3.2 Phénoménologie et production de données

L'ensemble des conclusions de l'approche microphysique est présenté dans la thèse d'Arnaud Quérel [40] ainsi que dans [P4, P7, CI49, CI46, CI47], dont une partie des résultats est présentée dans l'article reproduit [P6].

De manière synthétique, on peut citer deux enseignements majeurs de cette approche microphysique :

- un enrichissement très significatif de la matrice de données d'efficacité de collecte obtenue sur l'installation BERGAME qui permet de reproduire des gouttes dont la morphologie est parfaitement représentative des gouttes de pluie. Cette contribution comprend en effet 163 données d'efficacité de collecte présentées sur la Figure 44, qui viennent compléter le peu de données disponibles dans la littérature (une douzaine),
- des voies d'amélioration du modèle de *Slinn* obtenues à partir des expériences BERGAME. Le mécanisme d'impaction a été corrigé pour intégrer la déformation de la goutte. Le sillage tourbillonnaire des gouttes a été caractérisé, celui-ci pouvant

expliquer la remontée des efficacités de collectes mesurées pour les particules submicroniques. Cette tendance non prédite par le modèle de *Slinn*, a été retrouvée en extrapolant les résultats du modèle de *Beard et Grover* [44, 45], qui présentent un accord satisfaisant avec les données d'efficacité de collecte issues des expériences BERGAME.

Ces premiers travaux ont ouvert de nombreuses perspectives d'études afin d'appréhender l'ensemble des mécanismes de collecte des aérosols par les gouttes de pluie. Citons de manière non exhaustive, l'influence de l'humidité relative, celle de la collecte arrière dont les effets restent à quantifier via des mesures complémentaires d'écoulements autour des gouttes, ainsi que l'influence des charges électriques des gouttes et de l'aérosol, travaux faisant l'objet d'études qui seront succinctement présentées dans le chapitre 5.

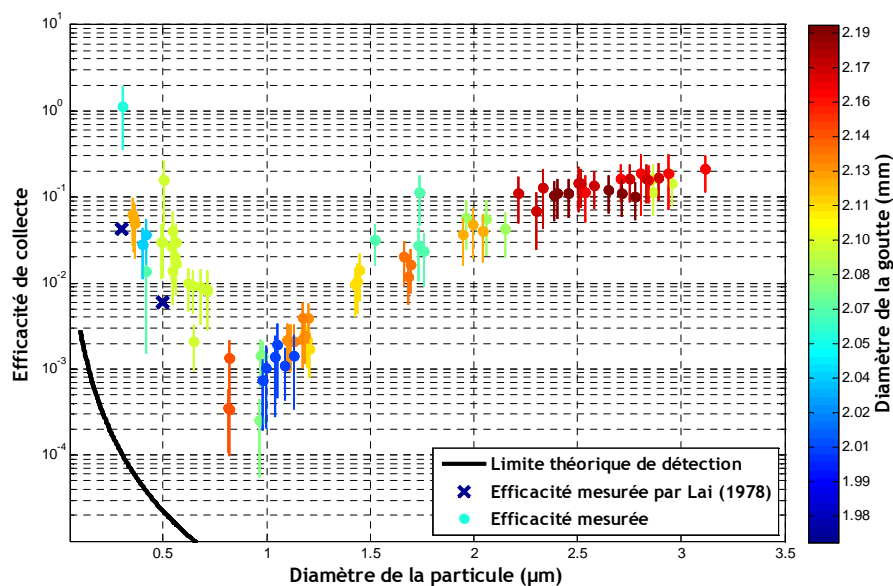


Figure 44. Efficacités de collecte mesurées pour des gouttes autour de 2 mm de diamètre [40]

L'approche qualifiée de méso échelle a permis de déterminer des taux de rabattement pour différents types de pluies représentatives d'événements rencontrés en France [46]. Les taux de rabattement mesurés sont compris entre $2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ pour une intensité pluviométrique de $4,1 \text{ mm.h}^{-1}$ et $4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ pour une intensité pluviométrique de $8,5 \text{ mm.h}^{-1}$, pour des particules d'aérosol non hygroscopique (SiC) dont le diamètre aérodynamique est voisin de $1 \mu\text{m}$.

3.1.4 Reproduction d'articles

Un article est reproduit par la suite [P6]

[P6] Quérel, P., Monier, M., Flossmann, A., Lemaitre, P., Porcheron, E., The importance of new collection efficiency values including the effect of rear capture for the below-cloud scavenging of aerosol particles, Atmospheric Research, 2013, <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosres.2013.06.008>.



The importance of new collection efficiency values including the effect of rear capture for the below-cloud scavenging of aerosol particles



Arnaud Quérel^{a,b}, Marie Monier^{b,c,*}, Andrea I. Flossmann^{b,c,*},
Pascal Lemaître^a, Emmanuel Porcheron^a

^a Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, IRSN/PSN-RES/SCA/LECEV, BP68 91192 Gif-sur-Yvette, France

^b Clermont Université, Université Blaise Pascal, Laboratoire de Météorologie Physique, F-63000 Clermont-Ferrand, France

^c CNRS, INSU, UMR 6016, LaMP, F-63177 Aubière, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 15 January 2013

Received in revised form 28 May 2013

Accepted 18 June 2013

Keywords:

Below-cloud scavenging efficiencies

Impaction scavenging

Washout

Aerosol particle

Rear capture

BERGAME

ABSTRACT

A numerical study is presented to evaluate the possible impact of recently measured collection scavenging efficiencies of aerosol particles by raindrops on the calculation of wet removal of pollution plumes by rain. These new collection efficiencies cover the previously undocumented range between 0.3 μm and 3.5 μm diameter for the aerosol particles and 2 to 2.6 mm diameter for the drops. They show for particles between 0.3 μm and 0.7 μm a region of an important increase of the efficiencies with decreasing particle size probably due to the capture of particles in the rear vortex developing behind the falling drop. This hypothesis was motivated by measurements using particle image velocimetry (PIV). Also for the particles larger than 1.5 μm the efficiencies exceed old approximations by up to a factor of two.

Typical continental and maritime aerosol particle distributions were used for background and plume distributions and each time the deposited particle mass was calculated with the old and the new efficiencies for the different resulting precipitation rates. In the simulations the new efficiencies increased the calculated wet removal rate of pollution plume particles between 5% and 17%, with respect to the simulations with the old efficiencies, whereby one third of this increase could be attributed to rear capture. This phenomenon has not been observed in these size ranges before.

The study also highlights the weakness of certain methods to determine the scavenging coefficient of a pollution plume by rain. Instead of linking the scavenging coefficient to the decrease of the particle spectrum in the air, an operational approach, e.g. in case of accidental releases, needs to be developed that links it to the rainfall intensity, as well as other variables like meteorological parameters, cloud size and plume characteristics.

Considering the still persisting gaps of measurements in the collection efficiencies more laboratory measurements of collection scavenging efficiencies between aerosol particles and raindrops are also necessary.

© 2013 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

Aerosol particles are an important component of the Earth's atmosphere. They are either produced mechanically at the

surface, or formed by vapour condensation. Their background number concentration varies between some hundreds of particles per cubic-centimetre over the oceans to several ten thousand particles per cubic-centimetre close to the centres of pollution.

In addition to these background particles, planned or accidental releases can temporarily and locally add important additional amounts of particles. Among these temporary

* Corresponding author at: LaMP, Université Blaise Pascal, 24 avenue des Landais, 63177 Aubière, France. Tel.: +33 473407351.

E-mail address: A.Flossmann@opgc.univ-bpclermont.fr (A.I. Flossmann).

releases are those of volcanic eruptions but also e.g. accidental releases from nuclear power plants.

Depending on their size, the lifetime of aerosol particles varies between minutes to several months (Pruppacher and Klett, 1997). In particular, the particles with diameters between 0.1 and 1 μm that form the so-called accumulation mode (Whitby, 1978), have comparatively longer lifetimes in the atmosphere, as they are only weakly affected by the removal through thermal diffusion or gravitational settling. These particles are mainly removed by precipitating clouds, as micrometre particles are efficient cloud condensation nuclei. Underneath the cloud, they can also be washed out due to an uptake into falling raindrops. In order to quantify the below-cloud precipitation scavenging, in particular in cases of accidental releases, the decrease of the plume concentration is often quantified by means of a scavenging coefficient.

The below-cloud scavenging process has been studied experimentally and theoretically, e.g. by Beard (1974), Grover et al. (1977), Wang and Pruppacher (1977), Lai et al. (1978), Wang et al. (1978), Radke et al. (1980), Carstens and Martin (1982), Leong et al. (1982), Barlow and Latham (1983), Pranesha and Kamra (1996, 1997a,b) and Vohl et al. (2001) who quantified collection efficiencies for certain combinations of particle and drop size. Fig. 1 summarizes with crosses the particle and drop sizes studied by Leong et al. (1982), Grover et al. (1977), Barlow and Latham (1983), Wang and Pruppacher (1977), Lai et al. (1978), Pranesha and Kamra (1996) and Vohl et al. (2001), that all pertain to conditions comparable to those of Quérel (2012), concerned by the current study (circles in Fig. 1).

In order to assess the overall effect of the below-cloud scavenging process, the efficiencies have been introduced into models. References of these models can be found in Wang et al. (2010), who have compiled a review of current aerosol transport models. In these models either theoretical parameterizations or fits of the available experimental data, e.g. by Slinn (1977) or Beard (1974), are used to calculate precipitation scavenging. The agreement with observed plume decreases is often mediocre (see e.g. Andronache et al., 2006).

In addition to the parameterized models studied e.g. by Wang et al. (2010), there exist also bin-resolved models that can use directly the size dependent measurements of the collection efficiencies. One of these models is the DESCAM (DEtailed SCavenging Model, Flossmann and Wobrock, 2010). It

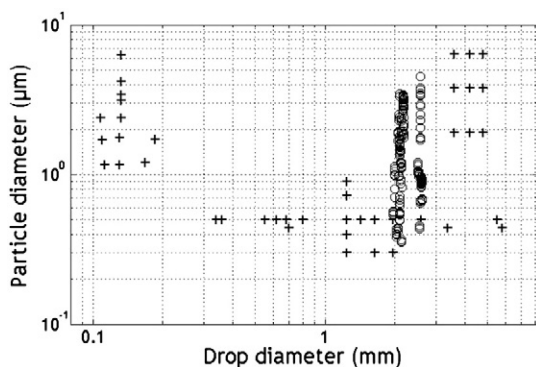


Fig. 1. Location of the collection efficiencies found in the literature (crosses), and location of the new collection efficiencies as measured in BERGAME (circles).

incorporates and generalizes the size dependent interaction of hydrometeors and particles and allows quantifying the wet deposition for given pollution scenarios. As DESCAM treats hydrometeors and aerosol particles in a size resolved manner, a collection efficiency table, compiled from the above-mentioned studies, is incorporated into the model. This look-up table was compiled by Flossmann (1986) and considers all available data before 1986 mentioned above. The size ranges not covered by any of the studies (compare Fig. 1) were extrapolated to fill the entire matrix. Consequently, e.g. all values for drops larger than 500 μm and for aerosol particles larger than 1 μm were extrapolated from very few data points and present large uncertainties (the look-up table can be found in an annex of Flossmann, 1986).

Recently, 162 new data points for the collection efficiencies of particles between 0.3 and 3.5 μm diameter and drops of 2 to 2.6 mm diameter have become available (Quérel, 2012). The circles in Fig. 1 indicate the locations of these data points. Note that most of the data fall in a region that has not been studied previously, except for the data from Lai et al. (1978) who obtained values for small particle diameters. Thus, these efficiencies fill some of the existing gaps of knowledge and exceed in values most of the previously extrapolated data. In particular, an unexpected increase of the efficiencies for particles smaller than 0.7 μm was found, probably due to the capture of the particles by the rear eddy developing behind millimetre sized drops. This effect has never been observed before, even though Wang and Pruppacher (1977) suggested that collection efficiencies would decrease for drops larger than 1 mm diameter due to the rear-eddy shedding and the model of Beard (1974) suggested a corresponding increase for smaller drops.

This study aims to investigate the impact of these new collection efficiencies on the amount of wet deposition calculated by DESCAM and to specify the uncertainties in current knowledge for the removal of background and plume particles by rain.

The following chapter will summarize the main features of the experiment that obtained the new collection efficiencies and their incorporation into the look-up table. Section 3 will briefly detail the features of the DESCAM model and the cases studied, while Section 4 will present the results for the wet deposition on the ground and the particle concentration in the air. For the convective case considered, the impact on the removal of the background particles, as well as the removal of below-cloud plume particles will be studied independently. The emphasis will be put on below-cloud plume particles, as the wash-out process represents the only means of removal for those. A comparison of the model results with parameterized scavenging coefficients will be attempted.

2. The new collection efficiencies

An experimental set-up called BERGAME (French acronym for “Facility to study the aerosol scavenging and to measure the collection efficiency”) was constructed in order to measure the collection efficiencies. It consists of a 10 m fall shaft (high enough to allow for the drops to reach terminal velocity) with an aerosol chamber of 0.64 m^3 at its bottom. A perpendicular laminar flow separates the fall shaft from the chamber to avoid contamination. A careful protocol allows to

monitor temperature, humidity, drop size, drop shape, aerosol population and drop contamination (see Quérel, 2012, for details).

Prior to each experiment, pure water drops were captured to verify the level of contamination of the bench. Then, the aerosol chamber was filled with fluorescein aerosol particles. Those were monitored continuously by spectrometer (ELPI, APS) measurements, and the mass density was controlled by filter samples. Once the falling drops crossed the filled aerosol chamber, they were collected. The bottom of the aerosol chamber was also isolated by a shear flow to avoid contamination of the capturing section.

The mass density of the fluorescein in the accumulated water was measured and the collection efficiencies were determined. A careful analysis yielded that the main error results from the polydispersion of the aerosol particles, in particular in the case of very low concentrations. See Quérel (2012) for details of the BERGAME experiment and the data and error analysis.

Fig. 2 displays the 162 collection efficiency values with the corresponding error bars that were retained after a careful error analysis. The drop sizes range between 2 and 2.6 mm and the aerosol particles have sizes between 0.3 and 3.5 μm . Relative humidity, even though not controlled, was measured and ranged between 22 and 75%. Phoretic effects were reported e.g. by Grover et al. (1977) for drops smaller 500 μm . In the observed drop size range of 2 mm and larger, however, no effect of the relative humidity could be identified by Quérel (2012). As in his measurements both drops and particles were quite large, dynamical effects are probably dominant over any contribution of diffusiophoresis to the collection efficiencies.

Fig. 3 compares the measured efficiencies for drops of 2 mm diameter with the old values in the DESCAM look-up table. For large particles the previous values were slightly lower than the new ones. These previous values resulted from interpolations, as no measurements in this size range have been available until now (compare Fig. 1). The main difference, however, resides in the increase of the collection efficiency towards the small

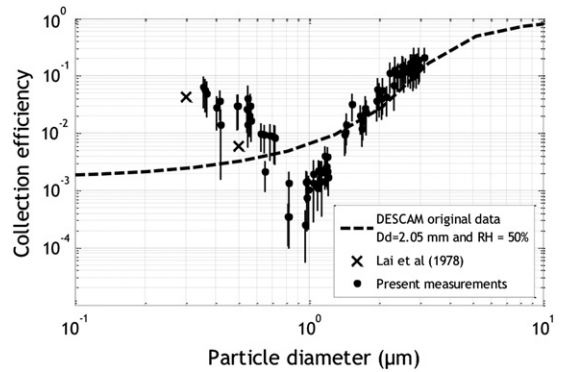


Fig. 3. Comparison of the measured collection efficiencies for drops of 2 mm diameter with the old values of the DESCAM look-up table. The crosses refer to the measurement of Lai et al. (1978).

particles. This increase has been found also by Lai et al. (1978) who made the only other available measurements in this size range (their results were added to Fig. 3). This increase was not taken into account in the old look-up table. In order to put forward an explanation of this unexpected increase, Quérel (2012) proposed a rear capture of the particles behind the drop, due to the development of an eddy at the downwind side of the drop. They could visualize these rear eddies with the help of particle image velocimetry (PIV) techniques (Fig. 4). This eddy could explain why smaller particles experience an increase of efficiency when trapped in the vortex. This result will probably change with larger drops due to the occurring eddy shedding (see Pruppacher and Klett, 1997).

The newly measured collection efficiencies were used to replace the old interpolated data in the DESCAM look-up table. Fig. 5 displays the 2 mm new values that replaced the old values. Most other collection efficiencies in DESCAM were not altered. However, in addition to the collection efficiencies measured, the collection efficiencies were extrapolated to the

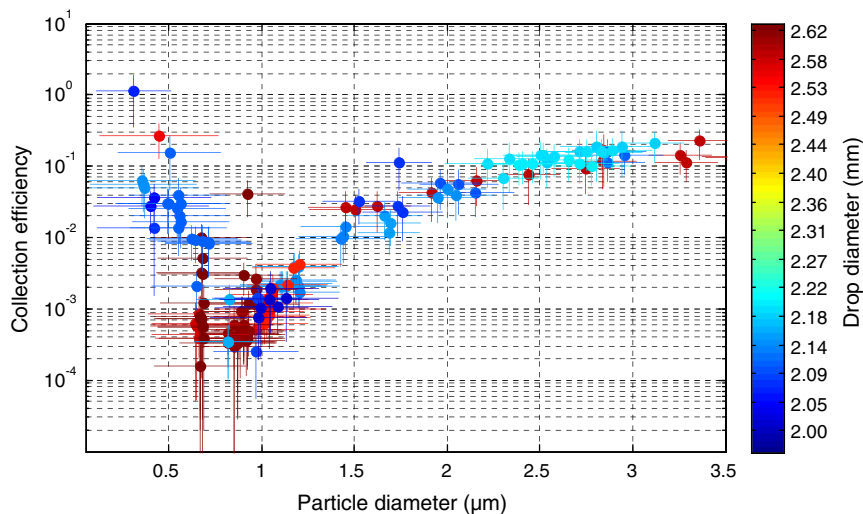


Fig. 2. Measured collection efficiencies with uncertainties as a function of particle diameter. The corresponding drop diameter is given by the colour coding.

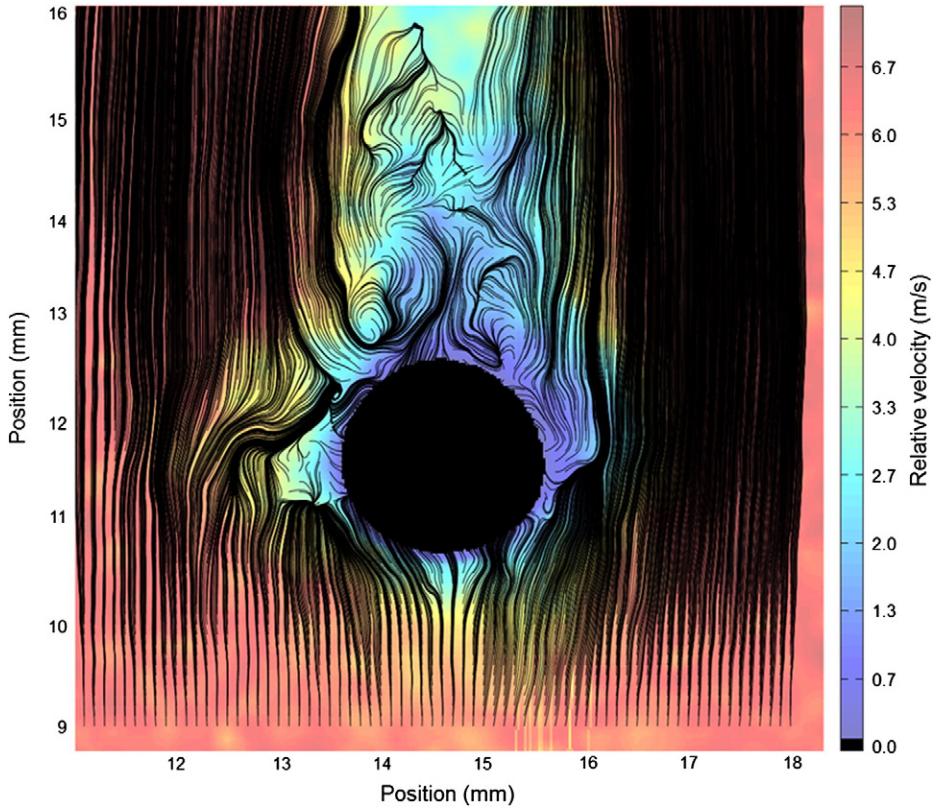


Fig. 4. Visualization of the flow field around a 2 mm drop using particle image velocimetry (PIV).

particles between 0.05 and 0.3 μm and between 3.5 and 13 μm to allow for a smooth transition. For the drops, extrapolations are done for diameters between 1.3 and 3.2 mm. An excerpt of the collection efficiency table, presenting the old and the modified values, can be found in the annex.

3. The DESCAM model and its initialization

The integration of the new collection efficiency data in a model will allow assessing the possible importance for the

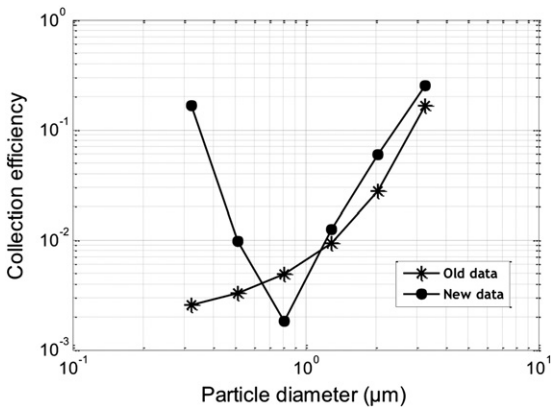


Fig. 5. Comparison between the old and the new collection efficiencies for drops with a diameter of 2 mm in the look-up table (star: old data, circle: new data).

overall precipitation scavenging. For these simulations the DESCAM model was coupled to a 1.5D dynamic framework. The dynamical part of the model is based on the work of [Asai and Kasahara \(1967\)](#) where two concentric cylinders represent the convective cloud and its environment. As the radius of the outer cylinder (40 km) is ten times greater than the inner one (4 km), it was assumed that the strong air motion in the cloud has a small impact on the environment. Consequently, the environmental variables remain unchanged during the simulation. Only the vertical velocity in the outer cylinder changes with time and describes the compensating downdraught. The inner cylinder, however, describes the vertical variation of temperature, humidity, wind and cloud elements as detailed in [Leroy et al. \(2006\)](#).

Coupled to the 1.5D dynamics framework is the DESCAM (DEtailed SCavenging Model; [Flossmann and Wobrock, 2010](#)) module, where the information regarding the hydrometeor development is treated in a bin resolved way. Thus, the liquid water is treated by means of the drop size distribution $f_d(a)$ where a is the radius of the drop.

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_d(a)}{\partial t} = & \left. \frac{\partial f_d(a)}{\partial t} \right|_{\text{dyn}} + \left. \frac{\partial f_d(a)}{\partial t} \right|_{\text{act/deact}} + \left. \frac{\partial f_d(a)}{\partial t} \right|_{\text{con/eva}} \\ & + \left. \frac{\partial f_d(a)}{\partial t} \right|_{\text{AP, coll, d}} + \left. \frac{\partial f_d(a)}{\partial t} \right|_{\text{d, coal}} + \left. \frac{\partial f_d(a)}{\partial t} \right|_{\text{d, break}} \\ & + \left. \frac{\partial f_d(a)}{\partial t} \right|_{\text{nucl, ice}} + \left. \frac{\partial f_d(a)}{\partial t} \right|_{\text{rim}} + \left. \frac{\partial f_d(a)}{\partial t} \right|_{\text{melt}} \end{aligned} \quad (1)$$

DESCAM follows explicitly the aerosol particle population by means of an aerosol particle size density distribution function $f_{APa}(r)$ where r is the moist radius of the aerosol particle. In the context of the present model study, the model has been enlarged to consider two different types of aerosol particles: type 1 are the atmospheric background particles on which the cloud develops, type 2 are pollution plume particles that are emitted shortly before rainfall to simulate an accidental release below cloud base ($ityp = 1$ or 2). Consequently, the number of modelled distribution functions has roughly doubled. The initial six functions pass now at ten, with:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{APa,ityp}(r)}{\partial t} = & \frac{\partial f_{APa,ityp}(r)}{\partial t} \Big|_{dyn} + \frac{\partial f_{APa,ityp}(r)}{\partial t} \Big|_{act/deact} + \frac{\partial f_{APa,ityp}(r)}{\partial t} \Big|_{con/eva} \\ & + \frac{\partial f_{APa,ityp}(r)}{\partial t} \Big|_{AP,coll,d} + \frac{\partial f_{APa,ityp}(r)}{\partial t} \Big|_{nucl,ice} \end{aligned} \quad (2)$$

In order to be able to follow the fate of the uptaken particles in the hydrometeors and to calculate correctly the size response of the aerosol particles to humidity changes, four additional mass density distribution functions calculate the aerosol mass in each size bin for the aerosol particles in the air $g_{APa,ityp}(r)$ and the drops $g_{APa,ityp}(a)$.

$$\begin{aligned} \frac{\partial g_{APa,ityp}(r)}{\partial t} = & \frac{\partial g_{APa,ityp}(r)}{\partial t} \Big|_{dyn} + \frac{\partial g_{APa,ityp}(r)}{\partial t} \Big|_{act/deact} + \frac{\partial g_{APa,ityp}(r)}{\partial t} \Big|_{con/eva} \\ & + \frac{\partial g_{APa,ityp}(r)}{\partial t} \Big|_{AP,coll,d} + \frac{\partial g_{APa,ityp}(r)}{\partial t} \Big|_{nucl,ice} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial g_{APd,ityp}(a)}{\partial t} = & \frac{\partial g_{APd,ityp}(a)}{\partial t} \Big|_{dyn} + \frac{\partial g_{APd,ityp}(a)}{\partial t} \Big|_{act/deact} + \frac{\partial g_{APd,ityp}(a)}{\partial t} \Big|_{con/eva} \\ & + \frac{\partial g_{APd,ityp}(a)}{\partial t} \Big|_{AP,coll,d} + \frac{\partial g_{APd,ityp}(a)}{\partial t} \Big|_{d,coal} + \frac{\partial g_{APd,ityp}(a)}{\partial t} \Big|_{d,break} \\ & + \frac{\partial g_{APd,ityp}(a)}{\partial t} \Big|_{nucl,ice} + \frac{\partial g_{APd,ityp}(a)}{\partial t} \Big|_{rim} + \frac{\partial g_{APd,ityp}(a)}{\partial t} \Big|_{melt} \end{aligned} \quad (4)$$

These density distribution functions describe the changes due to the warm cloud microphysics. For the ice phase, three more density distribution functions are considered, $f_i(m_i)$ for the number of ice crystals of mass m_i and $g_{APi,ityp}(m_i)$ for the aerosol particle mass of each "ityp" in the ice crystal mass m_i .

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_i(m_i)}{\partial t} = & \frac{\partial f_i(m_i)}{\partial t} \Big|_{dyn} + \frac{\partial f_i(m_i)}{\partial t} \Big|_{nucl,ice} + \frac{\partial f_i(m_i)}{\partial t} \Big|_{dep/sup} + \frac{\partial f_i(m_i)}{\partial t} \Big|_{AP,coll,i} \\ & + \frac{\partial f_i(m_i)}{\partial t} \Big|_{rim} + \frac{\partial f_i(m_i)}{\partial t} \Big|_{melt} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial g_{APi,ityp}(m_i)}{\partial t} = & \frac{\partial g_{APi,ityp}(m_i)}{\partial t} \Big|_{dyn} + \frac{\partial g_{APi,ityp}(m_i)}{\partial t} \Big|_{nucl,ice} + \frac{\partial g_{APi,ityp}(m_i)}{\partial t} \Big|_{dep/sup} \\ & + \frac{\partial g_{APi,ityp}(m_i)}{\partial t} \Big|_{AP,coll,i} + \frac{\partial g_{APi,ityp}(m_i)}{\partial t} \Big|_{rim} + \frac{\partial g_{APi,ityp}(m_i)}{\partial t} \Big|_{melt} \end{aligned} \quad (6)$$

As indicated by the subscript, the different terms treat dynamical changes ($|_{dyn}$); nucleation of drops ($|_{act/deact}$) and ice crystals ($|_{nucl,ice}$), and their deactivation back to aerosol particles; evolution involving phase changes due to condensation and evaporation of drops ($|_{con/eva}$), deposition and

sublimation on ice particles ($|_{dep/sup}$) and melting ($|_{melt}$), as well as the collision process between the different reservoirs: ($|_{AP,coll,d}$) for aerosol/drop collision, ($|_{AP,coll,i}$) for aerosol/ice particle collision, ($|_{d,coal}$) for drop/drop collision and ($|_{rim}$) for drop/ice particle collision; and finally breakup of drops ($|_{d,break}$). The mathematical treatment of the different microphysical terms are summarized in Flossmann and Wobrock (2010). The treatment of the two types of aerosol particles is completely independent, except when a cloud hydrometeor completely evaporates. Then, the plume particles previously scavenged into drops ($ityp = 2$) are added to the background particle spectrum ($ityp = 1$) to account for cloud processing.

