

IRSNINSTITUT
DE RADIOPROTECTION
ET DE SÛRETÉ NUCLÉAIRE

Etude de la mise en suspension de particules lors de l'impact de gouttes

Charles MOTZKUS

Décembre 2007

ISRN/IRSN-2008-97

Laboratoire de Physique et de Métrologie des Aérosols

Système de management
de la qualité IRSN certifié

THESE

présentée à la

FACULTE DES SCIENCES DE CRETEIL
UFR DES SCIENCES ET DE TECHNOLOGIE
UNIVERSITE PARIS XII – VAL DE MARNE

En vue de l'obtention du grade de

Docteur de l'Université Paris XII - Val de Marne

Discipline : Sciences de l'Univers et de l'Environnement

Spécialité : Physique des aérosols

par

Charles MOTZKUS

Etude de la mise en suspension de particules lors de l'impact de gouttes

Soutenue le 14 décembre 2007 à Créteil, devant le jury constitué par :

Mr D. Boulaud, Directeur-adjoint DEI, IRSN	Rapporteur
Mr F. Feuillebois, Directeur de recherche CNRS, ESPCI	Rapporteur
Mr Y. Candau, Professeur, Université Paris XII	Examineur
Mr A. Weber, Professeur, Université de Clausthal	Examineur
Mr F. Gensdarmes, Chef de laboratoire LPMA, IRSN	Encadrant IRSN
Mme E. Géhin, Professeur, Université Paris XII	Directrice de thèse

Remerciements

J'adresse mes remerciements à Monsieur *Jean Claude LABORDE* pour avoir permis la réalisation de cette étude dans un environnement très favorable, au sein du *Service d'Etudes et de Recherches en Aérodispersion des polluants et en Confinement (SERAC)*, à l'*Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire (IRSN)*.

Je remercie vivement Monsieur *Jacques VENDEL* pour m'avoir accueilli au sein du *Laboratoire de Physique et de Métrologie des Aérosols (LPMA)*, et m'avoir permis de réaliser mes travaux dans d'aussi bonnes conditions.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur *François. GENSDARMES*, Ingénieur de Recherche au LPMA, de la confiance qu'il m'a témoignée durant ces trois années de thèse pour réaliser cette étude. Je tiens à lui exprimer mes remerciements pour les conseils attentifs et bienveillants qu'il m'a prodigués, pour sa disponibilité, ainsi que pour m'avoir fait partager ses compétences lors de nombreuses discussions que nous avons eues. Je le remercie également d'avoir bien voulu faire partie de ce jury.

Je dois une reconnaissance toute particulière à Madame le professeur *Evelyne GEHIN* pour m'avoir donné la possibilité d'effectuer un Doctorat. Je tiens à lui témoigner ma gratitude pour avoir dirigé cette thèse. Je lui exprime ici toutes ma reconnaissance pour m'avoir accueilli au sein de son «*DESS Sciences des Aérosols – Génie de l'Aérocontamination* » m'ayant permis d'acquérir des connaissances sur la physique des aérosols, et de m'avoir prodigué tout au long de ces années son soutien scientifique et ses encouragements.

Je ne saurais oublier d'exprimer mes plus sincères remerciements aux Techniciens du *LPMA*, et plus particulièrement à *Guillaume BASSO* et à *Sébastien PONTREAU*, pour l'aide qu'ils m'ont apportée sans compter, dans la réalisation de mes travaux expérimentaux.

Je remercie vivement Monsieur *Jean Christophe SABROUX*, Madame *Céline MONSANGANT-LOUVET* et *Mademoiselle Marjorie JACQUELIN* pour l'aide qu'ils m'ont apportée pour la rédaction du mémoire de thèse.

Je tiens à remercier aux autres membres du *SERAC*, aux doctorants, aux stagiaires pour leur disponibilité et leur bonne humeur qui ont rendu ces années de thèses très agréables.

Mes remerciements vont également aux membres du *CERTES* pour leur chaleureux accueil en fin de thèse et pour leurs soutiens à l'obtention d'un poste d'A.T.E.R au sein de l'IUT de Créteil-Vitry.

Je suis très honoré que Monsieur le Professeur *Yves CANDAU*, Monsieur *Denis BOULAUD* le Directeur –adjoint de la Direction de l'environnement et de l'intervention de l'IRSN, Monsieur le Directeur de recherche CNRS *François FEUILLEBOIS* et également le Professeur *Alfred WEBER*, aient accepté de faire partie de ce jury.

Enfin, je tiens également à témoigner ma reconnaissance et toute mon affection à ma famille et tous mes amis pour m'avoir soutenu et encouragé durant ces trois années. Je tiens plus particulièrement à exprimer mon admiration à ma femme *Aurélie MOTZKUS* pour son soutien quotidien et à sa grande patience qui m'ont été d'une aide immense. Egalement, j'exprime ma profonde reconnaissance à ma mère *Nicole MOTZKUS* et à mon père *Dietrich MOTZKUS* qui m'ont offert l'opportunité de faire des études et pour leur immense soutien dans tous mes projets. Je voudrais dédier cette thèse à mon père qui nous a quitté le 24 mai 1999, mais également à mon fils *noah* qui est né le 9 avril 2008.

Table des Matières

INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 : ETAT DE L'ART	5
1.1. Définition de la mise en suspension	5
1.1.1. Généralités	5
1.1.2. Coefficient de la mise en suspension : la fraction mise en suspension	5
1.2. Cas de l'impact de gouttes sur une surface sèche	6
1.2.1. Théories sur l'impact de gouttes sur une surface sèche	6
1.2.1.1. Généralités	6
1.2.1.2. Description des phénomènes impliqués lors de l'impact de gouttes sur une surface sèche	8
1.2.1.3. Détermination du seuil "éclaboussure/dépôt" selon l'approche théorique du bilan d'énergie	13
1.2.1.4. Approches théoriques sur la formation et le nombre des digitations.....	16
1.2.2. Etudes expérimentales sur l'impact de gouttes sur une surface sèche	22
1.2.2.1. Détermination expérimentale du seuil "éclaboussure/dépôt"	22
1.2.2.2. Etudes expérimentales sur le nombre de digitations	28
1.2.2.3. Etudes sur le nombre et le diamètre des gouttes secondaires produites	29
1.3. Cas de l'impact de gouttes sur un film liquide	32
1.3.1. Théories sur l'impact de gouttes sur un film liquide	32
1.3.1.1. Généralités	32
1.3.1.2. Détermination théorique du seuil "dépôt/éclaboussure".....	37
1.3.1.3. Etudes théoriques sur la granulométrie des gouttes secondaires	40
1.3.2. Etudes expérimentales sur l'impact de gouttes sur un film liquide	44
1.3.2.1. Détermination expérimentale du seuil "dépôt/éclaboussure"	44
1.3.2.2. Etudes expérimentales sur le diamètre et le nombre des gouttes secondaires produites dans le cas de l'impact de gouttes sur un film liquide.....	57
1.4. Conclusion	73

CHAPITRE 2. METHODES EXPERIMENTALES	75
2.1. Dispositifs expérimentaux et méthodes de mesure.....	75
2.1.1. Dispositif d'étude du seuil dépôt/éclaboussure.....	75
2.1.2. Dispositif d'étude des aérosols	77
2.1.2.1. Techniques de mesure de la masse mise en suspension	78
2.1.2.2. Techniques de mesures de la granulométrie des particules mises en suspension.....	79
2.1.2.3. Propriétés des liquides utilisés dans les expériences	81
2.1.2.3. Présentation du protocole expérimental	82
2.1.3. Matrice expérimentale.....	83
2.1.3.1. Choix des paramètres étudiés, identifiés comme influents dans la littérature	83
2.1.3.2. Contrôle des paramètres étudiés.....	83
2.1.3.3. Domaines d'étude des paramètres.....	90
2.2. Modèle de transfert	92
2.2.1. Calcul du débit d'émission de particules	92
2.2.1.1. Evolution de la concentration d'un aérosol dans une enceinte ventilée dans les phases de croissance et de décroissance en prenant en compte le dépôt des particules dans l'enceinte	93
2.2.1.2. Calcul de la concentration moyenne sur les phases de croissance et de décroissance à partir des résultats expérimentaux, et détermination du débit d'émission	95
2.2.1.3. Détermination du diamètre et du nombre de microgouttelettes émises par impact à partir de celui des résidus secs	96
2.2.1.4. Comparaison entre les temps de séjour et d'évaporation pour différents diamètres de goutte.....	98
2.2.1.5. Discussion sur l'importance des différents phénomènes de dépôt en fonction du diamètre des particules mises en suspension.....	102
2.2.2. Expériences de validation du modèle de transfert.....	103
2.2.2.1. Objectifs de la caractérisation des transferts d'aérocontaminants dans notre configuration expérimentale.....	103
2.2.2.2. Méthodes de caractérisation des transferts par traçage gazeux et particulaire	103
2.2.2.3. Résultats expérimentaux sur les transferts	108
2.2.2.4. Conclusion	113
2.3. Conclusion.....	114

CHAPITRE 3. ETUDE PHENOMENOLOGIQUE DE L'IMPACT 115

3.1. Phénoménologie et influence des paramètres 116

3.1.1. Description phénoménologique des différents régimes 116

3.1.2. Influence de la nature du liquide..... 120

3.1.3. Influence de la vitesse d'impact 121

3.1.4. Influence du diamètre de la goutte 123

3.1.5. Influence du paramètre S_f 125

3.1.6. Phénomène de bullage 126

3.2. Seuil dépôt/éclaboussure..... 127

3.2.1. Cas de faible nombre d'Ohnesorge 127

3.2.2. Cas de nombre d'Ohnesorge plus élevé 129

3.3. Conclusion..... 132

**CHAPITRE 4. ETUDE EXPERIMENTALE DE L'EMISSION D'AEROSOL PAR
IMPACT DE GOUTTES MILLIMETRIQUES 135**

4.1. Résultats sur les masses mises en suspension..... 135

**4.1.1. Influence des nombres adimensionnels sur les mesures de masses mises en
suspension 135**

4.1.2. Conclusion sur l'utilisation des relations de seuils..... 140

**4.2. Résultats de granulométrie et de nombre de microgouttelettes produites par impact
..... 142**

4.2.1. Résultats sur le nombre total de microgouttelettes produites 142

4.2.1.1. Gouttes de solution aqueuse..... 142

4.2.1.2. Gouttes d'un mélange d'eau et d'éthanol..... 145

4.2.1.3. Gouttes d'un mélange d'eau et de glycérol 146

4.2.2. Analyse découplée des effets des paramètres influents sur les granulométries en nombre	148
4.2.2.1. Effet du diamètre de la goutte impactante	148
4.2.2.2. Effet de la vitesse de la goutte impactante	153
4.2.2.3. Effet de la hauteur du film liquide.....	154
4.2.2.4. Effet de la tension de surface liquide-gaz.....	156
4.2.2.5. Effet de la viscosité dynamique du liquide.....	157
4.2.3. Bilan global sur la granulométrie des microgouttelettes émises.....	158
4.2.3.1. Distributions granulométriques en nombre	158
4.2.3.2. Distributions granulométriques en volume	164
4.2.3.3. Mesures des fines particules produites lors de l'impact de gouttes	170
4.3. Elaboration de corrélations semi-empiriques sur la fraction mise en suspension ..	175
4.3.1. Résultats sur la fraction mise en suspension	175
4.3.2. Analyse de la contribution des paramètres et des nombres adimensionnels sur la fraction mise en suspension.....	176
4.3.3. Relations entre la fraction mise en suspension et les nombres adimensionnels	179
4.4. Conclusion.....	182
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES.....	184
ANNEXES.....	189
LISTE DES FIGURES.....	189
LISTE DES TABLEAUX	221
LISTE DES RÉFÉRENCES	225

NOMENCLATURE

Grandeurs physiques

a : accélération	(m/s ²)
C : concentration	(-/m ³)
C_{eq} : concentration à l'équilibre	(-/m ³)
d : diamètre	(m)
d_g : diamètre de la goutte	(m)
d_i : diamètre de la goutte impactante	(m)
d_s : diamètre de la goutte secondaire	(m)
$d_{s\ prob}$: diamètre le plus probable de la goutte secondaire	(m)
d_{dig} : diamètre des digitations	(m)
d_{ae} : diamètre aérodynamique	(m)
d_{ev} : diamètre équivalent en volume	(m)
d_{50} : diamètre médian de la distribution granulométrique	(m)
d_{mod} : diamètre modale	(m)
d_{g_n} : diamètre géométrique moyen en nombre de la distribution granulométrique	(m)
\overline{d}_n : diamètre arithmétique moyen en nombre de la distribution granulométrique	(m)
d_{g_v} : diamètre géométrique moyen en volume de la distribution granulométrique	(m)
\overline{d}_v : diamètre arithmétique moyen en volume de la distribution granulométrique	(m)
D : Diamètre du film s'étendant sur la surface	(m)
D_{max} : diamètre maximum qu'atteint le film sur la surface	(m)
Di : coefficient de diffusion de la vapeur	(m ² /s)
E_{ci} : énergie cinétique	(J)
E_{di} : énergie de dissipation visqueuse	(J)
E_p : énergie potentielle de gravité	(J)
E_{su} : énergie potentielle de surface	(J)
f : fréquence d'impact d'un train de gouttes	(-/s)
g : accélération due à la pesanteur (9,81 m/s ²)	(m/s ²)
h : hauteur	(m)

H_r : humidité relative	(%)
l : longueur	(m)
l_c : longueur capillaire	(m)
m : masse	(kg)
m_0 : masse mise en jeu dans le scénario d'évènement	(kg)
M : masse molaire	(g/mol)
P : pression	(N/m ²)
P_g : pression du gaz	(N/m ²)
P_∞ : pression de vapeur loin de la goutte	(N/m ²)
P_d : pression de vapeur à la surface de la gouttelette	(N/m ²)
P_s : pression de vapeur saturante	(N/m ²)
q_m : débit massique	(kg/s)
q_g : débit de gaz	(-/s)
q_p : débit de particules	(-/s)
Q : débit volumique	(m ³ /s)
Q_a : débit d'admission d'air propre	(m ³ /s)
Q_{ext} : débit volumique d'extraction	(m ³ /s)
Q_{filtre} : débit volumique au niveau du filtre	(m ³ /s)
Q_{APS} : débit volumique au niveau de l'APS	(m ³ /s)
r : rayon	(m)
r_{cap} : rayon d'un tube capillaire	(m)
R : constante des gaz parfaits (8,314 J.K ⁻¹ .mol ⁻¹)	
R_a : rugosité de la surface (profondeur moyenne de la surface)	(m)
S : surface	(m ²)
t : temps	(s)
t_{de} : temps de déformation d'une goutte	(s)
t_r : temps de renouvellement	(s)
t_{res} : temps de résidence	(s)
T : température	(°C)
T_g : température du gaz	(°C)
T_∞ : température loin de la goutte	(°C)
T_d : température au voisinage de la goutte	(°C)
v : vitesse	(m/s)

v_{sed} : vitesse de sédimentation de la particule	(m/s)
v_{TC} : vitesse de recul de Taylor et Culick	(m/s)
V : volume	(m ³)
V_e : volume de l'enceinte	(m ³)

Nombres adimensionnels

Bo : nombre de Bond
β_{max} : facteur géométrique
Ca : nombre capillaire
f_{impact} : fréquence d'impact adimensionnelle
Fr : nombre de Froude
F_v : fraction volumique
Kn : nombre de Knudsen
La : nombre de Laplace
L_μ : longueur adimensionnelle de viscosité
Oh : nombre de Ohnesorge
Re : nombre de Reynolds de la goutte impactante
Re_g : nombre de Reynolds de la goutte
Re_p : nombre de Reynolds de la particule
S_r : rugosité adimensionnelle
S_f : épaisseur de film adimensionnelle
Stk : nombre de Stokes
τ_{Co} : nombre adimensionnel lié au temps
We : nombre de Weber

Lettres grecques

α : angle entre la goutte et la surface	(°)
ρ_o : masse volumique de référence (1000 kg/m ³)	(kg/m ³)
ρ_g : masse volumique du gaz (dans notre cas de l'air)	(kg/m ³)
ρ_l : masse volumique du liquide de la goutte et du film liquide	(kg/m ³)
μ_g : viscosité dynamique du gaz (dans notre cas de l'air)	(Pa.s)

μ_l : viscosité dynamique du liquide de la goutte et du film liquide	(Pa.s)
γ : tension de surface liquide-gaz (air dans notre cas)	(N/m)
ν_g : viscosité cinématique du gaz (air)	(m ² /s)
ν_l : viscosité cinématique du liquide	(m ² /s)
θ : angle de contact entre le film liquide et la surface	(°)
θ_c : angle du coude	(°)
Φ : dissipation visqueuse par unité de masse	(Pa/s)
ϕ : facteur de correction de Fuchs	
λ : libre parcours moyen de particule	(m)
λ_o : longueur d'onde	(m)
α : angle entre la goutte et la surface	(°)
σ : écart-type géométrique	
τ_i : rapport entre le diamètre d_i et la vitesse v_i de la goutte impactante	(s)
τ_{Co} : nombre adimensionnelle lié au temps	
τ : temps de relaxation	(s)

Autres

C_u : facteur de correction de Cunningham	
C_f : coefficient de frottement	
E_{cor} : épaisseur de la lame annulaire formant la corolle	(m)
F_p : fraction pénétrante	
k : coefficient de transfert	
K : paramètre qui détermine le seuil dépôt /éclaboussure	
K_{MES} : fraction mise en suspension	
K_{Co} : paramètre de Cossali <i>et al.</i>	
K_M : paramètre de l'étude de Mundo <i>et al.</i>	
K_{So} : paramètre de Sommerfeld	
K_{ST} : paramètre de Stow et hadfield	
K_{Va} : paramètre de Vander Wal <i>et al.</i>	
n : nombre de gouttes	
n_s : nombre de gouttes secondaires	
n^{impact} : nombre de gouttes émises par impact	

N : nombre de digitations

Pt_1 : point de prélèvement filtre

Pt_2 : point de prélèvement APS

Pt_{inj} : point d'injection ou d'émission

$R_{s/i}$: rapport de masse entre les gouttes secondaires et primaires (impactantes)

S_{cd} : paramètre d'énergie de la goutte impactante

R_r : taux de renouvellement (s⁻¹)

z : distance entre l'apex de la goutte et la surface (m)

cst : constante

Indices

c : du paramètre critique déterminant le passage du régime de dépôt à celui d'éclaboussure

cor : de la lame annulaire formant la corolle

$film$: du film liquide sur la surface

$fluo$: de la fluorescéine sodée

g : de la goutte

i : de la goutte impactante

j : point d'intersection entre la surface du film liquide et la goutte impactante sans perturbation du film et de la goutte

l : du liquide

max : maximum

p : de la particule

s : de la goutte secondaire

$stat$: fait référence aux diamètres statistiques (médian, moyens géométrique et arithmétique)

SF_6 : du traceur gazeux l'hexafluorure de soufre

INTRODUCTION

Contexte général et cas particulier de l'industrie nucléaire

L'impact de gouttes sur une surface fait l'objet de nombreuses études. Cependant, ce phénomène n'est pas entièrement compris, prévisible dans ses conséquences et parfaitement modélisé, du fait de sa complexité, de l'implication de divers mécanismes physiques, et de sa sensibilité à de nombreux paramètres.

Ce phénomène est étudié dans différents secteurs comme l'industrie automobile (injection de carburant sous forme d'aérosol dans les moteurs, projection de peinture en fines gouttelettes, mais également comportement des pare-brise sous la pluie, etc.), dans l'industrie aéronautique (givrage des ailes d'avion), dans l'industrie métallurgique (refroidissement par projection d'aérosol sur des plaques de tôle, etc.), dans l'industrie bureautique (imprimantes à jet d'encre), dans l'agriculture (épandage de fertilisants et de pesticides), ou encore dans le domaine médical (nébuliseurs).

La mise en suspension de particules par l'impact de gouttes sur des surfaces est un phénomène qui intervient dans de nombreux procédés industriels et lors de processus naturels. La fragmentation de ces gouttes produit et disperse dans l'air un ensemble de particules, solides ou liquides. Les particules dispersées ayant des diamètres aérodynamiques inférieurs à 100 μm , sont susceptibles de rester en suspension dans le gaz et forment alors un aérosol. Les aérosols ainsi générés peuvent constituer une source de contamination pour l'homme, l'environnement ou les produits dans les procédés de fabrication.

L'industrie nucléaire en particulier, notamment dans les laboratoires et usines du cycle du combustible, manipule de grandes quantités de matières radioactives sous forme liquide. L'étude de la mise en suspension de contaminants radioactifs, en fonctionnement normal ou lors de scénarios d'accidents (fuite d'une cuve, d'une canalisation, etc.), présente donc un intérêt de premier ordre, ceci afin de pouvoir estimer les conséquences de ce terme source sur l'opérateur et son environnement direct (installation nucléaire).

Parmi les scénarios d'accidents recensés, la mise en suspension d'une contamination particulaire lors de l'impact de gouttes sur une surface suscite encore de nombreuses interrogations, notamment pour ce qui concerne les coefficients de mise en suspension. Ces coefficients sont essentiels pour l'analyse de la sûreté et de la radioprotection, afin d'estimer l'impact des sources potentielles de contamination. Ils permettent, pour un scénario d'accident hypothétique donné, et à partir d'une quantité de matière radioactive potentiellement dispersable, de calculer la quantité qui serait effectivement dispersée. Ces coefficients de mise en suspension présentent un intérêt primordial afin d'estimer les conséquences radiologiques de situations d'exploitations normales ou accidentelles, mais également pour optimiser les moyens de protection à mettre en œuvre dans la conception des installations nucléaires.

A l'heure actuelle, il n'existe pas de données disponibles dans la littérature scientifique sur l'émission de particules dans le cas d'un scénario d'impact de gouttes millimétriques sur une surface.

Ce travail de recherche s'inscrit donc dans le cadre général des études et recherches sur l'évaluation de la sûreté des installations industrielles, et plus particulièrement celles du domaine nucléaire.

Motivations et objectifs du travail de thèse

L'objectif général de notre travail est d'améliorer la connaissance de la mise en suspension de fines particules produites lors de l'impact de gouttes sur une surface. Nous avons tenté, tout particulièrement, de palier les manques de connaissances sur l'émission des microgouttelettes de diamètre inférieur à 50 μm . Une fois mises en suspension, celles-ci peuvent donner naissance à des particules solides de taille micrométrique susceptibles de poser un problème d'aérocontamination.

Il s'agit en particulier d'améliorer le niveau de connaissance de la phénoménologie de la mise en suspension de particules issues de l'impact d'un train de gouttes millimétriques sur un film liquide. Notre travail expérimental vise à étudier les paramètres pouvant influencer la mise en suspension, et à apporter des données caractérisant la mise en suspension en termes de quantité et de granulométrie des particules.

Plan du mémoire

Le premier chapitre expose une synthèse bibliographique des connaissances actuelles accessibles dans la littérature scientifique sur la phénoménologie de l'impact des gouttes sur une surface sèche ou liquide. On s'est attaché à expliquer les phénomènes d'impact et à exposer les relations disponibles décrivant le nombre et la taille des gouttes secondaires produites. On s'est particulièrement intéressé aux études théoriques et expérimentales décrivant le passage du régime de dépôt à celui de l'éclaboussure. En effet, ces relations dans le cadre de la détermination du terme source de contamination nous intéressent tout spécialement : si l'impact se situe dans le régime de dépôt, on peut supposer ne pas avoir de mise en suspension, mais à l'inverse dans le régime d'éclaboussure, il y aura création de microgouttelettes secondaires susceptibles d'être mises en suspension.

Dans le deuxième chapitre, nous détaillons les dispositifs expérimentaux et les méthodes de mesure utilisées pour étudier le seuil dépôt/éclaboussure et les caractéristiques des particules mises en suspension lors de l'impact de gouttes millimétriques. Puis nous présentons la grille expérimentale réalisée, en expliquant les choix des paramètres étudiés ainsi que les moyens utilisés afin de les mesurer et de les contrôler. Enfin, dans un troisième temps, nous exposons le modèle de transfert utilisé pour calculer le débit d'émission des particules produites lors de l'impact, ainsi que les expériences de validation de ce modèle.

Ensuite, dans le troisième chapitre, nous exposons nos résultats sur la phénoménologie de l'impact de gouttes millimétriques sur un film liquide. Nous avons étudié le phénomène d'impact de façon qualitative en faisant varier tous les paramètres identifiés comme influents dans la littérature (la vitesse et le diamètre des gouttes impactantes, l'épaisseur du film liquide et les propriétés du liquide : viscosité dynamique μ_l et tension de surface air-liquide γ). Dans cette partie, nous avons également cherché à valider, dans nos conditions expérimentales, l'utilisation de relations semi-empiriques déjà existantes (Cossali *et al.*, 1997 ; Vander Wal *et al.*, 2006 ; Okawa *et al.*, 2006), décrivant la transition entre les régimes de dépôt et d'éclaboussure.