For the simulation, the observation during the CCOPE experiment (Dye et al., 1986), which followed the evolution of a small thunderstorm that occurred in south eastern Montana in 1981, is used. In order to simulate the 19th July 1981 cumulonimbus, the model is initialized with the vertical sounding of Miles City, 14 h40 MDT (Mountain Daylight Time) that provides temperature and humidity profiles. In order to force convection, a surface heating of 2.3 °C is applied during the first 10 min (Leroy et al., 2006).

The aerosol particle distributions are initialized using a superposition of three log-normal number distributions:

$$f_{APa,ityp}(r) = \sum_i \frac{n_i}{\sqrt{2\pi} \ln(10) \log \sigma_i} \exp \left\{ - \frac{(\log r / R_i)^2}{2 (\log \sigma_i)^2} \right\} \quad (7)$$

where R_i is the mean particle radius, n_i is the integral of the i th normal function and $\log \sigma_i$ is a measure of spectra width, as proposed by Jaenicke (1988). As parameters, the values of Jaenicke for a continental and a maritime air mass, as given in Hobbs (1993, p.14) are used, and all particles are assumed to be composed of ammoniumsulfate. For all cases, the background aerosol particle spectrum is assumed to be constant in the first kilometre and to decrease above. The plume particle spectrum is assumed to consist of the same log-normal particle distribution as given in Eq. (7), but is released only after 40 min and only in the first kilometre above ground. Four different cases are considered for the sensitivity studies, each combining a background (continental or maritime) aerosol population with a pollution plume (continental or maritime) (see also Table 1). The continental background case with the continental plume will serve below as reference case.

4. Results

The results of DESCAM have already been compared to the CCOPE measurements in the 1.5D framework by Leroy et al. (2006), and yielded a significant amount of rain formation and rainfall rates up to 25 mm/h (compare Fig. 6). The results of the dynamics and microphysical parameters can be found in Leroy et al. (2006), and most of them shall not be repeated here.

Fig. 7A shows the continental background aerosol number concentration in the air as a function of time and height. The initial particle profile is perturbed rapidly by the onset of convection. The beginning of cloud formation at 500 s is clearly visible by the perturbation it causes, due to the uptake of the particles into the drops through nucleation. Fig. 7C shows the corresponding increase of the uptaken particle

Table 1

Properties of the rain on the ground for the continental case and the maritime case: total rainfall in mm and increase of deposited particle material on the ground for different background and plume particles due to the modified collection efficiencies.

Case	Continental background aerosol	Maritime background aerosol
Total rainfall (mm)	1.93	3.23
Increase in background particle scavenging	+5.7%	+4.7%
Increase in scavenging of continental plume	+14.2%	+16.9%
Increase in scavenging of maritime plume	+10.6%	+11.5%

mass into the liquid phase. The summit of the cloud rises to exceed 8 km. At these high altitudes, the ice phase is formed, also taking up particle mass (not shown here). Finally, the cloud is almost completely glaciated, explaining the absence of particle mass in the drops after 2200 s above 3.5 km. The glaciation has proceeded via riming, which has produced precipitation-sized hydrometeors. Those melt below the 0 °C level (Fig. 7C) and are responsible for rain water below cloud base, carrying particle mass to the ground. The cumulative rainfall and the rainfall rate can be found in Fig. 6, indicated by the lines with dots. A first maximum in precipitation reaches the ground around 2900 s, corresponding to the maximum of scavenged particle mass in Fig. 7C. Fig. 7B shows the time and height evolution of the continental plume that was injected into the atmosphere at 40 min (2400 s) between 1 km and the ground. The plume is rapidly depleted in the considered case, partly due to an uptake into the falling rain but mostly due to transport. The plume pollution inside the raindrops is displayed in Fig. 7D. Note that Fig. 7B and D show a smaller vertical and temporal region than Fig. 7A and C, representing a zoom into the plume zone.

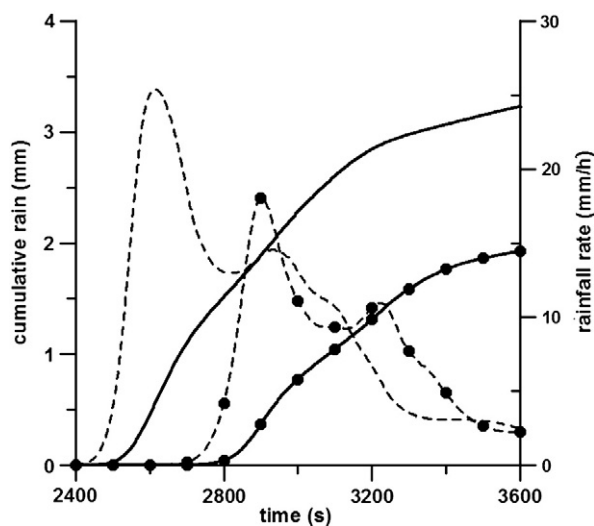


Fig. 6. Rainfall rate (dashed) and cumulative rainfall (solid) as a function of time for the continental (dots) and the maritime case (without symbols).

Fig. 8 shows the cumulative deposited particle mass by rain onto the ground. The black lines concern the background particles while the blue lines represent the plume particles. The continental particle scavenging is marked by black dots.

The same simulation has been performed twice: once with the old efficiencies in the look-up table for the collection efficiencies, and a second one with the new efficiencies by Qu  rel (2012). Both results can be found in Fig. 8, which gives the total deposited particle mass on the ground for the old efficiencies by the dashed lines and the new efficiencies by the solid lines. The simulations result in a wet deposition increase of 5.7% for the continental background particle mass and 14.2% for the continental plume particle mass using the new efficiencies, instead of the old ones of Flossmann (1986). The relative variation in the background particle mass is less than that of the plume particles, as the larger part of the background particle mass enters the liquid phase inside the cloud during nucleation. Flossmann and Wobrock (2010) reported already that in their studied convective clouds only about 30% of the particle mass in the rain on the ground was taken up below cloud while the rest entered already due to nucleation scavenging during cloud formation.

The fact that in the simulation with the new efficiencies the deposited particle mass has increased, is in agreement with Figs. 3 and 5, as almost for all particle sizes the new values exceed the old ones. When isolating the effect in the simulations by only partially modifying the efficiency table, it can be found that the increase of the efficiencies for particles smaller than 0.7 µm, presumably due to rear capture, accounts for 30% of the increase in the deposited particle mass, while the larger efficiencies for particles bigger than 1.5 µm account for remaining 70%.

In order to study the dependency of the particle deposition on rain rate and particle spectrum, further sensitivity studies were performed. For those, also a maritime particle size distribution was selected. In total four different cases were considered for the sensitivity studies, each combining a background (continental or maritime) aerosol population with a pollution plume (continental or maritime). The rainfall resulting from the maritime background particle spectrum starts earlier and exceeds the one from the continental background spectrum, and was added to Fig. 6 (lines without symbols). Fig. 8 displays the corresponding deposited particle mass for the maritime background and a maritime plume (lines without symbols), with a total increase of 4.7% and 11.5%, resp, as compared to the results with the old efficiencies.

The total cumulative values for all cases are summarized in Table 1. A dependency of the values on the rainfall rate and the ambient particle spectrum becomes evident. Generally, the deposition increase is higher from the continental plume, exceeding the one from a plume composed of a maritime spectrum. This is due to the fact that the main particle mass of the maritime plume is with diameter larger than 4 µm that were not changed, while the continental particle spectrum has its maximum mass at 2 µm diameter. However, for an identical plume (e.g. continental) the deposition increase is higher in a maritime precipitation event, as the rainfall is stronger and longer.

The removal rate of plume pollution by rain is an important aspect in case of an accidental release. It is classically described with the help of the scavenging coefficient $\lambda_{coll}(r,t)$, that is rigorously defined as the loss rate of aerosol particles of radius

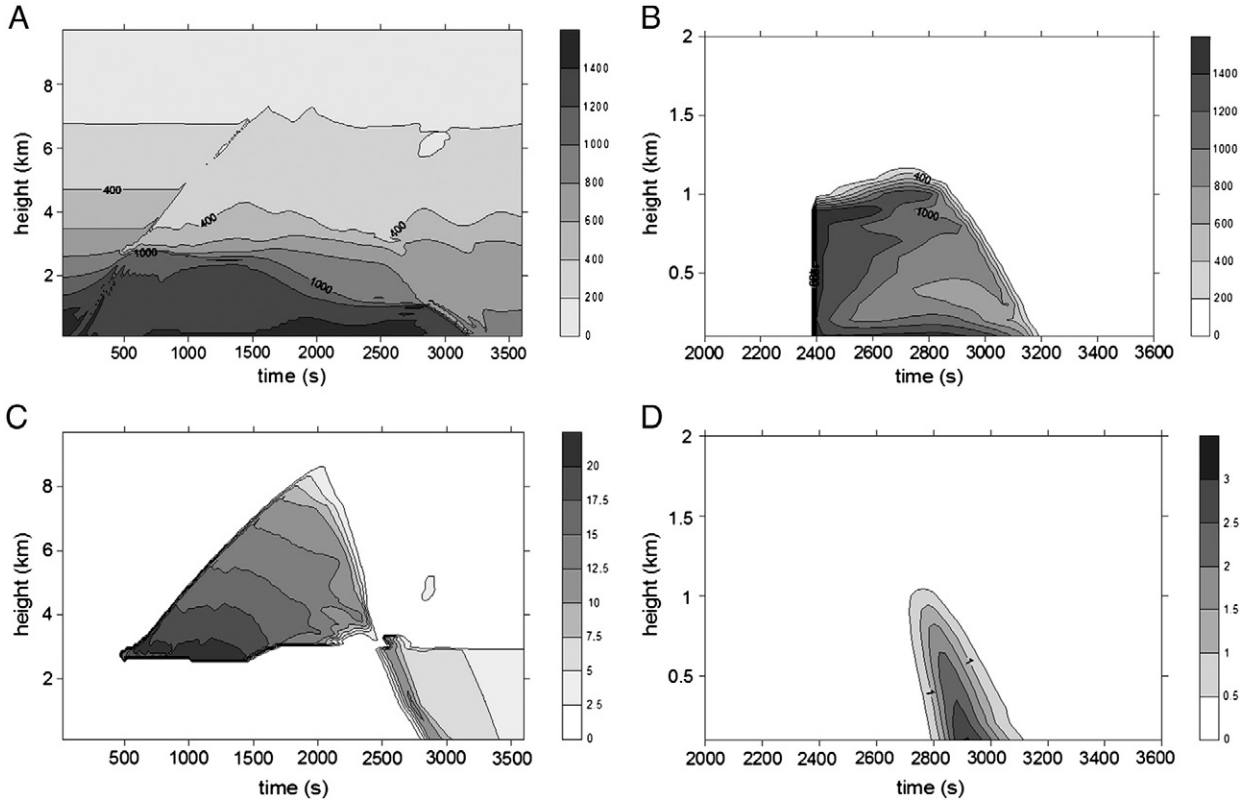


Fig. 7. A: Continental background aerosol number concentration (cm^{-3}) as a function of time and height. B: Continental plume aerosol number concentration (cm^{-3}) as a function of time and height. C: Continental background aerosol mass in drops ($\mu\text{g m}^{-3}$) as a function of time and height. D: Continental plume aerosol mass in drops ($\mu\text{g m}^{-3}$) as a function of time and height.

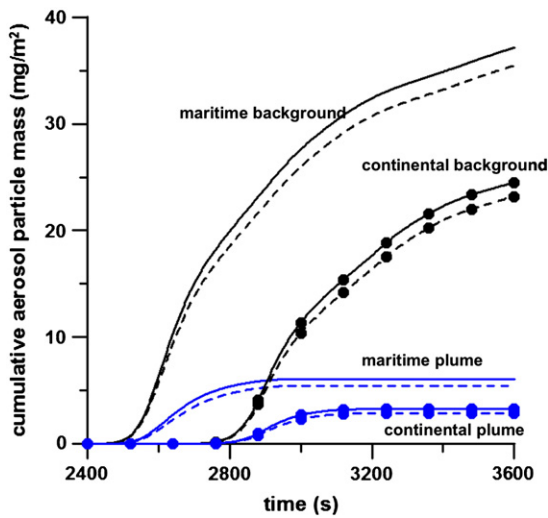


Fig. 8. Cumulative deposited aerosol mass as a function of time (solid line: new efficiencies; dashed lines: old efficiencies; curves with dots: continental spectrum; without symbols: maritime spectrum; black curves: background aerosol; blue curves: plume aerosol).

r , per unit volume of air and per unit time, due to the collection by raindrops.

$$\lambda_{coll}(r, t) = - \frac{1}{f_{APa,ityp}(r, t)} \left. \frac{\partial f_{APa,ityp}(r, t)}{\partial t} \right|_{AP, coll, d} \quad (8)$$

As its determination is often too challenging, in observations the scavenging coefficient is frequently substituted by the global scavenging coefficient $\Lambda_{global}(r, t)$ of the particles that just monitors the overall decrease of the particle number concentration in the air and does not distinguish between collection and other processes such as aerosol transport or hygroscopic growth.

$$\Lambda_{global}(r, t) = - \frac{1}{f_{APa,ityp}(r, t)} \frac{\partial f_{APa,ityp}(r, t)}{\partial t} \quad (9)$$

Fig. 9 shows the values of the plume particle number concentration close to the ground (between 100 and 200 m), and the resulting global scavenging coefficient as a function of time for the continental background and continental plume case. Comparison with Fig. 5 shows that the time evolution of $\Lambda_{global}(r, t)$ is not at all correlated with the rainfall rate, as intended in a plume removal forecast.

In fact, Flossmann (1991) has already studied the behaviour of the scavenging coefficient and found a dominating contribution of the storm dynamics, masking generally most washout contribution. Similar findings were also reported by others (e.g. Wang et al., 2011; Andronache et al., 2006). This result could be confirmed in the present study, as can be seen in Fig. 10. Here, the evolution of the plume mass concentration is shown for two different simulations, one is identical to the simulation with the new collection efficiencies discussed above. The other is an additional simulation suppressing all washout effect. As can be seen in Fig. 10 the plume mass concentration in the air decreases to almost zero in both cases. Thus, the complete disappearance of the plume already evident in Fig. 7B is not dominated by below-cloud washout. In fact, it is rather due to the downdraft that is strongest between 3000 and 3500 s, and correlated in time to the second maximum in the rainfall rate. This strong subsidence removes the total plume from the cloudy column, irrespective of any below cloud scavenging. The influence of the wet removal by precipitation is nevertheless important for the deposition of the plume pollution on the ground and the associated ground contamination. It is evident by the difference in the two curves in Fig. 10, but cannot be calculated by using Eq. (9) for A_{global} , as already suggested by e.g. Flossmann (1991), Wang et al. (2011) and Andronache et al. (2006).

5. Conclusion

The study presented here has pointed out the importance of an accurate knowledge of the collection scavenging efficiencies of aerosol particles and drops for calculating the wet removal of pollution plumes by rain. Until now, still important gaps in our understanding of the collection scavenging efficiencies persist, in particular in the relevant range of millimetre raindrops and micrometre sized aerosol particles.

Recent laboratory studies by Quérel (2012) have contributed 162 new measurements for particles between 0.3 and 3.5 μm and drops between 2 and 2.6 mm, resulting in collection efficiencies that exceed the presently used values. In particular, he has found an influence of the capture of

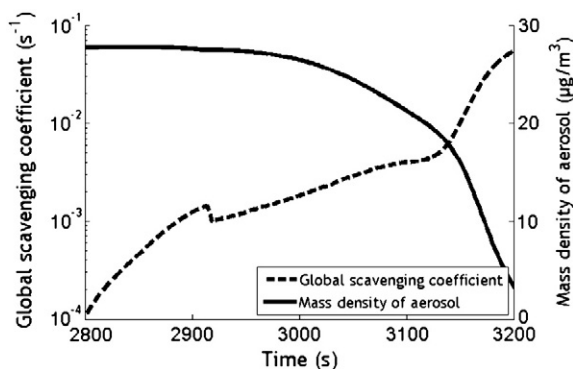


Fig. 9. Mass density distribution function of aerosol particles in air $f_{APa, ityp=2}$ between 100 and 200 m and the resulting global scavenging coefficient as a function of time for the continental background and continental plume case.

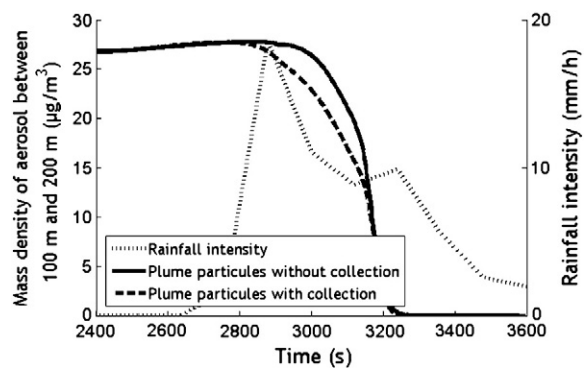


Fig. 10. Mass density distribution function of aerosol particles in air $f_{APa, ityp=2}$ between 100 and 200 m with and without below cloud impactation scavenging and the rainfall rate as a function of time for the continental background and continental plume case.

aerosol particles presumably by the rear vortex developing behind a falling millimetre sized drop that has not been measured before. This hypothesis was derived from PIV measurements and results in an increase of the collection efficiencies for particle sizes below 0.7 μm . This effect contributed 30% to the total increase in the deposited mass with the new collection efficiencies during a rain event. This percentage might increase, if the plume is composed of more sub-micrometre sized particles, as possible during accidental releases. The remaining 70% of the total increase on the deposited mass with the new collection efficiencies can be attributed to the increase by a factor of two of the micrometre sized particles. The previously used values were interpolations as no measurements in this size range were available. As they compose generally the main part of the pollution mass, any uncertainties of the collection efficiencies in these size ranges have dramatic effects. Overall, the deposited pollution mass by rain has increased up to 17% with respect to the old efficiency values for the convective cases that were studied.

Furthermore, the current study has again confirmed that the calculation of a scavenging coefficient from observed pollution concentration decreases in the air alone will not correctly quantify the amount of wet removal, in particular not for convective precipitation. A scavenging coefficient calculated in this way will unfortunately be almost completely dominated by dynamic effects.

In view of the important influence of the collection scavenging efficiencies and the large gaps that still persist in their knowledge, the current study strongly suggests further laboratory studies in more size ranges, to confirm the existence of a rear capture for sub-micrometre sized particles and millimetre sized drops, but also considering phoretic and electric effects. Furthermore, new concepts regarding an observable scavenging coefficient for accidental release management need to be developed. Instead of linking the scavenging coefficient to the decrease of the particle spectrum in the air, an approach needs to be developed that links it to the rainfall intensity, as well as other parameters like meteorological parameters, cloud size and plume characteristics. These parameterizations should be developed in close interaction with detailed models like DESCAM.

Annex

Table annex

Excerpt of the collection efficiency table of the DESCAM model (bold: the new collection efficiencies, thin: the old collection efficiencies).

		Drop diameter (mm)				
		0.81	1.29	2.05	3.25	5.16
Particle diameter (µm)	0.05	5.65E-04	4.08E-03 3.60E-01	1.73E-03 4.00E-01	4.30E-04 3.60E-01	6.57E-05
	0.08	2.79E-04	4.22E-03 3.60E-01	1.80E-03 4.00E-01	4.52E-04 3.60E-01	6.98E-05
	0.13	3.89E-04	4.46E-03 2.70E-01	1.93E-03 3.00E-01	4.91E-04 2.70E-01	7.71E-05
	0.20	1.27E-03	4.86E-03 1.80E-01	2.13E-03 2.00E-01	5.54E-04 1.80E-01	8.91E-05
	0.32	2.48E-03	5.63E-03 9.02E-02	2.55E-03 1.00E-01	6.86E-04 9.00E-02	1.16E-04
	0.51	2.60E-03	6.94E-03 1.83E-02	3.27E-03 2.00E-02	9.30E-04 1.80E-02	1.67E-04
	0.81	1.58E-03	9.73E-03 1.06E-03	4.90E-03 1.00E-03	1.52E-03 9.30E-04	3.03E-04
	1.29	6.44E-04	1.67E-02 4.56E-03	9.40E-03 5.00E-03	3.35E-03 4.58E-03	7.91E-04
	2.04	2.98E-03	4.13E-02 3.63E-02	2.77E-02 4.00E-02	1.24E-02 3.64E-02	3.89E-03
	3.25	7.89E-02	1.83E-01 1.88E-01	1.65E-01 2.00E-01	1.08E-01 1.85E-01	5.36E-02
	5.16	4.73E-01	4.93E-01 4.97E-01	4.97E-01 5.00E-01	4.14E-01 4.80E-01	2.99E-01
	8.19	7.30E-01	7.46E-01 9.73E-01	7.38E-01 1.00E+00	6.79E-01 9.59E-01	5.88E-01
	13.0	9.32E-01	1.04E+00 9.93E-01	9.27E-01 1.00E+00	9.04E-01 9.87E-01	8.71E-01

References

- Andronache, C., Grönholm, T., Laakso, L., Phillips, V., Venäläinen, A., 2006. Scavenging of ultrafine particles by rainfall at a boreal site: observations and model estimations. *Atmos. Chem. Phys.* 6, 4739–4754 (www.atmoschem-phys.net/6/4739/2006/).
- Asai, T., Kasahara, A., 1967. A theoretical study of the compensating downward motions associated with cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.* 24, 487–496.
- Barlow, A.K., Latham, J., 1983. A laboratory study of the scavenging of sub-micron aerosol by charged raindrops. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 109, 763–770.
- Beard, K.V., 1974. Experimental and numerical collision efficiencies for submicron particles scavenged by small raindrops. *J. Atmos. Sci.* 31, 1595–1603.
- Carstens, J.C., Martin, J.J., 1982. In-cloud scavenging by thermophoresis, diffusio-phoresis, and Brownian diffusion. *J. Atmos. Sci.* 39, 1124–1129.
- Dye, J.E., Jones, J.J., Winn, W.P., Cerni, T.A., Gardiner, B., Lamb, D., Pitter, R.L., Hallett, J., Saunders, C.P.R., 1986. Early electrification and precipitation development in a small, isolated Montana cumulonimbus. *J. Geophys. Res.* 91 (D1), 1231–1247.
- Flossmann, A.I., 1986. A Theoretical Investigation of the Removal of Atmospheric Trace Constituents by Means of a Dynamic Model. PhD Thesis, available from Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, Germany.
- Flossmann, A.I., 1991. The scavenging of two different types of marine aerosol particles calculated using a two-dimensional detailed cloud model. *Tellus* 43B, 301–321.
- Flossmann, A.I., Wobrock, W., 2010. A review of our understanding of the aerosol–cloud interaction from the perspective of a bin resolved cloud scale modelling. *Atmos. Res.* 97 (4), 478–497.
- Grover, S.N., Pruppacher, H.R., Hamielec, A.E., 1977. A numerical determination of the efficiency with which spherical aerosol particles collide with spherical water drops due to inertial impaction and phoretic and electrical forces. *J. Atmos. Sci.* 34, 1655–1663.
- Hobbs, P.V., 1993. *Aerosol–Cloud–Climate Interactions*. Academic Press, San Diego 233.
- Jaenicke, R., 1988. *Aerosol physics and chemistry*. In: Fischer, G. (Ed.), *Landolt-Boernstein: Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik*, 4b, pp. 391–457.
- Lai, K.Y., Dayan, N., Kerker, M., 1978. Scavenging of aerosol particles by a falling water drop. *J. Atmos. Sci.* 35, 674–682.
- Leong, K.H., Beard, K.V., Ochs III, H.T., 1982. Laboratory measurements of particle capture by evaporating cloud drops. *J. Atmos. Sci.* 39, 1130–1140.
- Leroy, D., Monier, M., Wobrock, W., Flossmann, A.I., 2006. A numerical study of the effects of the aerosol particle spectrum on the development of the ice phase and precipitation formation. *Atmos. Res.* 80 (1), 15–45. <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosres.2005.06.007>.
- Pranesh, T.S., Kamra, A.K., 1996. Scavenging of aerosol particles by large water drops: 1. Neutral case. *J. Geophys. Res.* 101 (18), 373–380 (23).
- Pranesh, T.S., Kamra, A.K., 1997a. Scavenging of aerosol particles by large water drops: 2. The effect of electrical forces. *J. Geophys. Res.* 102, 23937–23946.
- Pranesh, T.S., Kamra, A.K., 1997b. Scavenging of aerosol particles by large water drops: 3. Washout coefficients, half-lives, and rainfall depths. *J. Geophys. Res.* 102, 23947–23953.
- Pruppacher, H.R., Klett, J.D., 1997. *Microphysics of Clouds and Precipitation*, 2nd revised and enlarged edition. Kluwer Academic Publishers.
- Quérel, A., 2012. *Particle Scavenging by Rain: A Microphysical Approach*. PhD Thesis, available from University Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, France (http://www.obs.univ-bpclermont.fr/atmos/fr/Theses/Th_Quere.pdf).
- Radke, L.F., Hobbs, P.V., Eltgroth, M.W., 1980. Scavenging of aerosol particles by precipitation. *J. Appl. Meteorol.* 19, 715–722.
- Slinn, W.G.N., 1977. Some approximations for the wet and dry removal of particles and gases from the atmosphere. *Water Air Soil Pollut.* 7, 513–543.
- Vohl, O., Mitra, S.K., Diehl, K., Huber, G., 2001. A wind tunnel study of turbulence effects on the scavenging of aerosol particles by water drops. *J. Atmos. Sci.* 58, 3064–3072.
- Wang, P.K., Pruppacher, H.R., 1977. An experimental determination of the efficiency with which aerosol particles are collected by water drops in subsaturated air. *J. Atmos. Sci.* 34, 1664–1669.
- Wang, P.K., Grover, S.N., Pruppacher, H.R., 1978. On the effect of electrical charges on the scavenging of aerosol particles by clouds and small raindrops. *J. Atmos. Sci.* 35, 1735–1743.
- Wang, X., Zhang, L., Moran, M.D., 2010. Uncertainty assessment of current size-resolved parameterizations for below-cloud particle scavenging by

- rain. *Atmos. Chem. Phys.* 10, 5685–5705 (www.atmos-chem-phys.net/10/5685/2010/).
- Wang, X., Zhang, L., Moran, M.D., 2011. On the discrepancies between theoretical and measured below-cloud particle scavenging coefficients for rain – a numerical investigation using a detailed one-dimensional cloud microphysics model. *Atmos. Chem. Phys.* 11, 11859–11866 (www.atmos-chem-phys.net/11/11859/2011/).
- Whitby, K.T., 1978. The physical characteristics of sulfur aerosols. *Atmos. Environ.* 12 (1–3), 135–159. [http://dx.doi.org/10.1016/0004-6981\(78\)90196-8](http://dx.doi.org/10.1016/0004-6981(78)90196-8).

3.2 DEVELOPPEMENT D'INSTRUMENTATION SCIENTIFIQUE AEROPORTEE : CARACTERISATION DES GOUTTES DE NUAGES

Dans cette partie sont exposés les développements instrumentaux entrepris dans le cadre d'un projet Européen du 7^{ème} PCRD et du réseau EUFAR (European Facility for Airborne Research, [47]). L'objectif général du réseau EUFAR est de mutualiser et d'optimiser les moyens aéroportés Européens utilisés pour la recherche environnementale afin d'en fournir l'accès aux chercheurs.

L'origine de ces travaux est issue d'une demande initiale de Jean-Louis BRENGUIER (Météo France), coordinateur d'EUFAR, qui recherchait un nouveau principe de mesure à mettre en œuvre dans un instrument aéroporté, afin de caractériser les gouttes d'eau dans les nuages dans une gamme élargie par rapport à celle couverte par les instruments utilisés usuellement dans les avions de recherche [OC]. La technique d'imagerie interférométrique en défaut de mise au point ou ILIDS (Section 2.3) semblait être une bonne candidate pour la caractérisation granulométrique de gouttes dans un milieu dilué comme l'atmosphère, si l'on considère les gouttelettes de taille supérieure à 20 μm pour lesquelles les phénomènes de coalescence conduisent à un grossissement associé à une diminution de leur concentration numérique.

Un consortium coordonné par l'IRSN composé du CNRS CORIA, de l'Institut van Karman, de l'université de Manchester, du Service des Avions Français Instrumentés pour la Recherche en Environnement (SAFIRE), des sociétés COMAT et COSINE a été constitué pour réaliser l'activité de recherche dénommée ALIDS, pour Airborne Laser Interferometric Drop Sizer (*Joint Research Activity* N° 3 d'EUFAR).

3.2.1 Problématique, objectif, démarche

Dans les nuages, après formation initiale par nucléation, les gouttes d'eau grossissent par condensation de la vapeur jusqu'à un diamètre d'environ 20 μm , taille à partir de laquelle les phénomènes de coalescence s'intensifient. Les mécanismes décrivant le grossissement des gouttes dans la gamme 20 μm à 200 μm sont aujourd'hui encore mal connus car mal caractérisés dans l'atmosphère. En effet, l'instrumentation aéroportée implémentée sur les avions utilisés pour la recherche en physique de l'atmosphère, ne permet pas d'apporter toutes les données nécessaires au développement des modèles régionaux et globaux de prévisions météorologiques et climatiques. Cette instrumentation possède généralement un volume d'échantillonnage limité (de l'ordre de 1 mm^3 pour des particules de diamètre inférieur à 40 μm), ainsi qu'une dynamique de mesure faible, ce qui la rend peu adaptée à la caractérisation des nuages qui sont des milieux polydispersés relativement dilués. L'instrument FSSP (Forward Scattering Spectrometer Probe) a une gamme de mesure allant de 47 μm à 95 μm en diamètre suivant les versions, mais au-delà de 40 μm , le volume de mesure est trop petit pour offrir une statistique de mesure satisfaisante [63, 64]. Une version

aéroportée de la technique phase Doppler (PDPA) [65] a été développée, mais celle-ci n'a pas encore été beaucoup utilisée et peu de résultats ont été obtenus pour des gouttes de diamètre supérieur à 100 μm . Une des difficultés rencontrées est liée à l'ajustement des réglages des optiques d'émission et de réception.