Enfin, dans un quatrième chapitre, nous présentons les résultats que nous avons obtenus sur la masse et la fraction mises en suspension lors de l'impact de gouttes millimétriques sur un film liquide. Ces résultats ont permis de statuer sur l'utilisation des relations de seuil dépôt/éclaboussure identifiées comme les plus pertinentes (cf. chap. 3) pour déterminer la présence ou non de particules mises en suspension. Également, nous présentons les résultats obtenus sur la granulométrie et le nombre des microgouttelettes produites par impact. L'analyse de nos résultats, nous amène à proposer des modèles semi-empiriques sur la fraction mise en suspension utilisant les nombres adimensionnels déjà identifiés comme influents dans la littérature scientifique.

CHAPITRE 1 : ETAT DE L'ART

1.1. Définition de la mise en suspension

1.1.1. Généralités

La caractérisation de la mise en suspension passe par la connaissance de la masse et/ou du nombre de particules mises en suspension et de la granulométrie de l'aérosol produit. La masse mise en suspension représente la quantité potentielle d'aérocontaminant dispersé dans une installation à laquelle un opérateur peut être exposé. En ce qui concerne la granulométrie, elle détermine en partie le transfert de l'aérosol dans l'installation et sa pénétration dans le système respiratoire d'un individu ou dans les systèmes d'épuration. La mise en suspension concerne principalement les particules de diamètre aérodynamique inférieur à la centaine de micromètres. Cette valeur correspond à la limite supérieure de la dimension d'un aérosol. En effet, pour les particules supérieures à 100 μm , la vitesse de sédimentation (26 cm/s pour un diamètre aérodynamique de 100 μm) est telle que le temps de séjour en suspension est très faible.

Dans la littérature, il existe différents coefficients qui permettent de quantifier la mise en suspension. Il est donc important de définir correctement ces coefficients. Nous nous limitons au coefficient le plus fréquemment employé dans le cas de la mise en suspension de particules par fragmentation de surface liquide, soit dans notre cas à un coefficient de mise en suspension global couramment utilisé : la fraction mise en suspension.

1.1.2. Coefficient de la mise en suspension : la fraction mise en suspension

La fraction mise en suspension K_{MES} est définie par le rapport de la quantité de liquide mise en suspension sur la quantité de liquide concernée par le scénario d'événement. Cette fraction est donnée par la relation :

$$K_{MES} = \frac{m}{m_0} \quad (1)$$

où m : masse mise en suspension (g),

m_0 : masse mise en jeu dans le scénario d'évènement (g).

La fraction mise en suspension peut être utilisée pour caractériser une émission ponctuelle dans le temps, ou une émission stationnaire sur une période bien définie. Ce rapport de masse est aussi appelé fraction d'exhalation dans l'air, symbolisé par ARF (*Airborne Release Fraction*) dans la littérature.

1.2. Cas de l'impact de gouttes sur une surface sèche

1.2.1. Théories sur l'impact de gouttes sur une surface sèche

1.2.1.1. Généralités

Les études sur l'impact de gouttes sur une surface plane ont mis en évidence différents régimes d'impact qui dépendent des paramètres suivants :

- des caractéristiques cinématiques et dynamiques de la goutte impactante (essentiellement sa vitesse v_i et sa quantité de mouvement),
- du diamètre de la goutte impactante (d_i),
- des propriétés physiques du liquide (masse volumique ρ_l , viscosité μ_l et tension de surface liquide-gaz γ),
- de la rugosité de la surface d'impact (R_a représentant la profondeur moyenne de la surface),
- des températures du liquide et de la surface,
- de l'angle de mouillage de la surface d'impact avec le liquide.

Les principaux nombres adimensionnels utilisés pour étudier l'impact des gouttes sont définis ci-après.

Le nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{\rho_l d_i v_i}{\mu_l} \quad (2)$$

Le nombre de Reynolds est proportionnel au rapport des forces inertielles sur les forces de viscosité, et est utilisé pour caractériser les transferts de quantité de mouvement.

Le nombre de Weber :

$$We = \frac{\rho_l d_i v_i^2}{\gamma} \quad (3)$$

Le nombre de Weber est proportionnel au rapport des forces inertielles sur les forces de tension de surface, et est utilisé pour caractériser la formation de bulle /goutte en particulier lors la rupture d'un jet liquide.

- Le nombre de Ohnesorge :
$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \gamma d_i}} \quad (4)$$

Le nombre d'Ohnesorge est représentatif de l'importance relative des forces visqueuses et de tension de surface, et est souvent utilisé dans la dynamique des fluides, et par exemple, dans le cas de la pulvérisation.

- La rugosité adimensionnelle :
$$S_r = \frac{R_a}{d_i} \quad (5)$$

Elle compare la rugosité de la surface au diamètre de la goutte.

Différents cas d'impact de goutte peuvent être distingués : la goutte peut s'impacter de façon normale ou oblique sur une surface solide. Worthington (1876) s'est intéressé le premier à l'impact d'une goutte. Par la suite, de nombreuses études expérimentales ont décrit le post-impact des gouttes et déterminé des régimes d'impacts en fonction de la vitesse des gouttes et de la rugosité de la surface (Stow et Hadfield, 1981 ; Coghe et al. 1995 ; Mundo *et al.*, 1995 ; Cossali *et al.*, 1997 ; Range et Feuillebois, 1998 ; Wu, 2003 ; Vander Wal *et al.*, 2006a et 2006c) ou en fonction de la température et de la courbure de la surface (Wachters *et al.*, 1966 ; Gottfried *et al.*, 1966 ; Savic et Boulton, 1955 ; Zhang et Gogos, 1991 ; Ko et Chung, 1996 ; Bernardin *et al.*, 1997 ; Xu *et al.*, 1998 ; Hardalupas *et al.*, 1999 ; Kang et Lee, 2000 ; Karl et Frohn, 2000 ; Lavergne et Planet, 2000).

Il existe deux cas d'étude de l'impact de gouttes en fonction de la température de la surface. Dans le premier cas, la surface et la goutte sont en équilibre thermique. Dans le second cas, la surface est à une température supérieure à celle de la goutte. Dans ce cas, si la température de la surface impactée est élevée et supérieure ou égale à la température dite de "*Leidenfrost*" correspondant au liquide considéré, un film de vapeur se crée instantanément autour des gouttes (Zhang et Gogos, 1991 ; Gottfried *et al.*, 1966). Ce film empêche tout contact entre l'obstacle et la goutte qui ne fait alors que rebondir sur la surface (Wachters *et al.*, 1966) : ce phénomène est plus connu sous le nom de caléfaction. Des travaux récents ont abouti à une modélisation du rebond dans cette configuration (Xu *et al.*, 1998). Ce modèle,

baptisé TAR (*Taylor Analogy Rebound*) utilise l'analogie de Taylor qui consiste à assimiler la goutte impactante à un système masse/ressort. L'étude expérimentale de Bernardin *et al.* (1997) a été la première à analyser de manière exhaustive l'impact de goutte d'eau en fonction de la vitesse d'impact et de la température de la paroi.

Par la suite, les études expérimentales de Karl et Frohn (2000) et de Kang et Lee (2000) ont permis de mieux comprendre le rôle de l'angle d'impact des gouttes sur une paroi ayant une température supérieure à celle de "*Leidenfrost*" (les températures de "*Leidenfrost*" sont de l'ordre de quelques centaines de degrés). Manzello et Yang (2001) ont étudié expérimentalement le cas particulier où la goutte d'eau impactante contient un additif. Dans la mesure où la température initiale de l'obstacle est généralement voisine de la température atmosphérique, ce type d'interaction n'est souvent pas pris en compte. Il faudra cependant garder en mémoire que ce scénario ne peut pas être exclu dans certaines configurations industrielles (rejet de produit dont la température d'ébullition est très basse, comme l'hydrogène ou l'azote liquide; impact du rejet sur la surface chaude d'un procédé).

Des études théoriques (Pasandideh-Fard *et al.*, 1996 ; Bussmann *et al.*, 2000 ; Kim *et al.*, 2000) et expérimentales (Allen, 1975 ; Loehr, 1990 ; Chandra et Avedisian, 1991 ; Vignes-Adler *et al.*, 1993 ; Scheller et Bousfield, 1995; Marmanis et Thoroddsen, 1996 ; Thoroddsen et Sakakibara, 1998 ; Thoroddsen, 2002 ; Prunet-Foch *et al.*, 1998 ; Bholá et Chandra, 1999 ; Aziz et Chandra, 2000 ; Rioboo *et al.*, 2001 ; Vander Wal *et al.*, 2006a ; 2006c) se sont intéressées à décrire la déformation de la goutte, ainsi que la formation de la lame annulaire, sa propagation et les digitations produites sur son pourtour lors de l'impact de goutte sur une surface solide. Dans certaines études expérimentales (Levins et Hobbs, 1971 ; Stow et Stainer, 1977 ; Stow et Hadfield, 1981) les auteurs ont déterminé le diamètre et le nombre des gouttes secondaires produites.

1.2.1.2. Description des phénomènes impliqués lors de l'impact de gouttes sur une surface sèche

Lorsqu'une goutte de liquide vient impacter sur une surface sèche, trois phénomènes peuvent se produire :

- le dépôt,
- le rebond,
- l'éclaboussure.

La figure 1 illustre ces trois phénomènes.

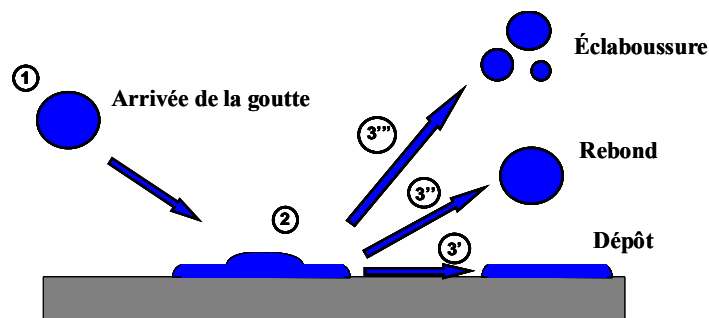


Figure 1. Les différentes étapes lors de l'impact de gouttes sur une surface sèche consistent en un (1) pré-impact, (2) un impact et (3) un post-impact (dépôt, rebond ou éclaboussure), d'après Desjardin (2002).

Le régime de rebond

Le régime de rebond se passe dans des conditions très particulières. L'impact d'une goutte de solution aqueuse sur une surface hydrophobe, ou dans le cas de la caléfaction déjà évoqué, peuvent amener à un rebond de la goutte impactante. Ces cas particuliers ne sont pas étudiés dans ce mémoire.

Le régime de dépôt

Le dépôt survient lorsque la somme des énergies cinétique et potentielle de surface de la goutte impactante est plus faible que la somme de l'énergie de dissipation visqueuse de la goutte sur la surface et de l'énergie potentielle de surface du film obtenue à l'étape 2 (cf. fig. 1). La goutte va alors se répandre totalement sur la surface. Ce phénomène est à la base de la formation d'un film liquide sur la surface comme illustré sur la figure 2.



Figure 2. Représentation schématique du dépôt d'une goutte (d'après Duplantier, 2001).

Rein (1993) a décrit l'évolution du film liquide résultant de ce régime d'impact : dans un premier temps, le film liquide se répand radialement atteignant très rapidement un rayon maximal. L'énergie cinétique et l'énergie potentielle de surface de la goutte impactante sont dissipées par des processus visqueux et transformées en énergie potentielle de surface supplémentaire du film liquide. L'énergie potentielle de surface représente les forces qui assurent la cohésion de la surface de la goutte. Cette énergie est égale au produit de la surface de la goutte par la tension superficielle du liquide.

Dans un second temps, le film liquide se contracte. La durée de la phase de contraction est supérieure d'environ deux ordres de grandeur à celle de la phase d'expansion. La contraction du film est fortement influencée par les propriétés de la surface, comme la rugosité. L'épaisseur du film n'est pas constante sur toute sa surface. Il semble que le film soit moins épais à sa périphérie qu'en son centre.

Le régime d'éclaboussure

L'éclaboussure se produit lorsque l'impact est plus énergétique. La formation des gouttelettes produites dans le régime d'éclaboussure suit le processus schématisé sur la figure 3.

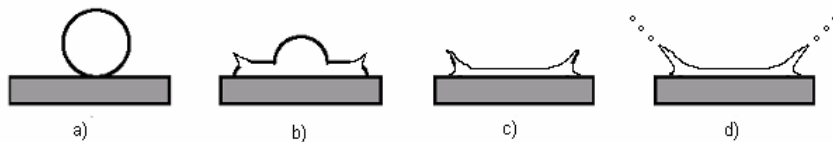


Figure 3. Représentation schématique de l'éclaboussure.

Quand la goutte touche la surface (figure 3 a), un film liquide se répand (figure 3 b), ensuite une lame annulaire mince se forme et peut se distinguer du film (figure 3 c) en se détachant de la paroi formant ainsi une corolle. Un mécanisme de perturbation et d'instabilité est à l'origine de la formation de digitations (jets de diamètre d_{dig}) qui se fragmentent en petites gouttes de diamètre d_s , appelées "gouttes secondaires" (figure 3 d). Cette corolle surmontée de digitations donne à l'ensemble une forme de couronne. Lors de la rupture des digitations, il y a création de gouttes secondaires, puis un film liquide se forme sur la surface. Le film restant est moins important que dans le cas d'un dépôt total.

Worthington (1876) s'est intéressé au développement de la lamelle annulaire, issue de l'impact d'une goutte, ainsi qu'aux digitations qui apparaissent sur son pourtour. La phase d'expansion rapide, au cours de laquelle une partie de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle de surface sont dissipées par des processus visqueux, est suivie d'une phase de contraction pendant laquelle le bourrelet présent à l'extrémité de la lamelle se rétracte sous l'effet des forces de tension superficielle. Les expériences montrent que la vitesse initiale de la lamelle est beaucoup plus élevée que la vitesse de la goutte avant l'impact. Bien que les phénomènes à petite échelle, comme la dissipation visqueuse ou la tension de surface, puissent retarder la formation de la lamelle, celle-ci apparaît très tôt. Cette lamelle est animée d'une vitesse élevée qui reste encore difficile à mesurer expérimentalement. Il est même possible qu'un choc soit formé aux premiers instants de l'impact (Rein, 1993 ; Engel, 1967). En supposant que la goutte conserve une forme de calotte sphérique tout au long de la phase d'étalement, Savic et Boulton (1955) décrivent l'écoulement à l'intérieur de la goutte. Ceux-ci obtiennent la distribution des vitesses et des pressions dans la goutte. Leurs prédictions concernant la variation au cours du temps de la hauteur de l'apex, représenté par z sur la figure 4 (l'apex est défini comme le sommet de la calotte de la goutte), sont confirmées expérimentalement par Loehr (1990) et Stow et Hadfield (1981). Le film liquide issu de l'impact d'une goutte sur une surface sèche est schématisé sur la figure 4.

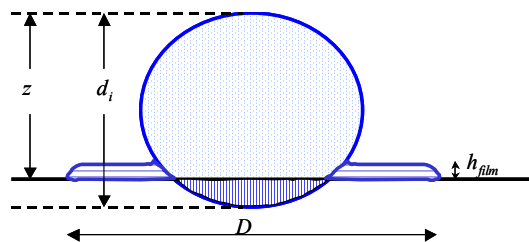


Figure 4. Représentation schématique du film liquide issu de l'impact d'une goutte sur une surface sèche.

Comme Engel (1966) l'a constaté expérimentalement, la déformation de l'apex de la goutte se produit en retard par rapport à l'instant du contact ; au début de l'impact, la paroi n'a pas d'influence sur le mouvement de la partie supérieure de la goutte.

Lors du régime d'éclaboussure, la lamelle créée au moment de l'impact se détache de la paroi, et forme une corolle (cf. fig. 3b). L'apparition de ce phénomène dépend, entre autres,

de la rugosité de la surface. La rugosité de la surface influe aussi sur la formation des digitations liquides.

Cossali *et al.* (1997) observent une éclaboussure produite immédiatement lors de l'impact avant la formation de la corolle. Ils définissent ce régime particulier de l'impact comme le "prompt splash" (éclaboussure rapide). Ce phénomène apparaît généralement pour des petits nombres de Ohnesorge et correspond à une atomisation précoce. Vander Wal *et al.* (2006a et 2006b) définissent le "prompt splash" par l'éjection de gouttes au point d'impact lors de la création et / ou de la croissance de la corolle. En particulier, le phénomène de "prompt splash" peut être favorisé par les impacts sur des surfaces rugueuses. Dans ce cas, des digitations liquides et les gouttelettes secondaires apparaissent dès les premiers instants de l'impact. Le régime d'éclaboussure classique, appelé éclaboussure tardive "late splash", est décrit par la figure 3 et se produit pour de grand nombre de Ohnesorge (Cossali *et al.*, 1997). Il est caractérisé par la rupture des digitations produites pendant le plein développement de la corolle. Rioboo *et al.*, (2001) décrivent tous les modes d'éclaboussure : l'éclaboussure précoce "prompt splash", l'éclaboussure tardive "delayed splash or corona splash", le rebond partiel "partial rebond", et l'éclaboussure lors de la rétractation du film "receding break-up".

Les phénomènes microscopiques ont une influence sur la dynamique de l'impact sur une surface solide. Ainsi l'angle de contact dynamique peut être différent de l'angle statique et être fonction de la vitesse d'étalement du film liquide sur la paroi. Une étude récente de Xu *et al.* (2005) a mis en évidence l'importance du gaz présent lors de l'impact : leurs expériences ont montré que dans les mêmes conditions, l'impact d'une goutte sur une surface sèche dans de l'air produit des éclaboussures alors que ce même impact dans le vide n'en produit aucune (cf. fig. 5).

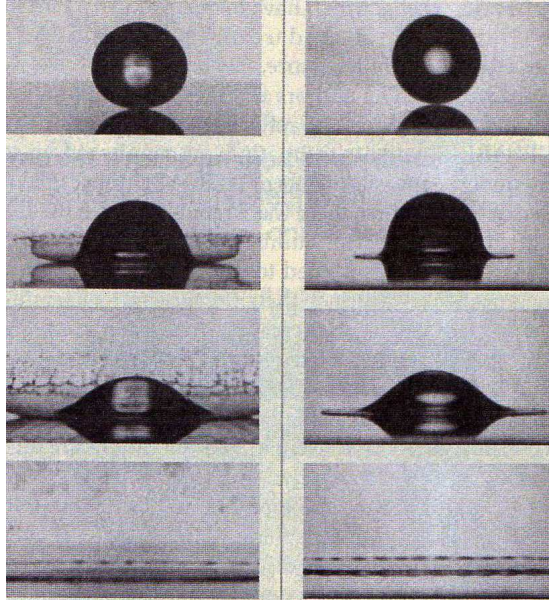


Figure 5. L'impact d'une goutte dans l'air sur une surface sèche produit une éclaboussure (à gauche) ; celle dans le vide se dépose (à droite), Xu et al. (2005).

L'importance de ce résultat a été soulignée par Quéré (2005). La dynamique de l'impact dépend donc également de l'écoulement gazeux (vitesse, pression, température, régime d'écoulement). L'article de Yarin (2006) synthétise les connaissances acquises ces vingt dernières années sur l'impact de gouttes sur des surfaces sèches ou légèrement humides.

1.2.1.3. Détermination du seuil "éclaboussure/dépôt" selon l'approche théorique du bilan d'énergie

Pour modéliser l'impact de gouttes, deux équations doivent être résolues : l'équation de la conservation de la masse entre le pré-impact et l'impact,

$$m = m', \quad (6)$$

(le symbole prime associé à une grandeur représente la valeur de cette grandeur pendant l'impact), et de la conservation de l'énergie,

$$E_{ci} + E_p + E_{su} = E_{ci}' + E_p' + E_{su}' + E_{di}', \quad (7)$$

où E_{ci} est l'énergie cinétique, E_p l'énergie potentielle de gravité, E_{su} l'énergie potentielle de surface et E_{di} l'énergie de dissipation visqueuse.

Il est considéré que $E_P \approx E_P' \approx 0$ à l'impact car on se situe sur la même ordonnée. Nous introduisons la valeur D_{max} comme étant le diamètre maximum qu'atteint le film liquide (supposé circulaire) lors de son expansion sur la surface. Si l'énergie cinétique E_{ci} est supérieure à 0 lorsque le film atteint ce diamètre maximum, alors on se situe dans le régime d'éclaboussure. Dans le cas où l'énergie cinétique E_{ci} est égale à 0, alors on se situe à la frontière entre les régimes de dépôt et d'éclaboussure. L'équation de conservation de l'énergie se simplifie de la manière suivante :

$$E_{ci} + E_{su} = E_{su}' + E_{di}' \quad (8)$$

Cette équation permet d'aboutir à l'équation donnant la frontière entre les régimes de dépôt et d'éclaboussure. En effet si $(E_{ci} + E_{su})$ est supérieur à $(E_{su}' + E_{di}')$, alors on se situe dans le régime d'éclaboussure.

Avant l'impact, l'énergie cinétique et l'énergie potentielle de surface sont définies respectivement par :

$$E_{ci} = \frac{\rho_l \pi d_i^3 v_i^2}{12} \quad (9)$$

$$E_{su} = \gamma \pi d_i^2 \quad (10)$$

Lors de l'impact, la goutte se déforme en calotte sphérique (cf. fig. 4). L'énergie cinétique de la goutte impactante est dissipée par sa déformation. Cette déformation entraîne un accroissement de l'interface air-liquide et ainsi une augmentation de l'énergie potentielle de surface. D'autre part, des contraintes de cisaillement au niveau de la surface entraînent une dissipation visqueuse.

Quand le film a atteint son diamètre maximal, D_{max} , selon Chandra et Avedisian (1991) l'énergie de surface s'écrit :

$$E_{su}' = \gamma \pi D_{max}^2 \frac{(1 - \cos \theta)}{4}, \quad (11)$$

avec θ , l'angle de contact entre le film liquide et la surface (cf. fig. 6).

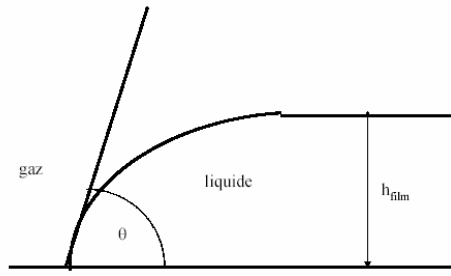


Figure 6. Représentation schématique de l'angle de contact θ .

L'énergie dissipée lors de l'impact d'une goutte est difficile à déterminer. Elle est estimée par Chandra et Avedisian (1991) à l'aide de la relation :

$$E_{di} = \int_0^{t_{de}} \int_{V_{film}} \Phi dV_{film} dt \approx \Phi V_{film} t_{de}, \quad (12)$$

avec t_{de} temps de déformation défini, comme le temps nécessaire afin que la goutte se répande sur la surface et que le film atteigne D_{max} , Φ un terme de dissipation visqueuse par unité de masse et V_{film} le volume du film liquide.

Le temps t_{de} est exprimé par la relation définie par Pasandideh-Fard *et al.* (1996) :

$$t_{de} = \frac{8 d_i}{3 v_i}, \quad (13)$$

où v_i et d_i sont respectivement la vitesse et le diamètre de la goutte impactante.

Le volume du film liquide V_{film} est décrit par la relation,

$$V_{film} = \frac{\pi}{4} D_{max}^2 h_{film}, \quad (14)$$

en supposant que le film a une forme de disque de diamètre D_{max} et de hauteur h_{film} .

La dissipation par unité de masse (Φ) est définie par Pasandideh-Fard *et al.* (1996)

$$\Phi \approx \mu_l \left(\frac{v_i}{h_{film}} \right)^2. \quad (15)$$

Ainsi, en définissant un facteur géométrique $\beta_{max} = \frac{D_{max}}{d_i}$, nous pouvons résoudre l'équation 8

permettant ainsi d'aboutir à l'équation de la frontière entre les deux régimes :

$$\frac{3 We}{2 Re} \beta_{\max}^4 + (1 - \cos \theta) \beta_{\max}^2 - \left(\frac{We}{3} + 4 \right) = 0, \quad (16)$$

$$\text{où } \beta_{\max} = \sqrt{\frac{[12 + We]}{[3(1 - \cos \theta) + 4(We / \sqrt{Re})]}}. \quad (17)$$

En introduisant le nombre d'Ohnesorge, cette relation peut également s'écrire :

$$Oh = \sqrt{\frac{3(1 - \cos \theta) \beta_{\max}^2 - 12}{Re^2 - 4,5 \beta_{\max}^4 Re}}. \quad (18)$$

Cette dernière équation détermine la limite entre les régimes de dépôt et d'éclaboussure comme une fonction du nombre d'Ohnesorge et du nombre de Reynolds de la goutte impactante. Ainsi, si le nombre d'Ohnesorge de la goutte impactante est supérieur à la valeur déterminée par la relation ci-dessus, le phénomène d'éclaboussure se produit lors de l'impact (Mundo *et al.*, 1995). Cette étude théorique a permis de mettre en évidence que les deux paramètres qui fixent la frontière dépôt/éclaboussure sont les nombres de Reynolds et d'Ohnesorge de la goutte. Il est intéressant de noter que le facteur géométrique β_{\max} et l'angle de contact θ sont constants pour un couple constitué de la surface d'un matériau et d'un fluide donnés. Il est important de signaler que ces relations ne prennent pas en compte la rugosité de la surface impactée.