La technique d'imagerie interférométrique en défaut de mise au point est relativement bien diffusée dans les laboratoires de recherche pour caractériser la taille de bulles ou de gouttes. La mise en œuvre de cette technique dans une sonde aéroportée implique l'optimisation du montage optique interférométrique, la prise en compte de nombreuses contraintes liées à l'intégration sur un avion, ainsi que le développement d'un algorithme adapté à l'analyse rapide des images pour fournir en vol la mesure de la distribution de la taille des gouttes dans le nuage traversé par l'avion. En effet, en raison du coût d'exploitation de l'avion, il est primordial de pouvoir si nécessaire adapter le plan de vol en fonction des résultats déjà acquis.

La démarche générale suivie pour le développement et la construction de l'instrument aéroporté ALIDS peut-être décomposée en six étapes principales :

- le dimensionnement et la validation d'un montage d'imagerie en défaut de mise au point construit sur table optique avec des composants standards de laboratoire, optimisé pour la mesure du diamètre de la goutte d'eau dans la gamme 20 μm à 200 μm . La géométrie de ce montage doit permettre son implantation dans une sonde dont les spécifications enveloppes sont fixées par les contraintes d'intégration sur l'avion.
- le développement d'une stratégie pour analyser en temps réel les images acquises en vol. Afin de diminuer le temps de traitement, un algorithme de traitement global de l'ensemble des interférogrammes de l'image a été développé et validé sur la base d'images synthétiques et lors d'expériences d'inter-comparaison avec les techniques ILIDS et PDA [P11].
- la transposition du montage initial d'imagerie en défaut de mise au point vers un montage intégrable dans une sonde, composé des éléments adaptés aux contraintes de la mesure aéroportée.
- la construction de la sonde, l'intégration des composants optiques et électroniques et les tests en laboratoire, préambule aux essais sur avion.
- la certification de l'instrument sur l'avion,
- enfin, l'intégration de la sonde sur l'avion et les tests de l'instrument en vol.

Ces étapes relèvent de la simulation optique, de l'expérimentation optique, du développement logiciel, de la conception 3D assistée par ordinateur, de la mécanique de précision ; le leitmotiv de chacune d'entre elle étant la bonne compréhension des contraintes technologiques et des limitations induites par l'environnement de l'avion. Pour ne citer qu'un exemple concret, l'optimisation de l'angle de diffusion (θ) du montage ILIDS (section 2.3.2.2 relation 7) est dictée par le niveau de performance des sources laser pulsées, suffisamment compactes pour être intégrées

dans une sonde de diamètre donné. Ce diamètre est conditionné par la charge maximale induite par l'effort de traînée de l'instrument, pouvant être répercutée sur la structure de l'avion.

Ces étapes qui comprennent différentes actions réparties entre les partenaires, ne seront pas détaillées dans ce mémoire, mais présentées dans l'article reproduit [C15, P2].

Les tâches incombant à l'IRSN ont été la coordination de l'activité ALIDS, la qualification en laboratoire du montage optique et de l'instrument à l'aide d'inter-comparaison de mesure par PDA et par ombroscopie, ainsi que le développement de l'algorithme dédiée au traitement rapide des images en défaut de mise au point. Certaines de ces tâches ont fait l'objet des stages de Master 2 (DIODE, Université de Rouen et CORIA) d'Arnaud Quérel, de Cécilia Lemaire et d'Anthony Rondeau.

Par la suite, sont présentés des schémas ou photos illustrant concrètement les étapes de la construction de la sonde ALIDS. L'architecture du montage optique qui satisfait l'ensemble des paramètres ou contraintes listées précédemment, est présentée sur la Figure 45 selon une coupe transversale à la sonde.

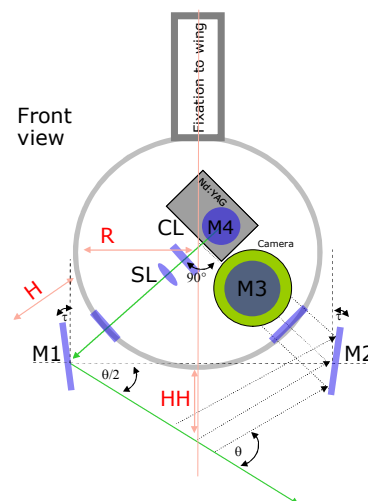


Figure 45. Vue en coupe transversale du montage optique de la sonde ALIDS (CL, SC : lentilles cylindrique et sphérique ; M : Miroir) [78, R11]

Le design 3D de l'instrument réalisé par COMAT [67] est présenté sur la Figure 46. Ce design intègre la synthèse de l'ensemble des contraintes liées à la géométrie du montage optique, à l'encombrement des différents composants (laser, caméra, acquisition, ...) et à la problématique de l'intégration sur l'avion de recherche. Ce dernier point qui revêt à la fois un aspect technologique et normatif est très important car il conditionne la réussite de la certification de l'instrument sur l'avion. Pour rester dans des coûts de certification acceptable (sans modification de la structure de l'avion), ces contraintes d'intégration dimensionnent la masse et la taille de l'instrument (Figure 47).

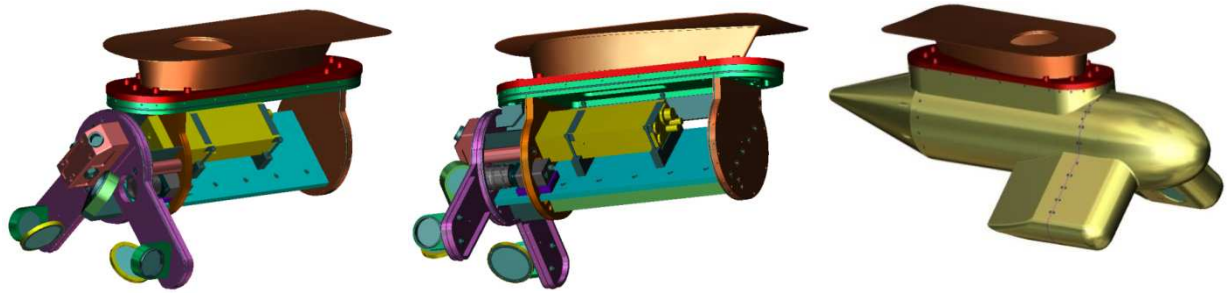


Figure 46. Dessins 3D de la sonde ALIDS, structure interne avec composants et enveloppe externe [67].

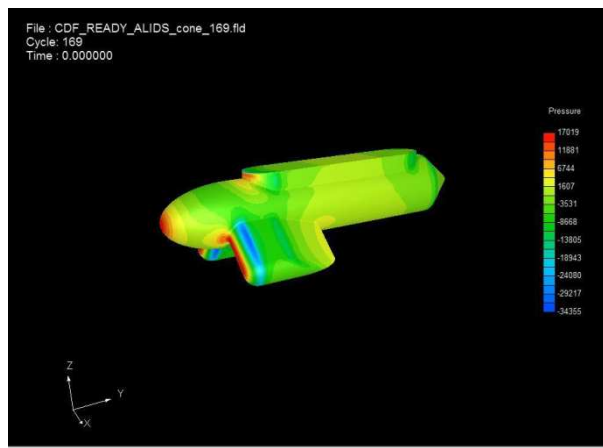


Figure 47. Simulation numérique de l'effort de trainée exercée par l'enveloppe de la sonde ALIDS [68] - Effort de 265 N à 160 m/s

La sonde ALIDS (Figure 48) a été implantée sur l'ATR-42 de SAFIRE en septembre 2013 (Figure 49 et Figure 50).



Figure 48. Vue de la structure mécanique de la sonde ALIDS avant intégration des composants optiques et électroniques



Figure 49. Vue de de l'intégration de la sonde ALIDS sur l'ATR-42 de SAFIRE et des essais au sol



Figure 50. Vue de la sonde ALIDS sur l'ATR-42 avant décollage

Un vol d'essais a été effectué au cours duquel des images ILIDS ont pu être acquises. Les exemples d'images présentées sur la Figure 51 montrent que l'instrument embarqué est bien adapté aux contraintes aéroportées. Les réglages optiques ne sont pas affectés par les vibrations en vol ou celles rencontrées au décollage et à l'atterrissage.

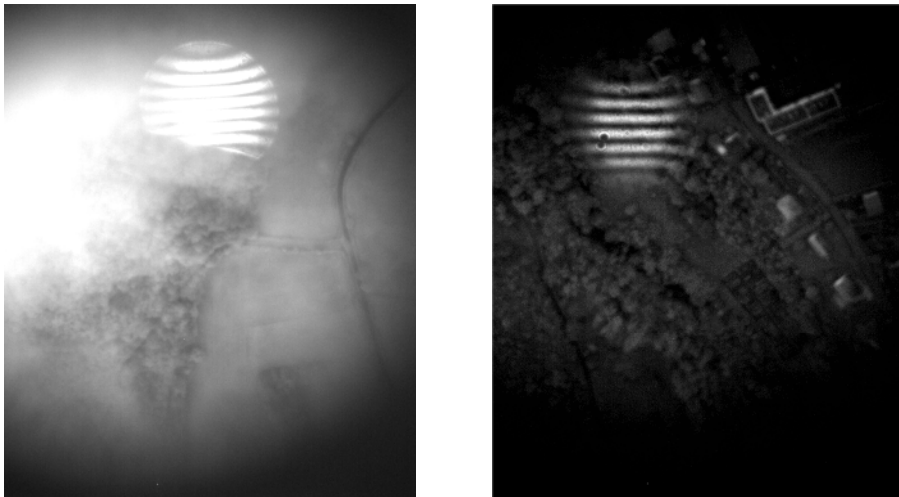


Figure 51. Exemple d'images ILIDS obtenues durant le vol d'essais.

3.2.2 *Acquis et valorisation*

Le projet ALIDS du réseau EUFAR a permis le développement, la construction et les premiers tests en vol d'un instrument aéroporté dédié à la mesure du diamètre des gouttes dans les nuages. La technique ILIDS a été transposée d'un environnement de laboratoire vers celui d'une sonde intégrée aéroportée. De nombreux défis d'ordres scientifiques, technologique et organisationnel ont été relevés grâce à la très forte implication des partenaires du consortium, pour aboutir finalement à la réalisation du premier vol d'essais concluant, illustration d'une belle aventure humaine. Des tests en vol complémentaires restent cependant nécessaires pour valider complètement l'instrument, notamment via la réalisation de campagnes d'inter-comparaison de mesures. Ce point est abordé dans les perspectives présentées dans le chapitre 5.

3.2.3 *Ouverture vers d'autres thématiques*

Au démarrage du projet ALIDS, il avait été envisagé la possibilité de caractériser la granulométrie des gouttes et de détecter la présence de cristaux de glace avec la technique d'imagerie interférométrique en défaut de mise au point. Cette stratégie repose sur la discrimination des interférogrammes à franges issus des gouttes et ceux issus de particules irrégulières, présentant une morphologie différente. Ce concept a été proposé dans le cadre du projet Européen HAIC (*High Altitude Ice Crystals*) présenté synthétiquement au chapitre 5.

3.2.4 *Reproduction d'articles*

Un article est reproduit par la suite.

[P2] Porcheron, E., Lemaitre, P., Van Beeck, J., Vetrano, R., Brunel, M., Grehan, G., Development of a spectrometer for airborne measurement of droplet sizes in clouds, *Journal of the European Optical Society*, 10, 1502, 2015. Doi: <http://dx.doi.org/10.2971/jeos.2015.1502>.

Development of a spectrometer for airborne measurement of droplet sizes in clouds

E. Porcheron

emmanuel.porcheron@irsn.fr

Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN), BP 68, 91192 Gif-sur-Yvette, France

P. Lemaitre

Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN), BP 68, 91192 Gif-sur-Yvette, France

J. Van Beeck

Institut von Karman, B-1640 Rhode-Saint-Genese, Belgium

R. Vetrano

Institut von Karman, B-1640 Rhode-Saint-Genese, Belgium

M. Brunel

Normandie Université, UMR 6614 CORIA, CNRS, Université et INSA de Rouen, Av. de l'Université, 76801 Saint-Etienne du Rouvray cedex, France

G. Grehan

Normandie Université, UMR 6614 CORIA, CNRS, Université et INSA de Rouen, Av. de l'Université, 76801 Saint-Etienne du Rouvray cedex, France

L. Guiraud

Service des Avions Français Instrumentés pour la Recherche en Environnement, BP 20034, 31270 Cugnaux, France

The objective of this article is to present the development and the validation in flight of an airborne probe that can measure in clouds the size of droplets whose diameters are in the range [20 μm ; 200 μm].

[DOI: <http://dx.doi.org/10.2971/jeos.2015.1502>]

Keywords: Interferometric laser imaging laser for droplets sizing, two-phase flows, clouds, airborne instrumentation

1 INTRODUCTION, OBJECTIVE AND MOTIVATION

In situ characterization of precipitation onset with airborne instruments is one of the key challenges in cloud microphysics. Droplets growing by condensation of water vapour reach a critical diameter slightly larger than 20 μm , above which they can collide and coalesce into precipitation nuclei. The main obstacle to detection of precipitation embryos is their relatively small concentration (a few embryos per dm^3) compared to that of droplets (several hundreds of thousands per dm^3). The Forward Scattering Spectrometer Probe (FSSP) size range ends at 47 or 95 μm , depending on the version. Above 40 μm , its sampling section is too small to perform statistically significant measurements of big droplet concentrations [1, 2]. Generally, the probes for Particle Measurement Systems have a coarse resolution for particles below 100 μm , and a poorly defined sampling section for particles in the range of size 100 μm to 200 μm . The Cloud Particle Imager (CPI) has a better resolution, but the measurements are not continuous and there is no automatic processing of the images [3]. The Phase Doppler Particle Analyzer (PDPA, or Phase Doppler Interferometer PDI) provides absolute measurements of droplet sizes [4], but the airborne version has not yet demonstrated the expected performance in terms of measuring droplet sizes above 100 μm [5]. The sampling section of PDI, which corresponds to the intersection of the beams, is relatively small ($< 1 \text{ mm}^2$). A difficulty of this system is that the beams must be very accurately aligned (which is difficult in the harsh environment

of airborne operations). Airborne droplet spectrometers, for diameters smaller than 40 μm , rely on light scattering. In order to avoid droplet coincidences, their sampling section is narrow (0.5 mm^2), thus limiting the detection of diluted particles as precipitation nuclei. Above 40 μm in diameter, droplet spectrometers rely on particle shadowing. Both scattering and shadowing instruments are sensitive to attenuation of the incident laser light and require frequent calibrations.

The objective of this article is to present the development of an airborne probe undertaken within the ALIDS (Airborne Laser Interferometric Drop Sizer) project. It is done within the context of the EUFAR network (European Facility for Airborne Research) funded by the 7th European Framework Program (2007-2013), and coordinated by Météo-France [6]. The design parameters of the spectrometer are specified in order to be able to characterize droplet diameters in clouds from 20 μm to 200 μm with a large probe volume. The steps of the development of the prototype instrument are presented and explained. They include: design and optimization of the optical setup, probe development, integration of probe components, probe qualification in laboratory and demonstration of airborne measurement during a flight test. The principle applied in this project for drop sizing is currently referred to as Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing (ILIDS). It is detailed in Figure 1. This technique offers a relatively large sam-

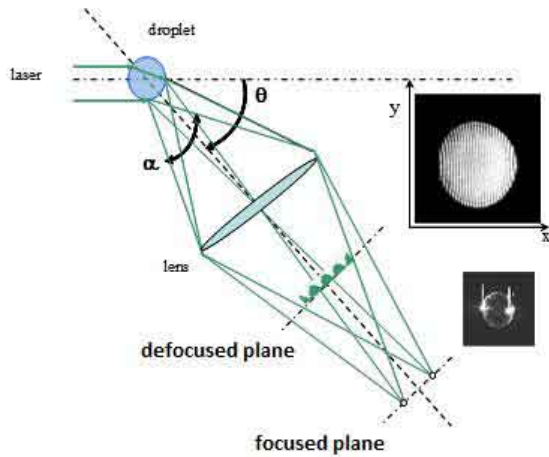


FIG. 1 Typical Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing (ILIDS) set-up. The two additional images are the in-focus image of a droplet where two bright spots are predominant, and an out-of-focus image of the same droplet where interference fringes are observed.

pling volume. It provides absolute measurements of drop size, using interference fringes detection whose spatial frequency is linked to droplet diameter with a linear and robust relation. In our case, the thickness of the laser sheet is equal to 0.1 cm. The sampling section is 100 cm² (10 cm × 10 cm). The sample volume is thus 10 cm³. ILIDS technique appears particularly well adapted to a diluted environment, such as clouds, for droplet sizes larger than 20 μm. The cloud volume sampled by ILIDS is then dependent on the repetition rate of the laser which can easily reach from 30 Hz for a very compact air-cooled Nd:YAG laser up to more than 100 Hz for a water-cooled laser or a Diode-Pumped Solid State laser. Considering an acquisition frequency of 30 Hz with a sampling volume equal to 10 cm³, we test a volume of 300 cm³ every 100 meters (for an aircraft flying at 100 m/s).

2 GENERAL BACKGROUND OF THE ILIDS TECHNIQUE

Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing is a technique that provides the absolute instantaneous size and spatial distributions of transparent spherical particles (droplets and bubbles) in a section of a flow. It was first introduced by König et al [7] and further improved by Glover et al [8] for image acquisition and data processing. Figure 1 shows the typical experimental setup.

A laser sheet is sent toward a group of droplets. Light scattered by the droplets is collected by a receiving optic. Different configurations can be found in the literature: the scattering angle ordinarily chosen is $\theta = 66^\circ$ [8, 9]; but experiments can be performed and interpreted as well with $\theta = 90^\circ$ [10]. The glare points associated with reflected and refracted rays can be observed in the plane where their images are in-focus (see in Figure 1 the in-focus image of the droplet). The size of the particle can be determined by measuring the distance between these two points [11]. This method requires a very high resolution to determine with a good accuracy droplet size. Another way is to observe the image of the droplets in a defocused plane.

Therefore, for ILIDS diagnostics, images are captured by a CCD camera positioned in a defocused plane (out-of-focus imaging). The camera observes the interferometric pattern of the light scattered by the particles. Each droplet is associated with a fringe pattern in a circle. Using a geometrical optics approach, König et al [7] calculated the optical path difference between reflected and refracted rays. They deduced the relation between inter-fringe spacing, droplet diameter and index of refraction (Eq. (1)). For each droplet, the droplet diameter (d) is linked to the number of fringes (N) by a factor which depends on aperture angle of the collecting system (α) (α is linked to the receiving optics parameters), scattering angle (θ), refractive index of the droplet (m), and wavelength of the laser sheet (λ) according to :

$$d = \frac{2\lambda N}{\alpha} \left(\cos(\theta/2) + \frac{m \sin(\theta/2)}{\sqrt{m^2 + 1 - 2m\cos(\theta/2)}} \right)^{-1} \quad (1)$$

Up to now, ILIDS technique was commonly used in laboratories for fluid mechanics research, such as internal combustion or rocket engines, spray and nuclear safety [12, 13]. Progress in optics technology, such as miniaturization of high-energy Q-switched lasers and CCD sensors, allows the ILIDS technique to be transferred to aircraft for performing airborne measurements. ILIDS optical setup is simple, similar to PIV (Particles Image Velocimetry) technique. Its adjustment is quite easy due to the fact that most of the setup parameters are mechanically fixed. Coherent light which is needed for this technique is generated by a frequency-doubled, Nd:YAG pulsed laser ($\lambda = 532$ nm) with high repetition rate. It is polarized perpendicularly to the scattering plane in order to increase fringe visibility. The laser beam is extended using a cylindrical lens to create a laser sheet. The laser pulse duration is less than 10ns. It means that ILIDS technique is able to measure an instantaneous droplet size field without influence of aircraft velocity through the cloud. In addition, ILIDS technique is not sensitive to the variation of droplets refractive index in the range of airborne conditions, i.e. for temperatures between -40°C (super-cooled droplets) and 40°C . Images are acquired by a high-speed CCD camera which is synchronized with the laser frequency. Besides, ILIDS technique offers the possibility to discriminate water droplets from ice aerosols for which speckle-like patterns appear.

3 OPTICAL OPTIMIZATION OF ILIDS SETUP FOR AIRBORNE INTEGRATION AND CONSTRAINTS

ILIDS technique is a well-known technique in laboratories for applications dealing with bubble, droplet or spray characterization. The application of this technique for airborne measurements using an external probe fixed on an aircraft imposes several design constraints. They must be taken into account from the beginning of the airborne instrument definition. The design drivers have to meet the following main requirements:

- large probe volume (at least 100 cm³) in order to increase the probability of detecting precipitation embryos,
- range of droplet size distributions from 20 μm to 200 μm,

- miniaturization of the ILIDS setup to reduce the airborne probe size and weight for reaching an acceptable drag coefficient of the instrument. This point is particularly important due to the difficulty and the cost of certifying new instruments on aircrafts,

- best signal-to-noise ratio in order to use the lowest laser power.

The following approach is then based on the complementary use of simulations and experiments performed on an optical table. If some parameters can be optimized using simulations, others, such as the required laser power, have to be determined by experiments. The integration constraints of a laser in an airborne instrument are the major ones due to the fact that sizing, mass and power supply available in an airborne probe are very limited. Even if laser capabilities are continuously increasing, the ILIDS optical setup has to be optimized in order to have the best efficiency: best out-of-focus image quality with lowest laser energy.

Although the scattering angle 90° could offer easier integration of the optical assembly, the angle close to the Brewster angle offers better fringe contrast. At the angle of 66° , the intensities of the scattering orders corresponding to reflected ($p = 0$) and refracted ($p = 1$) light are equal, for an incident wave polarized perpendicularly to the scattering plane. A numerical code has been developed in order to simulate any kind of ILIDS setup. It is based on the use of generalized Huygens Fresnel integrals associated to transfer matrices. This simulator offers important perspectives in the design, realization, and calibration of ILIDS instruments, as optimization of airborne instrument, or in situ measurements in real conditions. Components as optical windows, cylindrical lenses, pipes, and other optical components can be taken into account [14]. Using the transfer-matrix based formalism that we developed, the diameter of the droplet can be linked to the fringe frequency and to the optical system through the general relation

$$d = 2\lambda B_{tot} F \left(\cos(\theta/2) + \frac{m \sin(\theta/2)}{\sqrt{m^2 + 1 - 2m\cos(\theta/2)}} \right)^{-1} \quad (2)$$

where F is the fringe frequency and B_{tot} is the B parameter of the total transfer matrix between the droplets and the CCD sensor [14]. ILIDS image processing is one of the major challenges for airborne application because the instrument should give the droplet size distribution in real-time during the flight. Indeed, due to flight hour cost, it is crucial to be able to adapt the flight plan according to measurements already performed. In particular, acquisition rate should exceed 10 Hz, with synchronization of laser shot and image acquisition. Keep in mind that the probe provides one measurement every 10 m traveled by the aircraft. The analysis of ILIDS images must be shorter than 0.1 s. Different approaches exist for ILIDS image processing. The common one is to analyze each interferogram of the image by Fast 2D-Fourier Transform in order to determine the number of interference fringes. Using Eq. (1), the size of each droplet can then be determined. In addition, this approach allows giving the location and possibly the velocity of each droplet recorded on a couple of images. This kind of processing is quite long. In addition, for airborne

application, the knowledge of all those parameters is not useful. Another approach, developed by Maeda [15], consists in analyzing a one-dimensional image obtained by optical compression made with a cylindrical lens. This approach is well adapted for dense two-phase flows but can have some limitations when interference fringes are not completely vertical. In our case, we will only determine global droplet size distribution over the whole image. We do not look for any local analysis per droplet but we need a global image analysis. In order to realize a high-speed analysis of all interferograms present on one image, an analysis based on a Fast Fourier Transform of the image has been developed [16]. The ILIDS optical setup developed in our laboratory and its global image processing have been validated by comparative measurements with PDPA (Phase Doppler Particle Analyzer). These quantitative comparisons have validated our algorithm, as was presented in reference [16].

4 AIRBORNE PROBE DESIGN AND CONSTRUCTION

The architecture of ILIDS setup must satisfy the parameters defined above. It must also be integrated in a small volume for having a minimum drag coefficient. It is necessary to limit the weight of the instrument to reduce the costs incurred by its certification on aircraft. The geometry of the sensor is symmetrical about the plane containing the velocity vector of the aircraft. Moreover, the measurement plane should contain the main component of the aircraft velocity vector. Even if the laser pulse duration, shorter than 10 ns, limits the movement of the drop in the measurement volume to a few microns (aircraft speed range between 100 and 200 m/s), it is preferable that this displacement takes place collinearly to the laser sheet and not perpendicularly. In addition, the measurement volume must be at a distance larger than 10 cm from any surface of the probe, to be outside the boundary layer of the probe. The electronic equipment, including ILIDS assembly, laser head and camera, must be fully integrated in the sensor to limit their exposure to thermal stress specific to flight conditions at high altitude. A diagram showing the front view of the Airborne interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing probe (ALIDS), and revealing its symmetric design, is presented in Figure 2(a). After mirror M4, the laser beam crosses the centerline, as does the optical axis of the camera before mirror M3. Thus, a quite symmetric layout can be achieved for $\theta = 66^\circ$ when setting angle τ to 6° for mirrors M1 and M2. The probe volume is thus centered on the probe's symmetry axis. The 3D design of the instrument presented in Figure 2(b) has been achieved by company COMAT (COnccept Mecanique Assistance Technique) [17] according to all following designed drivers: geometry of optical setup for ILIDS; sizing of the different components including laser head, camera, lenses, mirrors; weight limitation for integration on the aircraft (ATR-42); drag effort induced by the probe during flight; mechanical justification including vibration analysis and mechanical resistance of the probe.

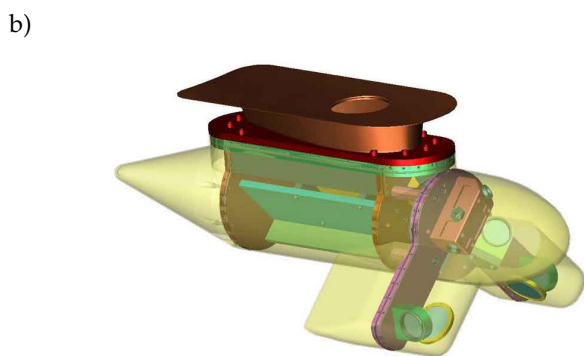
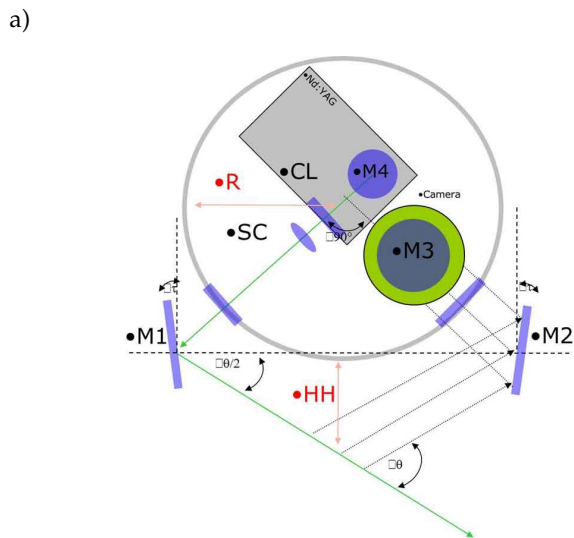


FIG. 2 (a) Front view of the Airborne Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing probe (CL, SC: cylindrical, spherical lenses) and (b) 3D design of the probe [17]. The laser and the CCD sensor are in the main central part of the probe. The "two ears-extensions" include mirrors and windows. They allow to respect a scattering angle of $\theta = 66^\circ$, and a distance between the instrument and the measurement volume larger than 10 cm.