1.2.1.4. Approches théoriques sur la formation et le nombre des digitations

Selon Gueyffier (2000), on peut distinguer les impacts sur une paroi solide de ceux qui se produisent sur une surface liquide, car certaines de leurs caractéristiques sont différentes. En effet, la lamelle formée au cours de l'impact d'une goutte sur une paroi solide subit une décélération importante liée à la dissipation visqueuse qui est différente dans le cas de l'impact sur un film liquide. La structure des digitations liquides dépend de la vitesse de la goutte lors de l'impact. Les digitations liquides sont d'autant plus nombreuses, fines et allongées que la vitesse d'impact est élevée pour des caractéristiques de la goutte et de la paroi données. Lorsque la vitesse des gouttes impactantes est supérieure à une valeur critique,

des gouttelettes secondaires sont formées. Ces dernières sont issues de la rupture des digitations.

Les expériences de Vignes-Adler *et al.* (1993) ont permis de mettre en évidence deux types de digitations formées lors de l'impact d'une goutte sur une surface sèche : des premières digitations sont observées dès les premiers instants de l'impact alors que d'autres apparaissent quand la lamelle est à son maximum d'étalement. Les auteurs suggèrent que les digitations observées au maximum d'étalement pourraient être causées par une instabilité de la ligne de contact (celle-ci se produit classiquement lorsqu'un film liquide s'écoule le long d'un plan incliné, sous l'effet de la gravité). Cette instabilité, qui a été étudiée par Bertozzi et Brenner (1997), donne naissance à des digitations au niveau de l'angle de contact à condition que l'épaisseur du film formé, h_{film} , soit inférieure à la longueur capillaire $l_c = (\gamma / \rho_l g)^{1/2}$. Cette longueur capillaire correspond à une échelle de longueur au-delà de laquelle la gravité devient importante. On l'estime en comparant la pression de Laplace γ / l_c à la pression hydrostatique $\rho g l_c$ (lorsque l'on plonge à une profondeur l_c dans un liquide de densité ρ soumis à un champ de gravité terrestre $g = 9,81 \text{ m/s}^2$). L'égalité entre ces deux pressions définit la longueur capillaire l_c (De Gennes, 2002). Le mode le plus instable indiqué par Bertozzi et Brenner (1997) a pour longueur d'onde $\lambda_o = h_{film} Ca^{-1/3}$, où Ca est le nombre capillaire ($Ca = \mu_l v_i / \gamma$).

Allen (1975) suppose que les digitations peuvent résulter d'une instabilité de Rayleigh-Taylor. Il propose de décrire la génération d'instabilités au bord du film liquide qui s'étale sur la surface au moyen d'un mécanisme semblable à celui qui est responsable de l'instabilité de l'interface entre des fluides superposés (classée parmi les instabilités de Rayleigh-Taylor). L'inertie joue un rôle prépondérant dans le mécanisme. Le mécanisme est fondé sur l'excitation exponentielle de certaines ondes due à des forces opposées à l'interface air/liquide. L'onde la moins atténuée par les forces opposées croît préférentiellement et devient visible de façon macroscopique. L'auteur a considéré les fortes décélérations occasionnées par la dissipation visqueuse à la paroi comme à l'origine de l'instabilité. Ainsi, Allen (1975) montre que la longueur d'onde des digitations s'exprime en fonction de la décélération de l'interface air/liquide au bord du film qui s'étale par :

$$\lambda_o = 2\pi \sqrt{-\frac{3\gamma}{a(\rho_l - \rho_g)}}, \quad (19)$$

où a est le module de la décélération du bord du film (elle est supposée constante au cours de l'impact), et ρ_l et ρ_g représentent respectivement les masses volumiques du liquide et du gaz environnant. Une fois appliquée à l'interface entre une goutte liquide et la phase gazeuse ambiante, $\rho_l \gg \rho_g$, Allen (1975) a déterminé le nombre de digitations visibles $N = \pi D_{max} / \lambda_o$, à partir de la périphérie d'une tache d'encre en estimant l'accélération de l'interface par $a \sim -v_i^2 / (D_{max}/2)$, avec D_{max} le diamètre mesuré de la tache d'encre. Un mécanisme similaire est proposé par Thoroddsen *et al.* (1998), mais en suggérant que la décélération a lieu juste avant le contact entre la goutte et la paroi.

Bhola et Chandra (1999) ont estimé cette accélération de manière différente, comme proportionnelle à $-v_i^2/d_i$, et ont présenté une expression analytique pour le diamètre maximum du film liquide, D_{max} , dérivée de la considération d'un bilan d'énergie (Passandideh-Fard *et al.*, 1996). L'expression du nombre de digitations résultantes est fonction des nombres We et Re :

$$N_{BC} = \frac{We^{0,5} Re^{0,25}}{4\sqrt{3}}. \quad (20)$$

Cette équation détermine avec précision le nombre de digitations observées lors de l'impact de gouttelettes de cire, et offre une prévision satisfaisante du nombre de digitations obtenues pour des gouttelettes d'étain fondu s'impactant sur une surface chaude (Aziz et Chandra, 2000) .

Le tableau 1 présente de façon synthétique des résultats expérimentaux confrontés aux résultats obtenus en utilisant l'équation 20, avec K égal à $We^{0,5} Re^{0,25}$.

Tableau 1. Comparaison du nombre de digitations observé et calculé par la relation 20 lorsque le film atteint le diamètre D_{max} , Bussmann et al. (2000).

Références	Liquide	d_i (mm)	v_i (m/s)	Re	We	K	$\frac{N_{BC} =}{K / 4\sqrt{3}}$	N_{MT}	N_{exp}
Aziz et Chandra (2000)	étain	2,7	2,0	19600	143	141	20	43	15
		2,7	3,0	29500	322	235	34	58	35
		2,7	4,0	39300	572	337	49	72	46
Bhola et Chandra (1999)	cire	3,0	2,2	942	500	124	18	17	19
Bussmann et al. (2000)	eau	2,0	4,0	8000	438	198	29	38	≈ 45
Marmanis et Thoroddsen (1996)	eau coloré	5,2	1,2	2200	127	77	11	18	12
		5,2	1,7	3200	254	120	17	24	20
		5,2	2,8	5200	690	223	32	35	33
		5,2	4,9	9100	2100	448	65	53	≈ 50
Worthington (1907)	mercure	3,8	1,2	37800	161	177	26	56	24
Mao (1996)	NaNO ₃	3,1	4,0	15700	1520	436	63	61	≈ 50

Marmanis et Thoroddsen (1996) ont compté les digitations à l'aide des taches laissées par des gouttelettes secondaires produites lors de l'impact de gouttes de différents liquides sur une surface de papier. Ils ont obtenu une corrélation de la forme :

$$N_{MT} \approx 0,45 \left(\left(\frac{\pi^2}{16} \right)^{0,25} We^{0,25} Re^{0,5} \right)^{0,75}. \quad (21)$$

Cependant, cette relation ne décrit pas correctement les données de Worthington (1907) sur des gouttelettes de mercure impactant une surface de verre. Les auteurs de cette relation ont émis l'hypothèse que cette différence pouvait être liée à la différence de mouillabilité du mercure sur le verre par rapport à d'autres liquides sur le papier.

Kim et al. (2000) ont appliqué une théorie linéaire de perturbation de Rayleigh-Taylor afin d'observer l'instabilité du film liquide créée au moment de l'impact de la goutte, ceci afin d'examiner la possibilité de la formation des digitations.

Les études numériques sur l'impact normal de gouttelettes sur une surface solide ont été traitées presque exclusivement avec des modèles bidimensionnels axisymétriques. Les

modèles 3D de l'impact de gouttelettes sont apparus récemment (Bussmann *et al.*, 2000). Une expression du nombre de digitations $N(t)$ créées au cours de l'impact est obtenue par Bussmann *et al.* (2000) à partir d'une simple application de la théorie des instabilités de Rayleigh-Taylor :

$$N(t) = D(t) \sqrt{\frac{a\rho_l}{12\gamma}}, \quad (22)$$

où $D(t)$ est le diamètre du film s'étendant sur la plaque et a le module de l'accélération du bord du film.

Cette équation est en bon accord avec leurs données expérimentales. Il est important de signaler que cette équation permet de calculer un nombre de digitations pour toutes valeurs de D et de a ; de ce fait, elle n'intègre pas de notion de seuil permettant de savoir si on se situe dans un régime de dépôt ou d'éclaboussure (avec apparition de digitations). En conséquence, il est certainement nécessaire de considérer cette relation valable à partir d'une valeur minimale de l'accélération a .

A partir de considérations géométriques, il est supposé que le volume virtuel contenu dans une portion de sphère de hauteur $(d_i - z)$, cf. fig. 4) est transféré à la périphérie de la gouttelette. Ce volume est égal au volume du film liquide se répandant sur la surface. Passandideh-Fard *et al.* (1996) et Kim *et al.* (2000) montrent que le diamètre du film liquide D produit lors de l'impact de la goutte est proportionnel à $(d_i v_i t)^{1/2}$. Marengo *et al.* (1998) ont confirmé la variation de D en fonction de $t^{1/2}$ par des données expérimentales sur l'expansion rapide du film obtenue lors de l'impact d'une goutte d'eau : ces auteurs obtiennent la relation $D(t) \sim t^{0,48}$.

Bussmann *et al.* (2000) substituent dans l'équation 22 le diamètre D (en prenant $D = cst\sqrt{t}$, où cst est une constante). L'accélération a est obtenue en dérivant deux fois D en fonction de t . Ceci permet d'obtenir, sous une autre forme, l'expression du nombre de digitations N en fonction de t ou de D :

$$N = cst^{3/2} \sqrt{\frac{\rho_l}{96\gamma}} t^{-1/4} = cst^2 \sqrt{\frac{\rho_l}{96\gamma}} D^{-1/2}. \quad (23)$$

Cette relation implique que le nombre de digitations est faiblement dépendant du temps t . Ces auteurs se sont intéressés par la suite aux conséquences d'une hypothèse arbitraire D fonction de $t^{2/3}$, ce qui correspondrait à une expansion du film liquide plus rapide que prévu. En effet, si on substitue dans l'équation 22 le diamètre D (en prenant $D(t) = cst t^{2/3}$) et l'accélération "a" obtenue en dérivant deux fois D en fonction de t on obtient une expression pour le nombre de digitations N indépendante du temps. Le phénomène d'impact est très rapide et on observe la déformation du film jusqu'à un temps écoulé maximum de 20 ms après l'impact. Aucune limite basse pour l'équation 23 n'est indiquée par ces auteurs. Les dispositifs expérimentaux ont permis seulement d'observer le phénomène d'impact à partir de photographies au maximum prises toutes les 0,2 ms. C'est pour cette raison que nous préconisons d'utiliser l'équation 23 avec des temps compris entre 0,2 et 20 ms.

La figure 7 présente l'évolution du nombre de digitations lors de l'impact d'une goutte d'étain liquide de diamètre 2,7 mm avec une vitesse d'impact de 2 m/s sur une surface chaude en acier inoxydable calculé avec l'équation 23. Cette évolution du nombre de digitations est exprimée en fonction du rapport entre le diamètre du film liquide s'étendant sur la paroi et le diamètre de la goutte impactante (D/d_i).

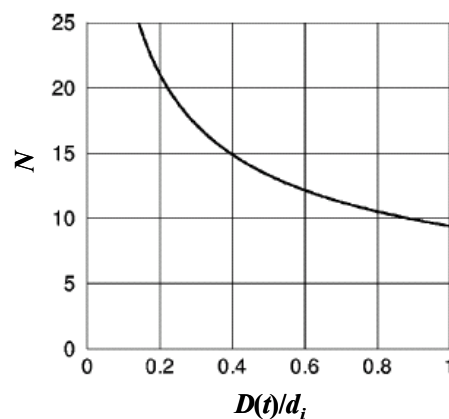


Figure 7. Evolution du nombre de digitations calculé avec l'équation 23 en fonction de $D(t)/d_i$ en prenant comme valeur de constante $cst = 0,204$ (Bussmann et al., 2000).

Kim *et al.* (2000) précisent que les résultats disponibles semblent soutenir la dépendance en \sqrt{t} sur le diamètre du film D , bien qu'il existe peu de données en raison de la difficulté de la mesure.

1.2.2. Etudes expérimentales sur l'impact de gouttes sur une surface sèche

1.2.2.1. Détermination expérimentale du seuil "éclaboussure/dépôt"

Description des dispositifs expérimentaux

Les expériences décrites dans la littérature consistent à faire tomber une goutte d'un liquide donné d'une certaine hauteur sur une plaque et à observer son comportement lors de son impact. La variation de la hauteur de chute permet de faire varier la vitesse d'impact de la goutte sur la surface. Les plaques étudiées sont de différentes natures : lisse ou rugueuse et plus ou moins mouillable selon les liquides utilisés. En outre, ces surfaces peuvent être à température ambiante ou chauffées. Ces expériences nécessitent un système de prise de vue élaboré car le phénomène étudié est très rapide, de l'ordre de quelques millisecondes. De plus, l'échelle étudiée est assez petite, de l'ordre de quelques millimètres. En effet, la méthode la plus utilisée pour produire des gouttes de diamètre compris entre 1 et 5 mm de diamètre est "la goutte pendante". Cette méthode est utilisée par Stow et Hadfield (1981), Range et Feuillebois (1998) et Vander Wal *et al.* (2006). Son principe est d'alimenter progressivement une goutte pendante à l'extrémité d'un capillaire avec un pousse-seringue et d'attendre que les forces de gravité soient légèrement supérieures à celles de tension de surface entraînant ainsi la rupture de la goutte avec le capillaire. Stow et Hadfield (1981) produisent également des gouttes de diamètre compris entre 1 et 2 mm en envoyant un flux d'air dans un capillaire où, à son extrémité, se situe une goutte pendante. Ce flux d'air a pour conséquence de détacher la goutte pendante avant que les forces de tension de surface et de gravité ne soient à l'équilibre.

L'observation de l'impact repose sur la méthode d'ombroscopie. La goutte tombe entre une caméra et une source de lumière. Par conséquent, la caméra visualise l'ombre de la goutte. La plupart des dispositifs expérimentaux utilisent un système de déclenchement synchronisant l'impact de la goutte avec le flash d'un stroboscope et l'enregistrement des photographies. En effet, quelques instants avant que la goutte ne touche la surface, la goutte traverse une barrière optique qui déclenche l'éclair d'un stroboscope par l'intermédiaire d'un système électronique. Les prises de vue sont enregistrées par une caméra-CCD. Les images obtenues sont digitalisées et envoyées sur un ordinateur. La caméra peut être positionnée de différentes façons, soit sur le côté ou en dessous (selon la plaque utilisée). Cette technique de

mesure ne permet pas d'observer les gouttes secondaires de diamètre inférieur à 50 μm . Le dispositif expérimental de Range et Feuillebois (1998) est présenté sur la figure 8. Range et Feuillebois (1998) précisent que, dans certaines observations, la diode (produisant la lumière) est remplacée par un laser YAG.

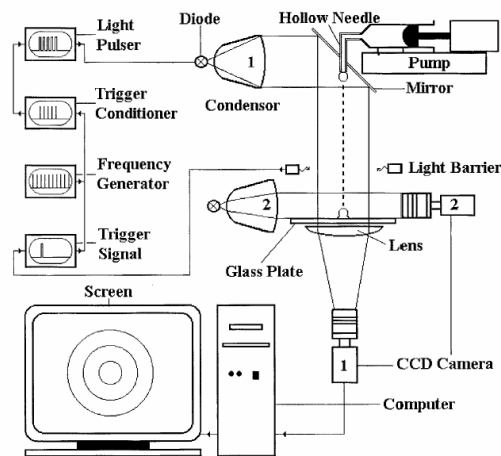


Figure 8. Dispositif expérimental de Range et Feuillebois (1998) permettant d'observer le phénomène d'impact de gouttes sur une surface sèche. (1) de dessus et (2) de côté.

Les principales différences entre les différents dispositifs de Stow et Hadfield (1981), de Range et Feuillebois (1998) et de Vander Wal *et al.* (2006) sont la lumière utilisée (laser ou stroboscope) et les différents modèles de caméra CCD (Sony Cx-77CE pour Range et Feuillebois, 1998).

Description des paramètres étudiés

Les différentes études expérimentales se sont attachées à déterminer l'influence de la vitesse et du diamètre de la goutte impactante, des propriétés physiques du liquide (ρ_l , γ et μ_l) et des propriétés de la surface (rugosité R_a , profil de surface, et différents degrés de mouillabilité avec le liquide) sur le seuil dépôt/éclaboussure. Les paramètres étudiés dans les études de Stow et Hadfield (1981), Range et Feuillebois (1998) et Vander Wal *et al.* (2006a) sont synthétisés dans le tableau 2.

Tableau 2. Synthèse des paramètres étudiés dans les études expérimentales sur le seuil dépôt/éclaboussure dans le cas de l'impact sur une surface sèche.

Auteurs	Solutions utilisées	Gamme des propriétés physiques des solutions utilisées ($T \sim 20^\circ\text{C}$)	d_i	v_i	Propriétés des surfaces impactées (R_a et nature)
Stow et Hadfield (1981)	eau	$\rho_l = 1000 \text{ kg/m}^3$ $\gamma = 72 \text{ mN/m}$ $\mu_l = 1 \text{ mPa.s}$	$2 < d_i < 3,7 \text{ mm}$	$v_i < 12 \text{ m/s}$	acier inoxydable et aluminium $0,05 < R_a < 12 \text{ }\mu\text{m}$
Range et Feuillebois (1998)	mélange d'eau, d'éthanol et de glycérol	non indiqué	$d_i \sim 4 \text{ mm}$	$v_i < 4 \text{ m/s}$	aluminium, plexiglas, papier et verre $0,01 < R_a < 41 \text{ }\mu\text{m}$
Vander Wal et al. (2006a)	eau, alcools et alcanes	$684 < \rho_l < 1000 \text{ kg/m}^3$ $20 < \gamma < 72 \text{ mN/m}$ $0,5 < \mu_l < 3,34 \text{ mPa.s}$	$d_i = 2 \text{ mm}$	$v_i < 5 \text{ m/s}$	Aluminium, $R_a = 0,01 \text{ }\mu\text{m}$

Résultats des études expérimentales

Les caractéristiques de la déformation des gouttes impactantes et des éclaboussures produites après l'impact sur une paroi solide sèche dépendent de la vitesse d'impact et de la rugosité (Worthington, 1876 ; Engel, 1967 ; Stow et Hadfield, 1981). La vitesse critique de la goutte requise pour produire une éclaboussure augmente avec la diminution de la rugosité de surface. Le nombre sans dimension appelé paramètre de Sommerfeld ($K_{So} = Oh Re^{5/4}$) est introduit dans de nombreuses études pour traiter la transition entre le régime de dépôt et celui d'éclaboussure. La transition entre ces deux régimes se produit lorsque K_{So} atteint une valeur critique ($K_{So})_c$ déterminée qui dépend des propriétés de surface de la paroi et aussi de celles de la goutte.

Pour une surface sèche, Stow et Hadfield (1981) ont établi une corrélation permettant de déterminer le seuil dépôt/éclaboussure en utilisant le groupe de nombres adimensionnels $K_{ST} = We Oh^{-0,37}$. Cette corrélation montre que l'éclaboussure a lieu lorsque les nombres Oh et We de la goutte atteignent une valeur telle que le produit $We Oh^{-0,37}$ soit plus grand qu'une valeur critique qui est fonction de la rugosité de la surface R_a (cf. tab. 3).

Cossali *et al.* (1997) ont établi une relation décrivant le seuil dépôt/éclaboussure en utilisant le paramètre $K_{Co} = We Oh^{-0,4}$ et le paramètre adimensionnel de rugosité à partir de données expérimentales de Mundo (1995), Stow et Hadfield (1981) et Coghe *et al.* (1995).

L'éclaboussure a lieu lorsque le paramètre K_{Co} est supérieur à une valeur critique définie par la relation $649 + 3,76/S_r^{0,63}$, avec $S_r = R_a / d_i$. La figure 9 présente l'évolution du seuil dépôt/éclaboussure d'une goutte d'eau sur une surface sèche rugueuse, calculée avec la relation de Cossali *et al.* (1997). Il a été pris en compte, pour réaliser les calculs, les propriétés physiques de l'eau à une température de 20 °C ($\rho_l = 1000 \text{ kg/m}^3$, $\gamma = 72 \text{ mN/m}$, $\mu_l = 1 \text{ mPa.s}$). Ce seuil est exprimé en fonction du paramètre S_r et de la vitesse et du diamètre de la goutte.

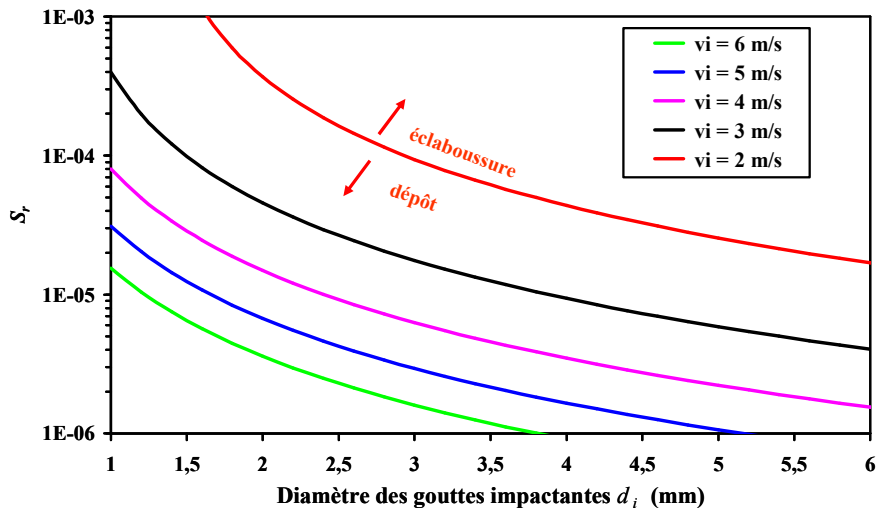


Figure 9. Evolution du seuil dépôt/éclaboussure décrit par la relation de Cossali *et al.* (1997) en fonction de v_i , d_i et S_r .

Chaque courbe représente l'évolution du seuil pour une vitesse constante des gouttes impactantes en fonction du nombre adimensionnel S_r et du diamètre des gouttes d_i (mm). Comme le montre la figure 9, si on se trouve au-dessus de la courbe, on se situe dans le régime d'éclaboussure. Et, à l'inverse, si on se trouve en-dessous de cette courbe, le régime rencontré sera celui du dépôt. A diamètre de goutte (d_i) constant, plus la vitesse d'impact diminue et plus il faut un S_r grand afin de se situer dans le régime d'éclaboussure. A S_r constant, plus la vitesse diminue et plus il faut un diamètre de goutte impactante d_i grand afin d'être dans le régime d'éclaboussure.

Range et Feuillebois (1998) ont validé expérimentalement la relation de Wu (1992) décrivant le seuil dépôt/éclaboussure en fonction d'un nombre de Weber critique dépendant de la rugosité de la surface et du diamètre de la goutte : $We_c = cst_1 \log^{cst_2}(d_i / 2 R_a)$, où cst_1 et cst_2 sont des constantes expérimentales adaptées pour chaque nature de paroi impactée. Ainsi, ils montrent que la rugosité R_a n'est pas un paramètre suffisant. Il sera intéressant de prendre

également en compte le profil de la surface rugueuse afin de décrire ce nombre de Weber critique.

Vander Wal *et al.* (2006c) ont établi une relation de seuil dans le cas de l'impact sur une surface sèche lisse ($R_a = 0,01 \mu\text{m}$) : lorsque l'expression $K_{Va} = Oh Re^{0,609}$ est supérieure à la valeur critique de 0,85, le régime d'éclaboussure est attendu. En faisant la simplification $Re^{0,609} \approx Re^{0,5}$, Vander Wal *et al.* (2006c) ont proposé une loi simplifiée décrivant le seuil : $Oh \sqrt{Re} = \sqrt{Ca} = 0,35$, où $Ca = \mu v_i / \gamma$ est le nombre capillaire.