5 ALIDS PROBE QUALIFICATIONS DURING LABORATORY TESTS

First tests performed at the reception of the ALIDS probe were qualification tests, in order to check that interferograms on each image are morphologically conform to those classically obtained in laboratory. In order to validate the droplet size deduced from the ALIDS probe, out-of-focus interferograms are acquired on a monodispersed drop-by-drop jet (TSI-MDG100). This generator produces drops of uniform size. It works on the same principle as an ink jet printer except that the jet flows continuously. The jet is formed by forcing the liquid through an orifice (50 μm for present qualification). Liquid jets are naturally unstable and breakup to produce drops with a range of sizes. However, if a disturbance in the form of a square wave is applied to the reservoir supplying the jet at the appropriate frequency, the jet becomes a jet of monodispersed drops. First step of this qualification thus consists in determining the operating point of the generator. Each operating point is a combination of water supply flow rate and frequency applied to the reservoir for which the produced droplets are monodispersed. This is performed with a classical shadow setup. Once the operating points of the MDG 100 generator are precisely determined and characterized by shadowgraphy, this generator is used to validate the diame-

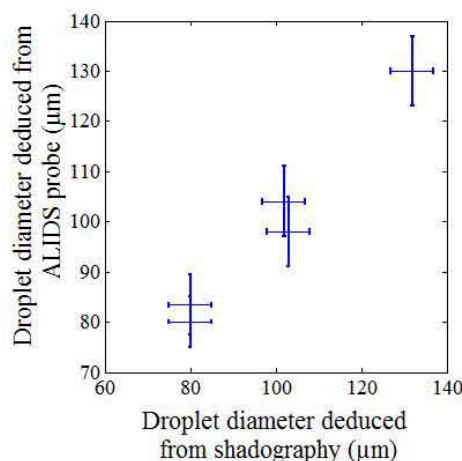


FIG. 3 Comparison between shadow and ALIDS probe measurements.

ter measured by the probe. The ALIDS probe is fixed on an optical table with the so called "ears-extensions" oriented toward the ground. The generator is disposed perpendicularly to the laser sheet so that only one drop intercepts the laser sheet at any time because the inter droplet distance is bigger than the laser sheet width. As a consequence, each image recorded by the probe only contains one interferogram. Interferograms are analysed with a Matlab program [16]. After a Fast Fourier Transform, the frequency of the droplet interferogram is measured. The droplet diameter is deduced using the standard relation for ILIDS analysis (Eq. (2)). Uncertainty on droplet size measurement is mainly due to frequency resolution of the Fast Fourier Transform. The entire procedure is repeated for four operating points of the drop generator. The comparison of diameters obtained using shadowgraphy and ALIDS probe is presented in Figure 3. It shows a good quantitative agreement between both measurements (5% difference between shadowgraphy and the ALIDS probe).

6 ALIDS PROBE AIRCRAFT INTEGRATION AND FLIGHT TESTS

The ALIDS probe was implemented on the ATR-42 aircraft of SAFIRE (Service des Avions Français Instrumentés pour la Recherche en Environnement) [18] in September 2013. Firstly, function tests were performed on the ground in order to check the adjustment of the probe after its integration on the ATR-42 (see the probe on Figure 4). The acquisition system using the aircraft computer was also tested.

An ALIDS test flight was performed during which some examples of out-of-focus images of droplets were obtained (Figure 5). The weather conditions during the flight did not make it possible to fly for a long time inside clouds, as they were below the plane's authorized altitude. Despite this, the images acquired demonstrate that the instrument is well adapted to airborne constraints. The optical adjustments between laser and camera are unaffected by vibrations. The quality of the images is sufficiently high to allow processing even if one can notice that the image contrast is not similar between the two out-of-focus images presented in Figure 5(a) and (b). Indeed,



FIG. 4 ALIDS tests on the ground after integration on the ATR-42.

in the image of Figure 5(a), it appears that sun light scattering on the cloud induces an important decrease of the image contrast due to the fact that no filter was inserted before the CCD sensor.

The dedicated algorithm was developed and validated in order to process the ILIDS images in real time during airborne tests. A 1D-FFT is performed twice to each ILIDS image: first in the direction perpendicular to the interferometric fringes, and then in the orthogonal direction. The difference of these two 1D-FFT removes any contribution of the image background, and delivers the fringe frequency spectrum [16]. This algorithm is based on the analysis of the global image. It is applied on both images of Figure 5 and the following graph of Figure 6 presents the fringe frequency spectrum deduced from interferogram of Figure 5(a). We deduce a droplet size of 63 μm (with the help of Eq. (2)).

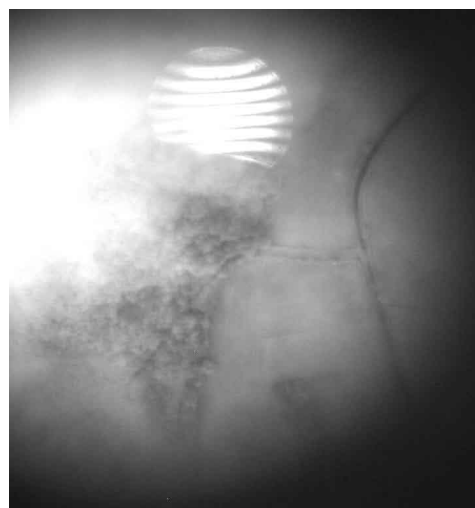
Identical processing of the left image of Figure 5 gives a droplet size of 66 μm.

After this first flight, some technical improvements must be made: an optical filter must be added to remove the sun light scattering on the clouds. Thus, Mie scattering induced by the interaction between the laser sheet (532 nm) and the droplets will be less masked by the radiation of the solar spectrum. This improvement will be implemented for the next flight. The feasibility of airborne measurements using a prototype probe based on ILIDS technique has been demonstrated. However, if the flight allowed to obtain ILIDS images which have been processed, it has not been possible to realize detailed quantitative measurements. It was not the primary purpose of this first flight. In order to perform comparative tests between ALIDS instrument and other qualified instruments, a new flight campaign will be planned. These new tests will allow a complete qualification of the ALIDS instrument by comparison with measurements of droplet size distribution using a Cloud Particle Imager (CPI) and a Cloud Droplet Probe (CDP).

7 CONCLUSION

The ALIDS project, a Joint Research Activity of EUFAR, has been dedicated to the development of a new airborne spectrometer to measure droplet size in clouds. The targeted

a)



b)



FIG. 5 Examples of ILIDS images obtained in clouds during the flight test.

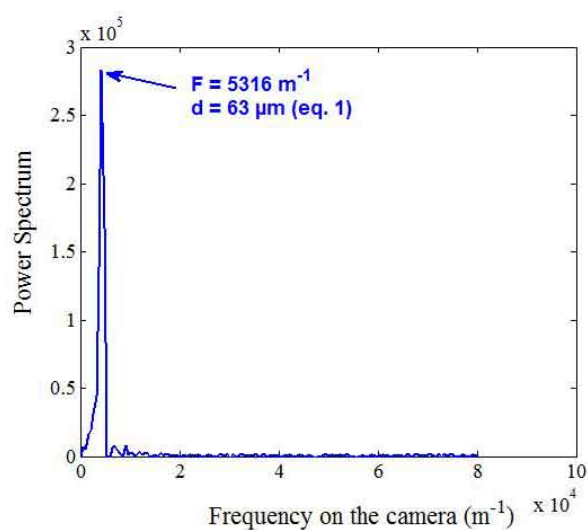


FIG. 6 Spectrum of the image of Figure 5(b).

droplet size range [20 μm, 200 μm] is not yet fully covered by existing airborne instruments. This instrument based on ILIDS technique has been designed, qualified in laboratory

and tested in airborne conditions. This instrument has a significant evolution potential for further developments. ILIDS principle offers indeed the possibility to change easily the size range of measurements. The continuous improvements in laser and camera technologies will further allow to increase performances of the instrument, such as acquisition rate or spatial resolution of images. New studies are underway within the context of the 7th European Framework Program within High Altitude Ice Crystal (HAIC) project [19] to downsize the ALIDS instrument and to develop a sensor that can characterize icing conditions on aircrafts (for instance super-cooled large droplets and irregular particles, such as ice crystals [20, 21]).

8 ACKNOWLEDGEMENTS

The ALIDS project, Joint Research Activity N°3 of EUFAR, was supported by the European Union Seventh Framework Program (FP7, 2007-2013, Grant Agreement N°227159). The authors thank the EUFAR project team and the European Commission for supporting this work. Finally, we express our particular gratitude to Jean-Louis Brenguier (Météo-France) for his confidence.

References

- [1] A. Coelho, J. L. Brenguier, and T. Perrin, "Droplet Spectra Measurements with the FSSP-100. Part 1: Coincidence Effects," *J. Atmos. Ocean. Tech.* **22**, 1756 (2005).
- [2] J. L. Brenguier, T. Bourriane, A. Coelho, J. Isbert, R. Peytavi, D. Trevarin, and P. Weschsler, "Improvements of droplet size distribution measurements with the Fast-FSSP," *J. Atmos. Ocean. Technol.* **15**, 1077-1090 (1998).
- [3] R. P. Lawson, B. A. Baker, C. G. Schmitt, and T. L. Jensen, "An overview of microphysical properties of Arctic clouds observed in May and July during FIRE.ACE," *J. Geophys. Res.* **106**, 14989-15014 (2001).
- [4] W. D. Bachalo, and M. J. Houser, "Phase/Doppler spray analyzer for simultaneous measurements of drop size and velocity distribution," *Opt. Eng.* **23** 583 (1984).
- [5] P. Y. Chuang, E. W. Saw, J. D. Small, R. A. Shaw, C. M. Sipperley, G. A. Payne, and W. D. Bachalo, "Airborne Phase Doppler Interferometry for Cloud Microphysical Measurements," *Aerosol Sci. Tech.* **42**, 685 (2008).
- [6] EUFAR, <http://www.eufar.net>, http://cordis.europa.eu/fp/capacities/home_en.html
- [7] G. König, K. Anders, and A. Frohn, "A new light-scattering technique to measure the diameter of periodically generated moving droplets," *J. Aerosol Sci.* **17**, 157-167 (1986).
- [8] A. R. Glover, S. M. Skippon, and R. D. Boyle, "Interferometric laser imaging for droplet sizing: a method for droplet-size measurement in sparse spray systems," *Appl. Optics* **34**, 8409-8421 (1995).
- [9] T. Kobayashi, T. Kawaguchi, and M. Maeda, "Measurement of spray flow by an improved Interferometric Laser Imaging Droplet Sizing (ILIDS)," in *Proceedings of 10th International Symposium Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 209-220 (Springer, Lisbon, 2000).
- [10] C. Mounaim-Rousselle, and O. Pajot, "Droplet Sizing by Mie Scattering Interferometry in a Spark Ignition engine," *Part. Part. Syst. Char.* **16**, 160 (1999).
- [11] H. C. Van de Hulst, *Light Scattering by Small Particles* (Dover Publications, Mineola, 1981).
- [12] E. Porcheron, P. Lemaitre, A. Nuboer, R. Rochas, and J. Vendel, "Experimental investigation in the TOSQAN facility of heat and mass transfers in a spray for containment application," *Nucl. Eng. Des.* **237**, 1862-1871 (2007).
- [13] P. Lemaitre, and E. Porcheron, "Analysis of heat and mass transfers in two-phase flow by coupling optical diagnostic techniques," *Exp. Fluids* **45**, 187-201 (2008).
- [14] H. Shen, S. Coetmellec, G. Grehan, and M. Brunel, "ILIDS revisited: elaboration of transfer matrix models for the description of complete systems," *Appl. Optics* **51**, 5357-5368 (2012).
- [15] M. Maeda, T. Kawaguchi, and K. Hishida, "Novel interferometric measurement of size and velocity distributions of spherical particles in fluid flows," *Meas. Sci. Technol.* **11**, L13-L18 (2000).
- [16] A. Querel, P. Lemaitre, M. Brunel, E. Porcheron, and G. Grehan, "Real-time global interferometric laser imaging for the droplet sizing (ILIDS) algorithm for airborne research," *Meas. Sci. Technol.* **21**, 015306 (2010).
- [17] COMAT <http://www.comat-agera.com/>
- [18] SAFIRE <http://www.safire.fr/>
- [19] HAIC <http://www.haic.eu/>
- [20] M. Brunel, S. Coetmellec, G. Grehan, and H. Shen, "Interferometric out-of-focus imaging simulator for irregular rough particles," *J. Eur. Opt. Soc.-Rapid* **9**, 14008 (2014).
- [21] M. Brunel, S. Gonzalez Ruiz, J. Jacquot, and J. van Beeck, "On the morphology of irregular rough particles from the analysis of interferometric out-of-focus images," *Opt. Commun.* **338**, 193-198 (2015).

CHAPITRE 4 : AERODISPERSION DES POLLUANTS DANS LES INSTALLATIONS

4 AERODISPERSION DES POLLUANTS DANS LES INSTALLATIONS

4.1 INTRODUCTION

Ces travaux de recherches s'inscrivent dans la problématique générale abordée par l'IRSN, visant à évaluer la contamination susceptible d'être disséminée au sein d'installations nucléaires, lors de situations accidentelles, incidentelles ou en fonctionnement nominal. Pour répondre à un besoin de sûreté et dans la continuité des travaux présentés dans le chapitre 3, la caractérisation des milieux multiphasiques est mise à profit pour l'étude de nouvelles thématiques liées au démantèlement des installations nucléaires, ce qui constitue un élargissement de mes activités de recherche.

4.2 IMPACT DES PARTICULES INCANDESCENTES EMISES LORS D'OPERATIONS DE DEMANTELEMENT D'INSTALLATIONS NUCLEAIRES

4.2.1 Contexte et problématique

La mise en œuvre de procédés mécaniques de découpe de métal dans les chantiers de démantèlement d'installations nucléaires génère des particules métalliques portées à haute température. Ces particules peuvent être entraînées dans les réseaux de ventilation mis en œuvre pour assurer le confinement des sas dans lesquels s'opèrent les opérations de découpe. Les réseaux de ventilation sont équipés de système de filtration dont l'efficacité peut être remise en cause par l'agression par ces particules, ce qui peut conduire à une perte d'intégrité du confinement et potentiellement à un risque d'incendie comme cela a déjà été observé à plusieurs reprises sur des chantiers de démantèlement. Des dispositifs de protection sont utilisés pour protéger les filtres ; néanmoins, les performances de ces dispositifs n'ont pas été quantifiées avec des méthodes rigoureuses et il n'existe pas de référentiel dédié à la qualification de ces moyens de protection. Il est donc fondamental en termes de sûreté, d'évaluer les dispositifs et les pratiques susceptibles d'être mises en œuvre par les exploitants pour préserver les systèmes de filtration. Un des volets de cette étude, à caractère plus analytique, doit permettre d'identifier les mécanismes d'interaction entre les particules et le filtre et de caractériser les particules pouvant conduire à une perte d'efficacité du filtre à très Haute Efficacité (THE). L'enjeu est de pouvoir mesurer « en vol » les grandeurs physiques caractérisant l'énergie cinétique et thermique des particules, à savoir, la granulométrie, la température, la vitesse et la morphologie et d'analyser et de quantifier l'endommagement du filtre.

Cette étude a été réalisée dans le cadre de la thèse de Pierre Marchal [69] qui a donné lieu au démarrage d'une collaboration entre l'IRSN, le Centre d'Ingénierie de Déconstruction et Environnement (CIDEN) d'EDF et le CNRS CORIA. La problématique consistait à aborder le sujet industriel qu'est la découpe de métaux en situation de démantèlement sous un angle qui permette d'apporter des résultats utilisables par l'exploitant, EDF CIDEN, mais aussi d'étudier de manière phénoménologique l'interaction entre des particules portées à haute température et un medium

filtrant constitué de fibres de verre. Les phénomènes physiques mis en jeu dans l'évolution des caractéristiques des particules, de leur génération jusqu'à leur impact potentiel sur le médium filtrant sont nombreux et complexes. L'écoulement multiphasique résultant est constitué de particules solides de composition hétérogène et de gouttes de métal en fusion, sièges d'échanges de chaleur, de quantité de mouvement et de réaction d'oxydation.

4.2.2 Développement métrologique

L'installation, dénommée « CAPIMIF » (CAractérisation des Particules Incandescentes et Mesure de l'Impact sur Filtre), développée à l'IRSN Saclay, permet de reproduire des conditions représentatives de situations de démantèlement (Figure 52, Figure 53). Toutefois, si les procédés mis en œuvre dans l'installation CAPIMIF lui confèrent un caractère appliqué et industriel, celle-ci doit pouvoir reproduire des essais analytiques pour lesquels les conditions initiales et aux limites sont bien maîtrisées et reproductibles. De plus, il a été nécessaire d'implanter dans cette installation un ensemble de moyens métrologiques permettant de caractériser « en vol » en termes de granulométrie, de vitesse et de température, les particules générées par la découpe et transportées jusqu'au système de filtration.

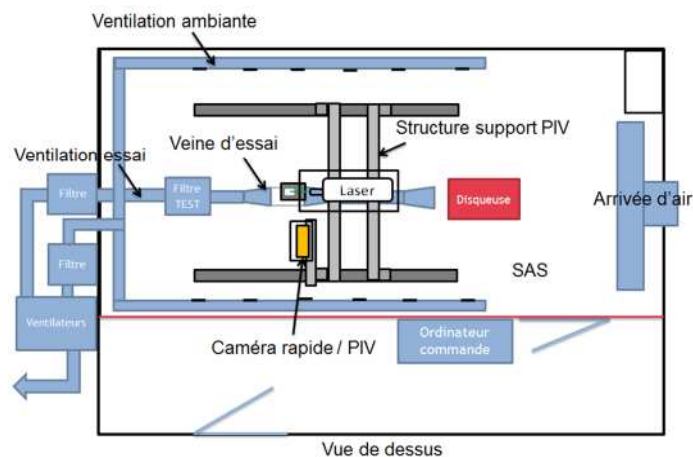


Figure 52. Schéma de principe de l'installation CAPIMIF [69]

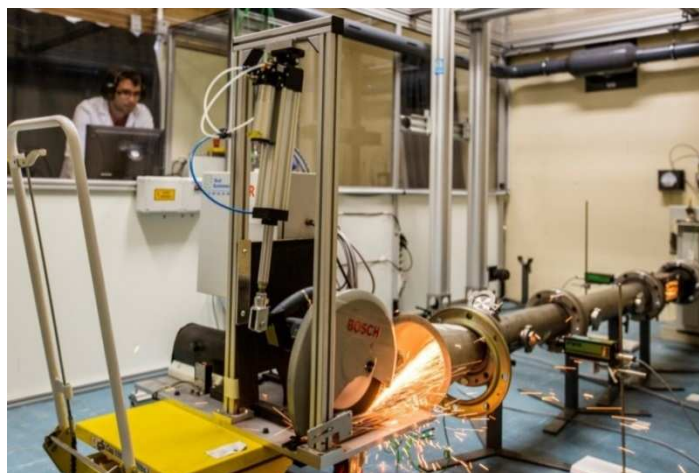


Figure 53. Vue d'ensemble de l'installation CAPIMIF pendant un essai

La caractérisation in situ des particules solides générées lors de la découpe d'acier par une disquuse repose sur le couplage de plusieurs moyens de diagnostic, intrusifs et non intrusifs. Les particules produites sont composées de particules métalliques, qui en fonction de leur température peuvent émettre un rayonnement spontané dans le spectre visible (incandescence), et de particules issues de l'érosion de l'outil de découpe, un disque composé de fibres de verre et de grains d'oxyde d'aluminium. La propriété d'incandescence des particules est ainsi utilisée pour accéder à leur mesure de vitesse par PTV. La vitesse des particules non incandescentes peut-être déterminée à l'aide de la technique PIV.

Un développement spécifique a été entrepris pour étendre le domaine d'application d'un pyromètre monochromatique utilisé pour mesurer « en vol » la température des particules métalliques pouvant être à l'état solide ou liquide. La loi d'inversion du signal du pyromètre a été modifiée pour mesurer la température de particules en mouvement dont la granulométrie est comprise entre 50 μm et 500 μm [C17, CN3]. La dégradation du médium filtrant est quantifiée par une mesure d'efficacité de filtration, ainsi qu'à l'aide de visualisations au microscope à balayage électronique (MEB), comme illustré par la Figure 54, pouvant être couplées à une analyse EDX (Energy Dispersive X-Ray Spectrometer) qui détermine la composition chimique de l'échantillon visualisé.

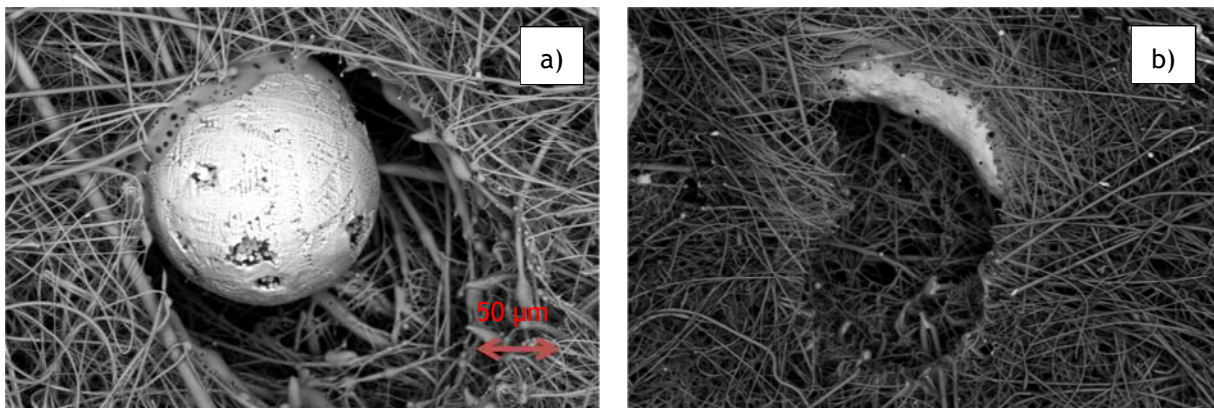


Figure 54. Visualisation MEB du médium filtrant suite à l'impact de particules métalliques, à l'état solide (a) et à l'état liquide (b) [69]

4.2.3 Phénoménologie

L'analyse de la dégradation des systèmes de filtration a été menée par des approches, qualifiées de globale et de microscopique qui sont présentées dans l'article reproduit [P5]. De l'approche globale mise en œuvre sur un filtre industriel réel, il ressort que la diminution de l'efficacité du filtre exposé aux particules est significative. La caractérisation du devenir des particules a en effet montré que celles-ci peuvent impacter le filtre, à l'état liquide, c'est-à-dire à une température supérieure à 1500°C.

L'approche microscopique a été réalisée sur des filtres à petite échelle dont la structure est identique à celle des filtres industriels. Celle-ci a permis d'identifier et de quantifier les mécanismes de dégradation du médium. La baisse d'efficacité est induite par une réduction locale de l'épaisseur du filtre, ceci à compacité constante, ainsi qu'à la perforation de celui-ci.

L'approche analytique réalisée sans particules avec un dispositif laser, a permis de simuler les énergies thermiques et cinétiques pouvant être reçues par le filtre. Cette approche a déterminé précisément les différents seuils de température pilotant le niveau de résistance mécanique du médium filtrant. Ces essais ont montré que le médium conservait son élasticité jusqu'à une température égale à 430 C. Au-delà de cette température, la résistance mécanique du médium diminue et celui-ci se déforme d'autant plus, de manière inélastique, qu'il est soumis à une contrainte mécanique importante.

4.2.4 Acquis et valorisations

Les acquis de ces travaux sont tout d'abord d'ordres métrologiques, avec le développement ou l'adaptation de moyens de diagnostic permettant de caractériser en vol des particules solides irrégulières. D'autre part, les approches globale, microscopique et analytique qui ont montré une parfaite cohérence, ont permis d'explicitier la phénoménologie de la dégradation du médium, les niveaux d'énergie requis, en lien avec la perte d'efficacité d'un filtre industriel. Pour l'industriel, il en résulte une contribution à caractère opérationnel, permettant d'estimer la perte d'efficacité d'un filtre non protégé en fonction de différents paramètres qui sont accessibles dans les chantiers de démantèlement.

4.2.5 Ouverture vers d'autres problématiques dans le domaine du démantèlement

La caractérisation de particules produites lors d'opération de découpe en situation de démantèlement est une thématique qui a ouvert des perspectives de collaboration dans le domaine du démantèlement des réacteurs accidentés de la centrale de Fukushima au Japon et qui seront évoquées dans le chapitre 5 de ce document.

4.2.6 Reproduction d'articles

Un article est reproduit par la suite [P5].

[P5] Marchal, P. Porcheron, E., Gelain, T., Lafanechere, L., Walter, J., Grehan, G., Characterization of incandescent particles emitted by a cut-off grinder during decommissioning operations for evaluating filter degradation, ASME, Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science. 2015;1(2):021005-021005-8. doi:10.1115/1.4029343.

Pierre Marchal

Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire
(IRSN),
PSN-RES, SCA, LECEV, BP 68,
91192 Gif-sur-Yvette, France

Emmanuel Porcheron¹

Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire
(IRSN),
PSN-RES, SCA, LECEV, BP 68,
91192 Gif-sur-Yvette, France
e-mail: emmanuel.porcheron@irsn.fr

Gérard Grehan

Centre National de la Recherche Scientifique
(CNRS),
CORIA, UMR6614, Site Universitaire du Madrillet,
675, avenue de l'Université, BP 12,
76801 Saint Etienne du Rouvray Cedex, France
e-mail: gerard.grehan@coria.fr

Luc Lafanechere

Electricité De France (EDF), CIDEN,
154 Avenue Thiers,
69458 Lyon, France
e-mail: luc.lafanechere@edf.fr

Jonathan Walter

Electricité De France (EDF), CIDEN,
154 Avenue Thiers,
69458 Lyon, France
e-mail: jonathan.walter@edf.fr

Thomas Gelain

Institut de Radioprotection et de Sûreté
Nucléaire (IRSN),
BP 68, 91192 Gif-sur-Yvette, France
e-mail: thomas.gelain@irsn.fr

Characterization of Incandescent Particles Emitted by a Cut-Off Grinder During Decommissioning Operations for Evaluating Filter Degradation

The use of mechanical or thermal cutting tools when decommissioning nuclear facilities generates a lot of incandescent particles. These particles may represent a deterioration risk of the containment barriers associated with a potential fire hazard. The aim of this study is to characterize, in terms of temperature, diameter, and velocity, the incandescent particles emitted by a wheel grinder and to follow these parameters all along their path from emission point to their impact on the air filter. The characteristics of the particles correlated with a possible loss of filter efficiency should identify which particles degrade the filter. All the measurement techniques used to experimentally characterize the incandescent particles are presented in this article. Particles are characterized in terms of diameter by microscope visualizations. The particle velocity is measured with a high-speed camera using the particle tracking velocimetry (PTV) technique. An adaptation of a commercial monochromatic pyrometer is achieved to measure the temperature of the in-flight particles in a specific configuration. All of these techniques have been implemented on an experimental facility reproducing representative conditions of the cutting processes realized during dismantling operations. Both a global and a local approach to filter degradation are used to investigate the filter. The decontamination factor of a high efficiency particle air (HEPA) filter is measured, and detailed visualizations of the filter fiber deteriorations are obtained using a scanning electron microscope (SEM). [DOI: 10.1115/1.4029343]

Keywords: dismantling, temperature measurement, CFD simulations, decontamination factor, cut-off grinder, incandescent particle

1 Introduction

The use of mechanical or thermal cutting when decommissioning nuclear facilities generates a lot of incandescent particles. These particles may be captured by the ventilation systems and perforate or ignite the first level of filtration, thus representing a deterioration risk of the containment barriers associated with a fire hazard.

Therefore, the Institut de Radioprotection et de S ret  Nucléaire (IRSN) has launched, in partnership with Electricité De France (EDF), a research program whose objectives are to determine the characteristics (temperature, diameter, and velocity) of the incandescent particles produced by a cut-off grinder and to correlate them with the possible degradation of a filter that is not protected by a spark protection device. The study focuses on incandescent particles because they are the hottest and potentially the most dangerous particles for the filter. Incandescent particles have a high enough temperature to emit radiation in the visible spectrum. This study has been previously introduced by Marchal [1,2].

In the first part of the study, the experimental setup named Caractérisation des Particules Incandescentes et Mesure de l'Impact sur Filtre (CAPIMIF), which was designed to recreate dismantling operations, is presented. In the second part, the different ways to implement particle characterization, in terms of diameter, velocity, and temperature, are shown. Particles emitted by a cut-off grinder come from two different sources: some of the particles come from wheel grinder wear (in this case, essentially aluminum oxide and glass fibers) and some particles come from the stainless steel plate being cut (essentially iron, chrome, and nickel). Pilot and Bernard [3] made intercomparisons of particles emitted with different cutting tools, but they focused their study on particles smaller than 20 μm , which are carried by the ventilation network. The temperature of the cutting tools can reach 750 C [4]. Most of the heat created during the cutting is evacuated by the steel chips [5], and the temperature of the wheel grinder stays relatively low compared to the steel chips, around 350 C [6]. In order to focus our study on the hottest particles, the particles coming from the wheel wear are not studied, and the incandescent particles are considered to come from the stainless steel plate and to be made of iron. The incandescent temperature of iron is 550 C, so all particles with a higher temperature are incandescent particles. In the third part of the study,

¹Corresponding author.

Manuscript received September 2, 2014; final manuscript received November 14, 2014; published online March 24, 2015. Assoc. Editor: Tomio Okawa.

computational fluid dynamics (CFD) simulations have been made to identify the range of interesting particle characteristics. In the fourth part, the particle characteristics at the particle generation point are presented. The fifth part highlights in-flight particle characteristics at several distances from the generation point. The effect of incandescent particles impacting the filter is underlined and investigated with microscope visualizations in the sixth part.

2 Experimental Device

An experimental setup, named CAPIMIF, has been developed in order to reproduce some configurations used during decommissioning operations (Fig. 1).

The setup is composed of a depressurized airlock. The air velocity in the extraction duct is 10.2 m/s in the nominal condition. With a duct diameter of 0.0625 m, the exhaust flow controlled by an adapted fan is about 450 m³/h. The measured flow in the air duct is turbulent with a Reynolds number of 80,000.

Incandescent particles are produced by an automatic cut-off grinder. The cut-off wheel grinder is often used in dismantling operations and can be easily implemented. In our tests, its implementation has been automated to provide the reproducible particle generation required to study the various parameters related to the cutting.

A capture device is put in front of the spark emission in order to collect particles in the air duct to which the studied filter is connected. Many configurations are possible by modifying length between the cutting tool and the filter (from 1.5 m up to 5 m). Figure 1 presents the implementation of the instrumentations that are detailed in the next section. CAPIMIF has also a bench of sensors, such as thermocouples, hygrometer, and a flow meter.

CAPIMIF's length (from particle emission to the filter installed) is limited to 5 m, which is a representative distance in dismantling operations.

The measuring section has been made especially for optical measurements (Fig. 1) with a rectangular section and special glass walls which make it possible to perform optical diagnostics on in-flight particles in the duct.

The filter is an H14 HEPA filter according to NF En 1822-1 Janvier 2010 (X44-014-1).

The grinder is a BOSCH GCO Pro 2000 with wheel reference A 36 R BF, Φ 350 mm, and the 4-mm depth cutting plates are made of 304L stainless steel.

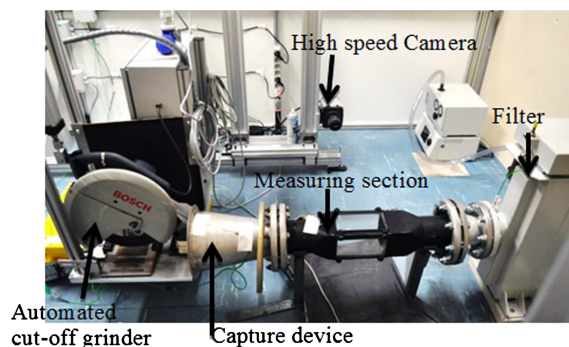


Fig. 1 The cut-off wheel grinder implemented in CAPIMIF at 1.5 m from the filter

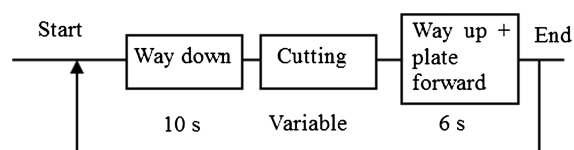


Fig. 2 Proceeding of a cutting sequence with the cut-off wheel grinder

2.1 Principle Tests. The cutting sequence is composed of a succession of individual cuts (Fig. 2).

There is no continuous cutting but rather a set with short breaks. Each cut of the stainless steel plate is carried out 1 cm next to the other. The automated cut-off wheel grinder is set for a bearing force of 70 N and goes down at 0.25 mm/s.

The wheel and the stainless steel are weighed before and after the cutting sequence to measure their weight loss. The stainless steel plate lost 2 g/s during the cutting. The filter efficiency is determined according to the French standard (NFX 44-011 (1972)) on another facility before and at the end of the cutting sequence performed on CAPIMIF to quantify the filter degradation. During the cutting sequence, continuous measurements are performed to characterize the incandescent particles in terms of temperature, velocity, and size.

3 Instrumentation Description

3.1 Particle Size Characterization. An Aerodynamic Particle Sizer (APS-TSI3321), whose measurement range extends from 0.5 to 20 μ m, is able to determine the aerodynamic diameter of the particles generated during the cutting sequences.

In order to measure particles in the size range of 20–1000 μ m, we performed particle sampling in the CAPIMIF facility. Small filters placed in the flow are used to collect particles that are subsequently analyzed with an optical microscope (Morphologi G3 from MALVERN). An example of visualization is shown in Fig. 3.

A scanning electron microscope (SEM) is used to obtain a better spatial resolution in order to understand the interaction between the smallest particles and the filter fibers. In addition, the SEM technique allows us to determine the chemical properties of the material particles using an energy-dispersive spectrometer (EDS).

3.2 Particle Velocity Characterization. The incandescent particles emit radiation in the visible spectrum, which makes it possible to visualize them with a high-speed camera. By controlling the exposure time of the camera, particles leave a visible trail on each image, thus providing the average velocity of each particle during the exposure time. This technique, called particle tracking velocimetry (PTV), also allows recording the trajectory of each particle in the measuring section. Specific software has been designed to process these images.

An example of incandescent particle visualization with the IDT high-speed camera is shown in Fig. 4 (image dimensions are 16 cm (width) and 8 cm (height)). The acquisition frequency is 150 Hz with an exposure time of 2072 μ s.

3.3 Particle Temperature Characterization. As mentioned previously, the temperature of in-flight particles has to be determined during the cutting sequences.

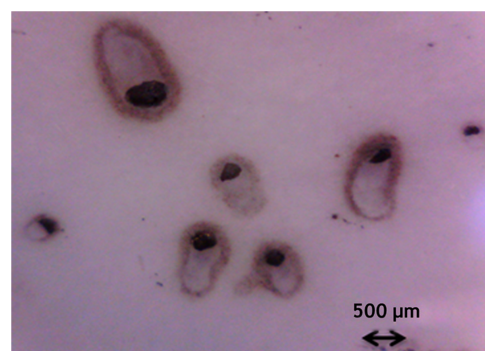


Fig. 3 Microscopic visualization of particles on a sampling filter



Fig. 4 High-speed camera visualization of incandescent particle trails in the measuring section

To achieve this aim, we use the principle that each particle emits thermal radiation depending on its temperature according to Planck's spectral law [7].

The emissivity is an important parameter that is difficult to estimate for optical temperature measurement because it depends on many parameters. An emissivity of 0.5 has been measured for our stainless steel plate, which agreed with literature data. In this study, the emissivity is supposed to be constant and equal to 0.5.

Performing this kind of measurement for our experimental conditions requires strong technological specifications for the sensor in terms of sensitivity and response time. Indeed, the particles produced during the cutting operation are ejected with high velocity (up to 40 m/s), which means that the transit time of the particles in the measurement section of the sensor is an important parameter limiting the amount of energy which can be detected by the sensor.

A specific study was conducted to identify the most suitable instrumentation taking into account our constraints and ranges of temperature. Then, we chose two monochromatic pyrometers (LUMASENSE IP 140) whose characteristics are listed in Table 1.

The pyrometer performances have been validated for the following nominal conditions:

- The heat source dimension is larger than the probe section (Fig. 5).

Table 1 Monochromatic pyrometer LUMASENSE IP 140 technical specifications

Characteristics	IP 140-MB7	IP 140-MB13
Temperature scale	573–1373 K	773–1873 K
Response time	1.5 ms	1.5 ms
Probe volume	Cylinder 1 mm diameter × 7 mm length	Cylinder 0.5 mm diameter × 5 mm length

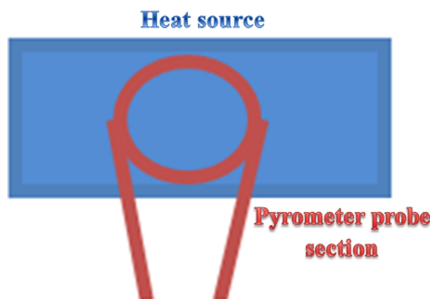


Fig. 5 Pyrometer measurement in nominal conditions of use

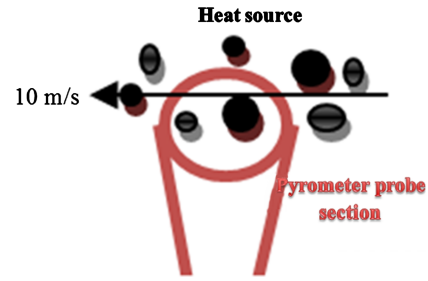


Fig. 6 Pyrometer measurement configuration with moving incandescent particles

- The transit time of the heat source in the probe section exceeds 1.5 ms.

Our experimental conditions are more severe than the above and can be illustrated by the schema presented in Fig. 6. If the particle velocity is 10 m/s, the transit time in our probe volume is about 0.1 ms, which is far less than the pyrometer's response time.

The use of this instrument requires a specific study to quantify the influence of our working conditions on its measurement accuracy and to identify the parameters that have to be taken into account to adapt the pyrometer's inversion relation. This relation is used to correct any measurement bias encountered.

Corrective factors have been introduced to limit the signal attenuation linked to the small particle surface, its displacement, and its position in the probe volume [8], Eq. (1). They allow correcting the temperature given by the pyrometer in our specific configuration. This correction requires knowing the diameter and velocity of the particles, which are measured by the other devices presented earlier

$$T_p = \frac{-B}{\left(\frac{-B}{C+T_f}\right) - 2 \cdot \alpha \cdot \ln\left(\frac{d_p}{D_v}\right) - \beta \cdot \ln\left(\frac{D_v}{V \cdot \tau}\right) - \ln(\theta)} \quad (1)$$

T_p is the particle temperature calculated with the pyrometer temperature T_f . B and C are constant parameters. d_p and D_v are particle diameter and probe diameter; their ratio represents the effect of surface. α is a coefficient of surface and depends directly on the ratio of d_p to D_v . V is the particle velocity and τ is the response time of the pyrometer. β is a coefficient of velocity and depends on the ratio of D_v to $V \cdot \tau$. Finally, θ is the particle dispersion in the probe volume.

The new inversion relation of the pyrometer has an uncertainty from 20% to 30% depending on particle characteristics.

4 CFD Simulations of In-Flight Particles

The CAPIMIF experimental configuration has been simulated using a CFD code (ANSYS CFX) shown in Fig. 7.

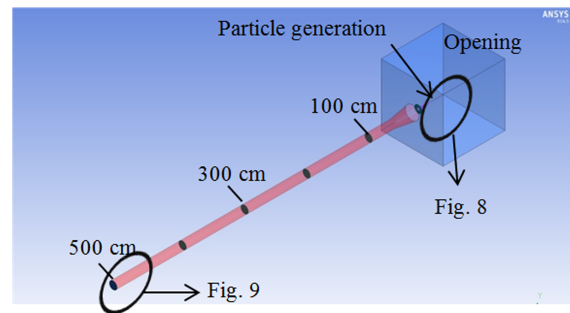


Fig. 7 CAPIMIF geometry simulated in the CFX code

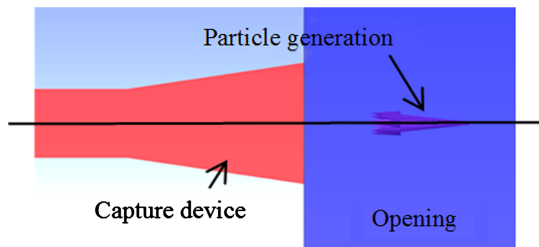


Fig. 8 Particle cone emission used in the code

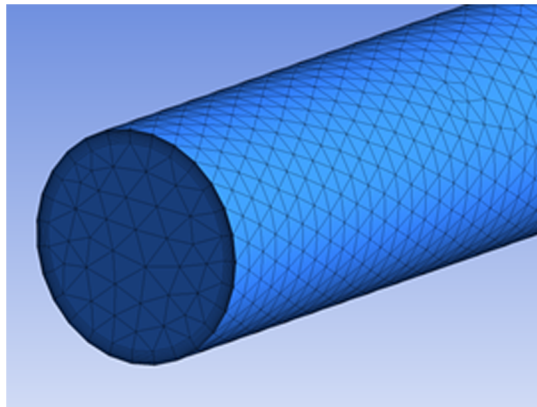


Fig. 9 Mesh structure used on the duct

The aim of these simulations is to identify the type of particle (in terms of diameter, temperature, and velocity) that may reach the filter and degrade it. The numerical results will not be compared to experimental results because of the lack of phenomenon taken into account in the code (particle's oxidation, simplified rebounds, and temporal evolution of initial particle characteristics).

The computation domain is composed of a 4.7 m duct, a 0.3 m capture device, and a fluid domain with free boundary conditions ("opening"). The particle generation is realized in the opening at 0.3 m in front of the capture device. The airflow is the same as in the experiment (450 m³/h), which gives an air velocity in the duct of 10 m/s.

The geometry of the particle emission area is a cone, with an opening angle of 5° centered on the horizontal axis coinciding with the duct axis (Fig. 8). The size distribution of the particles source, which is located at 0.3 m from the capture device, is considered uniform and between 10 μm and 1 mm.

The mesh is unstructured and composed of 296,500 elements, with an inflation on the walls. An example of the mesh at the duct end is shown in Fig. 9. The minimum (resp. maximum) cell size is 7 × 10⁴ m (resp. 7 × 10² m).

A Lagrangian approach is used for particle modeling, and a sensitivity analysis has been performed on the number of particles (10⁷ particles are enough). As explained in "Introduction," particles coming from the disk degradation are not taken into account: only spherical metallic particles from the cutting of the steel piece with a homogeneous composition (iron) are considered. Other input parameters concerning particle generation are provided from the experimental results and are summarized in Table 2. Fluid parameters are also given.

The coefficients of restitution (COR tangential and normal) determine the loss of velocity of a particle at each impact on the wall. A COR equal to 0 means that the particles stick on the walls, and a COR equal to 1 means that the particles conserve kinetic energy during the impact and therefore maintain their velocities. The COR depends on many parameters such as particle velocity, impact angle, and materials involved during contact. These coefficients are

Table 2 Input parameters in the CFD code

Models		
Heat transfer—particle/fluid	Ranz Marshall	
Drag force—particle/fluid	Schiller Naumann	
Turbulence	SST	
Parameters	Particle	Fluid
Initial velocity (m/s)	40	10
Initial temperature (K)	1773	300
Mass flow rate of iron particles (g/s)	2	—
Heat capacity (J/kg/K)	434	1004.4
Density (kg/m ³)	7854	1.17
Angle of cone emission (°)	5	—

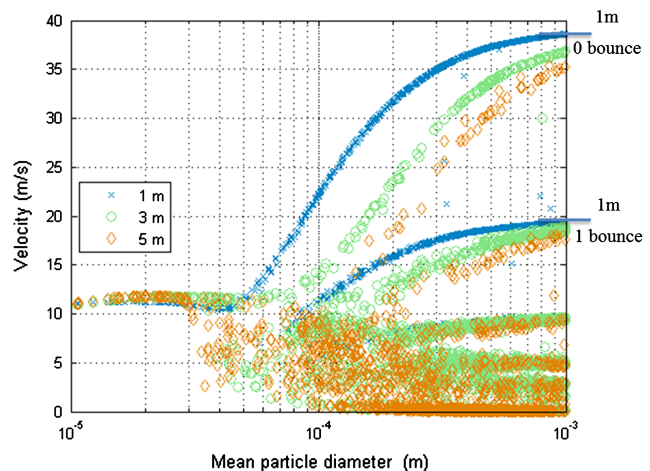


Fig. 10 Particle velocity according to their diameter calculated with ANSYS CFX at several distances from the source

difficult to estimate, and a sensitivity analysis has shown a consistent value of about 0.5. The COR between particles is considered to be equal to 1 because of the weak incandescent particle concentration.

Lastly, no heat exchange between particles and walls is considered, and the wall temperature is fixed at 27°C.

4.1 Evolution of Particle Velocities. The evolution of particle velocity in the duct versus their diameter, at different distances of 1, 3, and 5 m, is presented in Fig. 10.

The velocity of particles smaller than 50 μm decreases quickly and reaches the airflow velocity at 1 m from the source. For larger particles, simulations show a great dispersion of particle velocity depending on their initial trajectory at the emission source, conditioned by impacts against the walls. Moreover, the COR used in the code is 0.5, so the particle velocity is divided into two at each contact with the duct walls. This is underlined in Fig. 10, where particles of a given size have different levels of velocity after 1 m.

4.2 Evolution of Particle Temperature. Figure 11 shows the evolution of particle temperature in the duct versus their diameter, at different distances.

Particles smaller than 50 μm reach the equilibrium temperature with airflow at 1 m, whereas particles bigger than 100 μm keep higher temperatures. For the bigger particles, the temperature is still near the steel melting temperature at 5 m. Beyond 3 m, a large dispersion of temperature for heavy particles (>100 μm) is highlighted. In the simulation, heat transfers with the walls are not taken

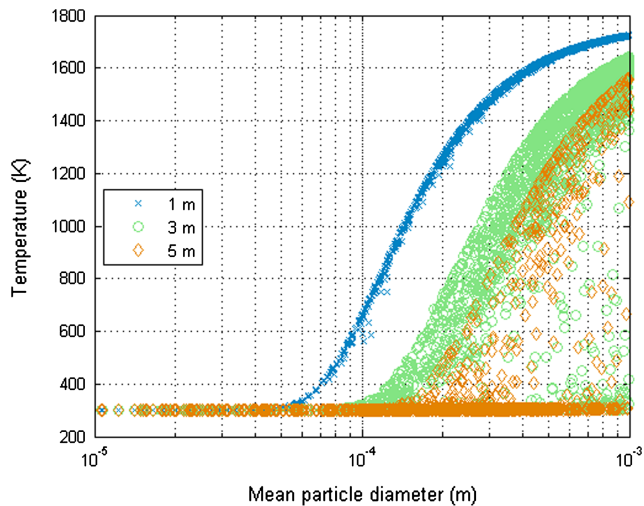


Fig. 11 Particle temperature according to their diameter calculated with ANSYS CFX at several distances from the source

into account. This dispersion is only due to the increase of the transit time of particles in the duct according to particle trajectory.

In conclusion, CFD simulations allow identifying the particles that are potentially aggressive to the filter. Particles that are smaller than $50 \mu\text{m}$ should not be studied because of their low thermal inertia. Particles that are bigger than $100 \mu\text{m}$ may have a high velocity and temperature far from the source. Therefore, it is important to characterize the temperature and the size of particles up to 5 m length in the duct and to measure the decontamination factor of the filter. At this location, particles have a high temperature (near steel melting temperature) that can potentially have a significant effect on the filter's integrity.

5 Characterization of Emitted Particles

5.1 Composition, Size, and Temperature of Particles.

Pyrometer measurements performed directly on the stainless steel plate near the wheel during the cutting process show that the temperature is nearly 750°C . This finding agrees with those obtained by Snoyes et al. [4]. This temperature is characteristic of the stainless steel plate that is heated by conduction by the grinding process. The emission temperature is high enough to turn the plate red, and the plate can emit incandescent particles.

Figure 12 shows a SEM visualization for deposited particles at 0.8 m from the cut-off wheel grinder in the exhaust duct. Particles are polydispersed with various morphologies, but some are spherical. EDS measurements show a majority of iron particles, but there

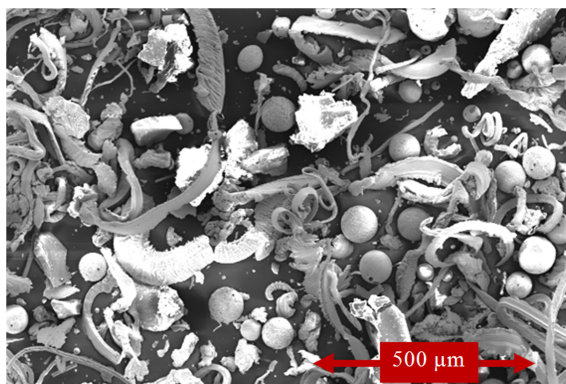


Fig. 12 SEM visualization on deposited particle sample at 0.8 m from emission source on the duct

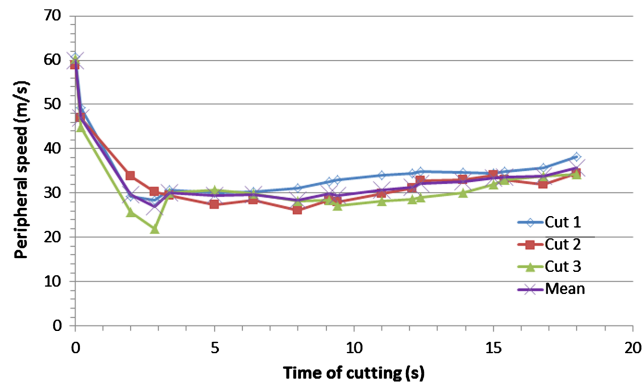


Fig. 13 Peripheral speed of the cut-off wheel grinder during three identical cuttings

are also some fiberglass and alumina grains coming from the wheel. The spherical particles in Fig. 12 are composed of iron and therefore come from the stainless steel plate. These particles are initially steel droplets that have been cooled down in the air. These particles confirm that the grinding process produces particles at very high temperature up to 1500°C (the melting temperature of iron).

SEM visualizations performed on small filters, placed in the flow to collect particles more than 1 m from the source, show a majority of iron spherical particles or former steel droplets having cooled down in an unusual form (Fig. 20).

In the following, we will consider that incandescent particles are spherical particles composed of stainless steel.

5.2 Particle Velocity. Particles are created when the cut-off wheel attacks the stainless steel plate and their ejection velocity depends on the rotational speed of the wheel. The wheel speed has been determined using a high-speed camera during different cutting sequences. Results are shown in Fig. 13. Before the cutting, the circumferential speed of the grinding wheel is about 60 m/s and then decreases to 30 m/s when the cut-off grinder reaches the plate. Afterward, the circumferential speed slowly increases up to 35 m/s.

6 Characterization of In-Flight Particles During Their Transport to the Filter

6.1 Particle Size and Concentration. A particle size distribution, obtained by measuring the particle area with the Morphologi G3 microscope, is shown in Fig. 14. The particle circle-equivalent diameter (CE diameter) is the diameter of the circle that would have the equivalent area as the object. It has been based on many samplings made with filters placed in the duct axis, at 2.38 m from the source. Results show that particles are polydispersed between 40 and $800 \mu\text{m}$. At 2.38 m, simulations (Fig. 11) indicate that particles

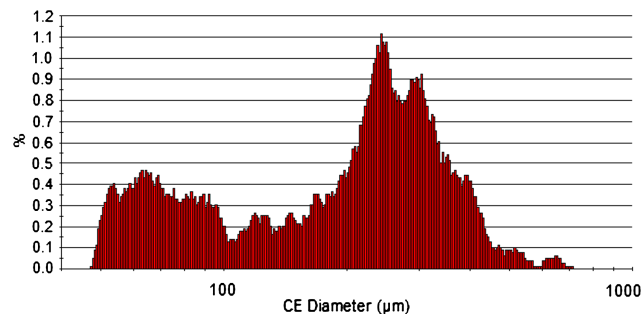


Fig. 14 Particles size distribution (percentage) on sampling filter measured with the Morphologi, at 2.38 m from the particles emission point

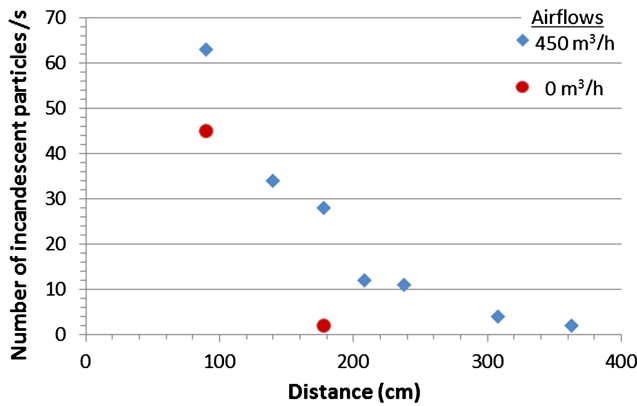


Fig. 15 Number of incandescent particles per cutting second seen with the high-speed camera at different distances from the particle generation point

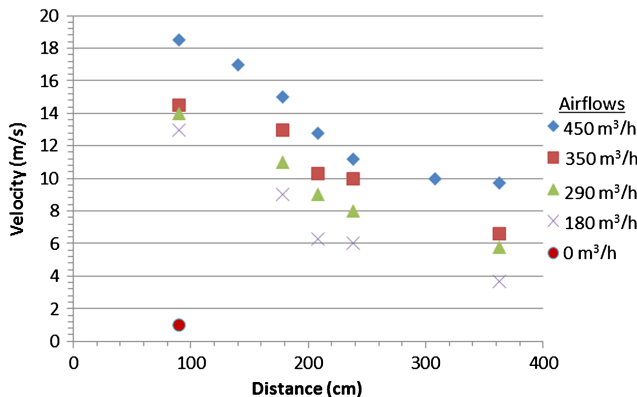


Fig. 16 Average velocity of the 10% fastest incandescent particles at several distances from the particle emission point for different airflows

smaller than $100 \mu\text{m}$ are already at room temperature. However, the particles between 100 and $800 \mu\text{m}$ represent a risk for the filter.

The concentration of incandescent particles is obtained with a count of particles seen with the high-speed camera. The evolution of the incandescent particles' number per cutting time, with and without airflow versus the distance from the source, is presented in Fig. 15. Without airflow, we can notice that there are no more incandescent particles after 2 m , whereas at 3 m with airflow, there are still some incandescent particles in flight.

6.2 Evolution of Particle Velocity. PTV measurements have been made at different distances from the source and are shown in Fig. 16. A criterion has been chosen in order to compare the velocity of a huge number of incandescent particles (with substantial velocity dispersion) at different distances. The velocity is obtained by considering the average of the fastest particles (the 10% fastest particles), during numerous cuttings. As expected, the higher the airflow, the higher the velocity of incandescent particles.

6.3 Evolution of Particle Temperature. In-flight temperature measurements are made with the pyrometer implemented with the modified inversion law [8], at 1.58 m from the cutting tool (Fig. 17). Results show the temporal evolution of the in-flight particle temperature during a cutting.

In order to increase the readability of the results presented in Fig. 17, we have only kept particles hotter than 550°C , which corresponds to the lower limit of incandescence. Wide temperature dispersion is observed from 550 to 1227°C , depending on particle trajectory and size.

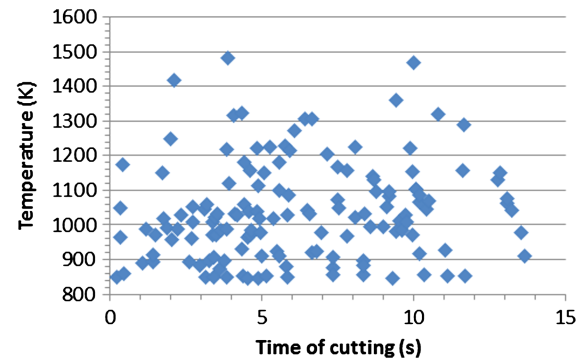


Fig. 17 Pyrometer temperature of incandescent particles at 1.58 m from the particles' generation point

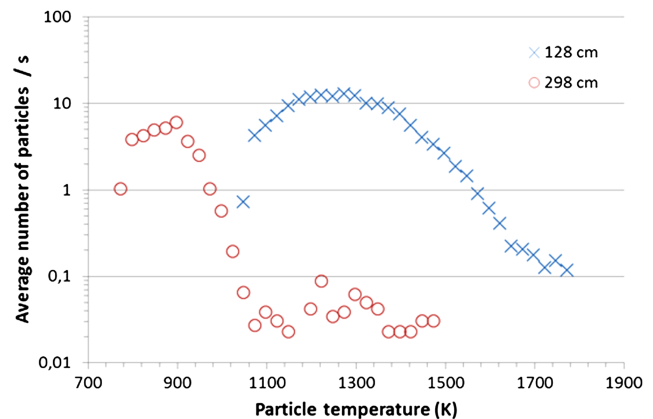


Fig. 18 Average number of particles per cutting second depending on their temperature at 1.28 and 2.98 m from the source

Figure 18 shows the average number of particles per cutting second depending on their temperature: higher than 550°C at 1.28 and 2.98 m from the source. Each class has a thickness of 25 K .

In Fig. 18, at 1.28 m , most of the particles have a temperature of about 1300 K and a maximum temperature of 1800 K , whereas most of the particles have a temperature of about 900 K with a maximum temperature of 1500 K at 2.98 m . As expected, the particle temperature decreases with the distance from the source.

7 Characterization of Filter Degradation Due to Particle Impact

In the previous section, the incandescent particles have been characterized in terms of diameter, temperature, and velocity. The impact of these particles on the filter is quantified with a global approach by measuring the filter's decontamination factor. A local approach is carried out with SEM visualizations in order to understand the filter degradation.

7.1 Global Approach. The efficiency of the filter located on the duct is measured on a dedicated test bench. The Decontamination Factor (DF) (Eq. (2)) of the H14 HEPA filter is measured with the French standard (NF X 44-011)

$$DF = \frac{C_{\text{upstream}}}{C_{\text{downstream}}} \quad (2)$$

In the standard, the DF is determined with the ratio of particle concentration upstream and downstream of the filter. The particles are defined with a mass median aerodynamic diameter of $0.18 \mu\text{m}$

Table 3 Decrease of decontamination factor of HEPA filter at different distances from incandescent particle emission point

Distance (m)	DF before	DF after
1.5	32,000	1200
3	29,800	650
4.5	45,000	2560
3 (with two 90° elbows)	80,000	800

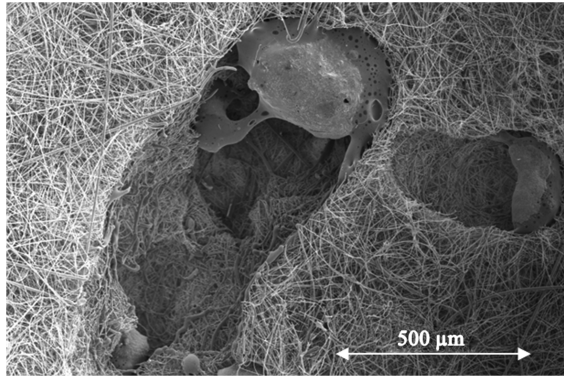


Fig. 19 SEM visualization of particles on a sampling filter at 0.6 m from the source

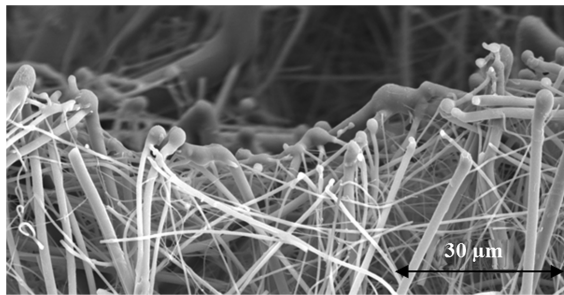


Fig. 20 SEM visualization of melted filter fiber near a particle impact point

and a geometric standard deviation of 1.7. This diameter corresponds to the most penetrating particle size.