La figure 10 présente l'évolution de la vitesse du seuil dépôt/éclaboussure en fonction du diamètre de la goutte impactante pour différents liquides, calculée par la relation de Vander Wal *et al.* (2006c) présentée dans le tableau 3. La figure 10 montre trois évolutions de la vitesse seuil pour différents liquides : de l'eau ($\rho_l = 1000 \text{ kg/m}^3$, $\gamma = 72 \text{ mN/m}$, $\mu_l = 1 \text{ mPa.s}$), de l'éthanol ($\rho_l = 789 \text{ kg/m}^3$, $\gamma = 23 \text{ mN/m}$, $\mu_l = 1,2 \text{ mPa.s}$) et un mélange d'eau et de glycérol ($\rho_l = 1080 \text{ kg/m}^3$, $\gamma = 72 \text{ mN/m}$, $\mu_l = 2,64 \text{ mPa.s}$).

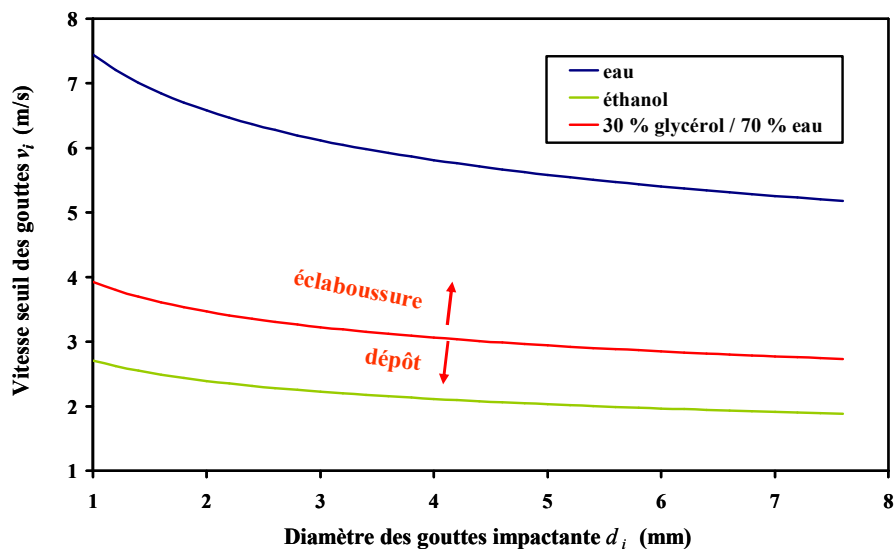


Figure 10. Evolution de la vitesse du seuil dépôt/éclaboussure décrite par la relation de Vander Wal *et al.* (2006c) en fonction de d_i et de différents liquides constituant la goutte (eau, éthanol et un mélange d'eau et de glycérol).

Comme le montre la figure 10, si on se trouve au-dessus de la courbe, on se situe dans le régime d'éclaboussure. Et à l'inverse, si on se trouve en-dessous de cette courbe, le régime rencontré sera celui du dépôt. On remarque que, si on diminue la tension de surface, alors on diminue la vitesse seuil pour un même diamètre de goutte impactante : par exemple, dans le

cas de l'impact d'une goutte de diamètre 3,3 mm, la vitesse seuil d'une goutte d'eau, égale à 6 m/s, est plus élevée que celle obtenue pour une goutte d'éthanol, égale à 2,2 m/s. De plus, si on augmente la viscosité dynamique en gardant la même tension superficielle que celle de l'eau, avec un mélange d'eau et de glycérol, la vitesse seuil pour un même diamètre de goutte impactante diminue : par exemple, la vitesse seuil d'une goutte de 3,3 mm de diamètre, de 6 m/s dans le cas d'une solution d'eau, devient égale à 3 m/s dans le cas du mélange d'eau et de glycérol.

Afin de comparer les relations de Cossali *et al.* (1997) et de Vander Wal *et al.* (2006c), nous avons calculé les vitesses seuil dépôt/éclaboussure dans le cas d'impact d'une goutte d'eau de diamètre 2 mm, avec comme paramètre $S_r = 5 \times 10^{-6}$; nous avons alors remarqué que ces vitesses seuil obtenues sont assez proches, respectivement de 5,5 m/s et 6,5 m/s.

Sikalo et Ganic (2006) ont étudié expérimentalement les phénomènes d'interactions entre la surface et la goutte, plus particulièrement les effets de la mouillabilité, de la rugosité et de l'inclinaison de la surface d'impact. D'une façon générale, leurs résultats montrent que le nombre de Weber est un paramètre important dans le processus d'impact. Cependant, ce nombre adimensionnel seul n'est pas suffisant pour classer les différents types d'impact de goutte. Ces auteurs ont déterminé une valeur du seuil rebond/dépôt en fonction du paramètre $We Oh^{-0,4}$, égale à 8. Egalement, dans le cas d'impact avec un angle différent de 90° entre la goutte et la surface, leurs résultats montrent que le nombre de Weber normal (calculé à l'aide de la composante normale de la vitesse de la goutte impactante) est le paramètre le plus important pour prévoir le degré de déformation de la goutte, ainsi que le seuil dépôt/rebond.

Le tableau 3 présente, de façon synthétique, les relations semi-empiriques permettant de déterminer le seuil dépôt/éclaboussure dans le cas de l'impact de gouttes sur des surfaces sèches.

Tableau 3. Synthèse des relations semi-empiriques déterminant le seuil dépôt/éclaboussure dans le cas de l'impact sur une surface sèche.

Auteurs	Condition pour se situer dans le régime d'éclaboussure	Gamme de validité
Stow et Hadfield (1981)	$We Oh^{-0,37} > (We Oh^{-0,37})_c = f(R_a)$	$0,05 < R_a < 12 \mu\text{m}$
Cossali <i>et al.</i> (1997)	$We Oh^{-0,4} > (We Oh^{-0,4})_c = 649 + \frac{3,76}{(S_r)^{0,63}}$	$10^{-5} < S_r < 5$, établie à partir des mesures de Mundo <i>et al.</i> , (1995) et de Stow et Hadfield (1981)
Range et Feuillebois (1998)	$We > We_c = cst_1 \log^{cst_2} \left(\frac{d_i}{2 R_a} \right)$	cst_1 et cst_2 : constantes expérimentales, $0,01 < R_a < 41 \mu\text{m}$, $100 < We < 1100$
Vander Wal <i>et al.</i> (2006c)	$Oh Re^{0,609} > (Oh Re^{0,609})_c = 0,85$	$R_a = 0,01 \mu\text{m}$, $d_i = 2 \text{ mm}$, $2 \times 10^2 < Re < 7,5 \times 10^3$, $2 \times 10^{-3} < Oh < 0,02$

Ces études expérimentales ont permis d'établir des relations en fonction des nombres de Weber, de Reynolds et d'Ohnesorge, pour déterminer le passage du régime de dépôt à celui de l'éclaboussure. La séparation entre ces deux régimes est caractérisée par une valeur critique qui est exprimée en fonction des nombres adimensionnels S_r , R_a ou Oh . En dessous de cette valeur critique, on est dans le régime de dépôt ; de ce fait, on suppose qu'il n'y a pas de mise en suspension.

1.2.2.2. Etudes expérimentales sur le nombre de digitations

Plusieurs études ont été réalisées afin de déterminer le nombre de digitations ou de gouttelettes créées lors de l'impact. Scheller et Bousfield (1995) ont étudié l'effet de la viscosité sur le phénomène d'éclaboussure, tout en maintenant des valeurs relativement constantes de tension de surface. Ils ont remarqué que l'éclaboussure se produit seulement pour une certaine gamme de viscosités lors de l'impact sur des surfaces lisses. Pour des valeurs supérieures ou inférieures à cette gamme, les gouttelettes secondaires ne sont pas produites. Ces auteurs ont observé que cette gamme d'éclaboussure est fonction du diamètre et de la vitesse de la goutte, de la tension de surface air-liquide et de l'angle de contact. Prunet-Foch *et al.* (1998) et Vignes-Adler *et al.* (1993) ont étudié l'impact de gouttes d'eau pure et de gouttes constituées d'un mélange huile-eau. Ces études ont montré une différence marquée dans la forme des digitations se prolongeant au-delà de la ligne de contact.

Thoroddsen et Sakakibara (1998) ont examiné le développement précoce des digitations pendant l'impact des gouttelettes d'un mélange d'eau et de surfactant sur du verre lisse. Ils ont supposé que le déclenchement de l'instabilité ne se produisait pas après l'impact, mais juste avant que le fluide au niveau de l'apex (cf. fig. 4) de la goutte ne ralentisse, en réponse à la compression de l'air entre la goutte et la surface.

Loehr (1990) compta le nombre de digitations pour des gouttes d'eau et des gouttes de mélanges d'eau et de glycérol impactant sur des plaques de verre lisses. Il observa que le nombre de digitations reste constant pendant le processus d'expansion du film liquide, et trouva une corrélation donnant le nombre de digitations (N) en fonction du diamètre et de la vitesse de la goutte impactante, ainsi que de la viscosité du liquide. Ainsi, il a exprimé le nombre N en fonction du nombre de Reynolds :

$$N = 3.10^{-3} Re + 24. \quad (24)$$

Cette relation a été validée pour des nombres de Reynolds Re compris entre 4000 et 20000. Il constate que le nombre de digitations augmente avec le nombre de Reynolds. Range (1995) a observé que le nombre de digitations (ou de perturbations) au bord du film dépend peu de l'inclinaison de la plaque mais, par contre, est fortement influencé par la rugosité de la surface et la tension de surface. Il constate que le nombre de digitations diminue et que leurs tailles s'accroissent lorsque la rugosité de la surface est augmentée. Il importe de remarquer que les résultats expérimentaux obtenus par Loehr (1990) et Range (1995), montrant que le nombre de digitations reste constant pendant le processus d'expansion du film, ne doivent pas être généralisés à tous les autres cas d'impact de gouttes (Bussmann *et al.*, 2000).

1.2.2.3. Etudes sur le nombre et le diamètre des gouttes secondaires produites

Description des dispositifs expérimentaux et des paramètres étudiés

Levins et Hobbs (1971) utilisent la méthode de l'ombroscopie décrite dans le paragraphe 1.2.2.1. afin de décrire le phénomène de l'impact de goutte sur une surface solide ou humide. Cette étude explore l'influence de la vitesse et du diamètre de la goutte impactante sur le développement de la corolle. Lors de l'impact, les gouttes produites, éjectées loin de la couronne, tombent sur une surface en verre où elles sont photographiées. La distribution en

taille des gouttes secondaires est déterminée par des mesures sur des photographies prises avec un microscope.

Stow et Stainer (1977) utilisent une autre méthode de détection des gouttes secondaires, basée sur le fait que les halogénures d'argent ne réagissent pas directement avec le papier photographique. En effet, il y a réaction chimique entre les halogénures d'argent et un agent chimique appelé « révélateur ». Si les halogénures d'argent sont exposés à la lumière et si cet agent se trouve sous une forme ionisée, alors les halogénures d'argent sont réduits en argent et apparaîtront comme une région noire sur l'émulsion du papier photographique. Par conséquent, afin de détecter les gouttes, l'émulsion du papier photographique est enduite d'un agent révélateur, et séchée dans l'obscurité complète. Une fois que l'émulsion est sèche, le papier est exposé à la lumière. Quand la goutte d'eau est en contact avec la surface préparée, l'agent révélateur à ce niveau devient ionisé et une région noire proportionnelle au diamètre de la goutte est créée. Par ce procédé, ces auteurs ont mesuré des gouttes secondaires ayant un diamètre supérieur à 50 μm .

Les différentes études expérimentales se sont intéressées à étudier l'influence de la vitesse et du diamètre de la goutte impactante, des propriétés physiques du liquide constituant la goutte (ρ_l , γ et μ_l) et des propriétés de la surface (rugosité R_a et les différents degrés de mouillabilité avec le liquide) sur le nombre et le diamètre des gouttes secondaires. Les paramètres étudiés dans les études de Levins et Hobbs (1971) et de Stow et Stainer (1977) sont présentés dans le tableau 4.

Tableau 4. Description des paramètres des études de Levins et Hobbs (1971) et de Stow et Stainer (1977) sur le nombre de gouttes secondaires produites dans le cas de l'impact sur une surface sèche.

Auteurs	Solutions utilisées	Gamme des propriétés physiques des solutions utilisées ($T \sim 20^\circ\text{C}$)	d_i	v_i	Propriétés des surfaces impactées (R_a et nature)
Levins et Hobbs (1971)	eau	$\rho_l = 1000 \text{ kg/m}^3$ $\gamma = 72 \text{ mN/m}$ $\mu_l = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$	$2 < d_i < 4 \text{ mm}$	$v_i < 6 \text{ m/s}$	cuivre
Stow et Stainer (1977)	eau et solution d'eau et de détergent	$32 < \gamma < 72 \text{ mN/m}$	$2 < d_i < 4 \text{ mm}$	$v_i < 8 \text{ m/s}$	acier doux lisse et rugueux ($R_a = 50$ et $100 \mu\text{m}$)

Résultats des études expérimentales

Levin et Hobbs (1971) ont été parmi les premiers à obtenir un spectre granulométrique des gouttes secondaires produites lors de l'impact d'une goutte sur une surface sèche. Ils n'ont présenté dans cette étude qu'une granulométrie des gouttes secondaires lors de l'impact d'une goutte de 2,5 mm de diamètre avec une vitesse d'impact de 4,2 m/s. Le nombre total de gouttes mesuré est de 110 dans un tel cas. Ce spectre granulométrique est présenté sur la figure 11.

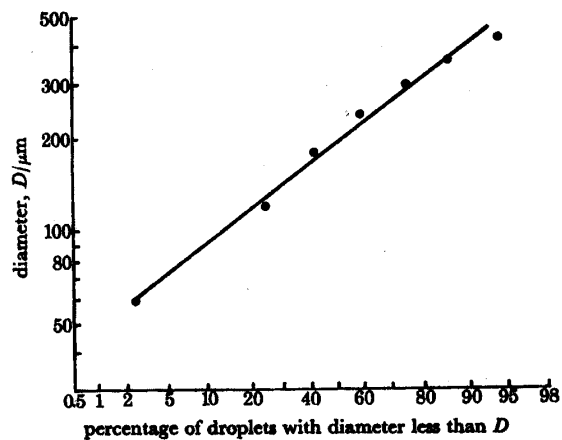


Figure 11. Distribution cumulée des gouttes secondaires en nombre lors de l'impact d'une goutte de 2,5 mm de diamètre avec une vitesse d'impact de 4,2 m/s (Levins et Hobbs, 1971).

A partir de cette distribution, nous avons calculé un diamètre médian de 180 μm et un écart-type géométrique de 1,9. Ces auteurs indiquent, que dans cette étude les gouttes secondaires de diamètre inférieur à 50 μm ne sont pas mesurées. Néanmoins, par l'examen approfondi des agrandissements des photographies, ils supposent que des microgouttelettes inférieures à 50 μm sont créées lors de l'impact. Ils présument que ces gouttes proviennent des très fines digitations créées aux premiers instants de l'impact "prompt splash".

Stow et Stainer (1977) établissent une corrélation décrivant le nombre de gouttes secondaires produites, n_s , en fonction de la vitesse v_i (m/s) et du diamètre de la goutte d_i (mm) pour une surface rugueuse ($R_a = 50 \mu\text{m}$) :

$$n_s = 3,4 (d_i / 2)^3 v_i^2 - 63. \quad (25)$$

Le nombre maximum de gouttes secondaires produites mesuré par ces auteurs est de 2000. Le diamètre des gouttes produites est compris entre 50 et 1000 μm . Ces auteurs

indiquent qu'une distribution log-normale représente correctement les distributions granulométriques expérimentales obtenues. Selon Stow et Stainer (1977), le diamètre modal des gouttes secondaires augmente avec la rugosité de la surface. En augmentant la rugosité de la plaque, ils ont observé que le nombre de gouttes secondaires dans la gamme de diamètre 70-180 μm diminue, tandis que le nombre de gouttes de diamètre supérieur à 180 μm , à l'inverse, augmente. En diminuant la tension de surface des liquides, ils observent une diminution du nombre et du diamètre modal des gouttes secondaires : le nombre de gouttes secondaires diminue de 552 à 444, et le diamètre modal de 140 à 100 μm , quand on baisse la tension de surface γ de 73 à 35 mN/m (cas de l'impact d'une goutte de 4 mm de diamètre à une vitesse de 4,6 m/s).

Stow et Hadfield (1981) établissent également une corrélation décrivant le nombre de gouttes secondaires formées lors de l'impact de gouttes d'eau :

$$n_s = 3,25(di/2)^3 v_i^2 - 17,8(di/2)^{1,82}. \quad (26)$$

Ils ont abouti à l'équation 26 en utilisant les données de Stow et Stainer (1977) et en prenant en compte une vitesse seuil d'impact, fonction du diamètre de la goutte impactante, décrivant le passage dépôt/éclaboussure. Dans le cas de l'impact d'une goutte de 4 mm de diamètre, à une vitesse de 4,6 m/s, les nombres de gouttes secondaires calculés par la relation 25 et 26 sont très proches, respectivement de 512 et 487.

Il est intéressant de remarquer que ces études n'ont pas abouti à des relations sur le nombre de digitations ou nombre de gouttes en fonction de la rugosité des surfaces impactées.

1.3. Cas de l'impact de gouttes sur un film liquide

1.3.1. Théories sur l'impact de gouttes sur un film liquide

1.3.1.1. Généralités

Lorsqu'une goutte s'impacte sur une surface liquide, les trois phénomènes qui ont été précédemment cités dans le cas de l'impact sur une surface sèche peuvent aussi se produire. La goutte peut rebondir "rebounding", coalescer ou se déposer "coalescing" (Thorodsen et Takehara, 2000) ou éclabousser "splashing" (Rein, 1993 et 1996). La figure 12 illustre ces trois phénomènes.

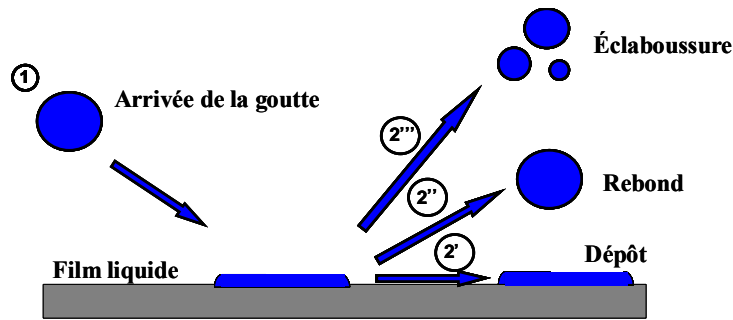


Figure 12. Différents phénomènes rencontrés lors de l'impact d'une goutte sur un film liquide.

Dans le cas de l'impact sur une surface liquide, le film liquide peut être considéré comme profond ou mince. Des études ont été réalisées sur l'impact de goutte dans un liquide dit profond, lorsque le paramètre d'épaisseur de film $S_f (= h_{film} / d_i)$, avec h_{film} l'épaisseur du film liquide et d_i le diamètre de la goutte impactante) est supérieur à 1 (Engel, 1967 ; Macklin et Metaxas, 1976 ; Cai, 1989; Oguz et Prosperetti, 1989; Pumphrey et Elmore, 1990; Shin et McMahon, 1990 ; Thorodsen et Takehara, 2000 ; Manzello et Yang, 2002a ; Kersten *et al.*, 2003 ; Okawa *et al.*, 2006), ainsi que sur des films minces lorsque S_f est inférieur à 1 (Gregory *et al.*, 1959 ; Hobbs et Osheroff, 1967 ; Levin et Hobbs, 1971 ; Stow et Stainer, 1977 ; Yarin et Weiss, 1995; Cossali *et al.*, 1997 ; Coghe *et al.* 1999 ; Rieber et Frohn, 1999 ; Gueyffier, 2000 ; Josserand et Zaleski, 2003 ; Wang et Chen, 2000 ; Sivakumar et Tropea, 2002 ; Davidson, 2002 ; Riobo *et al.*, 2003 ; Nikolopoulos *et al.*, 2005 ; Vander Wal *et al.*, 2006b et 2006c ; Okawa *et al.*, 2006). Dans le cas de l'impact sur un film mince ($S_f < 1$), la rugosité de la surface R_a sur lequel repose le film peut avoir une influence non négligeable sur l'impact quand le paramètre de rugosité $S_r = R_a / d_i$ est important ($S_r > 1$). De plus, la dynamique de la surface du film (ondulé ou lisse) ainsi que sa composition vis à vis du liquide composant la goutte sont également des paramètres influents sur l'impact. La dynamique de l'impact d'une goutte sur une paroi couverte par un film liquide dépend des caractéristiques de la goutte (diamètre d_i , vitesse d'impact v_i et propriétés physiques du liquide : viscosité, masse volumique, tension de surface) et du film liquide (épaisseur du film h_{film} , propriétés physiques et dynamique du liquide). L'évolution du film liquide après l'impact de la goutte est conduite par l'opposition des forces de surface et d'inertie, et est amortie par les forces visqueuses. Le nombre de Weber, le nombre de Ohnesorge, le nombre comparant l'épaisseur du film au diamètre de la goutte impactante ($S_f = h_{film} / d_i$), le nombre de Bond ($Bo = \rho_l g d_i^2 / \gamma$, où g est l'accélération de pesanteur), le nombre de Reynolds et le nombre de Froude ($Fr = v_i^2 / d_i g$, Cossali *et al.* 1997) sont les plus communément utilisés pour décrire les phénomènes liés à l'impact. Le nombre de Bond permet de caractériser l'influence de la force de gravité par

rapport à la force de tension de surface. La combinaison de ces nombres sans dimension permet de séparer les effets de l'énergie cinétique ($\rho_l v_i^2$) et de la viscosité du liquide (μ_l). D'autres nombres sans dimension sont également utilisés comme la fréquence d'impact adimensionnelle $f_{impact} = f/f^*$ où $f^* = v_i/d_i$. Le nombre sans dimension de fréquence d'impact a une valeur seuil au dessus de laquelle les interactions dues aux impacts successifs ne seront plus négligeables. Cossali *et al.* (2007) ont observé, lors d'impacts de plusieurs gouttes sur un film liquide, que les interactions couronne-couronne changent radicalement la morphologie de l'impact.

En étudiant le phénomène d'impact d'une goutte sur une surface liquide, on s'affranchit des problèmes complexes d'angle de contact dynamique, ou des propriétés de mouillabilité et de rugosité de la paroi. Au cours de ce type d'impact, si la vitesse de la goutte impactante est suffisamment élevée, une lamelle en forme de corolle est créée juste après le contact entre la goutte et la couche liquide, puis celle-ci se développe rapidement dans les directions verticales et radiales.

Il existe deux types d'éclaboussures : l'éclaboussure précoce et l'éclaboussure tardive (Cossali *et al.*, 1997 et Vander Wal *et al.*, 2006b). Les figures 13 et 14 représentent, respectivement, des photographies d'une éclaboussure précoce et d'une éclaboussure tardive lors de l'impact d'une goutte d'eau de 3,9 mm de diamètre, avec une vitesse égale à $3,7 \text{ m.s}^{-1}$ sur un film d'eau de $S_f = 1$. Le régime d'éclaboussure précoce est difficile à observer car il se produit dès les premiers instants de l'impact pour des temps inférieurs à la milliseconde, comme le montre la figure 13 dont les intervalles de temps entre les photographies sont égaux à 0,25 ms.

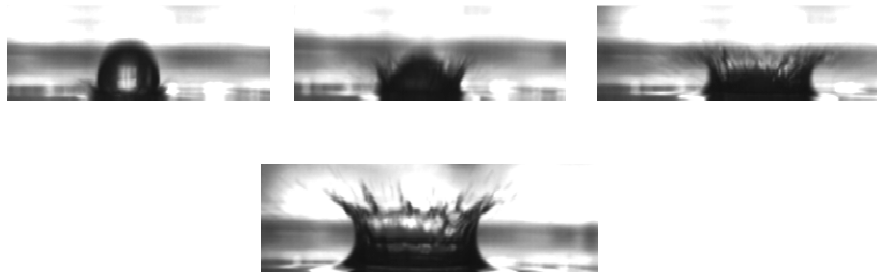


Figure 13. Photographie de l'éclaboussure précoce lors de l'impact d'une goutte d'eau sur un film liquide ($d_i = 3,9 \text{ mm}$, $S_f = 1$ et $v_i = 3,70 \text{ m.s}^{-1}$), le temps entre deux photographies est de 0,25 ms, IRSN-LPMA.

Nous présentons sur la figure 14 une photographie classique de l'éclaboussure tardive où la corolle est pleinement développée avec la formation de digitations et de gouttes secondaires.