Table 3 shows the DF decrease of the filter at different distances from the emission source before and after 10 cutting sequences.

A substantial decrease of the DF of the industrial filter is observed regardless of the distance from the particle generation point. The use of two elbows at 90° does not preserve the filter from incandescent particles.

7.2 Local Approach. In order to understand the mechanisms involved in the filter degradation by incandescent particles, SEM visualizations have been made on a sampling filter at 0.6 m from the source.

Figure 19 is a SEM visualization of two particles collected in the filter. These particles have reached and penetrated the filter under liquid state and have cooled down inside the fibers. The fiberglass filter melted along the particles' path. A SEM visualization of melted fiber is shown in Fig. 20. Fibers that have melted around a particle cause a local reduction of filter thickness which can decrease the DF.

In conclusion, we observe a decrease of the decontamination factor of a HEPA filter subjected to incandescent particles. As Fig. 15 indicates, few incandescent particles reach the filter at 3 m from the source, but it is enough to cause a decrease in efficiency as shown in Table 3. This is in agreement with Mouret [9], who showed that several pinholes in a filter induce a loss of efficiency.

From the experimental results obtained previously, we showed that some incandescent particles ($T > 800$ K) with a velocity of 10 m/s impacting a filter made of fiberglass at 3 m from the source can lead to a decrease of the decontamination factor.

8 Conclusion

The present paper shows the different techniques used on a dedicated experimental facility to characterize the incandescent particles emitted by a cutting device. Parameters such as diameter, velocity, trajectory, and temperature are measured from the source to the filter in order to know which kind of particles may reach and degrade the filter. All the instruments have been qualified and optimized to characterize incandescent particles. They can be reused in the future to test other cutting tools. Using CFX simulation, this article shows that particles with a size of 100–800 μm with high temperature and high velocity, emitted by a cut-off grinder, can reach the filter in our configuration. SEM visualization performed on the filter can warn of a possible loss of efficiency. This is then confirmed by a decontamination factor, measured according to the French Standard, showing that, after several cuttings in different configurations without any spark protection, filter efficiency decreases sharply. Moreover, a particle velocity around 10 m/s and a temperature up to 1500 K are sufficient to damage the filter. Other analytical experiments are underway to determine the amount of thermal energy, brought by the particles, required to degrade the filter. This will permit identifying ranges of particle sizes, velocities, and temperatures potentially aggressive to the filter. Finally, by measuring the velocity and temperature of particles downstream from spark protections, it will be possible to define their efficiency against incandescent particles.

Acknowledgment

Funding was provided by Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) and Electricité de France (EDF).

Nomenclature

Capital Letters

- B = constant coefficient in the pyrometer inversion law, –
- C = constant coefficient in the pyrometer inversion law, –
- d_p = particle diameter, m
- DF = decontamination factor, –
- D_v = pyrometer probe diameter, m
- $C_{\text{downstream}}$ = downstream filter particle's concentration, kg/m^3
- C_{upstream} = upstream filter particle's concentration, kg/m^3
- T_f = pyrometer temperature, $^{\circ}\text{C}$
- T_p = particle temperature, $^{\circ}\text{C}$
- V = particle velocity, m/s

Greek Letters

- α = coefficient of surface, –
- β = coefficient of velocity, –
- θ = coefficient of particles' distribution in the probe volume, –
- τ = pyrometer response time, –

Abbreviations

- CAPIMIF = Caractérisation des Particules Incandescentes et Mesure de l'Impact sur Filtre
- CFD = Computational Fluid Dynamics
- COR = Coefficient Of Restitution
- DF = Decontamination Factor
- EDF = Electricité de France
- EDS = Energy-Dispersive Spectrometer

IRSN = Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire
PTV = Particle Tracking Velocimetry
SEM = Scanning Electron Microscopy

References

- [1] Marchal, P., Porcheron, E., Grehan, G., Lafanechere, L., and Walter, J., 2013, "Incandescent Particle Characterization Emitted by a Cut-Off Grinder During Decommissioning Operations for Evaluating Filters Degradation," Paper No. ICONE21-15353.
- [2] Marchal, P., 2014, "Characterization and Effect of Incandescent Particles on the Ventilation Network During Dismantling Operations," Ph.D. thesis, INSA Rouen.
- [3] Pilot, G., and Bernard, J., 1995, "Evaluation of the Segmentation by Various Cutting Techniques," IRSN Technical Report.
- [4] Snoyes, R., Maris, M., and Peters, J., 1990, "Thermally Induced Damage Grinding," *Ann. CIRP*, **39**(2), pp. 345–347.
- [5] Kaczmarek, J., 2011, "Using a Thermovision Method for Measuring Temperatures of a Workpiece During Abrasive Cut-off Operation," *S.I. Adv. Manuf. Sci. Technol.*, **35**(2011), pp. 85–95.
- [6] Kaczmarek, J., 2008, "The Effect of Abrasive Cutting on the Temperature of Grinding Wheel and Its Relative Efficiency," *Arch. Civ. Mech. Eng.*, **8**(2), pp. 81–90.
- [7] Zhang, Z. M., Tsai, B. K., and Machin, G., 2010, *Radiometric Temperature Measurements. I. Fundamentals, Experimental Methods in the Physical Sciences Series*, Vol. **42**, Academic Press, Elsevier, Amsterdam.
- [8] Marchal, P., Porcheron, E., Lafanechere, L., and Grehan, G., 2014, "Mesure de la température de particules incandescentes émises par une disqueteuse," *Congrès Français des Aérosols*.
- [9] Mouret, G., Thomas, D., Chazelet, S., Appert-Collin, J. C., and Bemer, D., 2009, "Penetration of Nanoparticles Through Fibrous Filters Perforated with Defined Pinholes," *J. Aerosol Sci.* **40**(9), pp. 762–775.

CHAPITRE 5 : TRAVAUX ACTUELS ET PROJET DE RECHERCHE

5 TRAVAUX ACTUELS ET PROJET DE RECHERCHE

Dans ce chapitre, sont présentés synthétiquement les différents travaux de recherche menés actuellement par l'équipe TOSQAN. Certains se situent dans la continuité des thématiques présentées précédemment et d'autres s'inscrivent dans de nouveaux programmes élaborés pour répondre à des questionnements en termes de sûreté. Il s'agit donc de donner un coup de projecteur sur ces activités non finalisées, le niveau de détail de ce chapitre étant fonction de la maturité des programmes et de mon degré d'implication personnelle dans ces derniers.

En termes de perspectives, des axes de recherches illustrés à travers différents programmes en cours de réflexion et de définition sont également présentés.

5.1 Travaux actuels

5.1.1 *Développement d'un capteur embarqué pour l'aéronautique: caractérisation des cristaux de glace dans l'atmosphère*

Cette activité de recherche a vu le jour suite à notre participation au projet Européen ALIDS d'EUFAR. Elle peut s'apparenter à un transfert technologique des concepts mis en œuvre pour le développement de la sonde ALIDS, qui s'inscrit dans le cadre du projet Européen HAIC (*High Altitude Ice Crystals*, [70]) du 7^{ème} PCRD coordonné par Airbus et rassemblant 39 partenaires (34 Européens et 5 hors Europe). L'objectif général de ce projet est de contribuer à améliorer le niveau de sûreté des avions (*enhancing aircraft safety*).

5.1.1.1 *Problématique, objectif, démarche*

Le risque lié aux conditions givrantes que peuvent rencontrer les avions en vol a été pris en compte depuis des décennies par les constructeurs qui ont mis en place des équipements spécifiques ou des stratégies permettant de certifier les avions pour ces types de condition de vol. Les conséquences du givrage pour l'avion peuvent être la réduction de la visibilité, la perte d'informations fournies par les capteurs extérieurs tels que les tubes de Pitot, la diminution de la finesse aérodynamique et l'endommagement voire l'extinction des moteurs. Les normes définissant l'enveloppe des conditions givrantes sont en cours d'évolution pour intégrer le risque lié à la présence de gouttes d'eau surfondue de taille plus importante (SLD pour Supercooled Large Droplet) et à la présence de cristaux de glace qui peuvent être rencontrés par les avions, notamment à très haute altitude. Cette évolution des normes nécessite en parallèle, la conception de nouveaux capteurs embarqués capables de détecter et de quantifier les hydrométéores, afin de déterminer la teneur en eau sous formes liquide (LWC) et solide (IWC) dans l'atmosphère. Ces données sont en effet indispensables pour renseigner les pilotes sur l'environnement de leur avion, afin de pouvoir, le cas échéant, changer de plan de vol pour éviter les zones à risques. C'est dans ce contexte qu'Airbus a lancé en 2012 le projet HAIC dont l'une des tâches est de développer des capteurs

embarqués sur les avions commerciaux dont les capacités de détection en termes de gouttes d'eau surfondue et de cristaux de glace sont en adéquation avec les nouvelles normes liées au risque de givrage des aéronefs. Un consortium coordonné par l'industriel ZODIAC AEROSPACE et composé d'une partie du consortium du projet ALIDS (VKI, CNRS CORIA et IRSN) a été formé afin de développer un capteur compact dédié à la caractérisation des conditions givrantes. En dehors de l'aspect technologique pris en charge par ZODIAC AEROSPACE consistant à produire un capteur industriel compact, l'enjeu scientifique principal de ce projet est la caractérisation, en termes de dimensions et de concentration, de cristaux de glace de morphologies diverses (Figure 55) à l'aide d'une méthode optique non intrusive, la technique interférométrique d'imagerie en défaut de mise au point.

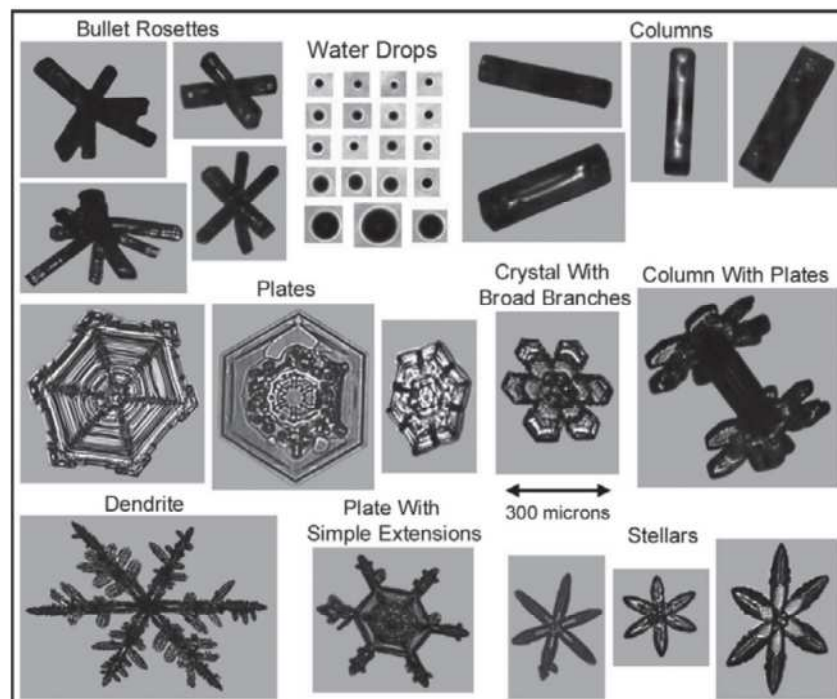


Figure 55. Exemple de morphologie de cristaux de glace [OC,83].

Lorsque l'on applique l'ILIDS à une particule irrégulière, telle qu'un cristal, une figure d'interférence de type speckle est observée (Figure 56). Cette différence de signature permet donc, de discriminer dans l'écoulement les gouttes des particules irrégulières, comme l'illustrent les interférogrammes présentés sur la Figure 57.

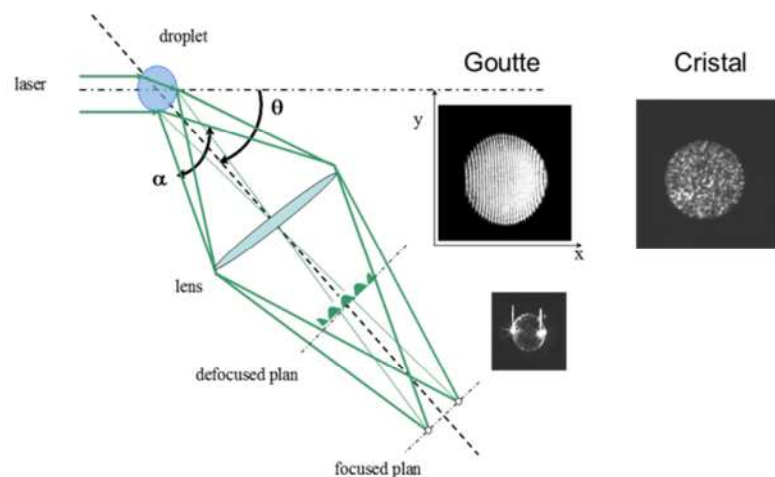


Figure 56. Principe de la technique ILIDS.

Le speckle se produit lorsqu'un faisceau cohérent illumine une surface rugueuse dont les irrégularités sont à l'échelle de la longueur d'onde, ou un milieu fortement diffusant de forme complexe. Ce phénomène est dû aux interférences créées par les rayons diffractés ou diffusés en chaque point de la surface de l'objet, et dans toutes les directions. Chaque onde diffusée possède une phase spatiale et un module qui lui est propre, l'amplitude résultante au plan image correspond à la somme de toutes ces ondes et possède une phase et un module aléatoirement répartis dans le plan d'observation. L'intensité lumineuse récoltée est distribuée de façon complexe dans l'espace, ce qui donne cet aspect granuleux de speckle composé d'une multitude de spots ou « grains de speckle » brillants et sombres.

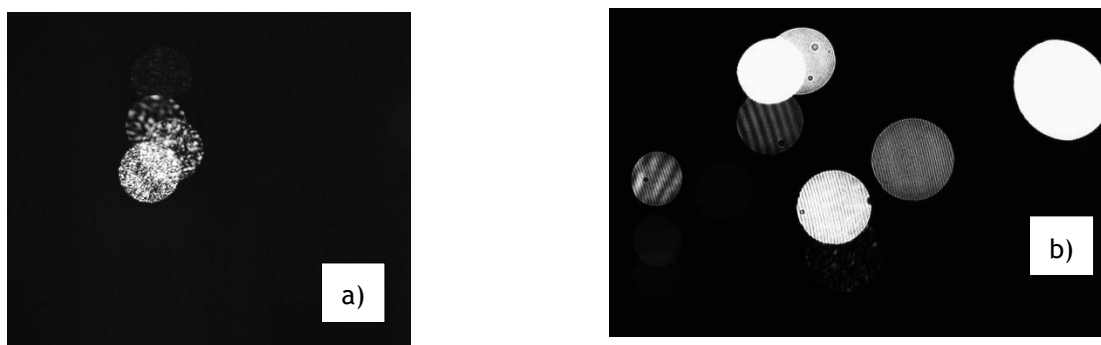


Figure 57. Image ILIDS acquises au sein d'un nuage de cristaux de quartz (a) et au sein d'un mélange de gouttes et de cristaux de quartz (b) [CN2]

La principale caractéristique du speckle est la taille de ses grains. Il a été montré par Brunel et al. [71, 72] qu'il existait une relation théorique entre la taille des grains de speckle et la dimension caractéristique principale de la particule irrégulière. Pour une configuration optique donnée, cette dimension peut s'exprimer par une fonction décroissante de la taille du grain de speckle. Une validation expérimentale préliminaire couplant la technique ILIDS, l'ombroscopie et la visualisation

au MEB a été réalisée avec des simulants de cristaux de glace, constitués de quartz et de sel (Figure 58).

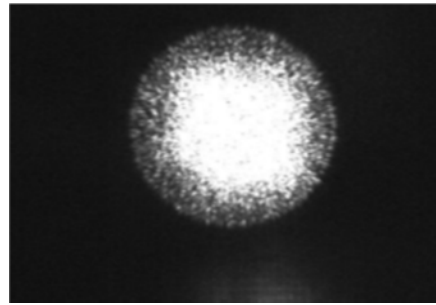
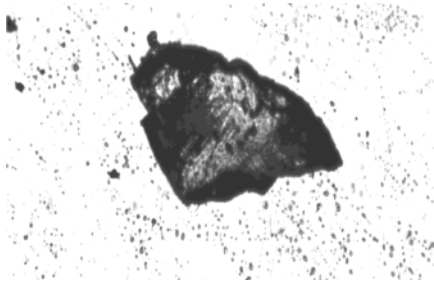


Figure 58. Image d'un cristal de sel obtenue par ombroscopie ($\sim 600 \mu\text{m}$) et speckle correspondant obtenu par ILIDS [CN2]

La discrimination et l'analyse des interferogrammes à franges et à speckle sont effectuées grâce à un algorithme développé par Lemaitre et al. [P22]. En termes d'état d'avancement de cette activité de recherche, le consortium a passé l'étape du TRL3 (Technology Readiness Level) correspondant à la démonstration du concept par des expériences en laboratoire.

5.1.2 Etude de la mobilisation et de la distribution de poussières engendrées par une perte de vide dans l'installation ITER

Cette thématique de recherche concerne la sûreté du réacteur de fusion ITER en cours de construction à Cadarache et s'inscrit dans le cadre des études menées par l'IRSN pour évaluer les stratégies proposées par l'exploitant du tokamak ITER pour garantir son niveau de sûreté. Un programme mettant en œuvre la plate-forme TOSQAN modifiée et son potentiel métrologique a ainsi été élaboré.

5.1.2.1 Problématique, objectif, démarche

Dans le cas d'une perte de confinement dans le tokamak, les poussières accumulées sur les parois et dans le divertor sont susceptibles d'être mises en suspension et d'entraîner la formation d'hydrogène, notamment par réaction du béryllium avec de la vapeur d'eau. La perte de vide de l'enceinte peut survenir suite à une entrée d'air (Loss of vacuum accident, LOVA) ou par entrée d'eau (Loss of coolant accident, LOCA). La quantité d'hydrogène potentiellement produite dépend notamment des caractéristiques du terme source (masse, concentration massique, distribution granulométrique des particules) étant donné que les réactions chimiques mises en jeu sont d'autant plus efficaces que la surface d'échange des particules est importante. Un second risque, qui se superpose au risque hydrogène, est lié à l'explosion des poussières qui ont été mises en suspension lors de la perte de vide. Dans les scénarios d'accidents généralement étudiés, l'énergie nécessaire pour initier l'explosion des poussières provient d'une combustion hydrogène initiale. L'évaluation du risque lié à l'explosion de poussières nécessite d'étudier les phénomènes physiques influençant la mise en suspension et la distribution des poussières à basse pression dans la veine du tokamak. Durant le transitoire de re-pressurisation du Tokamak, deux phénomènes influencent la mise en suspension et la distribution des poussières : l'évolution de la quantité de mouvement du jet induit par l'entrée d'air qui influence la mise en suspension et la distribution des poussières et l'évolution de la masse volumique du gaz dans le Tokamak qui influencent la sédimentation des particules. Pour bien appréhender les aspects de sûreté liés à ce scénario de perte de vide, il est nécessaire de maîtriser ces phénomènes physiques, qui sont bien connus à la pression atmosphérique mais beaucoup moins documentés pour des conditions de vide primaire à vide moyen (~ 1 mbar) et pour des régimes d'écoulements supersoniques.

C'est dans ce contexte que la plate-forme TOSQAN a subi une évolution illustrée sur la Figure 59, pour étudier à basse pression la mise en suspension et la distribution de particules par un jet à haute vitesse à masse volumique variable, c'est-à-dire pour des conditions assez proches de celles d'ITER. La métrologie mise en œuvre est constituée d'un système PIV haute cadence (1 kHz, 30 mJ/pulse) adapté au caractère transitoire et rapide des phénomènes mis en jeu, ainsi que d'un

granulomètre optique prévu pour fonctionner à basse pression. Une illustration des résultats en cours d'acquisition est présentée sur la [Erreur ! Source du renvoi introuvable.](#) [C11].

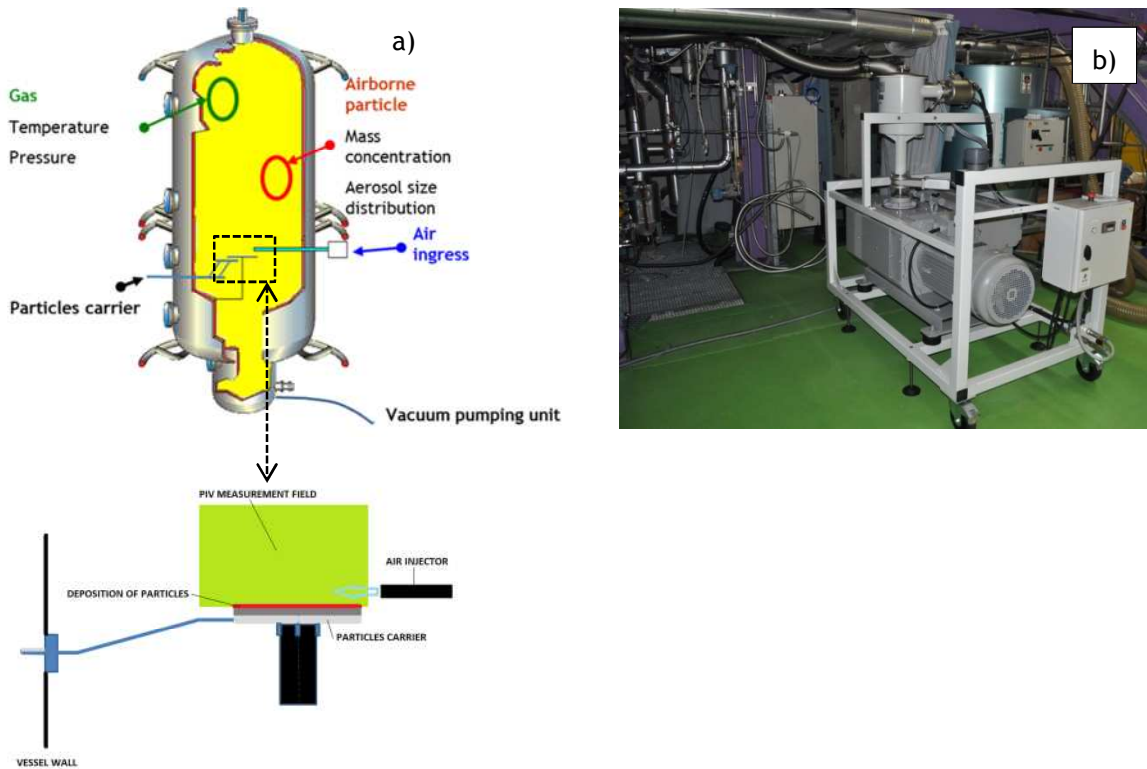


Figure 59. Schéma de principe de la plate-forme TOSQAN dans sa configuration dédiée au programme d'étude de la mise en suspension et de la distribution de particules à basse pression (a) et vue du groupe de pompage (b)

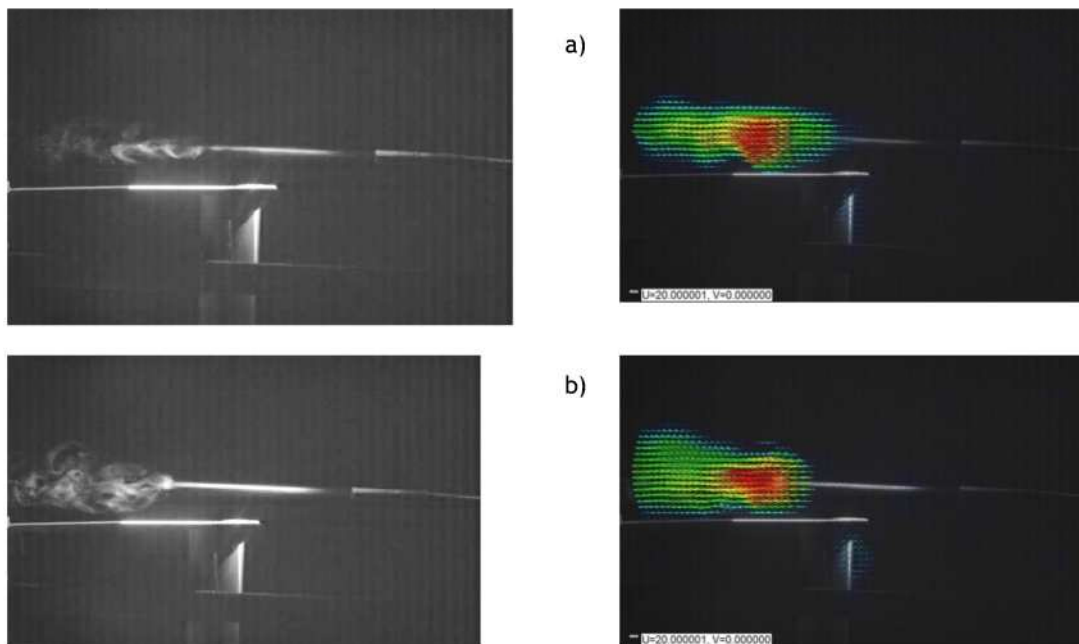


Figure 1. Visualisation de l'expansion du jet d'entrée d'air et champ PIV associé à $t = 0,002$ s (a) et $t = 0,003$ s (b) après le début de l'entrée d'air, pression d'enceinte égale voisine de 1 mbar [C11]



Figure 60. Visualisation du jet d'entrée d'air dans l'enceinte sous vide primaire et de l'onde de choc résultante

Ce programme doit permettre d'étudier la phénoménologie de la mise en suspension de particules dans des domaines de pression pour lesquelles on peut observer une transition entre le régime continu et le régime moléculaire [79], notamment afin d'alimenter la validation des codes de calcul utilisés par l'IRSN. Cette problématique s'avère très compliquée car elle agglomère beaucoup de phénomènes physiques complexes, comme les jets supersoniques transitoires à masse volumique variable et le transport de particules à basse pression.

5.2 PROJET DE RECHERCHE

Les problématiques de recherche focalisées autour de l'analyse des phénomènes physiques dans les écoulements multiphasiques, abordées dans ce mémoire, couvrant un champ assez vaste, il en découle assez naturellement de nombreuses perspectives. Il faut aussi mentionner que l'effort de publications et de communications engagé depuis plus de 10 ans, a permis de faire connaître et de valoriser les activités de recherche menées par l'équipe TOSQAN, ainsi que les moyens expérimentaux et le potentiel métrologique associé, ce qui contribue à notre implication dans de nouveaux projets et à la naissance de nouvelles collaborations.

5.2.1 *Dispersion de l'hydrogène dans les enceintes de confinement ou les locaux ventilés*

Un prolongement des études sur la distribution de l'hydrogène dans une enceinte de confinement lors d'opérations d'éventage est prévu dans le cadre du projet Européen HYCOSAM. L'objectif est d'étudier l'effet d'une dépressurisation d'enceinte sur la distribution en hydrogène (scénario dit en phase tardive avec procédure ultime de dépressurisation U5), problématique soulevée par l'accident de Fukushima. D'autre part, à travers la participation au projet ANR MITHYGENE, j'apporte ma contribution au développement d'une instrumentation optique basée sur la diffusion Raman spontanée, pouvant mesurer les concentrations gazeuses dans une enceinte de confinement en phase accidentelle (hydrogène, monoxyde de carbone) [R17].

Enfin, la thématique de la dispersion de l'hydrogène dans des locaux ventilés est étudiée dans le cadre du programme CARDAMOME [CN24], dédié à la validation expérimentale des codes de calcul CFD (notamment le code P²REMICS développé au sein de l'IRSN) utilisés par l'IRSN dans ce domaine.

5.2.2 *Etudes des effets électrostatiques sur l'efficacité de rabattement des particules d'aérosol atmosphérique par la pluie*

Les effets électrostatiques, à travers la force d'électrophorèse, ont une contribution vis-à-vis des mécanismes élémentaires de collecte des particules d'aérosol par les gouttes qui restent à quantifier. En effet, les particules d'aérosol radioactif libérées en situation accidentelle sont chargées électriquement et les gouttes de pluie peuvent également l'être dans le cas de précipitations orageuses, dont la probabilité d'occurrence n'est pas négligeable dans la région de la vallée du Rhône où sont principalement implantées les installations nucléaires en France. Cette problématique fait l'objet de travaux expérimentaux menés dans l'installation BERGAME qui a été modifiée pour imposer et contrôler le niveau de charge des gouttes et des particules d'aérosol afin de quantifier les effets sur l'efficacité de collecte des particules d'aérosol [73, 74, 75].

5.2.3 Etude de l'efficacité de filtration à basse pression

La quantification de l'efficacité de filtration à basse pression est associée à la sûreté des réacteurs de fusion telle que ITER. Les particules activées dans le tokamak doivent en effet pouvoir être collectées par des systèmes de filtration dont l'efficacité doit être déterminée. Une étude sur cette thématique dans le cadre d'une collaboration avec d'ITER est actuellement en cours de réflexion, en utilisant notamment la plate-forme TOSQAN.

5.2.4 Instrumentation aéroportée

Dans la continuité du projet ALIDS d'EUFAR et en utilisant le retour d'expérience du projet HAIC, la sonde aéroportée a été améliorée et devrait être utilisée lors de nouveaux vols dédiés à la caractérisation de phases mixtes gouttes et cristaux de glace.

5.2.5 Démantèlement des installations nucléaires

Le démantèlement des installations nucléaires est un secteur dont l'ampleur est croissante, en corrélation avec le nombre croissant d'installations à démanteler. Les recherches sur le confinement, la dispersion et l'épuration de polluants pouvant être générés lors des opérations de démantèlement revêtent donc une importance particulière. L'accident nucléaire de Fukushima en 2011 pose un questionnement quant au démantèlement d'installations endommagées pour lesquelles les procédures standards de déconstruction ne peuvent être employées, notamment lorsque le corium est en dehors de la cuve du réacteur. Un programme est actuellement en cours de réflexion pour contribuer à des études amonts destinées à préparer le retrait du corium des réacteurs endommagés de la centrale de Fukushima, par technique de découpe laser sous air.

5.2.6 Perspectives à plus long terme

Le rabattement des aérosols atmosphériques par des hydrométéores de type neige, brouillard ou grêles est une thématique que l'IRSN envisage d'investiguer. Elle nécessite le développement de nouveaux moyens expérimentaux qui sont d'ores et déjà en réflexion.

La nouvelle capacité de la plate-forme TOSQAN à reproduire des conditions de vide primaire associée à son niveau d'instrumentation offre de nombreuses perspectives en lien avec le développement et la construction des réacteurs de fusion (ITER, DEMO).

Ce nouveau potentiel pourrait aussi être valorisé dans le domaine spatial (par exemple pour étudier les scénarios de fuite de gaz ou de dépressurisation d'engin spatiaux).

6 CONCLUSION

Au terme de ce mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches, il convient de conclure sur mes activités de recherche, d'encadrement de doctorants et d'animation de projets.

Mon parcours m'a permis d'acquérir une vision globale des thématiques liées à l'aérodispersion des gaz et des particules rencontrées dans le domaine de la sûreté nucléaire.

Au cours de mes activités de recherche, je me suis efforcé d'aborder les différentes thématiques d'une manière duale, avec une approche semi-analytique voire industrielle qui est propre à la recherche finalisée menée par l'IRSN et une approche plus analytique souvent réalisée lors de travaux de thèse et via des collaborations académiques. Si l'on attend logiquement que ces deux approches complémentaires se nourrissent l'une de l'autre, il est particulièrement satisfaisant d'arriver à construire une réelle cohérence entre elles, ce qui offre alors l'opportunité d'étudier finement les phénomènes physiques à petite échelle, afin de comprendre et d'expliquer les observations faites à plus grande échelle et pour des conditions réalistes.

Ces travaux de recherche ont donné lieu à plusieurs publications, basées sur le développement ou l'adaptation de techniques optiques à des conditions hostiles, ainsi qu'à l'analyse des phénomènes de transfert dans des écoulements multiphasiques variés, représentatifs de conditions réelles.

Du fait de leur diversité, ces travaux ont été souvent réalisés de manière transverse en interne IRSN, ainsi qu'en partenariat avec des équipes de recherche et industrielles, Française et Européenne avec lesquelles l'équipe TOSQAN forme un réseau solide.

7 PRODUCTION SCIENTIFIQUE

7.1.1 *Thèse de Doctorat*

Atomisation d'un jet liquide par un jet de gaz inerte appliquée à la propulsion cryotechnique, thèse de l'Université de Poitiers, 1998

7.1.2 *Contribution ouvrage collectif*

OC) Airborne Measurements for Environmental Research, Edité par M. Wendish et J.L. Brenguier, WILEY-VCH, 2012. (& 5.6.1 Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing)

7.1.3 *Publications dans les revues*

P1) Porcheron, E., Lemaitre, P., Nuboer, A., Sump influence on containment thermal hydraulics: Synthesis of the TOSQAN test, ASME, Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science. 2015, Vol. 1 /041008-1. Doi: 10.1115/1.4030961.

P2) Porcheron, E., Lemaitre, P., Van Beeck, J., Vetrano, R., Brunel, M., Grehan, G., Development of a spectrometer for airborne measurement of droplet sizes in clouds, Journal of the European Optical Society, 10, 1502, 2015. Doi: <http://dx.doi.org/10.2971/jeos.2015.1502>.

P3) Marchal, P., Porcheron, E., Recherche et développement : Impact des particules incandescentes dans les réseaux de ventilation, Revue Générale du Nucléaire, N°5, 2014. (*revue nationale sans comité de lecture*)

P4) Quérel, P., Lemaitre, M., Monier, E., Porcheron, A., Flossmann, M., Hervo, An experiment to measure raindrop collection efficiencies: influence of rear capture, Atmospheric Measurement Techniques, Vol. 7, 1321-1330, 2014.

P5) Marchal, P., Porcheron, E., Gelain, T., Lafanechere, L., Walter, J., Grehan, G., Characterization of incandescent particles emitted by a cut-off grinder during decommissioning operations for evaluating filter degradation, ASME, Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science. 2015; 1(2):021005-021005-8. doi:10.1115/1.4029343.

P6) Quérel, P., Monier, M., Flossmann, A., Lemaitre, P., Porcheron, E., The importance of new collection efficiency values including the effect of rear capture for the below-cloud scavenging of aerosol particles, Atmospheric Research, 2014, <http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosres.2013.06.008>.

- P7) Malet., J., Porcheron E., Dumay F., Vendel J., Code-experiment comparison on wall condensation tests in the presence of non-condensable gases - numerical calculations for containment studies, Nuclear Engineering and Design, Volume 253, December 2012, Pages 98-113.
- P8) Porcheron E., Lemaitre P., Marchand D., Aerosol Removal by Emergency Spray in PWR Containment, Journal of Energy and Power Engineering 5, 2011.
- P9) Lemaitre, P., Porcheron, E., Nuboer, A., Study of Heat Transfer and Mass Transfer in a Spray for Containment Application: Analysis of the Influence of Spray Temperature at the Injection Point, Nuclear Technology / Volume 175 / Number 3 / September 2011 / Pages 553-571.
- P10) Porcheron, E., Lemaitre, P., Marchand, D., Plumecocq, W., Nuboer, A. and Vendel, J. Experimental and numerical approaches of aerosol removal in spray conditions for containment application. Nuclear Engineering and Design, Vol. 240, pp. 336-343, 2010.
- P11) Quérel, A., Lemaitre, P., Brunel, M., Porcheron, E., Gréhan, G. Real-time global interferometric laser imaging for the droplet sizing (ILIDS) algorithm for airborne research. Measurement Science and Technology (MST), Vol. 21, Number 1, 2010.
- P12) Malet J., Porcheron E., Vendel J., OECD International Standard Problem ISP-47 on containment thermal-hydraulics—Conclusions of the TOSQAN part, Nuclear Engineering and Design, Vol. 240, Issue 10, pp. 3209-3220, 2010.
- P13) Lemaitre, P., Porcheron, E. Study of heat and mass transfers in a spray for containment application: Analysis of the influence of the spray mass flow rate. Nuclear Engineering Design, Vol. 239, Issue 3, pp541-550, 2009.
- P14) S. Kudriakov, F. Dabbene, E. Studer, A. Beccantini, J.P. Magnaud, H. Paillère, A. Bentaib, A. Bleyer, J. Malet, E. Porcheron, C. Caroli, The TONUS CFD code for hydrogen risk analysis: Physical models, numerical schemes and validation matrix, Nuclear Engineering Design, Vol. 238, Issue 3, pp. 551-565, 2008.
- P15) Porcheron, E., Lemaitre, P., Nuboer, A., Vendel, J. Heat, mass and aerosol transfers in spray conditions for containment application. Journal of Power and Energy Systems, Vol. 2, N°2, pp. 633-647, 2008.
- P16) Lemaitre, P., Porcheron, E. Analysis of heat and mass transfers in two-phase flow by coupling optical diagnostic techniques. Experiment in Fluids, Vol. 45, pp187-201, 2008.

- P17) Porcheron, E., Lemaitre, P., Nuboer, A., Rochas, V. and Vendel, J. Experimental investigation in the TOSQAN facility of heat and mass transfers in a spray for containment application. Nuclear Engineering and Design, Vol. 237, pp. 1862-1871, 2007.
- P18) Lemaitre, P., Porcheron, E., Grehan, G. and Bouilloux, L. Development of a global rainbow regrantometry technique to measure the temperature of spray droplets in a large containment vessel. Measurement Science and Technology, Vol. 17, pp. 1299-1306, 2006.
- P19) Monote G., Carreau J.L., Le Visage D., Porcheron E., Prevost L. et Roger F., Atomisation coaxiale assistée : analyse du mélange dans la zone dense, Combustion, Vol.2, n°2, pp 127-165, 2003.
- P20) Porcheron, E., Carreau, J.L., Prevost, L., Roger, F. Effect of gas density injection on assisted cryogenic liquid jet atomization. Atomization & Sprays, Vol. 12, pp. 209-227, 2002.
- P21) Carreau J.L., Porcheron E., Le Visage D., Prevost L., Roger F., Liquid core characterization of coaxial liquid oxygen / inert gas, International Journal of Fluid Mechanics Research, Vol. 24, Issue 4-6, pp. 498-507, 1997.
- P22) Lemaitre, P., Brunel, M., Rondeau, A. and Porcheron, E., Mixed-phase cloud characterisation using Interferometric out-of-focus imaging: application the detection of freezing conditions, Measurements Science and Technology, 26(2015) 125403 (10pp).
- P23) Ouldarbi, L., Shen, H., Peret, G., Lemaitre, P., Porcheron, E., Coëtmelec, S., Grehan, G., Lebrun, D., Brunel, M., Simultaneous 3D location and size measurement of mixed bubbles and sand particles in a flow using interferometric particle imaging, Applied Optics, Vol. 54, No. 30 2015.

7.1.4 Communications avec acte dans les conférences internationales

- CI1) Porcheron, E., Lemaitre, P., En-Nougaoui, A., Nuboer, A., Experimental study of dust resuspension at low pressure for representative conditions of the ITER tokamak, ICONE 23, 2015.
- CI2) Malet, J., Porcheron, E., Bentaib, A., Andreani, M. Mignot, G., Paladino, D., Guentay, S., Dabbene, F., Brinster, J., Visser, D., Xu, Z., Liang, Z., Kelm, S., Kiselev, A., Yudina, T., Filippov, A., Zaytsev, A., Kamnev, M., Boyd, C., Analysis of stratification and mixing of a gas mixture under severe accident conditions with intervention of mitigating measures, ICAPP 2015.
- CI3) Dabbene, F., Brinster, J., Porcheron, E., Lemaitre, P., Mignot, G., Experimental activities on stratification and mixing of a gas mixture under the conditions of a severe accident with intervention of mitigating measures performed in the ERCOSAM-SAMARA project, ICAPP 2015.

- CI4) Lemaitre, P., Quérel, A., Sow, M., Porcheron, E., Study of aerosol particle scavenging by rain at microphysical scale in case of a nuclear contamination of the atmosphere, ERMSAR 2015.
- CI5) Porcheron E., Lemaitre P., van Beeck J., Vetrano R., Cuvelier P., Brunel M., Grehan G., Guiraud L., Development of the ALIDS spectrometer for airborne measurement of the droplets size in clouds, The 16th International Symposium on Flow Visualization, 2014.
- CI6) Marchal, P., Porcheron, E., Lafanechere, L., Grehan, G., Characterization of incandescent particles emitted by a cut-off grinder during decommissioning operations for evaluating filters degradation, ICONNE 22, 2014.
- CI7) Marchal, P., Porcheron, E., Lafanechere, L., Grehan, G., Extension of pyrometer application field for temperature measurement of incandescent particles in flight, Aerosol technology, 2014.
- CI8) Porcheron E., Lemaitre, P., and Nuboer, A., Sump influence on containment thermal hydraulics: synthesis of the TOSQAN tests, ICONNE 21, 2013.
- CI9) Marchal, P., Porcheron, E., Lafanechere, L., Grehan, G., Incandescent particle characterization emitted by a cut-off grinder during decommissioning operations for evaluating filters degradation, ICONNE 21, 2013.
- CI10) Lemaitre, P., Nuboer, A., Querel, A., Depuydt, G., Porcheron, E., Semi-analytical study of aerosol washout by rain, ICONNE 20, 2012.
- CI11) Quérel, A., Lemaitre, P., Monier, M., Porcheron, E., Flossmann, A., Study of aerosol scavenging by rain in case of radioactive contamination of the atmosphere, ICONNE 20, 2012.
- CI12) Porcheron, E., Lemaitre P., Marchand D., Aerosols removal by emergency spray in PWR containment: Synthesis of the TOSQAN aerosol tests, The 14th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics, NURETH-14, Toronto, Ontario, Canada, September 25-30, 2011.
- CI13) Shen H., Brunel M., Grehan G., Quérel A., Lemaitre P., Porcheron E., Improvement for Real Time ILIDS Analysis in Airborne Research, Progress In Electromagnetics Research Symposium 2011, Suzhou, China.
- CI14) Porcheron, E., Lemaitre, P., Nuboer, A. Sump influence on containment thermal hydraulic: results of the TOSQAN tests, ICONNE 18, Chine, 2010.
- CI15) Porcheron, E., Lemaitre, P., Marchand, D., Nuboer, A. Aerosol removal by emergency spray in PWR containment. 2010 International Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP '10), USA, 2010.

- CI16) T. Gelain, J. Malet, E. Porcheron, P. Lemaitre, J. Vendel, Evaporation over the water sump surface in containment studies: presentation of the TOSQAN sump test matrix, The 13th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-13), Kanazawa City, Ishikawa Prefecture, Japan, September 27-October 2, 2009.
- CI17) Lemaitre, P., Porcheron, E., Nuboer, A. Study of heat and mass transfers in a spray for containment application: analysis of the influence of spray temperature at the injection. 13th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-13), Japan, 2009.
- CI18) Porcheron, E., Lemaitre, P., Marchand, D., Nuboer, A., Rochas, V., Vendel, J. Analysis of aerosol collection by droplets: application to fission products removal in case of severe accident, 16th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE 16), USA, 2008.
- CI19) Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E., Vendel, J. Study of heat and mass transfers in a spray for containment application: analysis of the influence of the spray mass flow rate. 16th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE 16), USA, 2008.
- CI20) Lemaitre, P., Porcheron, E., Nuboer, A. Optical diagnostics development and coupling dedicated to heat, mass and aerosol transfers in a spray for severe accident safety analysis in nuclear power plant. 6th International Heat Transfer Conference (IHTC-6), Fluid Mechanics and Thermodynamics, South Africa, 2008.
- CI21) Marchand, D., Porcheron, E., Lemaitre, P., Nuboer, A., Plumecocq, W., Grehan, G. Aerosols washout by a water spray in hostile environment: experimental and numerical approaches. European Aerosol Conference (EAC 2007), Salzburg, 2007.
- CI22) Marchand, D., Porcheron, E., Lemaitre, P., Nuboer, A., Plumecocq, W., Grehan, G. Experimental and numerical study of the aerosol washout by a water spray in hostile environment. International Conference on Multiphase Flow (ICMF 2007), Leipzig, 2007.
- CI23) Lemaitre, P., Porcheron, E., Nuboer, A. Development of rainbow refractometry and out-of-focus imaging to characterize heat and mass transfers in two-phase flow and aerosol collection processes by droplets. 15th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE 15), Japan, 2007.
- CI24) Porcheron, E., Lemaitre, P., Nuboer, A., Rochas, V., Vendel, J. Experimental investigation in the TOSQAN facility of heat and mass transfers in a spray for containment application. 15th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE 15), Japan, 2007.
- CI25) Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E., Study of heat and mass transfers in a spray for containment application: analysis of 101 spray test. 12th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-12), USA, 2007.

- CI26) Porcheron, E., Lemaitre, P., Marchand, D., Nuboer, A. and Vendel, J. Heat, mass and aerosol transfers in spray conditions for containment application. 12th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-12), USA, 2007.
- CI27) Lemaitre, P., Porcheron, E., Bouilloux, L., Grehan, G. Global rainbow refractometry development to characterize heat and mass transfers in a two phase flow. 13th International Heat Transfer Conference (IHTC-13), Sydney, 2006.
- CI28) Porcheron, E., Lemaitre, P., Nuboer, A., Rochas, V., Vendel, J. Experimental investigation of heat and mass transfers in a spray inside the TOSQAN facility for nuclear reactor containment safety. 10th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS-10), Kyoto, 2006.
- CI29) Lemaitre, P., Porcheron, E., Nuboer, A., Grehan, G. Interferometric Laser Imaging development for Droplets Sizing (ILIDS) in hostile environment. 10th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS-10), Kyoto, 2006.
- CI30) Marchand, D., Porcheron, E., Lemaitre, P. and Grehan, G. Characterization of the washout of aerosols by spraying water for thermal hydraulic conditions representative of a severe accident in nuclear reactor containment. 10th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS-10), Kyoto, 2006.
- CI31) Porcheron, E., Lemaitre, P., Nuboer, A., Rochas, V. and Vendel, J. Experimental study on heat, mass and momentum transfers in a spray in the TOSQAN facility. CFD4NRS, Munich, 2006.
- CI32) Lemaitre, P., Porcheron, E., Nuboer, A., Malet, J., Vendel, J., Bouilloux, L. Global Rainbow refractometry for droplets temperature measurement. 11th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-11), Avignon, 2005.
- CI33) Porcheron, E., Lemaitre, P., Malet, J., Nuboer, A., Brun, P., Bouilloux, L., Vendel, J. Water interaction with air-steam mixtures under containment spray conditions: Experimental study in the TOSQAN facility. 11th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-11), Avignon, 2005.
- CI34) Lemaitre, P., Porcheron, E., Nuboer, A., Brun, P., Cornet, P., Malet, J., Vendel, J., Grehan, G. Development of the global Rainbow refractometry to measure droplet spray temperature in a large containment vessel. 5th International Conference on Multiphase Flow (ICMF'04), Paper N° 250, Yokohama, Japan, 2004.

- CI35) Porcheron, E., Lemaitre, P., Malet, J., Cornet, P., Brun, P., Nuboer, A., Vendel, J. Experimental study of water spray interaction with air/steam mixture using optical diagnostic, applied to nuclear reactor safety in TOSQAN facility. 5th International Conference on Multiphase Flow (ICMF'04), Yokohama, Japan, 2004.
- CI36) Porcheron, E., Brun, P., Cornet, P., Malet, J. and Vendel J. Optical diagnostics applied for single and multi-phase flow characterization in the TOSQAN facility dedicated for thermal hydraulic containment studies. 10th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-10), Seoul, 2003.
- CI37) Vendel, J., Cornet, P., Malet, J. and Porcheron, E. ISP-47 "Containment thermal-hydraulics" - computer code exercise based on experimental facilities. 10th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-10), Seoul, 2003.
- CI38) Lemaitre, P., Grehan, G., Porcheron, E., Brun, P., Malet, J., Cornet, P., Vendel, J. Global rainbow regrantometry development for droplet temperature measurement in hostile environment. 9th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS-9), Sorrento, Italie, 2003.
- CI39) Porcheron, E., Thause, L., Malet, J., Cornet, P., Brun, P., Vendel, J. Simultaneous application of Spontaneous Raman Scattering and LDV / PIV for steam / air flow characterization. 10th International Symposium on Flow Visualization (ISFV-11), Kyoto, 2002.
- CI40) Porcheron, E., Prevost, L., Carreau, J. L. and Roger, F. Coaxial atomization: influence of the gas jet density on the liquid core characteristics. Institute for Liquid Atomisation and Spray Systems (ILASS-Europe), Darmstadt, 2000.
- CI41) Prévost L., Carreau J.L., Porcheron E., Roger F., Coaxial atomization under different ambient pressure, ILASS 99, Toulouse, 1999.
- CI42) P. Gicquel, L. Vingert, J.L. Carreau, E. Porcheron, L. Prevost, Experimental investigations of a LOX spray under cold and hot flow conditions on the MASCOTTE test bench, 4th French-German Colloquium on Research in Liquid Rocket Propulsion, Lampoldshausen, 1998.
- CI43) Carreau, J.L., Porcheron, E., Le Visage, D., Roger, F., Liquid core characterization of coaxial liquid oxygen / inert gas jet, 7th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Seoul, Korea, 1997.
- CI44) Carreau, J.L., Porcheron, E., Prevost, L., Roger, F., Gicquel, P., Vingert, L., Atomization of a liquid oxygen jet by a coaxial inert gas jet, 14th Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Florence, 1997.

CI45) Porcheron, E., Le Visage, D., Carreau, J.L., Roger, F., Dense spray of an atomizing cryogenic liquid jet, Conference on Propulsive Flows in Space Transportation Systems, Bordeaux, 1995.

7.1.5 Communications avec acte dans les congrès nationaux

CN1) Porcheron, E., Lemaitre, P., Van Beeck, J., Vetrano, R., Cuvelier, P., Brunel, M., Grehan, G., Guiraud, L., Développement de la sonde aéroportée ALIDS pour la mesure de la distribution granulométrique des gouttes dans l'atmosphère, 14ème Congrès Francophone de Techniques Laser (CFTL), Marseille, 2014.

CN2) Porcheron, E., Lemaitre, P., Van Beeck, J., Vetrano, R., P., Brunel, M., Grehan, G., Paszkiewicz, L., Thorez, M., Caractérisation de gouttes et de particules irrégulières pour la détection des conditions givrantes pour l'aéronautique, 14ème Congrès Francophone de Techniques Laser (CFTL), Marseille, 2014.

CN3) Marchal, P., Porcheron, E., Lafanechere, L., Grehan, G., Mesure de la température de particules incandescentes générées lors d'opérations de découpe par une disquesuses, Congrès Français sur les Aérosols (CFA), Paris, 2014.

CN4) Porcheron, E., Lemaitre, P., Van Beeck, J., Vetrano, R., P., Brunel, M., Grehan, G., Mesure aéroportée ILIDS de la taille des gouttes dans les nuages : le projet ALIDS du réseau EUFAR, 13ème Congrès Francophone de Techniques Laser (CFTL), Rouen, 2012.

CN5) Marchal, P., Porcheron, E., Luc Lafanechere, L., Grehan, G., Etude de faisabilité de la caractérisation de particules incandescentes émises par une découpe d'acier lors d'opérations de démantèlement, 13ème Congrès Francophone de Techniques Laser (CFTL), Rouen, 2012.

CN6) Quérel A., Lemaitre P., Porcheron E., Caractérisation des écoulements d'air produits lors de la chute d'une goutte de pluie, 13ème Congrès Francophone de Techniques Laser (CFTL), Rouen, 2012.

CN7) Quérel A., Lemaitre P., Monier M., Porcheron E., Flossmann A., Etude du rabattement des aérosols atmosphériques par la pluie, 27ème Congrès français sur les aérosols, 2012.

CN8) Quérel, A., Lemaitre, P., Brunel, M., Gréhan, E. Porcheron, Développement d'algorithme rapide pour l'analyse globale d'images ILIDS, 12ème Congrès Francophone de Techniques Laser, Nancy, 2010.

- CN9) Porcheron, E., Lemaitre, P., Marchand, D., Nuboer, A., Rochas, V., Etude du piégeage des aérosols par un spray dans une enceinte de réacteur nucléaire en situation d'accident grave, 9ème Congrès Francophone de techniques Laser, Futuroscope, 2008.
- CN10) Marchand, D., Porcheron, E., Lemaitre, P., Plumecocq, W., Rochas, V., Grehan, G. Etude de la collecte d'aérosols par un spray d'eau en milieu hostile. 22ème Congrès Français sur les Aérosols (CFA-22), Paris, 2006.
- CN11) Marchand, D., Porcheron, E., Lemaitre, P., Nuboer, A., Vendel, J., Bouilloux, L., Grehan, G. Mise en œuvre de diagnostics couplés pour l'étude de la captation d'aérosols par un spray d'eau. 21ème Congrès Français sur les Aérosols (CFA-21), Paris, 2005.
- CN12) Lemaitre, P., Porcheron, E., Marchand, D., Nuboer, A., Bouilloux, L. et Vendel, J. Comparaison de diagnostics optiques granulométriques : imagerie en défaut de mise au point - anémométrie phase doppler. 21ème Congrès Français sur les Aérosols (CFA-21), Paris, 2005.
- CN13) Lemaitre, P., Porcheron, E., Nuboer, A., Brun, P., Cornet, P., Malet, J., Vendel, J., Grehan, G. Développement de la réfractométrie arc-en-ciel global pour mesurer la température de gouttes en chute libre. 9ème Congrès Francophone de Vélométrie Laser (AFVL-9), Bruxelles, Belgique, 2004.
- CN14) Porcheron, E., Lemaitre, P., Darreau, S., Nuboer, A., Vendel, J. and Bouilloux L. Développement et application de diagnostics optiques sur l'expérience de thermohydraulique TOSQAN pour l'étude d'écoulements diphasiques représentatifs d'une situation accidentelle de réacteur nucléaire. 9ème Congrès Francophone de Vélométrie Laser (AFVL-9), Bruxelles, 2004.
- CN15) Lemaitre, P., Porcheron, E., Nuboer, A., Cornet, P., Brun, P., Malet, J., Vendel, J., Grehan, G. Développement de la thermométrie arc-en-ciel globale en vue de mesurer la température de gouttes en environnement industriel. 19ème Congrès français sur les Aérosols (CFA-19), Paris, 2003.
- CN16) Porcheron, E., Thause, L., Malet, J., Cornet, P., Brun, P., Vendel, J., Application simultanée de la Spectroscopie par Diffusion Raman Spontanée et de la LDV/PIV pour la caractérisation d'un écoulement air vapeur, 8ème Congrès Francophone de Vélométrie Laser (AFVL), Orsay, 2002.

- CN17) Lemaitre, P., Grehan, G., Malet, J., Porcheron, E., Cornet, P., Brun, P., Vendel, J. Modélisation de la condensation de vapeur sur une goutte et étude de la technique Arc-en-ciel globale en vue de mesurer la température des gouttes. 18ème congrès français sur les aérosols (CFA-18), Paris, 2002.
- CN18) Porcheron, E., Brun, P., Malet, J., Cornet, P., and Vendel, J. Caractérisation par LDV et PIV d'un jet de vapeur injecté sous pression : étude du risque hydrogène pour la sûreté nucléaire. 7ème Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser (AFVL-7), Marseille, 2000.
- CN19) L. Prevost, E. Porcheron, F. Sanchez, J.L. Carreau, F. Roger, Caractérisation par Phase Doppler de l'effet du retrait sur l'atomisation d'un injecteur coaxial, 6ème Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, St Louis, 1998.
- CN20) Porcheron E., Carreau J.L., Sanchez F. et Roger F., Caractérisation par Anémométrie Phase Doppler de l'effet du confinement en injection coaxiale assistée, 6ème CFVL, St Louis, 1998.
- CN21) Carreau, J.L., Porcheron, E., Prevost, L. Roger, F., Atomisation coaxiale d'un jet cryogénique : Effet de la géométrie de l'injecteur, 6ème colloque du GDR « combustion dans les moteurs fusées », CNRS-CNES-SEP, Paris, 1997.
- CN22) Porcheron, E., Carreau, J.L., Sanchez, F., Roger, F., Effet du rapport des quantités de mouvement en pulvérisation coaxial, 5ème Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, Rouen, 1996.
- CN23) Le Visage, D., Porcheron, E., Monote, G., Carreau, J.L., Structure de la zone dense d'un jet liquide en cours de pulvérisation, 6ème Colloque National de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécanique des Fluides, St Etienne, 1995.
- CN24) Prevost, C., Liatimi, N., Porcheron, E, Caractérisation aéraulique de jets d'hélium et de soufflage d'air dans une enceinte ventilée par technique PIV, 14^{ème} Congrès Francophone de Techniques Laser (CFTL), Marseille, 2014.

7.1.6 Communications institutionnelle IRSN

- Atkis
- La lettre de l'IRSN
- Update
- Journal Repère
- Codir IRSN
- Codir DSU
- Séminaires SCA
- Rapports d'activité
- Rapports scientifiques

7.1.7 Rapport de contrat (hors IRSN)

- R1) Carreau J.L., Monote G., Le Visage D., Porcheron E., Aufrey Y. et Roger F., Etude expérimentale de la pulvérisation d'un jet liquide par un jet de gaz coaxial, Rapport final SEP-SNECMA, 1995.
- R2) Carreau J.L., Monote G., Le Visage D., Porcheron E., Aufrey Y. et Roger F., Etude expérimentale de la pulvérisation d'un jet liquide, cryogénique ou non, par un jet de gaz coaxial, Rapport final SEP-SNECMA, 1997.
- R3) P. Gicquel, E. Brisson, E. Porcheron, Etude granulométrique d'un écoulement kérosène-air en combustion à l'aide de la technique phase Doppler, Rapport Technique ONERA N° RT 58/7104 DEFA/Y/DMTE, 1998.
- R4) P. Gicquel, E. Brisson, E. Porcheron, Caractérisation expérimentale en combustion d'un brouillard LOX-GH2 issu d'un injecteur coaxial (campagne d'essais à 1Mpa), Rapport Technique ONERA N° RT98/6128 DEFA/Y/DMTE, 1998.