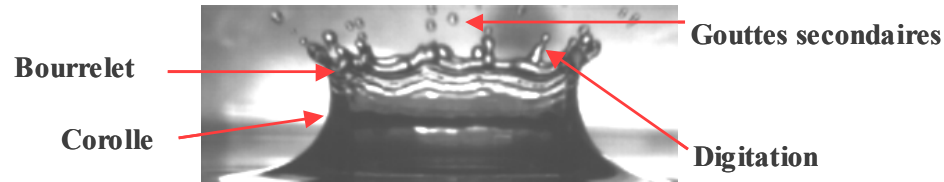


Figure 14. Photographie de l'impact d'une goutte d'eau sur un film liquide ($d_i = 3,9 \text{ mm}$, $S_f = 1$ et $v_i = 3,7 \text{ m/s}$), IRSN-LPMA.

Sur la figure 14, dans le régime d'éclaboussure, nous observons la présence d'un bourrelet au sommet de la corolle, ainsi que les digitations et les gouttes secondaires. Les mécanismes pouvant expliquer l'apparition de ces digitations sont la présence de singularités géométriques, l'instabilité capillaire du bourrelet, la formation de trous dans la corolle et le démarrage impulsif de Richtmyer-Meshkov. Ces mécanismes sont présentés en détail par Gueyffier (2000).

Dans la théorie de Yarin et Weiss (1995), la corolle résulte de la formation, juste après l'impact, d'une discontinuité cinématique similaire à un choc. Un terme de puits de quantité de mouvement est introduit dans les équations du mouvement du film liquide dans la direction radiale, pour tenir compte du fait qu'une partie de la quantité de mouvement dans la direction radiale est utilisée par le fluide éjecté dans la corolle. Par ailleurs, la corolle est surmontée d'un bourrelet liquide se rétractant sous l'effet de la tension de surface. Le liquide de la corolle s'accumule dans ce bourrelet. Au niveau du bourrelet, à l'extrémité de la corolle, se forment parfois des digitations liquides et des gouttelettes secondaires. Ces structures sont parfaitement visibles sur les fameuses photographies d'Edgerton (1954), première visualisation de l'impact d'une goutte : l'aspect général de l'ensemble rappelle bien une couronne. Comme dans certains impacts sur une surface solide, les digitations liquides apparaissent parfois très rapidement, en même temps que la corolle, et donnent naissance à de très petites gouttelettes secondaires. Au cours de l'impact, ces digitations et le bourrelet capillaire grossissent. Ces digitations se brisent par le mécanisme de pincement des jets liquides (instabilité de Rayleigh Taylor) créent des gouttelettes de plus en plus grosses en fonction du temps. En effet, le grossissement du bourrelet a pour effet d'augmenter le diamètre des digitations et ainsi, par la même occasion, le diamètre des gouttes secondaires

produites. A la fin du processus, la lamelle retombe sous l'action conjuguée des forces de gravité et de tension de surface rétractant ainsi le bourrelet.

A petit nombre de Weber, l'inertie de goutte impactante n'est pas suffisante pour vaincre les effets de tension de surface et la corolle ne peut pas se former. La goutte coalesce alors avec la surface liquide et un train d'ondes capillaires est créé. Si la couche liquide est suffisamment profonde ($S_f > 1$), la coalescence de la goutte est suivie de la formation d'un anneau de vortécité sous la surface de liquide.

Lorsque le nombre de Weber est suffisamment élevé lors de l'impact sur une couche de liquide suffisamment profonde, un cratère se forme dont la taille dépend de la vitesse et du diamètre de la goutte impactante (Cai, 1989). Le rayon de ce cratère augmente jusqu'à atteindre une valeur maximale (de fines gouttelettes s'arrachent des bords du cratère en expansion), puis la cavité se referme, et un jet central, communément appelé jet de Rayleigh, se forme. Par la suite, des gouttes secondaires de tailles supérieures aux précédentes sont créées lors du pincement de ce jet liquide sous les instabilités de Rayleigh Taylor. Puis, lorsque le cratère se referme, de l'air est piégé dans le liquide sous forme de bulle (Oguz et Prosperetti, 1990 ; Elmore *et al.*, 2001), et lorsque ces bulles éclatent d'autres gouttes secondaires sont créées. L'éclatement d'une bulle d'air à la surface d'un liquide est un phénomène bien connu. En effet, de nombreuses études (Blanchard et Syzdek, 1988 ; Morelie *et al.*, 1974) sont consacrées à ce phénomène, afin de comprendre la formation des aérosols marins : les vagues, en déferlant, emprisonnent de l'air qui remonte à la surface sous forme de bulles. Ces dernières éclatent et envoient de fines particules dans l'atmosphère. Ce phénomène, ayant fait l'objet de plusieurs modélisations (Koch *et al.*, 2000), se décompose en plusieurs étapes bien décrites : la bulle d'air soulève un film liquide qui s'amincit progressivement sous l'effet de l'ascension de la bulle et du drainage du liquide. Lorsque le film atteint une épaisseur critique un trou se forme et si la taille de la bulle est suffisamment importante (bulles d'air à la surface de l'eau de mer, de diamètre supérieur à 2,5 mm : Spiel, 1998), le film liquide se désintègre en fines gouttelettes, nommées "gouttes de film". Ce phénomène de rupture du film ne dure qu'une centaine de microsecondes. Après la rupture du ce film, la cavité se referme en quelques millisecondes, provoquant ainsi un jet central. Ce jet liquide, sous les instabilités de Rayleigh Taylor, peut se pincer et produire ainsi des gouttes, nommées "gouttes de jet", plus grosses que les gouttes de film.

1.3.1.2. Détermination théorique du seuil "dépôt/éclaboussure"

Dans leur étude, Josserand et Zaleski (2003) déterminent le seuil dépôt/éclaboussure à partir de la vitesse d'expansion de la corolle. Pour cela, ils expriment dans un premier temps le débit massique de liquide q_m , qui arrive dans le film liquide lors de l'impact d'une goutte (hachuré en bleu sur la figure 15). Ce débit est ensuite exprimé en fonction des paramètres de la corolle : épaisseur (e_{cor}) et vitesse d'expansion (v_{cor}). La figure 15 représente un schéma de cette description de l'impact.

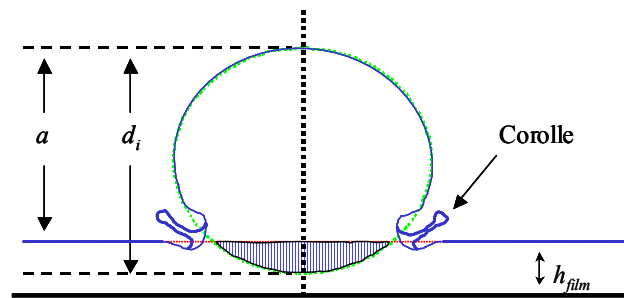


Figure 15. Représentation schématique de l'impact d'une goutte sur un film liquide.

La figure 16 présente un agrandissement de la figure 15 en ne prenant en compte qu'un côté de l'axe de symétrie afin de schématiser plus spécifiquement le développement de la corolle.

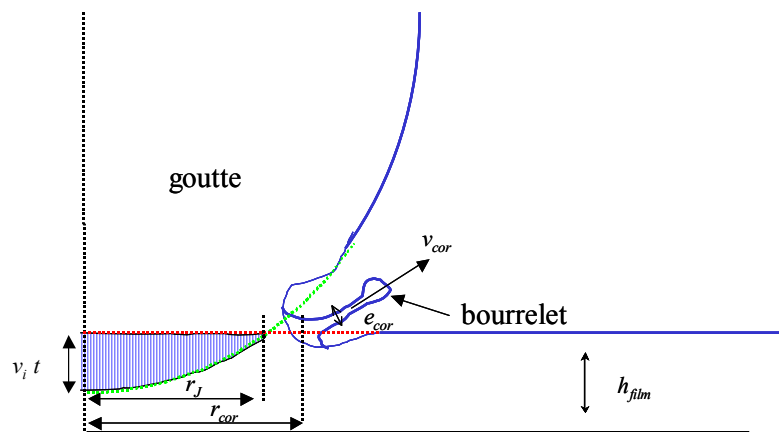


Figure 16. Représentation schématique de la corolle issue de l'impact d'une goutte sur un film liquide.

La vitesse de la corolle v_{cor} est obtenue par l'équation de conservation de la masse. On considère que le débit massique de liquide amené par la goutte (hachuré en bleu, cf. fig.16) est égal au débit massique d'alimentation de la corolle. Ce débit massique par unité de temps est donné par :

$$q_m = \rho_l v_i \pi (r_j \text{ cst})^2, \quad (27)$$

où $r_J(t) \approx (d_i v_i t)^{1/2}$ est la distance entre l'axe central vertical de la goutte et le point d'intersection du film liquide avec la surface de la goutte, en considérant que l'impact ne perturbe pas cette surface et le film liquide.

La base de la corolle se situe à une distance $r_{cor} = cst r_J$ de l'axe de symétrie de la goutte (cf. fig. 16), où cst est une constante numérique. L'épaisseur de cette corolle (e_{cor}) est supposée du même ordre de grandeur que la longueur verticale de la corolle. Ainsi, nous trouvons que $e_{cor} = v_i t$, où v_i est la vitesse de la goutte impactante et t le temps écoulé depuis l'impact. Ainsi, le débit massique de la corolle peut s'écrire :

$$q_m = 2\pi \rho_l r_{cor} e_{cor} v_{cor}, \quad (28)$$

où v_{cor} est la vitesse d'expansion de la lame annulaire formant la corolle.

Les équations 27 et 28 permettent d'obtenir une relation pour la vitesse v_{cor} :

$$v_{cor} \approx \left(\frac{t}{\tau_i} \right)^{-1/2} v_i, \text{ avec } \tau_i = d_i/v_i. \quad (29)$$

Quand la corolle se forme, les forces de tension de surface et de gravité tendent à la rétracter. Cette rétraction est caractérisée par la vitesse de Taylor-Culick donnée par l'expression :

$$v_{TC} \approx \left(\frac{2\gamma}{\rho_l e_{cor}} \right)^{1/2}. \quad (30)$$

On obtient une autre forme de la vitesse de Taylor-Culick en introduisant le nombre de Weber et τ_i dans la relation 30 :

$$v_{TC} \approx \left(\frac{t}{\tau_i} \right)^{-1/2} v_i We^{-1/2}. \quad (31)$$

Si la vitesse de Taylor-Culick (v_{TC}) est inférieure à la vitesse d'expansion de la corolle v_{cor} , alors la longueur de la lame annulaire formant la corolle augmente (la corolle poursuit son expansion). Mais, si au contraire la vitesse de Taylor-Culick (v_{TC}) est supérieure à cette vitesse v_{cor} , alors la corolle ne peut pas se former. En conséquence, une condition nécessaire pour la formation de la corolle est d'avoir un nombre de Weber élevé.

Josserand et Zaleski (2003) ont démontré que les effets visqueux sont à prendre en compte au début de l'impact afin de déterminer la vitesse de la corolle. En effet, le nombre de

Reynolds de la corolle peut être estimé par $Re_{cor} = v_i (d_i v_i t)^{1/2} / \nu_l$, où ν_l est la viscosité cinématique du liquide ($\nu_l = \mu_l / \rho_l$). Ces auteurs ont introduit une échelle de longueur visqueuse définie par $l_v = (\nu_l t)^{1/2}$, plus grande que celle de la longueur verticale de la corolle, définie par $(v_i t)$ pour $t < t_v$, où $t_v = \tau_i Re^{-1}$, les effets visqueux apparaissent non négligeables. Les auteurs proposent alors que l'épaisseur de la lame annulaire formant la corolle est du même ordre de grandeur que cette longueur visqueuse, $e_{cor} = l_v$. Dans ces conditions, la vitesse de la corolle, prenant en compte les effets visqueux, s'exprime par,

$$v_{cor} \approx Re^{1/2} v_i, \quad (32)$$

et la vitesse de Taylor-Culick par la relation,

$$v_{TC} \approx \left(\frac{t}{\tau_i} \right)^{-1/4} v_i We^{-1/2} Re^{1/4}. \quad (33)$$

La condition $v_{TC} < v_{cor}$ pour la formation de la corolle implique alors que :

$$Re^{1/2} We \left(\frac{t}{\tau_i} \right)^{1/2} > 1. \quad (34)$$

Cette condition donne un temps t_{cor} après lequel la corolle peut se former,

$$t_{cor} \approx \tau_i K_c^4 Re^{-1} We^{-2}, \quad (35)$$

où K_c^4 est une constante.

Ce temps t_{cor} est toujours plus petit que $t_v (= \tau_i Re^{-1})$ pour un nombre de Weber nettement supérieur à 1. La formation de la corolle à t_{cor} est donc cohérente avec l'hypothèse du régime visqueux. Ainsi, quand le rapport t_{cor}/τ_i est grand, l'équation 35 est une approximation du temps de formation de la corolle, dans le cas de grands nombres de Reynolds et de Weber.

La formation de la lame annulaire a lieu rapidement lorsque $t_{cor} < \tau_i$, ce qui induit que :

$$Re^{1/4} We^{1/2} = (We Oh^{-0,4})^{3/4,8} > K_c. \quad (36)$$

Josserand et Zaleski trouvent ainsi un critère sur la formation de la corolle pendant l'impact en fonction du couple de nombres adimensionnels ($We Oh^{-0,4}$). Cette démonstration justifie l'utilisation dans différentes études déterminant le passage dépôt/éclaboussure du couple de nombres adimensionnels ($We Oh^{-0,4}$) et une constante K_c . La détermination exacte de cette constante " K_c " nécessite une description précise de l'écoulement à l'intérieur de la corolle.

1.3.1.3. Etudes théoriques sur la granulométrie des gouttes secondaires

Lorsque la corolle se crée, il peut y avoir formation de digitations se fragmentant en gouttes par les instabilités de Rayleigh. En établissant les lois de conservation entre les jets et le film de la corolle, Wu (2003) a décrit le diamètre des digitations comme directement lié à la vitesse du liquide dans la couronne. En estimant cette vitesse et en utilisant la relation de rupture de digitations sous les instabilités de Rayleigh ($d_s = 1,889 d_{dig}$), il a pu déterminer une relation décrivant le diamètre le plus probable des gouttes secondaires ($d_{s\ prob}$) :

$$\frac{d_{s\ prob}}{d_i} = 4,23 \left(\sqrt{9 + \frac{2 We (We + 12)}{Re}} + 3 \right) (We + 12)^{-1}. \quad (37)$$

Wu (2003) a établi le diamètre moyen des digitations en négligeant, dans son bilan énergétique, l'énergie de dissipation visqueuse. Il est important de remarquer que, pour établir son diamètre moyen des digitations, cet auteur ne prend pas en compte la dépendance dans le temps du diamètre du bourrelet de la corolle et du diamètre des digitations (le diamètre des digitations n'est pas constant en fonction du temps). Wu (2003) considère un seul diamètre de digitation, fonction de la vitesse du liquide dans la corolle. Cette vitesse est reliée à We et Re grâce à un autre bilan énergétique, prenant cette fois-ci en compte la dissipation visqueuse. La relation ci-dessus est en accord avec les données expérimentales de Levin et Hobbs (1971), de Cossali *et al.* (1997), de Mundo *et al.* (1995), de Stow et Hadfield (1981), et de Samenfink *et al.* (1999).

En utilisant une loi log-normale pour estimer la largeur de la courbe de distribution, Wu (2003) a également établi une relation permettant de décrire la loi d'occurrence d'une goutte secondaire de diamètre d_s , ce qui permet de décrire la granulométrie des gouttes secondaires :

$$g(x) = \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{\pi}x} \exp \left(-3 \left(\ln x - \frac{1}{6} - \ln \frac{d_{s\ prob}}{d_i} \right)^2 \right) \text{ où } x = d_s/d_i. \quad (38)$$

La figure 17 présente les spectres granulométriques des gouttes secondaires calculés à l'aide des relations de Wu (2003) lors de l'impact d'une goutte d'eau de 4 mm de diamètre pour différentes vitesses d'impact ($v_i = 4, 3$ et 2 m/s).

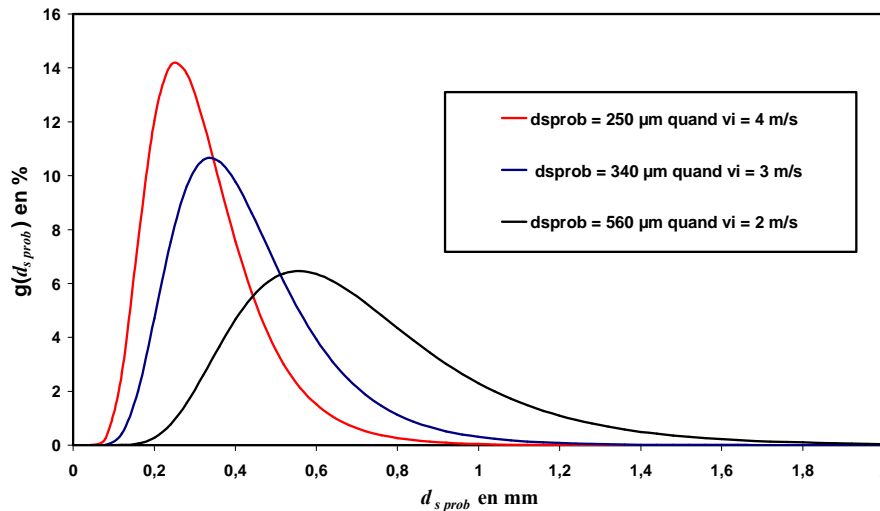


Figure 17. Spectre granulométrique des gouttes secondaires produites calculé par les relations de Wu (2003) lors de l'impact d'une goutte d'eau de 4 mm de diamètre, pour différentes vitesses d'impact.

Comme dans l'impact sur une paroi solide, la formation des digitations lors de l'impact sur un film liquide peut se produire de façon précoce, parfois même avant l'apparition de la corolle. Il semble que pour un liquide donné, il existe une vitesse critique au dessus de laquelle se produit le phénomène d'éclaboussure précoce. Au cours de la croissance de la corolle et du bourrelet capillaire, on assiste à une augmentation du diamètre des digitations et à une diminution de leur nombre (Cossali *et al.* 2004). Par ailleurs, le nombre de digitations augmente avec le nombre de Weber (Cossali *et al.* 1997). Si l'augmentation du diamètre des digitations est sans doute directement liée à la croissance du bourrelet, la diminution de leur nombre pourrait être liée à un mécanisme de saturation non-linéaire des modes de petite longueur d'onde au profit des modes de plus grande longueur d'onde. L'hypothèse la plus fréquemment évoquée est qu'un mécanisme de perturbation et d'instabilité de la corolle est à l'origine de la formation des digitations. Les mécanismes candidats sont la formation de singularités géométriques, l'instabilité capillaire du bourrelet, la formation de trous dans la corolle et le démarrage impulsif de Richtmyer-Meshkov.

Le mécanisme proposé par Yarin et Weiss (1995) est la formation de singularités géométriques lors du mouvement de rétraction du bourrelet à vitesse constante

$v_{TC} = (2 \gamma / \rho_l e_{cor})^{1/2}$ (où e_{cor} est l'épaisseur de la corolle à l'arrière du bourrelet). Yarin et Weiss (1995) établissent une équation traduisant le fait que le bourrelet se propage dans la direction normale avec une vitesse constante et égale à la vitesse de Culick-Taylor. La solution de cette équation fait apparaître des singularités géométriques qui seraient à l'origine des digitations. Bien que ce mécanisme soit possible, les simulations effectuées dans une analyse de stabilité du bourrelet en rétraction (Fullana et Zaleski, 1999) n'ont pas permis d'observer la formation de ces singularités.

L'instabilité de Rayleigh est souvent considérée comme étant à l'origine de la formation des digitations. En principe, un bourrelet liquide situé à l'extrémité d'un film liquide mince peut être sujet à l'instabilité capillaire des cylindres liquides, à condition que le rayon du bourrelet soit plus grand que l'épaisseur e_{cor} du film liquide de la corolle.

L'apparition de trous dans la corolle peut entraîner la formation de digitations. En effet, la formation d'un trou à l'arrière du bourrelet capillaire supprime localement la tension capillaire de ligne, ce qui a pour effet de freiner localement la rétraction du bourrelet. Une digitation peut alors se développer au niveau du bourrelet à l'avant du trou. Si l'épaisseur de la corolle est suffisamment faible ($e_{cor} \ll 1 \mu\text{m}$) la gravité devient négligeable. Il faut prendre en compte la portée assez grande de certaines interactions entre molécules comme les forces de van der Waals. Lorsque l'épaisseur de la corolle est inférieure à $1 \mu\text{m}$, les forces de van der Waals, rendant attractives les deux interfaces liquide/gaz, sont supérieures aux forces de tension de surface qui s'opposent aux déformations des interfaces. Il se produit alors un pincement du film liquide constituant la corolle. La formation de trous dans la corolle est observée dans certaines photographies de Loehr (1990). Cependant, dans ces expériences, les trous apparaissent en retard par rapport aux digitations. En conséquence, ils ne peuvent pas être systématiquement la cause des digitations.

Au moment de sa formation, la corolle est accélérée de manière impulsive par de forts gradients de pression (Gueyffier, 2000). Une interface accélérée est, par ailleurs, sujette à une instabilité. Lorsque l'accélération est impulsive, l'instabilité se produit si l'accélération est dirigée du fluide léger vers le fluide lourd, ou inversement. Richtmyer (1960) est le premier à supposer l'existence de cette instabilité et à effectuer une analyse théorique. Richtmyer analyse la croissance de petites perturbations à l'interface séparant deux fluides de densités différentes lorsque celle-ci est accélérée par un choc. Son modèle s'applique aussi au cas où l'écoulement est incompressible, comme dans la situation où un liquide contenu dans un

récepteur est accéléré impulsivement. Une expérience simple consiste à laisser tomber sur le sol une bassine remplie d'eau. Il est fort probable que les nombreuses projections observées sont produites par une instabilité de ce type.

Gueyffier et Zaleski (1998) et Rieber et Frohn (1998 et 1999) ont développé des modèles 3D semblables pour simuler l'impact de gouttelettes sur une surface liquide. Le choix d'une surface liquide élimine l'influence de l'angle de contact et diminue l'influence de la rugosité de la surface sur le phénomène d'impact. Les résultats de ces différentes études sont semblables, prévoyant la formation d'une couronne et le détachement des gouttelettes. La différence significative entre les deux modèles réside dans l'introduction des perturbations. Gueyffier et Zaleski (1998) ont imposé une petite perturbation harmonique à la surface de la gouttelette avant l'impact. Une amplitude initiale de perturbation de $0,005 d_i$ suffit pour observer une corolle surmontée de digitations.

Rieber et Frohn en 1998, puis en 1999, ont appliqué deux perturbations différentes pour obtenir des résultats réalistes. Un premier article (Rieber et Frohn, 1998) a présenté des résultats où une petite perturbation arbitraire a été appliquée au film liquide. Des résultats plus réalistes ont été présentés dans un deuxième article (Rieber et Frohn, 1999) dans lequel une perturbation aléatoire avec une distribution gaussienne a été appliquée à toutes les vitesses initiales dans le film et la gouttelette. Plus récemment, Nikolopoulos *et al.* (2005) se sont intéressés à modéliser le cas d'impact normal d'une goutte sur un film liquide. Ces auteurs ont obtenu un bon accord entre leurs modélisations et les données expérimentales de Morton *et al.* (2000) et de Thoroddsen (2002) sur le développement de la corolle en fonction du temps, ainsi que sur la distribution en masse au niveau de la corolle pendant l'éclaboussure. Par la suite, Urban *et al.* (2007) ont travaillé sur la modélisation de l'impact de goutte sur une surface inclinée. De même, les simulations numériques de Yarin et Weiss (1999) et de Davidson (2002) sur l'impact de goutte sur un film liquide ont montré la possibilité d'un entraînement d'air dans le liquide sous la forme de bulles lorsque la corolle se referme sur le film.

1.3.2. Etudes expérimentales sur l'impact de gouttes sur un film liquide

1.3.2.1. Détermination expérimentale du seuil "dépôt/éclaboussure"

Le cas des gouttes de diamètre inférieur au millimètre

Généralités

L'impact de gouttes sur une surface rigide plane a fait l'objet de nombreuses études, surtout dans le domaine des moteurs à combustion interne. La plupart des modèles existants prend en compte les conditions énergétiques de l'impact afin de déterminer le devenir des gouttes impactantes. Cependant, dans le cas d'éclaboussures, les modèles sont établis avec l'hypothèse qu'il y a conservation de la masse entre les gouttes primaires et les gouttes secondaires. Ceci impose que la goutte primaire est fractionnée en gouttes secondaires contenant l'intégralité de la masse de liquide et que, par conséquent, il n'y a aucun dépôt de liquide sur l'obstacle. Or, différentes expériences ont mis en évidence qu'il y a, même dans le cas de l'éclaboussure, dépôt d'une certaine fraction de liquide sur l'obstacle. Ainsi, lors de l'impact de gouttes sur une surface solide, un film liquide peut se créer : on peut alors considérer qu'au bout d'un certain temps les gouttes ne s'impactent plus directement sur la surface solide mais sur un film liquide. Cette situation modifie donc les conditions d'impact. Ce scénario est particulièrement étudié dans le cadre des moteurs à injection, afin de modéliser les interactions entre le combustible injecté et les parois du cylindre. Lors de l'impact d'un train de gouttes d'une fréquence f sur un film liquide, quatre régimes d'impact peuvent être distingués (Stanton 1998, Rein 1993) en fonction de la valeur du nombre de Weber de la goutte. Duplantier (2001), cite ces quatre régimes :

- **$We < 5$: la goutte est "capturée "**

Si l'énergie d'impact est très faible, on observe expérimentalement que la goutte se "colle" à la surface du film liquide en gardant sa forme sphérique ; ce régime se produit pour des nombres de Weber très faibles. Néanmoins dans les modélisations, on considère que les gouttes qui s'impactent sur le film dans ce régime se répandent totalement dans le film liquide.