7.1.8 Rapport de projets Européen, OCDE et ANR

ERCOSAM (7ème PCRD)

- R5) Porcheron, E., Lemaitre, P., Nuboer, A., TOSQAN facility description, Report ERCOSAM/WP3/P3.2/2011-05.
- R6) Ledier, C., Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E., TOSQAN test protocols, Report ERCOSAM/WP3/P3.5/2012-07.
- R7) Ledier, C., Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E., TOSQAN test report, Report ERCOSAM/WP3/P3.8/2013-09.
- R8) Rapport test protocols (P3.5)

ALIDS (7ème PCRD)

- R9) Porcheron E., et al., EUFAR/ALIDS project reporting period 1, 2010
- R10) Porcheron E., et al., EUFAR/ALIDS project reporting period 2, 2011
- R11) Porcheron E., et al., EUFAR/ALIDS project reporting period 3, 2013
- R12) Porcheron E., et al., EUFAR/ALIDS project reporting period 4, 2013
- R13) Porcheron E., et al., EUFAR/ALIDS project final report, 2013

ISP-47 (OCDE)

- R14) Cornet, P., Malet, J., Porcheron, E., Vendel, J., Studer, E., Caron-Charles, M., 2002. ISP-47, Specification of the calculations International Standard Problem on containment thermal- hydraulics, Step 1: TOSQAN-MISTRA, IRSN Report, DPEA/SERAC/LPMAC/02-44
- R15) Porcheron, E., Malet, J., Cornet, P., Brun, P., Nuboer, A., Menet, B., Thause, L., 2005. ISP-47, International Standard Problem on Containment thermal-hydraulics, Step 1: TOSQAN-MISTRA, Phase B: air-steam-helium mixtures TOSQAN experimental results. IRSN report, DSU/SERAC/LECEV/05-17
- R16) Malet, J., Porcheron, E., Cornet, P., Brun, P., Menet, B., Vendel, J., 2005b. ISP-47, International Standard Problem on Containment thermal-hydraulics, Step 1: TOSQAN-MISTRA, TOSQAN Phase B: air-steam-helium mixtures, Comparison Code-Experiments. IRSN Report, DSU/SERAC/LEMAC/05-19.

MITHYGENE (Programme Investissement d'Avenir)

- R17) Magne, S., Porcheron, E., ANR MITHYGENE, Spécification du prototype de mesure par diffusion Raman spontanée, Rapport DRT/LIST/DM2I/RAP/14-285

7.1.9 Rapport de prestation

- R18) Porcheron, E., Etude de faisabilité de la mesure par Diffusion Raman Spontanée des espèces HI et H2O en présence d'iode I2 - Campagne d'essais N°1, Rapport DSU/SERAC/LECEV/05-1.
- R19) Porcheron, E., Etude de faisabilité de la mesure par Diffusion Raman Spontanée des espèces HI et H2O en présence d'iode I2 - Campagne d'essais N°2, Rapport DSU/SERAC/LECEV/05-21.

7.1.10 *Rapport interne IRSN (liste non exhaustive, règle générale du classement des auteurs par ordre alphabétique)*

- R20) Amandine Nuboer, Anouar En-Nougaoui, Pascal Lemaitre, Emmanuel Porcheron, Qualification de l'installation TOSQAN pour des conditions de vide primaire et essais préliminaires de mise en suspension d'aérosols à basse pression, Rapport PSN-RES/SCA/LECEV/2014-108.
- R21) Thomas Gelain, Constantin Ledier, Pascal Lemaitre, Olivier Norvez, Amandine Nuboer, Emmanuel Porcheron, Spécifications des modifications de l'installation TOSQAN et des essais exploratoires de distribution de poussières Rapport PSN-RES/SCA/LECEV/2012-30.
- R22) Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E. Pluie, nuages et aérosol atmosphérique : leurs interactions dans la troposphère. Rapport de synthèse bibliographique. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 09-18, 2009.
- R23) Porcheron, E, Lemaitre, P., Nuboer, A.,. Plan d'action du programme d'étude du rabatement des aérosols atmosphériques par les précipitations : procédés, niveau d'instrumentation, principe et procédure des essais. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 09-20, 2009.
- R24) Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E. Analyse des essais d'aspersion du Programme TOSQAN. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 08-22, 2008.
- R25) Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E., Rochas, V. Programme expérimental TOSQAN. Essais Puisard N° 201, 206 et 207. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 08-20, 2008.
- R26) Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E., Rochas, V. Programme expérimental TOSQAN. Essais Puisard N° 202 et 203. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 08-14, 2008.
- R27) Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E., Rochas, V. Programme expérimental TOSQAN. Essais Puisard N° 204A, 204B et 205. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 08-19, 2008.
- R28) Lemaitre, P., Marchand, D., Nuboer, A., Porcheron, E., Rochas, V. Programme expérimental TOSQAN. Essais Aérosol AG0, AG51, AG52. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 08-21, 2008.
- R29) Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E., Rochas, V. Description et qualification de l'instrumentation et des circuits du programme aérosol TOSQAN. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 07-42, 2007.
- R30) Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E. Analyse de l'essai d'aspersion N° 101. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 07-02, 2007.
- R31) Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E., Rochas, V. Description et qualification de l'instrumentation et des circuits du puisard de TOSQAN. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 07-14, 2007.
- R32) Sébastien Artous, Laurent Bouilloux, Emmanuel Porcheron, Olivier NORVEZ, Etude du comportement aérodynamique de porte coupe-feu dans l'installation STARMANIA, Rapport DSU/SERAC/LECEV/04-06, 2006.
- R33) Porcheron, E. Définition du programme expérimental TOSQAN aérosols : procédés, niveau d'instrumentation, principe et procédures des essais. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 06-18, 2006.

- R34) Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E., Rochas, V. Programme expérimental TOSQAN. Essai Aspersion N° 102 à buse centrée. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 06-21, 2006.
- R35) Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E., Rochas, V. Programme expérimental TOSQAN. Essais Aspersion N° 105 et 106 à buse centrée. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 06-28, 2006.
- R36) Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E., Rochas, V. Programme expérimental TOSQAN. Essais Aspersion N° 107 et 108 à buse centrée. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 06-29, 2006.
- R37) Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E., Rochas, V. Programme expérimental TOSQAN. Essais Aspersion N° 109 et 110 à buse centrée. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 06-30, 2006.
- R38) Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E., Rochas, V. Programme expérimental TOSQAN. Essai Aspersion N° 111 à buse centrée. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 06-31, 2006.
- R39) Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E., Rochas, V. Programme expérimental TOSQAN. Essai Aspersion N° 101H à buse centrée. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 06-39, 2006.
- R40) Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E., Poulizac, A., Rochas, V. TOSQAN Experimental programme. Spray test N° 113. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 05-22, 2005.
- R41) Lemaitre, P., Narbonne, G., Nuboer, A., Porcheron, E., Rochas, V. Programme expérimental TOSQAN. Essais Aspersion N° 103 et 104. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 05-35, 2005.
- R42) Porcheron, E., Thause, L. Etude de la spectrométrie par Diffusion Raman Spontanée utilisée pour la mesure des concentrations gazeuses sur l'expérience TOSQAN. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 05-02, 2005.
- R43) Brun, P., Lemaitre, P., Menet, B., Nuboer, A. Description et qualification du système d'aspersion TOSQAN. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 05-04, 2005.
- R44) Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E. Programme expérimental TOSQAN. Essai Aspersion N° 101 à buse centrée. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 05-11, 2005.
- R45) Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E. TOSQAN Experimental Programme. Spray test N° 101. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 05-11 anglais, 2005.
- R46) Porcheron, E., Rochas, V. Plan d'actions du programme expérimental TOSQAN puisard. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 04-24, 2004.
- R47) Porcheron, E. Projet TOSQAN : étude aérodynamique des régimes permanents de condensation pour des mélanges air/vapeur et air/vapeur/hélium. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 04-25, 2004.
- R48) Porcheron, E. Projet TOSQAN : étude aérodynamique des régimes transitoires des essais de condensation pour des mélanges air/vapeur et air/vapeur/hélium. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 04-35, 2004.
- R49) Lemaitre, P., Nuboer, A., Porcheron, E. Programme expérimental TOSQAN. Essai Aspersion N° A1 à buse décentrée. Rapport DSU / SERAC / LECEV / 04-20, 2004.

- R50) Porcheron, E., Malet, J., Brun, P., Cornet, P., Menet, B., Nuboer, A., Thause, L. ISP 47 - International Standard Problem on Containment Thermal-Hydraulics - Step 1: TOSQAN / MISTRA - Phase B: air/helium/steam mixtures. TOSQAN Experimental Results of the air-helium-steam phase. Rapport Draft - Rev. 1, 2003.
- R51) Malet, J., Brun, P., Cornet, P., Norvez, O., Porcheron, E. Projet TOSQAN : Essai d'injection de vapeur dans de l'air en présence de condensation en paroi - Rapport d'essai n°2. Rapport DPEA / SERAC / LPMAC / 03-02, 2003.
- R52) Malet, J., Porcheron, E., Brun, P., Cornet, P., Menet, B., Norvez, O. Projet TOSQAN : Essai d'injection de vapeur dans de l'air en présence de condensation en paroi - Rapport de l'Essai n°3. Rapport DPEA / SERAC / LPMAC / 03-03, 2003.
- R53) Malet, J., Porcheron, E., Brun, P., Cornet, P., Norvez, O. Projet TOSQAN : Essai d'injection de vapeur dans de l'air en présence de condensation en paroi - Rapport de l'Essai n°6. Rapport DPEA / SERAC / LPMAC / 03-04, 2003.
- R54) Malet, J., Porcheron, E., Brun, P., Cornet, P., Menet, B., Norvez, O. Projet TOSQAN : Essai d'injection de vapeur dans de l'air en présence de condensation en paroi - Rapport de l'Essai n°7. Rapport DPEA / SERAC / LPMAC / 03-05, 2003.
- R55) Malet, J., Porcheron, E., Brun, P., Cornet, P., Nuboer, A. Projet TOSQAN : Essai d'injection de vapeur dans de l'air en présence de condensation en paroi - Rapport de l'Essai n°8. Rapport DPEA / SERAC / LPMAC / 03-06, 2003.
- R56) Malet, J., Porcheron, E., Brun, P., Cornet, P., Norvez, O. Projet TOSQAN : Essai d'injection de vapeur dans de l'air en présence de condensation en paroi - Rapport de l'Essai n°9b. Rapport DPEA / SERAC / LPMAC / 03-07, 2003.
- R57) Porcheron, E., Malet, J., Brun, P., Cornet, P., Menet, B., Norvez, O., Nuboer, A., Rochas, V., Thause, L. Expérience TOSQAN : essai d'injection de vapeur dans de l'air en présence de condensation en paroi - Rapport d'essai Réf. 1. Rapport DPEA / SERAC / LPMAC / 03-18, 2003.
- R58) Thause, L., Porcheron, E. Bilan des résultats Raman obtenus lors des essais ISP, de grille et Réf1 réalisés sur l'expérience TOSQAN. Rapport Adulis, 2002.
- R59) Menet, B., Malet, J., Cornet, P., Porcheron, E., Brun, P. Qualification des différents circuits et capteurs de l'installation TOSQAN. Rapport DPEA / SERAC / LPMAC / 02-17, 2002.
- R60) Malet, J., Porcheron, E. Plan d'actions du programme aspersion du projet TOSQAN. Rapport DPEA / SERAC / LPMAC / 02-31, 2002.
- R61) Michaud, A., Porcheron, E. Mise au point de la technique de spectrométrie par diffusion Raman spontanée destinée aux mesures de concentrations gazeuses dans TOSQAN. Rapport DPEA / SERAC / LPMAC / 01-16, 2001.
- R62) Michaud, A., Porcheron, E. Mise au point de la technique de spectrométrie par diffusion Raman spontanée destinée aux mesures de concentrations gazeuses dans TOSQAN. Rapport DPEA / SERAC / LPMAC / 00-12, 2000.
- R63) Porcheron, E. Etude de l'ensemencement en vue des mesures de vitesse par vélocimétrie laser sur TOSQAN. Rapport SERAC / LPMAC / 00-05, 2000.
- R64) Porcheron, E. Implantation des techniques de vélocimétrie laser sur TOSQAN. Rapport DPEA / SERAC / LPMAC / 00-23, 2000.

- R65) Victor-manuel MOCHO, Emmanuel PORCHERON, David ROBLOT, Roger SESTIER-CARLIN, Jacques VENDEL, Détermination des débits de fuite dans la maquette MAEVA - Essais pour des mélanges air-vapeur d'eau, Rapport SERAC/LPMAC/99-12, 1999.
- R66) Victor-manuel MOCHO, Emmanuel PORCHERON, David ROBLOT, Roger SESTIER-CARLIN, Jacques VENDEL, Détermination des débits de fuite dans la maquette MAEVA - Essais en air sec, Rapport SERAC/LPMAC/99-06, 1999.

7. REFERENCES

1. König, G., Anders, K., and Frohn, A., 1986, A new light-scattering technique to measure the diameter of periodically generated moving droplets. *J. Aerosol Sci.* **17** 157.
2. Glover, A.R., Skippon, S.M., and Boyle, R.D., 1995, Interferometric laser imaging for droplet sizing: a method for droplet-size measurement in sparse spray systems. *Appl Opt* **34** 8409.
3. Lemoine, F., Antoine, Y., Wolff, M., Lebouché, M., Simultaneous temperature and 2D velocity measurement in a turbulent heated jet using Laser Induced Fluorescence and LDA, *Exp. In Fluids* n°26, pp. 315-323, 1999.
4. Lavieille, P., Lemoine, F., Lavergne G., Lebouché, M., Virepinte, J.F., Temperature measurements on a droplets in a monodisperse stream using Laser Induced Fluorescence, *Exp. In Fluids* n°29, pp.429-437, 2000.
5. Nana, L., Système optoélectronique infrarouge appliqué à la mesure de température de gouttes en déplacement, Thèse de l'ENSAE, 1993.
6. Naudin, N., Développement d'un système optoélectronique infrarouge appliqué à la mesure de gouttes en mouvement rapide et en combustion, Thèse de l'ENSAE, 1995.
7. J.P.A.J. van Beeck, M.L. Riethmuller. Détermination non-intrusive de la dimension et de la température des gouttes dans une pulvérisation, Recueil des actes du 4e Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser (Poitiers, France), Laboratoire de Chimie Physique de la Combustion, Université de Poitiers-CNRS, pp.2.2.1-2.2.8, 1994.
8. J.P.A.J. van Beeck, M.L. Riethmuller. Non-intrusive measurements of temperature and size of single falling raindrops, *Appl. Opt.* **34**, No.10, pp.1633-1639. 1995.
9. J.P.A.J. van Beeck, M.L. Riethmuller. Rainbow phenomena applied to the measurement of droplet size and velocity and to the detection of non-sphericity, *Appl. Opt.* **35**, No.13, pp.2259-2266. 1996.
10. J.P.A.J. van Beeck. Rainbow phenomena, developpement of laser based nonintrusive technique for measuring droplet size, temperature and velocity. PhD -thesis, Eindhoven University of Technology, ISN 91-386-0557-9. 1997.
11. J.P.A.J. van Beeck, D. Giannoulis, L. Zimmer, M L Riethmuller. Global Rainbow Thermometry for Droplet-Temperature measurement. *Optics Letters.* 1999.
12. J.P.A.J. van Beeck, D. Giannoulis, L. Zimmer, M L Riethmuller. Global Rainbow thermometry for average temperature measurement of spray droplet.10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon. 2002.
13. J.P.A.J. van Beeck, L. Zimmer, M. L. Riethmuller. Global rainbow thermometry for mean temperature and size measurement of spray droplets Part. *Syst. Charact.*, Vol. **18**, pp 196-204. 2001.

14. A. Labergue, V. Deprédurand, A. Delconte, G. Castanet, F. Lemoine, “New insight into two-color LIF thermometry applied to temperature measurements of droplets” *Experiments in Fluids* Vol. 49, Issue 2, pp. 547-556, 2010.
15. V. Deprédurand, P. Miron, A. Labergue, M. Wolff, G. Castanet, F. Lemoine, “A temperature sensitive tracer suitable for two-colour laser-induced fluorescence thermometry applied to evaporating droplets”, *Measurement Science and Technology*, N° 19, pp. 1-12, 2008.
16. A. Labergue, A. Delconte, F. Lemoine “Study of the thermal mixing between two non-isothermal sprays using combined three-color LIF thermometry and phase Doppler analyzer ” *Experiments in Fluids* Vol. 54, Issue 6, pp. 1-15, 2013.
17. Méès, L., Lebrun, D., Gréhan, G., Réfractométrie d’arc-en-ciel et imagerie en défaut de mise au point, Rapport de contrat IRSN-CORIA LESP 06-03, 2003.
18. Lemaitre, P., Développement et application de la réfractométrie arc-en-ciel global pour l’étude des transferts massique et thermique dans un spray, Thèse de l’Université de Rouen, 2004.
19. König, G., Anders, K., and Frohn, A., 1986, A new light-scattering technique to measure the diameter of periodically generated moving droplets. *J. Aerosol Sci.* 17 157.
20. Mounaïm-Rousselle, C., and Pajot, O., 1999, Droplet Sizing by Mie Scattering Interferometry in a Spark Ignition Engine. Part. & Part. Syst. Charact. 16 160.
21. Glover, A.R., Skippon, S.M., and Boyle, R.D., 1995, Interferometric laser imaging for droplet sizing: a method for droplet-size measurement in sparse spray systems. *Appl Opt* 34 8409.
22. Kobayashi, T., Kawaguchi, T., and Maeda, M., 2000, Measurement of spray flow by an improved Interferometric Laser Imaging Droplet Sizing (ILIDS). Proc. 10th. Int. Symp. Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon-Portugal.
23. van de Hulst H C 1957 Light scattering by small particles Dover Publications.
24. Labrunie L., Faléni J.P., Grisch F., Péalat M., Mesure des concentrations de vapeur d’eau et d’un traceur moléculaire par diffusion Raman spontanée dans l’installation d’essais CARAIDAS. Rapport ONERA RTS 1/7291 PY, 1997.
25. Zavaleta, P., Landesman, C., Vendel, J., Studer, E., Experience TOSQAN, Description du programme experimental relatif à la condensation en paroi, Rapport SERAC/LPMC/99-03, 1999.
26. Malet, J., Bessiron, M., Perrotin, C., Modelling of water sump evaporation in a CFD code for nuclear containment studies, *Nuclear Eng. and Des.*, Vol. 241, pp. 1726-1735, 2011.
27. Malet, J., Degrees du Lou, O., Gelain, T., Water evaporation over sump surface in nuclear containment studies: CFD and LP codes validation on TOSQAN tests, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 263, 395- 405, 2013.
28. Malet, J., Gélain, T., Lumped-parameter simulations of wall condensation and sump evaporation under typical thermal-hydraulic conditions of nuclear reactor containment severe accident, *Progress in Nuclear Energy*, Vol. 77, pp. 11-19, 2014.

29. Malet, J., Blumenfeld, L., Arndt, S., Babic, M., Bentaib, A., Dabbene, F., Kostka, P., Mimouni, S., Movahed, M., Paci, S., Parduba, Z., Travis, J., Urbonavicius, E., Sprays in containment: final results of the SARNET spray benchmark, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 241, pp. 2162-2171, 2011.
30. R&D relative aux accidents graves dans les réacteurs à eau pressurisée : Bilan et perspectives, Rapport IRSN-Rapport IRSN-2006/73 Rev 1, 2006.
31. D. Boulaud, A. Renoux, *Les aérosols - Physique et métrologie*, Tec & Doc Lavoisier, 1998.
32. Murata, K. K., Williams, D. C., Tills, J., Griffith, R. O., Gido, R. G., Tadios, E. L., Davis, F. J., Martinez, G. M. et Washington, K. E. (1997) Code Manual for CONTAIN 2.0 : A Computer Code for Nuclear Reactor Containment Analysis. NUREG/CR-6533, SAND97-1735, Sandia National Laboratories, Albuquerque, NM.
33. D. Marchand, Washout study of fission products under aerosol form by droplets of PWR water spray containment, Thesis of University of Rouen, 2008.
34. Powers, D. A. et Burson, S. B. (1993a) A Simplified Model Of Aerosol Removal by Containment Sprays. NUREG/CR-5966, SAND92-2689, U.S. Nuclear Regulatory Commission, Office of Nuclear Regulatory Research, Division of Safety Issue Resolution.
35. A. K. POSTMA, R. R. SHERRY, P. S. TAM Technological bases for models of spray washout of airborne contaminants in containment vessels NUREG/CR-0009, Nuclear Regulatory Commission, Office of Nuclear Reactor Regulation, Division of Site Safety and Environmental Analysis, Accident Analysis Branch; for sale by the National Technical Information Service, 1978
36. Pruppacher, H.R., and Klett, J.D. (1997). *Microphysics of Clouds and Precipitation* (Dordrecht/Boston/London).
37. Davenport, H.M., and Peters, L.K. (1978). Field studies of atmospheric particulate concentration changes during precipitation. *Atmospheric Environment* 12, 997-1008.
38. Laakso, L. (2003). Ultrafine particle scavenging coefficients calculated from 6 years field measurements. *Atmospheric Environment* 37, 3605-3613.
39. Slinn, W.G.N. (1977). Some approximations for the wet and dry removal of particles and gases from the atmosphere. *Water, Air, & Soil Pollution* 7, 513-543.
40. Quérel, A., Lessivage de l'atmosphère par la pluie : approche microphysique, Thèse de l'Université Blaise Pascal, Clermont Ferrand, 2012.
41. Mathieu A., Korsakissok I., Quélo D., Groëll J., Tombette M., Didier D., Quentric E., Saunier O., Benoit J.P., Isnard O., Winiarek V., Bocquet M., Mallet V., Périllat R., Dispersion atmosphérique et conséquences des rejets induits par la centrale nucléaire de Fukushima Daiichio. Conférence plénière, 27ème congrès français sur les aérosols, 25 et 26 janvier 2012.
42. Wang, P. K. and Pruppacher, H. R. An Experimental Determination of the Efficiency with Which Aerosol Particles are Collected by Water Drops in Subsaturated Air. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 34, Issue 10, pp. 1664-1669. 1977.

43. Pruppacher, H. R. and Beard, K. Wind tunnel investigation of internal circulation and shape of drops falling at terminal velocity in air. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol. 96, p 247. 1970.
44. Beard, K.V. (1974). Experimental and numerical collision efficiencies for submicron particles scavenged by raindrops. *Journal of the Atmospheric Sciences* 31, 1595-1603.
45. Beard, K.V., and Grover, S.N. (1974). Numerical Collision Efficiencies for Small Raindrops Colliding with Micron Size Particles. *Journal of the Atmospheric Sciences* 31, 543-550.
46. G. Depuydt, Étude expérimentale in situ du potentiel de lessivage de l'aérosol atmosphérique par les précipitations, thèse de l'Université de Toulouse, 2013.
47. EUFAR, www.eufar.net
48. A.A. Dehbi, The effects of noncondensable gases on steam condensation under turbulent natural convection conditions, Ph.D. Thesis, MIT, USA, 1991
49. W. Ambrosini, N. Forgione, A. Manfredini, F. Oriolo, On various forms of the heat and mass transfer analogy: discussion and application to condensation experiments, *Nuclear Engineering and Design* 236, 1013-102, 2006
50. Cohen-Tanoudji C., Diu B., Laloe F., "Mécanique quantique", Ed. Hermann, 1986.
51. Colthup N.B., Daly L.H., Wiberley S.E., Introduction to Infrared and Raman Spectroscopy, 2nd edition, Academic Press, 1975.
52. Thause L., Qualification d'un banc prototype de spectrométrie Raman destiné à la mesure de concentrations gazeuses sur une expérience de thermohydraulique. Rapport DESS, septembre 2002.
53. P. Chatelard, S. Arndt, B. Atanasova, G. Bandini, A. Bleyer, T. Brähler, M. Buck, I. Kljenak, B. Kujal, Overview of the independent ASTEC V2.0 validation by SARNET partners, Volume 272, June 2014, Pages 136-151.
54. Phase Doppler and infrared thermography measurements for the characterization of the cooling of high-temperatures surfaces using sprays A. Labergue^{1,*}, M. Gradeck¹, F. Lemoine, 17th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, July 07 - 10, 2014
55. Airy, G.B., On the intensity of light in the neighborhood of a caustic, *Trans. Camb. Phil. Soc.* 6, pp.379-402, 1838.
56. Bachalo, W. D. et Houser, M. J. (1984) Phase/Doppler spray analyzer for simultaneous measurements of drop size and velocity distribution. *Optical Engineering*, 23(5), 583-590.
57. W. Plumecocq, Etude de l'interaction d'un système d'aspersion liquide avec l'atmosphère environnante, Thèse de l'Université de Provence, 1997.
58. Ducret, D., Roblot, D. et Vendel, J. (1998a) Etude analytique du comportement des gouttes et du rabattement des produits de fission par l'aspersion : résultats expérimentaux et modèles. OECD Specialist Meeting On Nuclear Aerosols In Reactor Safety, Cologne.
59. Wisuttida WICHITWONG, Application of digital holography for metrology of inclusions in a droplet, Thèse de l'Université & INSA de Rouen, 2015.

60. Umhauer, H., Berbner, S. et Hemmer, G. (2000) Optical In situ size and concentration measurement of particles dispersed in gases at temperatures up to 1000 °C. *Particle & Particle Systems Characterization*, 17(3), 15.
61. Bestebe, J. et Klein-Heßling, W. (2000) ASTEC VO, CPA Module - Containment thermalhydraulics and aerosol and fission product behaviour - User Guidelines, rev 0. GRS Report ASTEC-VO/DOC/00-14, 2000.
62. Pöllänen, R., Valkama, I., and Toivonen, H. (1997). Transport of radioactive particles from the Chernobyl accident. *Atmospheric Environment* 31, 3575-3590.
63. Coelho, A., Brenguier, J.L., and Perrin, T., 2005, Droplet Spectra Measurements with the FSSP-100. Part 1: Coincidence Effects. *J. Atmos. Ocean. Tech.* 22 1756.
64. Brenguier, J.L., Bourriane, T., Coelho, A., Isbert, J., Peytavi, R., Trevarin, D., and Weschsler, P., 1998, Improvements of droplet size distribution measurements with the Fast-FSSP. *J. Atmos. Ocean. Technol.*, 15, 1077-1090.
65. Chuang, P.Y., Saw, E.W., Small, J.D., Shaw, R.A., Sipperley, C.M., Payne, G.A., and Bachalo, W.D., Airborne Phase Doppler Interferometry for Cloud Microphysical Measurements. *Aerosol Science and Technology* 42, 685, 2008.
66. Maeda, M., Kawaguchi, T., and Hishida, K., 2000, Novel interferometric measurement of size and velocity distributions of spherical particles in fluid flows. *Meas. Sci. Technol.*, 11, L13-L18.
67. COMAT, <http://www.comat-agora.com/>
68. SAFIRE, <http://www.safire.fr/web/index.php>
69. P. Marchal, Caractérisation et impact des particules incandescentes dans les réseaux de ventilation lors d'opération de démantèlement, Thèse de l'Université et de l'INSA de Rouen, 2014.
70. HAIC, <http://www.haic.eu/>
71. Brunel, M., Shen, H., Coëtmelec, S., Gréhan, G., and Delobel, T., Determination of the Size of Irregular Particles Using Interferometric Out-of-Focus Imaging, *International Journal of Optics*, Article ID 143904 (2014).
72. Brunel, M., Coëtmelec, S., Gréhan, G. and Shen, H., Interferometric out-of-focus imaging simulator for irregular rough particles, *J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public.* 9, 14008 (2014).
73. Sow, M., Lemaitre, P., Experimental study of the washout of aerosol particles by electrically charged rain drop, accepté à l'European Aerosol Conference 2015.
74. Sow, M. Lemaitre, P., The effect of electrostatic charges on the removal of radioactive aerosols in the atmosphere by raindrops, accepté à Electrostatics 2015.
75. Sow, M ; Lemaitre, P., Influence of electric charges on the washout efficiency of atmospheric aerosols by raindrops, European Review Meeting on Severe Accident Research, 2015.
76. Rapport WASH 1400 et NUREG 75-014, Norman C. Rasmussen, 1975.
77. Flossmann, A.I., Interaction of aerosol particles and clouds. *Journal of the Atmospheric Science* 55, 879-887, 1998.

78. Werter, N.P.M., Prototype design and testing of an airborne Laser interferometric drop sizer, Von Karman Institute report, 2011.
79. Rondeau, A. et al., First experimental results of particle re-suspension in a low pressure wind tunnel applied to the issue of dust in fusion reactors, Fusion Engineering and Design, 2015.
80. Maro, D. et al., Aerosol dry deposition in the urban environment : Assessment of the deposition velocity on building facades, Journal of Aerosol Science, 69, 113-131, 2014.
81. Laguionie, P et al., Simultaneous quantification of the contribution of dry, washout and rainout deposition to the total deposition of particle-bound ^7Be and ^{210}Pb on an urban catchment area on a monthly scale, Journal of Aerosol Science, 77, 67-84, 2014.
82. Masson, O., et al., Change of radioactive cesium (^{137}Cs and ^{134}Cs) content in cloud water at an elevated site in France, before and after the Fukushima nuclear accident: Comparison with radioactivity in rainwater and in aerosol particles, Atmospheric Research, 151, 45-51, 2015.
83. King, M.D., Parkinson, C.L., Partington, K.C., Williams, R.G., Our changing planet. The view from space. Cambridge University, Press. Cambridge, 2007.