• **$5 < We < 10$: régime de coalescence partielle**

Avec une énergie d'impact plus importante, la goutte peut rebondir sur le film du fait de la présence d'une couche d'air prise entre la goutte et le film. Quand la goutte rebondit sur la surface, il existe une surface de contact temporaire si bien que l'échange de matière est possible. Dans ce cas, la goutte qui rebondit peut donc être plus petite que la goutte impactante.

• **$10 < We < 18^2 d_i \left(\frac{\rho_l}{\gamma} \right)^{1/2} v_i^{1/4} f^{3/4}$: régime de coalescence**

Le troisième régime intervient pour des nombres de Weber plus élevés. La goutte se répand à la surface du film liquide. On peut observer l'apparition d'une lame annulaire formant ainsi une corolle qui retombe ensuite sous les effets des forces de gravité et de tension de surface.

• **$We > 18^2 d_i \left(\frac{\rho_l}{\gamma} \right)^{1/2} v_i^{1/4} f^{3/4}$: régime d'éclaboussure**

Le dernier régime est celui où un phénomène d'éclaboussure se produit du fait d'une énergie d'impact élevée. Après l'impact de la goutte, un cratère est formé ainsi qu'une corolle de liquide à sa périphérie. Un mécanisme de perturbation et d'instabilité est à l'origine de la formation de digitations se fragmentant en petites gouttes, appelées "gouttes secondaires". Cette corolle surmontée de digitations donne à l'ensemble une forme de couronne.

Description des études expérimentales

Yarin et Weiss (1995) ont déterminé le seuil dépôt/éclaboussure en utilisant la technique d'ombroscopie décrite précédemment. Ils ont fait impacter un train de gouttes monodispersées à l'aide d'un générateur de gouttes, basé sur le principe des instabilités de Rayleigh (jet perturbé par un cristal piézoélectrique). Ce dispositif a permis de réaliser des trains de gouttes de diamètres compris entre 70 et 340 μm et avec des vitesses allant jusqu'à 30 m/s. Les fréquences de train de gouttes étudiées sont de l'ordre de 2×10^{-4} kHz ; trois valeurs sont clairement évoquées, égales à 16, 18 et 20 kHz. L'influence de la rugosité de la paroi impactée a été étudiée en utilisant deux plaques de rugosité R_a de 1 et de 16 μm . Les liquides employés pour établir différentes viscosités et tensions de surface sont de l'éthanol,

de l'eau et un mélange d'eau de glycérol et d'éthanol. L'épaisseur moyenne du film dans les expériences décrites ici est estimée entre 20 μm (pour des petites gouttes impactées) et 50 μm (pour les plus grandes gouttes impactées). Yarin et Weiss (1995) ont analysé, théoriquement et expérimentalement, le cas de l'impact normal d'un train de gouttes sur une surface initialement sèche.

De la même façon, Mundo *et al.* (1995) ont déterminé le seuil dépôt/éclaboussure en utilisant la technique d'ombroscopie. Avec un générateur de gouttes monodispersées fonctionnant à une fréquence élevée (28 à 65 kHz) et un rouleau en acier inoxydable servant de surface impactante, ils ont pu étudier l'impact d'une goutte sur une surface sèche. Ce dispositif expérimental est présenté sur la figure 18.

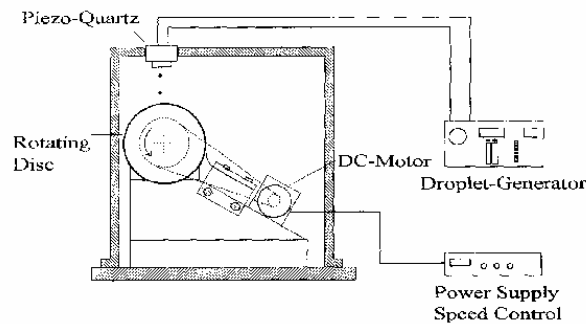


Figure 18. Dispositif expérimental de Mundo *et al.* (1995).

Les auteurs définissent un angle d'impact α_i comme l'angle entre le vecteur vitesse de la goutte (constitué de la vitesse normale de la goutte impactante et de la vitesse de rotation du rouleau) et la normale de la surface. En conclusion, l'impact se passe à un angle et à une vitesse qui dépendent de la vitesse rotationnelle du rouleau. L'angle d'impact est compris entre 4 et 65° selon la vitesse du rouleau. Les liquides employés pour établir les différentes viscosités et tension de surface sont de l'éthanol, de l'eau ou un mélange d'eau, de sucre et d'éthanol. Un système de raclette a été utilisé pour retirer le film d'eau du rouleau et considérer la surface comme sèche. Malheureusement, un tel système ne peut rendre la surface parfaitement sèche. On considère donc que cette étude traite le cas de l'impact de goutte sur une surface dite « mouillée » (sur un film mince). Ces auteurs n'apportent pas d'informations sur l'épaisseur du film produit dans leurs expériences. Dans cette étude, les auteurs ont identifié le paramètre K_M pour déterminer le seuil dépôt/éclaboussure :

$$K_M = (We Oh^{-0.4})^{3/4,8} = \left(\frac{v_i^{5/4} \rho_l^{3/4} d_i^{3/4}}{\gamma^{1/2} \mu_l^{1/4}} \right)^{3/4,8} = We^{1/2} Re^{1/4} = Oh Re^{5/4} \quad (39)$$

Ces deux études expérimentales se sont intéressées à étudier l'influence de la vitesse et du diamètre de la goutte impactante, des propriétés physiques du liquide de la goutte (ρ_l , γ et μ_l), des propriétés de la surface (rugosité R_a), des fréquences d'impacts ainsi que de l'angle d'impact sur le seuil dépôt/éclaboussure.

Les paramètres étudiés dans les études de Yarin et Weiss (1995) et de Mundo *et al.* (1995) sont synthétisés dans le tableau 5.

Tableau 5. Description des paramètres des études de Yarin et Weiss (1995) et de Mundo *et al.* (1995) sur le seuil dépôt/éclaboussure.

Auteurs	Solutions utilisées	Gamme des propriétés physiques des solutions utilisées ($T \sim 20^\circ\text{C}$)	d_i et fréquence d'impact	v_i	Propriétés des surfaces impactées (R_a et h_{film})
Yarin et Weiss (1995)	eau ; eau+ éthanol ; eau+ glycérol + d'éthanol	Pas d'indication	$70 < d_i < 340 \mu\text{m}$ f : de l'ordre de $2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$v_i < 30 \text{ m/s}$	$R_a = 1$ et $16 \mu\text{m}$, $20 < h_{film} < 50 \mu\text{m}$
Mundo <i>et al.</i> (1995)	eau ; éthanol ; eau + éthanol + sucre	$1 < \mu_l < 2,9 \text{ mPa.s}$, $22 < \gamma < 72 \text{ mN/m}$	$60 < d_i < 150 \mu\text{m}$	$12 < v_i < 18 \text{ m/s}$ $4 < \alpha_i < 65^\circ$	acier inoxydable, $R_a = 2,8$ et $78 \mu\text{m}$

Résultats de l'étude de Yarin et Weiss (1995)

La théorie proposée par ces auteurs est basée sur l'apparition d'une discontinuité cinématique : supposant une forme initiale de distribution de vitesse dans le film liquide, ils ont réussi à décrire l'évolution de la corolle. Ils considèrent une fréquence d'impact f et déterminent expérimentalement le seuil dépôt/éclaboussure par une relation,

$$Ca L_\mu^{3/4} = cst (Ra), \quad (40)$$

où $Ca = \mu_l v_i / \gamma$ est le nombre capillaire et $L_\mu = (\mu_l / \rho_l f)^{1/2} \gamma (\rho_l / \mu_l^2)$ est une longueur adimensionnelle de viscosité. La constante cst est fonction de la rugosité, R_a , de la plaque. Elle est déterminée expérimentalement : cette constante vaut 18, dans le cas de l'impact sur une surface peu rugueuse ($R_a = 1 \mu\text{m}$), et 17, dans le cas de surface rugueuse ($R_a = 16 \mu\text{m}$).

Après transformation, l'équation 40 peut s'écrire en fonction du nombre de Weber. Dans le cas d'une paroi peu rugueuse ($R_a = 1 \mu\text{m}$), si le nombre de Weber est supérieur à une valeur critique définie par :

$$We_c = 18^2 d_i \left(\frac{\rho_l}{\gamma} \right)^{1/2} v_l^{1/4} f^{3/4}, \quad (41)$$

alors on se situe dans le régime d'éclaboussure.

Résultats des études de Mundo *et al.* (1995, 1998)

Les travaux de cette étude ont mis en évidence qu'il existe une valeur critique de K_M marquant la frontière entre les régimes de dépôt et d'éclaboussure. Mundo *et al.* (1995) ont montré que cette valeur critique dépend des caractéristiques de la surface, c'est-à-dire essentiellement de la rugosité de surface. Ces caractéristiques de la surface sont traduites par le nombre adimensionnel S_r défini par la relation 5. L'évolution de la valeur critique de K_M en fonction du nombre adimensionnel S_r est représentée sur la figure 19.

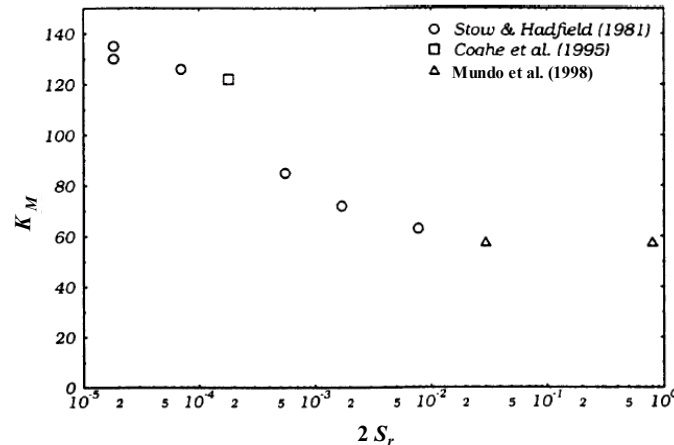


Figure 19. Evolution de la valeur critique K_M en fonction de S_r (Mundo *et al.*, 1998).

Mundo *et al.* (1998) en ont déduit que la valeur critique de K_M tend vers une limite estimée à 57,7. De plus, ils considèrent deux régimes dans le cas où S_r est supérieur à 10^{-2} . Lorsque K_M est inférieur à 57,7, on observe le régime de dépôt, l'intégralité de la masse de liquide impactant se dépose sur l'obstacle. Lorsque K_M est supérieur à 57,7, on observe le régime d'éclaboussure, seule une fraction de la masse de liquide impactant se dépose sur l'obstacle.

La figure 20 représente le seuil dépôt/éclaboussure, calculé par la relation 39, en fonction des nombres de Reynolds et d'Ohnesorge.

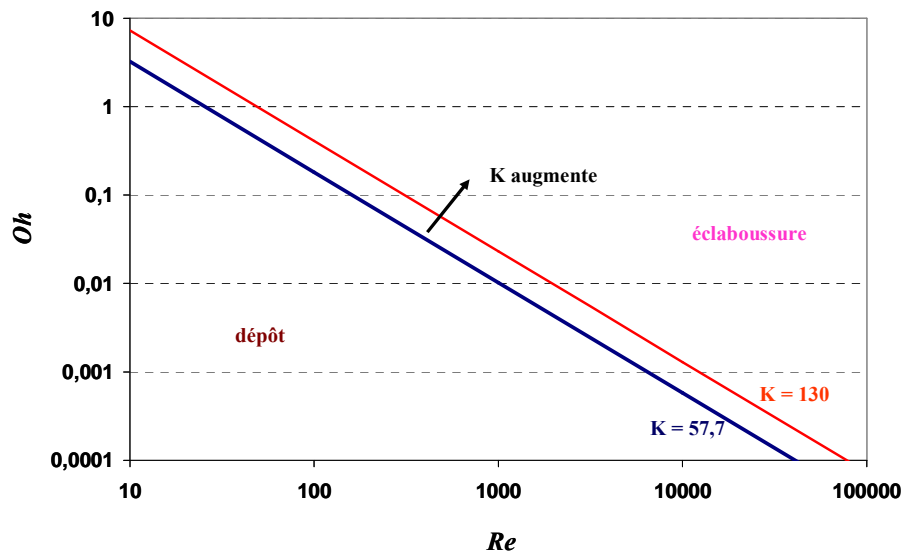


Figure 20. Représentation de la frontière entre les deux régimes.

Dans leurs travaux, Mundo *et al.* ont mis en évidence l'influence de la rugosité de l'obstacle en utilisant deux types de surfaces lors de ses expériences :

- une surface de rugosité moyenne, de l'ordre du micromètre ($R_a = 2,8 \mu\text{m}$)
- une surface de rugosité plus élevée, de l'ordre du diamètre des gouttes impactantes ($R_a = 78 \mu\text{m}$).

Dans le cas où les gouttes impactantes ont un faible nombre de Reynolds (de l'ordre de 200), la rugosité de l'obstacle n'a que peu d'influence : elle ne perturbe ni ne favorise le dépôt. En effet, dans ce cas, il faut un nombre d'Ohnesorge grand pour ne plus se situer dans le régime de dépôt. Dans le régime d'éclaboussure, la rugosité intervient de façon significative. Si la rugosité est importante, une désintégration brutale de la goutte impactante en gouttes secondaires est observée. Les différentes phases de la désintégration (formation d'un film, d'une couronne puis sa désintégration) ne sont plus distinguées. Ceci peut être interprété comme la transformation directe de la quantité de mouvement associée aux composantes normale et tangentielle de la goutte primaire en énergie de surface.

De façon générale, les études expérimentales montrent que :

- les propriétés physiques du fluide n'influencent que très peu la vitesse et la direction des gouttes secondaires.
- l'angle d'impact joue un rôle important. Il a été observé qu'un angle d'impact élevé (c'est-à-dire une quantité de mouvement tangentielle importante) provoque une distribution plus étroite des vitesses (composantes tangentielles et normales) des gouttes secondaires. De plus, les vitesses tangentielles des gouttes secondaires mesurées sont proches ou légèrement supérieures à celle des gouttes impactantes. Cette observation semble prouver qu'une partie de la quantité de mouvement normale serait transformée en quantité de mouvement tangentielle lors de l'impact.

Dans le cas d'une surface lisse, quand la valeur du paramètre K_M augmente (pour un même liquide), la distribution des tailles des gouttes secondaires est plus étroite et le diamètre moyen en nombre diminue. Si la tension de surface ou la viscosité du liquide impactant augmente, la valeur de K_M diminue et cela conduit également à une distribution des tailles plus étroite. Si l'angle d'impact des gouttes primaires est faible, l'angle de réflexion des gouttes secondaires est également faible (ces deux angles sont mesurés à partir de la normale à la surface impactée). Le même phénomène est observé dans le cas d'un angle d'impact important. Ceci s'explique par le fait que la quantité de mouvement des gouttes primaires est partiellement conservée et détermine la trajectoire des gouttes secondaires. Il a été également constaté que la taille des gouttes impactantes n'a pas d'influence sur l'angle de réflexion, les expériences ayant été effectuées avec différentes classes granulométriques de gouttes.

Dans le cas d'une surface rugueuse, l'influence de la valeur de K_M sur la distribution des tailles est minime. Cette observation prouve qu'au-dessus d'une certaine rugosité, les paramètres importants ne sont pas les propriétés physiques ou cinématiques des gouttes impactantes mais la rugosité de l'obstacle impacté. Pour un même angle d'impact, les angles de réflexion mesurés sont bien plus faibles que ceux mesurés sur une surface lisse. Cette différence peut s'expliquer par la transformation d'une partie de la quantité de mouvement tangentielle en quantité de mouvement normale, du fait de l'impact sur les rugosités.

Le tableau 6 présente de façon synthétique les relations semi-empiriques permettant de déterminer le seuil dépôt/éclaboussure dans le cas de l'impact d'un train de gouttes micrométriques sur une surface rugueuse recouverte d'un film liquide mince.

Tableau 6. Synthèse des études expérimentales sur le seuil dans le cas d'impact de train de gouttes micrométriques sur une surface mouillée.

Auteurs	Condition pour se situer dans le régime d'éclaboussure	Gamme de validité
Yarin et Weiss (1995)	$We > We_c = cst(R_a)^2 d_i \left(\frac{\rho_l}{\gamma}\right)^{1/2} \left(\frac{\mu_l}{\rho_l}\right)^{1/4} f^{3/4}$	$70 < d_i < 340 \mu\text{m}$, $v_i < 30 \text{ m/s}$ et $cst(R_a = 1 \mu\text{m}) = 17$ et $cst(R_a = 16 \mu\text{m}) = 18$, f : de l'ordre de $2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $20 < h_{film} < 50 \mu\text{m}$
Mundo <i>et al.</i> (1995)	$(We Oh^{-0,4})^{3/4,8} > (We Oh^{-0,4})_c^{3/4,8} = 57,7$	$60 < d_i < 200 \mu\text{m}$, $12 < v_i < 18 \text{ m/s}$, $1 < \mu_l < 2,9 \text{ mPa.s}$, $22 < \gamma < 72 \text{ mN/m}$

Le cas des gouttes de diamètres millimétriques

Description des études expérimentales

Dans l'étude de Cossali *et al.* (1997), l'impact de gouttes millimétriques est analysé en détail par des photographies prises en utilisant la méthode d'ombroscopie. Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 21.

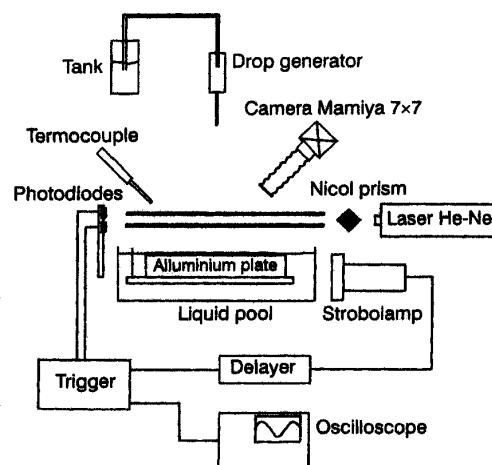


Figure 21. Dispositif expérimental de Cossali *et al.* (1997).

Leur système de production de gouttes, constitué de capillaire de différentes tailles, permet de faire varier leurs diamètres de 2 à 5,5 mm. La hauteur d'impact varie de 0,05 à 2 m. Les gouttes s'impactent sur un film liquide d'épaisseur variable. Pour cela, une plaque d'aluminium, de rugosité $R_a = 0,14 \mu\text{m}$, est suspendue dans un récipient que l'on remplit de solution ce qui permet de régler la hauteur du film. Les solutions utilisées sont des mélanges d'eau et de glycérol, ce qui permet de faire varier la viscosité dynamique de 1 à 50 mPa.s.

Vander Wal *et al.* (2006b) ont étudié l'effet de l'épaisseur du film liquide sur l'impact de gouttes millimétriques, toujours en utilisant la méthode d'ombroscopie. Leur dispositif expérimental est présenté sur la figure 22. Un seul diamètre de goutte a été utilisé dans leurs expériences : le diamètre choisi est de 2 mm. La vitesse de la goutte impactante varie entre 1,34 et 4,22 m/s. Ces auteurs ont étudié l'influence de l'épaisseur du film liquide avec trois valeurs de S_f égales à 10, 1 et 0,1, ce qui correspond à des impacts sur un liquide profond, sur un film liquide et sur un film liquide mince.

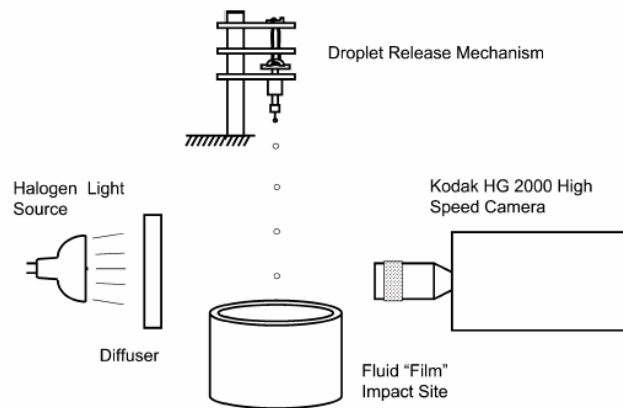


Figure 22. Dispositif expérimental de Vander Wal *et al.* (2006b).

Les deux principales études expérimentales que nous avons examinées, sont consacrées à la détermination de l'influence de la vitesse et du diamètre de la goutte impactante, des propriétés physiques du liquide (ρ_l , γ et μ_l) et l'épaisseur du film liquide impacté (h_{film}) sur le seuil dépôt/éclaboussure. Les paramètres étudiés dans chaque étude sont présentés dans le tableau 7.

Tableau 7. Description des paramètres des études de Cossali *et al.* (1997) et de Vander Wal *et al.* (2006b) sur le seuil dépôt/éclaboussure.

Auteurs	Solutions utilisées	Gamme des propriétés physiques des solutions utilisées ($T \sim 20^\circ\text{C}$)	d_i	v_i	Propriétés des surfaces impactées (h_{film})
Cossali <i>et al.</i> (1997)	eau ; eau+ glycérol	$1 < \mu_l < 50 \text{ mPa}\cdot\text{s}$	$3 < d_i < 4 \text{ mm}$	$v_i < 6,5 \text{ m/s}$	aluminium , $R_a = 0,14 \mu\text{m}$, $0,1 < S_f < 1,2$
Vander Wal <i>et al.</i> (2006b)	eau, alcools et alcanes	$684 < \rho_l < 1000 \text{ kg/m}^3$ $20 < \gamma < 72 \text{ mN/m}$ $0,5 < \mu_l < 3,34 \text{ mPa}\cdot\text{s}$	$d_i = 2 \text{ mm}$	$1,3 < v_i < 4,2 \text{ m/s}$	Aluminium, $R_a = 0,01 \mu\text{m}$, $0,1 < S_f < 10$

Résultats des études expérimentales

Stow et Stainer (1977) ont étudié en détail le régime d'éclaboussure dans le cas de l'impact sur des films liquide. Par leurs résultats, ils ont mis en évidence que la rugosité de la surface pouvait avoir un effet sur le nombre de gouttes secondaires produites lors de l'impact sur un film mince. L'influence du film liquide devient forte quand l'épaisseur de ce film est comparable à la rugosité de la surface. Ces auteurs observent que le nombre de gouttes secondaires diminue si on augmente la hauteur du film liquide. Cela a également été observé par Gregory *et al.* (1959) et Hobbs et Osheroff (1967).

Walzel (1980) a étudié le seuil dépôt/éclaboussure avec différents mélanges d'eau et de glycérol. Il a plus particulièrement étudié l'impact de gouttes sur une surface en verre couverte par un film liquide mince ($S_f = 0,1$). La corrélation obtenue par cet auteur sur le seuil dépôt/éclaboussure est de nouveau exprimée en fonction des nombres d'Ohnesorge et de Weber : elle s'écrit sous la forme $(We Oh^{-0,4})_c = 2,5 \times 10^3$.

L'étude la plus complète traitant de ce seuil est celle de Cossali *et al.* (1997) : ces auteurs ont étudié l'influence de la vitesse d'impact de gouttes, du paramètre S_f et des propriétés physique du liquide (μ_l , γ et ρ_l en utilisant différents mélanges d'eau et de glycérol) sur le passage dépôt/éclaboussure. Ils ont établi une corrélation décrivant ce seuil (cf. tab. 8) en réutilisant le couple de nombres adimensionnels $(We Oh^{-0,4})$ et en introduisant le paramètre S_f . Les auteurs avancent une précision de $\pm 10 \%$ sur la valeur de seuil. Dans le tableau 8, ce seuil est représenté avec son domaine de validité. La figure 23 présente les points

expérimentaux de Cossali *et al.* (1997) confrontés à leur corrélation empirique présentée dans le tableau 8.

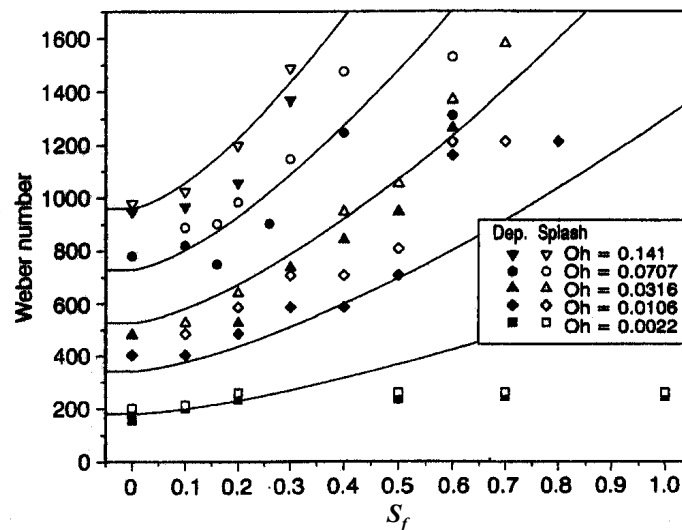


Figure 23. Evolution du nombre de Weber critique en fonction de l'épaisseur du film liquide pour différentes valeurs du nombre d'Ohnesorge (Cossali *et al.*, 1997).

Les points expérimentaux symbolisés sur la figure 23 par des formes pleines et vides représentent respectivement les régimes de dépôt et d'éclaboussure observés. Ces points expérimentaux sont confrontés à la relation de Cossali *et al.* (1997). Il est intéressant de remarquer que la relation de Cossali *et al.* (1997) ne décrit pas de façon correcte le seuil dépôt/éclaboussure dans le cas d'un faible nombre d'Ohnesorge ($2,2 \times 10^{-3}$). Dans ce cas, le seuil dépôt/éclaboussure est indépendant de la valeur de S_f . Lors de l'impact avec des grands nombres d'Ohnesorge (supérieurs à 1×10^{-2}), les observations de dépôt et d'éclaboussure se situent respectivement, pour la plupart, dans les zones de dépôt et d'éclaboussure délimitées par la relation en prenant en compte une précision de 10 % autour du nombre de Weber critique.

L'influence combinée de la rugosité de surface et d'un film liquide sur le seuil dépôt/éclaboussure et sur la dynamique de l'impact de gouttes a été étudiée par Vander Wal *et al.* (2006a). Ces auteurs ont montré que la rugosité de surface abaisse le seuil dépôt/éclaboussure et modifie la dynamique d'éclaboussure. De plus, ils ont également étudié l'impact de gouttes millimétriques sur différentes hauteurs de film liquide (Vander Wal *et al.*, 2006b) pour des valeurs du paramètre S_f comprises entre 0,1 et 10. L'impact sur des films

minces ($S_f \approx 0,1$) favorise l'éclaboussure, alors que sur des films importants ($1 \leq S_f \leq 10$) cela favorise le dépôt. Par ailleurs, leurs grilles expérimentales permettent d'étudier de façon analytique l'influence de la tension de surface et de la viscosité en utilisant diverses solutions permettant de faire varier la tension de surface de 20 à 73 mN/m et la viscosité dynamique de 0,4 à 3,3 mPa.s. Les nombres de Reynolds et de Weber ont été modifiés en faisant varier la vitesse d'impact des gouttes de 1 à 4 m/s. Sur la base des données empiriques, dans le cas où S_f est égal à 0,1, une relation de seuil dépôt/éclaboussure est formulée (cf. tab. 8).

Une approximation proposée par les auteurs ($Oh Re^{1,17} \sim Oh Re$) et un changement de nombre adimensionnel ($Oh Re = \sqrt{We}$) permettent d'obtenir ce seuil sous la forme :

$$\sqrt{We} > (\sqrt{We})_c = 20. \quad (42)$$

La figure 24 présente les points expérimentaux de Vander Wal *et al.* (2006c) confrontés à leurs corrélations empiriques reportées dans le tableau 8. Les points rouges sont des observations d'éclaboussure et, à l'inverse, les points bleus sont des observations de dépôt. La figure 24 permet également d'examiner la concordance entre les relations de seuil (avec et sans approximation) et les points expérimentaux.

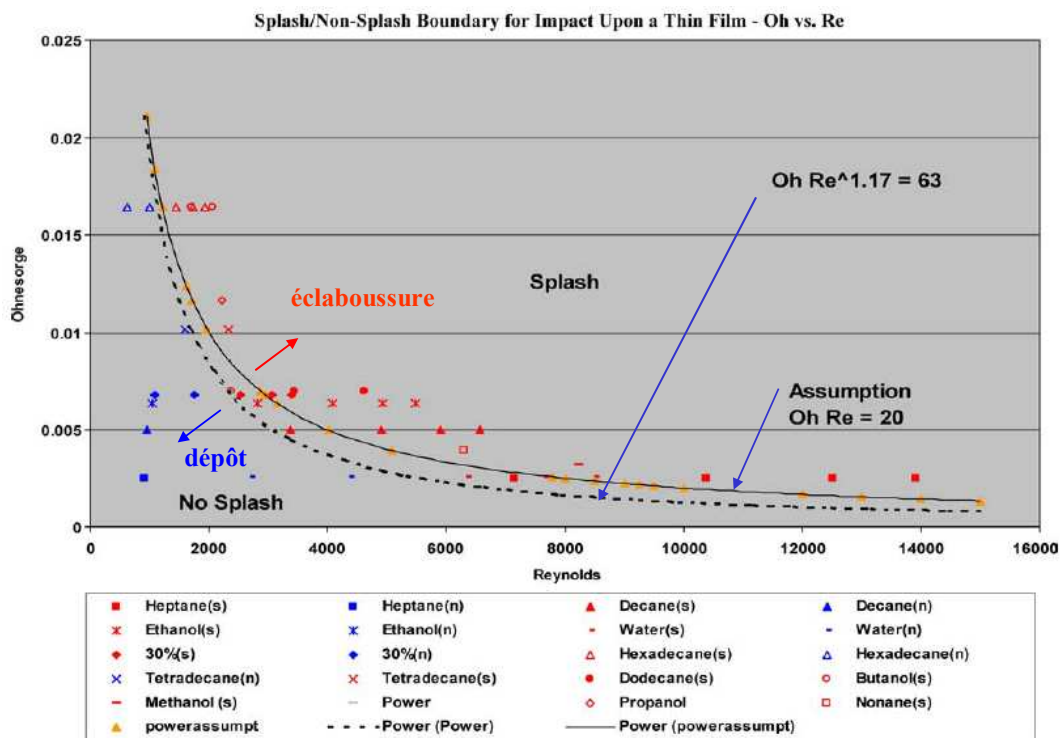


Figure 24. Points expérimentaux de dépôt et d'éclaboussure en fonction du nombre d'Ohnesorge et de Reynolds confrontés à la corrélation sur le seuil de Vander Wal *et al.* (2006c).

Les points expérimentaux de dépôt et d'éclaboussure se trouvent bien de part et d'autre de la courbe décrivant le seuil calculé à partir de la corrélation de Vander Wal et al. (2006c) exposée dans le tableau 8. La relation calculée à partir de l'approximation décrit moins bien le seuil : en effet, des points d'éclaboussure se situent dans la zone de dépôt délimitée par cette relation.

Le tableau 8 présente de façon synthétique les relations semi-empiriques issues d'études expérimentales permettant de déterminer le seuil dépôt/éclaboussure dans le cas de l'impact de gouttes millimétriques sur un film liquide et leurs gammes de validité.

Tableau 8. Relations de seuil dépôt/éclaboussure et leurs gammes de validité dans le cas d'impact de gouttes millimétriques sur un film liquide.

Auteurs	Condition pour se situer dans le régime d'éclaboussure	Gamme de validité
Vander-Wal <i>et al.</i> (2006c)	$Oh Re^{1,17} > (Oh Re^{1,17})_c = 63$ ou $(\sqrt{We})_c \approx 20$	$S_f = 0,1, d_i = 2 \text{ mm},$ $5 \times 10^2 < Re < 5 \times 10^3,$ $10^{-3} < Oh < 0,022$
Cossali <i>et al.</i> (1997)	$We Oh^{-0,4} > (We Oh^{-0,4})_c = 2100 + 5880 S_f^{1,44}$ $We Oh^{-0,4} > (We Oh^{-0,4})_c = 2428$	$0,1 < S_f < 1,2, S_r = 5 \times 10^{-5},$ $2 \times 10^2 < We < 1,6 \times 10^3,$ $7 \times 10^{-3} < Oh < 0,141$ $Oh = 2,2 \times 10^{-3}$

L'étude de Wang et Chen (2000) montre que le nombre de Weber critique ne varie pas selon l'épaisseur du film liquide dans le cas d'impact de gouttes d'eau de 4 mm avec un paramètre S_f inférieur à 0,1. Ces auteurs trouvent également que le nombre de Weber critique augmente avec la viscosité du liquide. Rioboo *et al.* (2003) ont approfondi ce sujet en étudiant ce seuil, toujours avec un paramètre S_f inférieur à 0,1, mais cette fois-ci avec d'autres solutions permettant de faire varier la viscosité et la tension de surface. Ces auteurs montrent que ce seuil est correctement décrit en fonction des paramètres $K = We Oh^{-0,4}$ et S_f . De plus, Rioboo *et al.* (2003) constatent que ces deux paramètres permettent de décrire deux zones de dépôt : dans la première zone, correspondant à des valeurs très basse de K (entre 100 et 1000), la couronne n'est pas observée. Dans la seconde zone, correspondant à des valeurs plus importantes de K (entre 500 et 2000), la couronne est observée sans fragmentation. La transition entre ces deux régimes de dépôt, compris entre 500 et 1000, dépend du paramètre S_f .

1.3.2.2. Etudes expérimentales sur le diamètre et le nombre des gouttes secondaires produites dans le cas de l'impact de gouttes sur un film liquide.

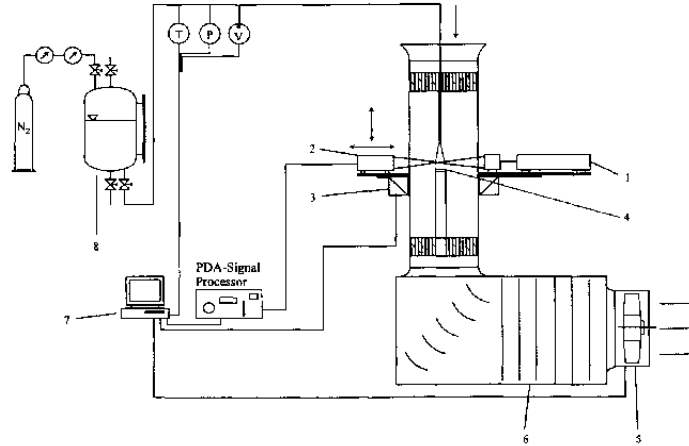
Le cas des gouttes de diamètre inférieur au millimètre

Dans le cas d'un train de gouttes micrométriques ($d_i < 150 \mu\text{m}$), deux études très complètes permettent de caractériser la mise en suspension par des relations décrivant le nombre et la granulométrie des gouttes secondaires émises (Mundo *et al.*, 1998 ; Samenfink *et al.*, 1999). Egalement, l'étude de Weiss (2005) apporte de nombreuses connaissances sur la fraction de liquide déposé, ainsi que sur les interactions entre les gouttes impactantes et secondaires lors de l'impact d'un spray sur des films de différentes épaisseurs. Ces interactions, lorsque la fréquence d'impact est élevée, ont également fait l'objet d'une étude par Sivakumar et Tropea (2002). Par ailleurs, cette étude et celle de Weiss et Yarin (1999) ont permis de décrire l'évolution du rayon et de la hauteur de la corolle dans le temps.

Etude de Mundo *et al.* (1998)

Description du dispositif expérimental de l'étude

Mundo *et al.* (1998) ont étudié l'impact de gouttes issues d'un spray sur deux cônes ayant des demi-angles égaux à 60° et 45° par rapport à l'axe vertical, afin de modifier les vitesses d'impact normal des gouttes et d'avoir un film liquide (formé par l'impact) le plus mince possible. Les propriétés des sprays ont été mesurées par Anémométrie Phase Doppler (PDA). Cette technique de vélocimétrie laser est basée sur les interférences Doppler et est utilisée pour déterminer les distributions de diamètre et de vitesse des gouttelettes. Le principe est fondé sur l'observation des signaux Doppler dans deux directions différentes. Les fréquences Doppler sont identiques mais les signaux recueillis dans chaque détecteur sont plus ou moins déphasés entre eux suivant la taille de la particule. Pour certaines conditions, on peut montrer que la relation entre le déphasage et la taille est linéaire. La limite inférieure de cette méthode est de l'ordre du micromètre. La limite supérieure est due aux effets d'ambiguïtés de trajectoires lorsque la taille de la particule est supérieure à celle du rayon laser, la relation phase-taille dépendant alors de la position de la particule dans le volume de mesure. Le spray polydispersé impacté est constitué de gouttes d'eau. La figure 25 présente le dispositif expérimental de Mundo *et al.* (1998).



Test rig used for the experimental investigations. PDA, phase-Doppler anemometer. 1, PDA-transmitting optic; 2, PDA-receiving optic; 3, 3-d traversing system; 4, impingement plate; 5, blower; 6, stagnation chamber; 7, PC; 8, pressure vessel.

Figure 25. Dispositif expérimental de Mundo et al. (1998).

Résultats de l'étude

Les auteurs ont élaboré des relations empiriques permettant de déterminer le diamètre d_s et le nombre n_s des gouttes secondaires produites en fonction du diamètre et du nombre des gouttes impactantes (d_i et n_i), ainsi que du paramètre K_M défini par $(We Oh^{-0,4})^{3/4,8}$.

Le diamètre des gouttes secondaires est déterminé par la relation :

$$d_s = \min[8,72 \exp(-0,0281K_M), 1] d_i \quad (43)$$

où d_i et d_s représentent, respectivement, le diamètre des gouttes impactantes et secondaires.

La figure 26 présente le diamètre de la goutte secondaire calculé par la relation de Mundo et al. (1998) en fonction de la vitesse d'une goutte d'eau impactante de diamètre $150 \mu\text{m}$.

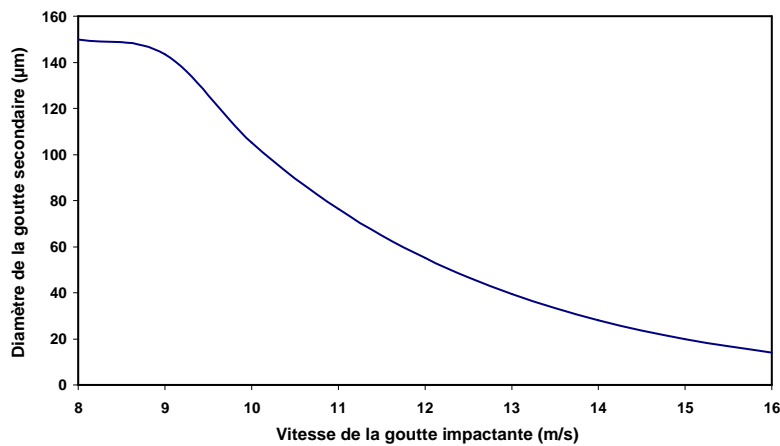


Figure 26. Evolution du diamètre de la goutte secondaire en fonction de la vitesse de la goutte impactante de diamètre $150 \mu\text{m}$, calculé par la relation de Mundo et al. (1998).

Lors d'un impact d'une goutte d'eau de 150 μm de diamètre avec une vitesse de 7 m/s, la valeur de K_M est inférieure à la valeur critique $(K_M)_c$ de 57,7, ce qui permet de classer cet impact dans le régime de dépôt. Lorsque la vitesse d'impact atteint 8 m/s, alors on se situe dans le régime d'éclaboussure avec une valeur K_M égal à 68. Néanmoins, la relation 43 de Mundo *et al.* (1998) donne un diamètre de gouttes secondaires de 150 μm , soit le même diamètre que la goutte impactante, ce qui classerait plus ce cas dans un régime de rebond. Si la vitesse d'impact de la goutte impactante augmente, alors le diamètre des gouttes secondaires diminue de 144 μm pour une vitesse d'impact v_i de 9 m/s à 14 μm pour une vitesse d'impact v_i de 16 m/s.

Le nombre de gouttes secondaires est déterminé à partir de la relation :

$$n_s = \min[1,676 \cdot 10^{-5} K_M^{2,539}, 1000] n_i, \quad (44)$$

où n_s et n_i sont, respectivement, les nombres de gouttes secondaires et de gouttes impactantes.

La détermination du diamètre et du nombre de gouttes secondaires permet de calculer la fraction massique de liquide non déposé susceptible de se mettre en suspension, K_{MES} , par la relation :

$$K_{MES} = \frac{n_s}{n_i} \left(\frac{d_s}{d_i} \right)^3. \quad (45)$$

Le modèle proposé par Mundo *et al.* (1998) permet également de calculer les vitesses normales et radiales des gouttes secondaires à partir des vitesses de gouttes impactantes. Pour ce faire, il faut déterminer le champ de vitesse des gouttes impactantes. La méthode présentée consiste à déterminer le champ de vitesse de la phase gazeuse par la résolution des équations de Navier-Stokes selon un modèle k- ϵ , puis le champ de vitesse des gouttes impactantes par une méthode lagrangienne consistant à suivre dans l'écoulement un ensemble de gouttes ayant les mêmes tailles, températures, vitesses, et les mêmes propriétés physiques. Pour valider ce modèle, Mundo *et al.* (1998) ont comparé les résultats du modèle avec les valeurs expérimentales obtenues dans le cas de l'impact de gouttes d'eau distillée sur des cônes de différents angles (de 60° et 45° par rapport à l'horizontale). Cette comparaison met en évidence que les diamètres des gouttes secondaires calculés par le modèle sont légèrement plus faibles que ceux mesurés expérimentalement. Ceci entraîne une surestimation de la fraction de liquide déposée sur l'obstacle et une sous-estimation de la fraction mise en suspension.

Mundo *et al.* (1998) ont également comparé les résultats d'autres modèles existants (Naber et Reitz, 1988 ; Wang et Watkins, 1993) à leurs valeurs expérimentales, et ils ont montré que leur nouveau modèle donnait des résultats plus cohérents avec les résultats expérimentaux que les autres modèles. Il existe cependant une limitation importante à ce modèle. En effet, il n'est valable que pour des conditions d'impact (taille des gouttes, vitesse de la goutte au moment de l'impact) conduisant à des valeurs du paramètre K_M inférieures à 180. Au-dessus de cette valeur, les résultats fournis par le modèle ne sont plus cohérents : les diamètres de gouttes secondaires, d_s , deviennent très faibles (de l'ordre de $10^{-2} \mu\text{m}$). Ceci a pour conséquence d'aboutir à une fraction massique déposée très proche de 1 ce qui revient à considérer qu'à partir d'une certaine énergie d'impact, il y a dépôt total du liquide (régime de dépôt). Or, les différentes expériences réalisées ont montré que ce n'est pas le cas.

Etude de Samenfink *et al.* (1999)

Description du dispositif expérimental de l'étude

Samenfink *et al.* (1999) ont étudié l'impact de gouttes sur un film liquide cisailé. Ils se sont intéressés au dépôt et à la production des gouttes secondaires lors de l'impact de gouttes d'une centaine de micromètres de diamètre sur un film liquide. Ils ont fait impacter un train de gouttes monodispersées à l'aide d'un générateur de gouttes dont le principe est basé sur un jet perturbé par un cristal piézoélectrique. Le film liquide est créé par un circuit d'approvisionnement et d'aspiration sur une surface. Ce procédé impose une vitesse de déplacement latéral du film. La fraction massique de liquide déposée et la composition des gouttes secondaires produites (c'est-à-dire le rapport entre la masse venant du film et la masse venant des gouttes impactantes) sont données en fonction de l'angle d'impact et de l'épaisseur du film. La figure 27 représente schématiquement une expérience de Samenfink *et al.* (1999).

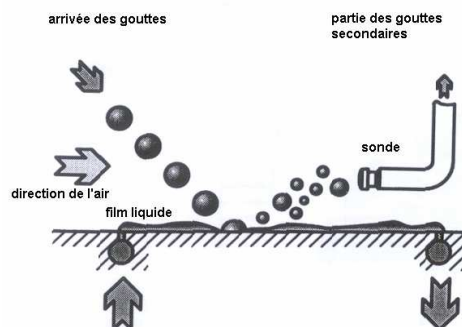


Figure 27. Représentation schématique des expériences de Samenfink *et al.* (1999).

Un traceur se trouve dans le liquide constituant les gouttes impactantes. La quantité de traceur des gouttes secondaires est déterminée en connaissant le quantité de traceur des gouttes impactantes et de celle mesurée au niveau de l'aspiration du film (compte-tenu de ce que le liquide introduit au niveau de l'approvisionnement du film liquide ne contient pas de traceur). Samenfink *et al.* (1999) mesurent le diamètre et les vitesses des gouttelettes primaires et secondaires par Anémométrie Phase Doppler (PDA). La figure 28 présente les différents points de mesures effectuées par PDA.

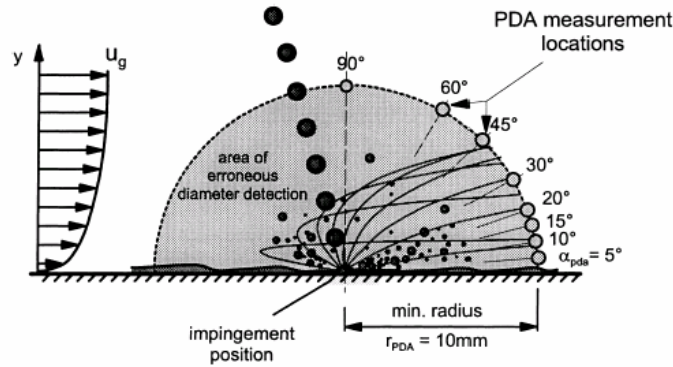


Figure 28. Mesure PDA des gouttes secondaires (Samenfink *et al.*, 1999).

Résultats de l'étude

Les relations exposées par ces auteurs sont exprimées en fonction du paramètre S_{cd} défini par,

$$S_{cd} = \frac{1}{24} Re La^{-0,4189}, \quad (46)$$

du nombre de Laplace,

$$La = \frac{\rho_l \gamma d_i}{\mu_l^2}, \quad (47)$$

du paramètre S_f ,

$$S_f = \frac{\bar{h}_{film}}{d_i}, \quad (48)$$

où \bar{h}_{film} est l'épaisseur moyenne du film, et des angles α_i et α_s des gouttes impactantes et des gouttes secondaires par rapport à la surface.

Ces auteurs présentent une relation permettant de déterminer la fraction mise en suspension :

$$K_{MES} = \frac{m_s}{m_i} = 0,0866 (S_{cd} - 1)^{0,3188} \alpha_i^{0,1223} S_f^{-0,9585}, \quad (49)$$

où m_i et m_s sont, respectivement, les masses des gouttes impactantes et secondaires.

Les gouttes secondaires sont formées de liquide provenant d'une part des gouttes impactantes, d'autre part du film. Le rapport de composition des gouttes secondaires entre les masses issues des gouttes impactantes et du film liquide est décrit dans la relation :

$$\xi_S = \frac{m_{s,i}}{m_s} = 1 - 2,109 S_{cd}^{-2,1703} \frac{1}{6} \frac{1}{0,465} \exp \left(- \frac{(\alpha_i - 40^\circ)^2}{0,465^2} \right) S_f^{1,116}. \quad (50)$$

Le rapport entre le diamètre des gouttes secondaires et impactantes est décrit dans l'équation :

$$\frac{d_s}{d_i} = 1 - 0,03454 S_{cd}^{0,175} \alpha_i^{0,1239} La^{0,265}. \quad (51)$$

Le rapport entre le nombre des gouttes secondaires et impactantes est décrit par la relation :

$$\frac{n_s}{n_i} = \left(0,0866 (S_{cd} - 1)^{0,3188} \alpha_i^{0,1223} S_f^{-0,9585} \right) \left(\frac{d_s}{d_i} \right)^{-3}. \quad (52)$$

Le rapport entre les vitesses des gouttes secondaires et les vitesses des gouttes impactantes est décrit par :

$$\frac{v_s}{v_i} = 0,08214 S_{cd}^{-0,3384} \alpha_i^{0,2938} S_f^{-0,03113} La^{0,1157}. \quad (53)$$

Les auteurs indiquent qu'une distribution log normale représente correctement les distributions expérimentales.

L'écart-type géométrique de la distribution du diamètre des gouttes secondaires est défini par :

$$\sigma_{d_s} = 0,3696 S_{cd}^{-0,1772} \alpha_i^{0,09163} S_f^{0,03177}. \quad (54)$$

L'écart-type géométrique de la distribution de vitesse des gouttes secondaires est décrit par l'équation :

$$\sigma_{v_{d_s}} = 0,4305 S_{cd}^{-0,246} \alpha_i^{0,108} . \quad (55)$$

Et l'écart-type géométrique de la distribution de l'angle des gouttes secondaires est donné par l'équation suivante :

$$\sigma_{\alpha_s} = 0,2654 S_{cd}^{-0,43354} \alpha_i^{0,2487} S_f^{-0,12985} . \quad (56)$$

Les relations sont fournies avec une gamme de validité :

$$1 < S_{cd} < 5, 5000 < La < 20000, 0,3 < S_f < 3, 5^\circ < \alpha_i < 90^\circ .$$

Le tableau 9 présente de façon synthétique les relations exprimant le diamètre et le nombre de gouttes secondaires établies dans différentes études et leurs gammes de validité dans le cas de l'impact de gouttes de diamètre de quelques centaines de micromètres avec une fréquence de train de gouttes élevée.

Tableau 9. Relations décrivant le nombre et le diamètre des gouttes secondaires produites lors de l'impact d'un train de gouttes d'une centaine de micromètres sur un film liquide.

Auteurs	Diamètre (d_s) et nombre de gouttes secondaires (n_s)	Gamme de validité
Yarin et Weiss (1995)	$d_s/d_i \approx 0,6$	$70 < d_i < 340 \mu\text{m}$, $v_i < 30 \text{ m/s}$, $R_a = 1 \text{ et } 16 \mu\text{m}$, f (de l'ordre de 10^{-4} s^{-1}), $20 < h_{film} < 50 \mu\text{m}$
Mundo <i>et al.</i> (1998)	$d_s = \min[8,72 \exp(-0,0281 K_M), 1] d_i$ $n_s = \min[1,676 \cdot 10^{-5} K_M^{2,539}, 1000] n_i$	$57,7 < K_M < 180$, $60 < d_i < 200 \mu\text{m}$, $100 < We < 2300$, $200 < Re < 2700$ $S_r = 0,015$ et $S_f = 0,03$
Samenfink <i>et al.</i> (1999)	$d_s = (1 - 0,03454 S_{cd}^{0,175} \alpha_i^{0,1239} La^{0,265}) d_i$ $n_s = \left(0,0866 (S_{cd} - 1)^{0,3188} \alpha_i^{0,1223} S_f^{-0,9585} \right) \left(\frac{d_s}{d_i} \right)^{-3}$	$1 < S_{cd} < 5$, $5000 < La < 20000$, $0,3 < S_f < 3$ et $5^\circ < \alpha_i < 90^\circ$

Il est intéressant de comparer les relations de Mundo *et al.* (1998) et de Samenfink *et al.* (1999) sur le diamètre des gouttes secondaires produites. La figure 29 présente le diamètre des gouttes secondaires, calculé par les relations de Mundo *et al.* (1998) et de Samenfink *et al.* (1999), en fonction de la vitesse pour une goutte impactante de diamètre $150 \mu\text{m}$. Les propriétés physiques de la goutte impactante utilisées pour le calcul sont celles de l'eau ($\rho_l = 1000 \text{ kg/m}^3$, $\gamma = 72 \text{ mN/m}$ et $\mu_l = 1 \text{ mPa.s}$).

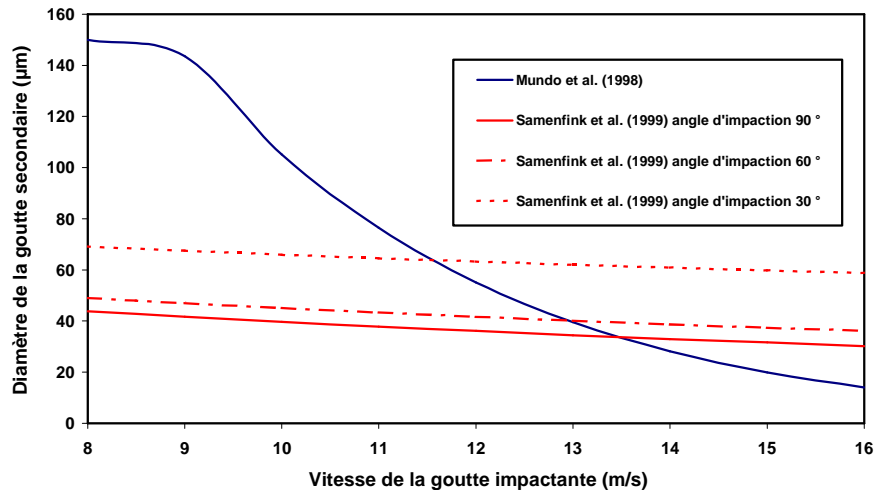


Figure 29. Evolution du diamètre des gouttes secondaires en fonction de la vitesse de la goutte impactante de diamètre 150 µm, calculé par les relations de Mundo *et al.* (1998) et de Samenfink *et al.* (1999).

Le diamètre des gouttes secondaires produites lors de l'impact d'une goutte de 150 µm sur une surface humide est calculé par la relation de Samenfink *et al.* (1999) en prenant trois angles d'impact différents ($\alpha_i = 30^\circ, 60^\circ$ et 90°). On observe que si on augmente l'angle d'impact jusqu'à 90° , soit un impact normal, alors le diamètre des gouttes secondaires diminue. De plus, il est intéressant de noter que l'évolution du diamètre calculé par la relation de Mundo *et al.* (1998) diminue plus fortement que celui calculé par la relation de Samenfink *et al.* (1999) : de 150 µm pour une vitesse d'impact v_i égale à 8 m/s à 14 µm pour une vitesse v_i égale à 16 m/s. En dessous d'une vitesse d'impact de 11 m/s, le diamètre des gouttes secondaires calculé par Mundo *et al.* (1998) est nettement supérieur à celui de Samenfink *et al.* (1999). A partir d'une vitesse d'impact de 11 m/s, les diamètres des gouttes secondaires calculés par les relations de Mundo *et al.* (1998) et de Samenfink *et al.* (1999) se trouvent dans une même gamme de diamètre compris entre 20 et 70 µm. Les écarts observés entre ces deux relations peuvent être dus à la non prise en compte du paramètre S_f dans ces équations.

Etude de Weiss (2005)

Description du dispositif expérimental de l'étude

Weiss (2005) a étudié l'impact de gouttes, produites par un spray d'eau, sur des films liquides de différentes épaisseurs. La fraction de liquide venant du spray et déposé sur la paroi a été déterminée expérimentalement et théoriquement en faisant varier l'angle d'impact. Les gouttes impactantes et secondaires ont été caractérisées par la technique de Phase Doppler

avec un DANTEC 2D-LDA, 1D PDPA, permettant de mesurer la taille et la vitesse des gouttes du spray. L'auteur a étudié expérimentalement les influences de la pression d'injection du spray, de l'angle d'impact, de la nature de la paroi et du film, sur la quantité d'eau déposée sur la paroi. La figure 30 présente le dispositif expérimental de Weiss (2005).

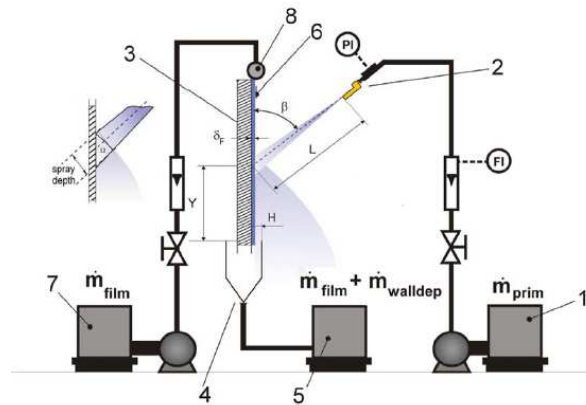


Figure 30. Dispositif expérimental de Weiss (2005).

Résultats de l'étude

Weiss montre que la fraction de liquide déposé est minimum lorsque l'angle d'impact est compris entre 45 et 60°. Ce résultat ne peut pas être expliqué par le seul critère dépôt/éclaboussure basé sur l'impact d'une simple goutte à l'aide de la quantité de mouvement de la goutte impactante. Il explique ses résultats en incluant un phénomène de collision entre les gouttes secondaires et impactantes : quand l'angle d'impact est faible, le liquide éclaboussé (provenant des gouttes secondaires) est redirigé vers la paroi par les gouttes impactantes du spray.

Le cas des gouttes de diamètres millimétriques

Stow et Stainer (1977) ont étudié l'influence du film liquide sur le nombre et le diamètre des gouttes secondaires produites lors de l'impact d'une goutte d'eau de 2 mm de diamètre à une vitesse d'impact de 4 m/s. Le film liquide se trouve sur une surface en acier doux, de rugosité moyenne ($R_a = 50 \mu\text{m}$). Différentes épaisseurs du film liquide sont utilisées ; $h_{film} = 0,03, 0,06, 0,11, 0,22$ et $0,45$ mm, ce qui permet d'étudier l'influence du paramètre S_f de 0,015 à 0,225.

Le tableau 10 présente le nombre de gouttes secondaires mesuré par impact par Stow et Stainer (1977), pour différentes épaisseurs de film liquide.

Tableau 10. Nombre de gouttes secondaires mesuré par Stow et Stainer (1977) pour différentes hauteurs de film liquide impacté ($d_i = 2\text{ mm}$ et $v_i = 4\text{ m/s}$).

h_{film} (mm)	S_f	n_s
0,03	0,015	205
0,06	0,03	656
0,11	0,055	615
0,22	0,11	465
0,45	0,225	384

Les auteurs ont observé une augmentation du nombre de gouttes secondaires produites lors de l'impact sur des films liquides ayant pour caractéristiques un paramètre S_f allant de 0,015 à 0,03, puis une diminution du nombre de gouttes secondaires pour S_f entre 0,03 et 0,225. De plus, ces auteurs ont observé que la granulométrie des gouttes secondaires produites pouvait être décrite par une loi lognormale. La figure 31 présente les distributions log-normales du diamètre des gouttes secondaires produites quand une goutte de diamètre 2 mm s'impacte avec une vitesse de 4 m/s sur un film liquide de différentes épaisseurs. Les courbes a, b, c, d et e représentent respectivement les distributions mesurées par ces auteurs pour des impacts sur des films d'épaisseur $h_{film} = 0,03, 0,06, 0,11, 0,22$ et $0,45$ mm.

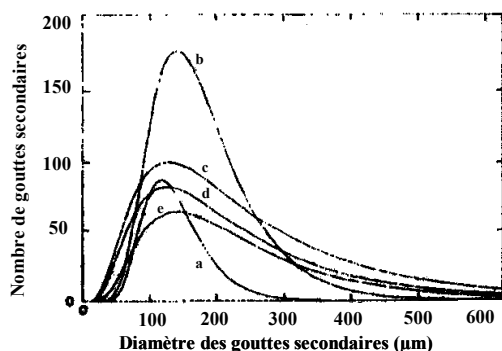


Figure 31. Distributions log normales du diamètre des gouttes secondaires lors de l'impact sur un film liquide, $d_i = 2\text{ mm}$ et $v_i = 4\text{ m/s}$ (Stow et Stainer, 1977).

Dans le cas de la chute d'un train de gouttes d'eau, Cossali *et al.* (2004) ont montré que le diamètre moyen des gouttes secondaires augmente avec le temps pour des vitesses d'impact plutôt élevées correspondant à des nombres de Weber supérieurs à 484 (cf. fig. 32),

alors que pour des nombres de Weber moins importants, les diamètres mesurés sont presque indépendants du temps. La figure 32 présente un résultat de Cossali *et al.* (2004) sur le diamètre des gouttes secondaires en fonction d'un nombre adimensionnel lié au temps $\tau_{Co} = v_i t / d_i$ pour différents paramètres S_f égaux à 0,29, 0,67 et 1,13, avec un nombre de Weber de la goutte impactante de 842.

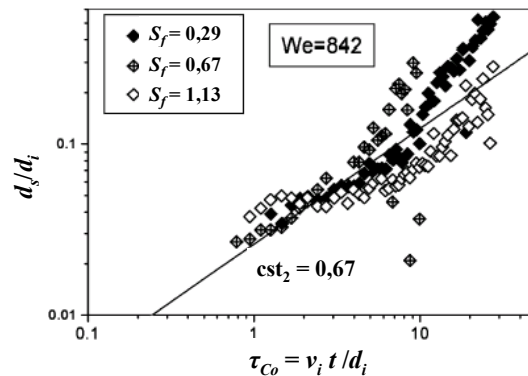


Figure 32. Evolution du diamètre des gouttes secondaires en fonction du nombre adimensionnel $\tau_{Co} = v_i t / d_i$ pour différents paramètres S_f de 0,29, 0,67 et 1,13 (Cossali *et al.*, 2004).

Néanmoins les auteurs signalent que l'épaisseur du film ne paraît pas avoir un rôle important dans le diamètre des gouttes secondaires. La dépendance du diamètre des gouttes secondaires produites au cours du temps a été ajustée par une loi puissance :

$$\frac{d_s}{d_i} = cst_1 \left(\frac{v_i t}{d_i} \right)^{cst_2}, \quad (57)$$

où cst_1 et cst_2 sont des constantes permettant d'ajuster l'équation 57 sur les résultats expérimentaux.

Le rapport d_s/d_i est compris dans leurs expériences entre 0,02 et 0,5. Cette relation, valable dans le cas de l'impact d'une goutte d'eau de diamètre 3,83 mm, décrit l'évolution du diamètre des gouttes secondaires créées après l'impact dans un intervalle de temps compris entre 1 et 30 ms.

L'exposant cst_2 semble être dépendant du nombre de Weber : plus la vitesse d'impact est élevée et plus l'exposant cst_2 augmente, devenant plus grand que la loi de puissance $1/2$. Ces auteurs montrent également que le rayon de la corolle r_{cor} augmente en fonction du temps

à la puissance 0,45 soit presque $\frac{1}{2}$. Ce dernier résultat expérimental a également été observé auparavant par Pigeonneau et Feuillebois (2004) dans le cas de l'impact sur une surface sèche.

Les résultats expérimentaux de Cossali *et al.* (2004) ne permettent pas d'évaluer le nombre total de gouttes produites, mais donnent une image qualitative du processus d'atomisation en gouttes secondaires. En effet, les limites de la technique employée (champs de mesure et temps d'acquisition entre deux photographies) laissent à supposer qu'un certain nombre de gouttes secondaires ne sont pas dénombrées lors du phénomène d'impact.

La figure 33 présente le nombre de gouttes secondaires observées par impact en fonction du temps adimensionnel $\tau_{Co} = v_i t/d_i$, pour différents paramètres S_f de 0,29, 0,67 et 1,13 avec un nombre de Weber de la goutte impactante de 883.

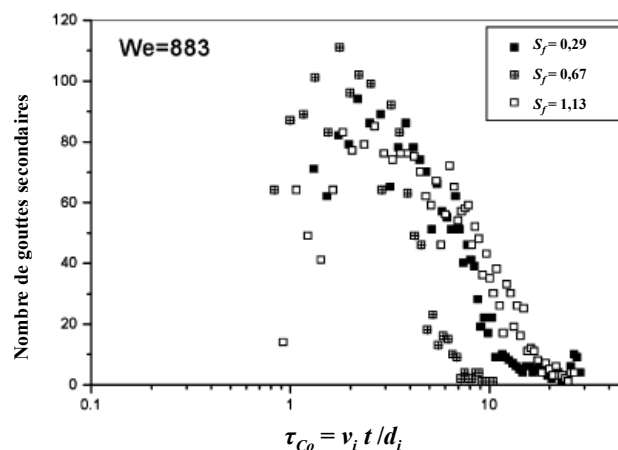


Figure 33. Evolution du nombre de gouttes secondaires en fonction du temps adimensionnel $\tau_{Co} = v_i t/d_i$ pour différents paramètres S_f de 0,29, 0,67 et 1,13 (Cossali *et al.*, 2004).

Cossali *et al.* (2004) ont observé que le nombre de gouttes secondaires augmente en fonction du temps écoulé à partir de l'impact entre τ_{Co} ($= v_i t/d_i$) de 1 à 3, puis diminue jusqu'à une valeur du nombre adimensionnel de temps égale à 20.

Le nombre maximal de gouttes secondaires observées visuellement est atteint au commencement de l'évolution de la corolle, c'est-à-dire pour une variation du nombre adimensionnel τ_{Co} ($= v_i t/d_i$) de 1 à 3, et est indépendant des conditions expérimentales (We et S_f). Les auteurs observent également que ce nombre maximal augmente en fonction de la vitesse d'impact, alors que l'épaisseur du film paraît ne pas avoir d'influence, ou une faible influence. La relation 57 de Cossali *et al.* (2004), décrivant le diamètre des gouttes secondaires produites lors de l'impact de gouttes millimétriques sur un film liquide, est

validée par les auteurs dans le cas où Oh est égal à 0,0019, S_f est compris entre 0,29 et 1,13, et τ_{Co} compris entre 1 et 20.

L'étude de Okawa *et al.*, (2006) sur l'impact des gouttes de diamètres inférieurs et supérieurs au millimètre

L'impact normal d'une simple goutte d'eau sur une surface plane d'eau est étudié à partir d'une caméra rapide afin d'apporter de nouvelles connaissances sur la quantité de gouttes secondaires produites. Les paramètres étudiés, ainsi que leurs gammes d'études sont décrits dans le tableau 11. Les gouttes sont produites par deux systèmes permettant de couvrir une large gamme de diamètres de gouttes impactantes : une buse de pulvérisation, Spraying Systems Co, TK-SS.75, et une seringue avec un diamètre intérieur de 0,6 mm.

Tableau 11. Gammes d'études de Okawa *et al.* (2006).

paramètre	buse de pulvérisation	seringue
Liquide	Eau à température de la pièce (≈ 25 °C)	
d_i (mm)	0,15 - 1,3	3,0 - 4,7
v_i (m/s)	0,87 - 11	0,72 - 3,9
h_{film} (mm)	2, 5 et 10	2
S_f	1,5 - 68	0,43 - 0,67
We	2,5 - 640	33 - 980
Oh	0,0028 - 0,0084	0,0015 - 0,0019
K	18 - 5900	440 - 13000
Nombre d'impacts	247	93

Les auteurs caractérisent la quantité des gouttes secondaires produites à partir du nombre adimensionnel $K = We Oh^{-0,4}$. Ils montrent que le rapport de masse entre les gouttes secondaires et primaires (impactantes) $R_{s/i}$ augmente significativement en fonction de K comme le montre la figure 34. Ils définissent ce rapport de masse par l'équation :

$$R_{s/i} = \frac{1}{d_i^3} \sum_{k=1}^{n_s} d_{sk}^3, \quad (58)$$

où d_s est le diamètre des gouttes secondaires et n_s le nombre total de gouttes secondaires produites. Ce rapport $R_{s/i}$ est différent de la fraction mise en suspension. En effet, la définition de la fraction mise en suspension utilise le terme de quantité de liquide mise en suspension, c'est-à-dire la masse de liquide éjecté dans le gaz pouvant se mettre en suspension. Or, il est

important de remarquer que ces auteurs ont étudié une large gamme de diamètres de gouttes. Ainsi, l'impact des gouttes de tailles importantes ($d_i > 300 \mu\text{m}$) produisent des gouttes secondaires ayant un diamètre également important, qui se déposent du fait de leurs fortes sédimentations.

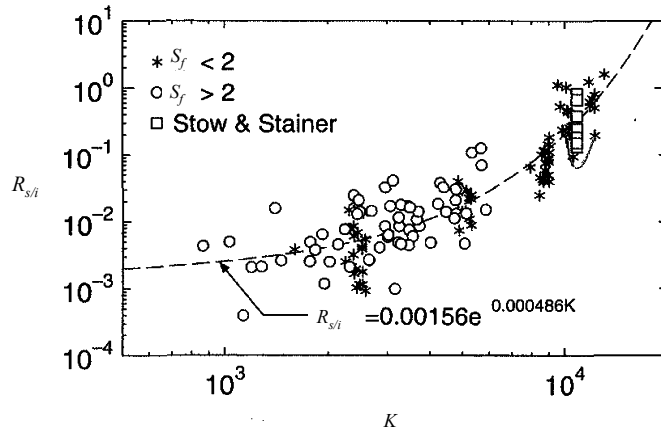


Figure 34. Evolution du rapport de masse entre les gouttes secondaires et primaires (impactantes) $R_{s/i}$ en fonction du nombre $K = We Oh^{-0,4}$ (Okawa et al., 2006).

A partir de leurs expériences et de celles de Stow et Stainer (1977), Okawa et al. (2006) ont établi une corrélation empirique décrivant ce rapport de masse :

$$R_{s/i} = 0,00156 e^{0,000486 K} \quad (59)$$

Le diamètre moyen en nombre (\overline{d}_{n_s}) et le diamètre moyen en volume (\overline{d}_{v_s}) des gouttes secondaires ne sont pas seulement dépendants de K , mais également du paramètre de film S_f , comme le montre la figure 35.

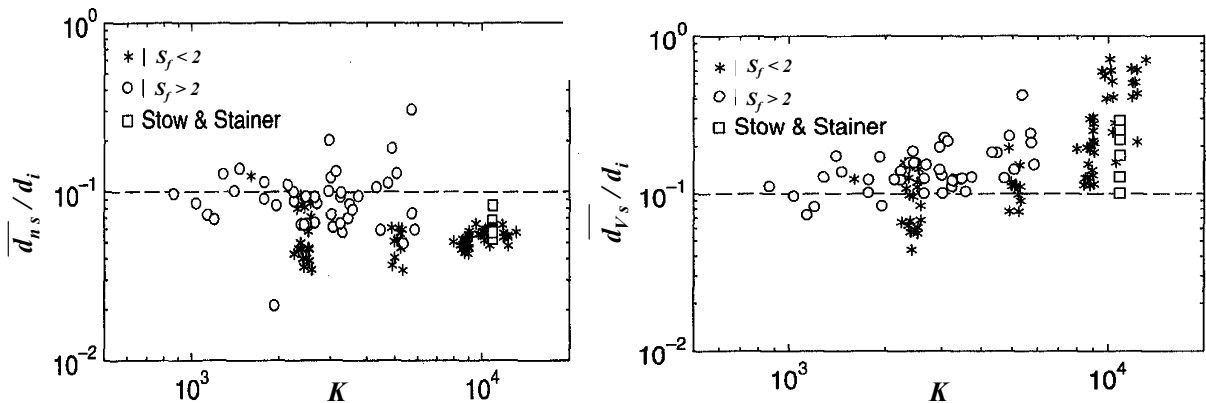


Figure 35. Evolution des diamètres moyens en nombre et en volume des gouttes secondaires en fonction du nombre $K = We Oh^{-0,4}$ (Okawa et al., 2006).

Ces auteurs observent que le nombre total de gouttes secondaires produites augmente en fonction du nombre adimensionnel K . En prenant en compte l'influence du paramètre K et du paramètre de film S_f , comme le montre la figure 36, Okawa *et al.* (2006) proposent une corrélation sur le nombre de gouttes secondaires produites, n_s , à partir de leurs points expérimentaux et de ceux de Stow et Stainer (1977) :

$$n_s = 7,84 \cdot 10^{-6} K^{1,8} S_f^{-0,3} \quad (60)$$

Cette corrélation est validée pour un nombre adimensionnel K compris entre 10^3 et 10^4 .

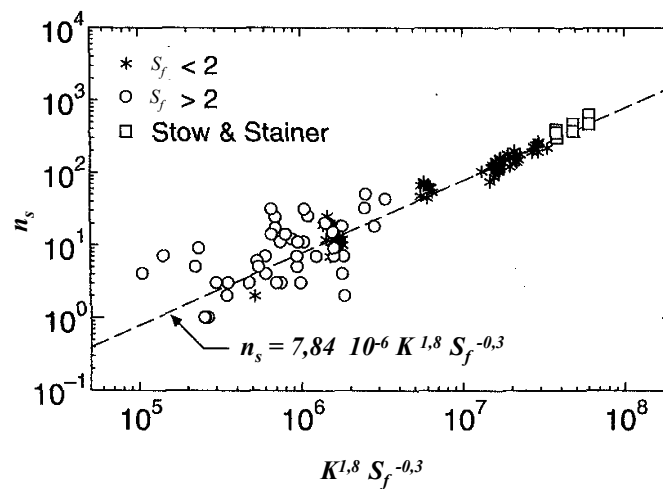


Figure 36. Comparaison du nombre de gouttes secondaires produites avec la corrélation empirique proposée incluant les effets du nombre $K = We Oh^{-0,4}$ et du paramètre S_f (Okawa *et al.*, 2006).

Ces auteurs attribuent l'augmentation de la masse des gouttes secondaires produites en fonction du nombre adimensionnel K du fait de l'augmentation du nombre de gouttes secondaires produites mais également à l'augmentation de la taille des plus grande gouttes secondaires produites. Egalement, Okawa *et al.* (2006) se sont intéressés à décrire la transition dépôt/éclaboussure : leurs observations indiquent que le nombre adimensionnel K est le paramètre approprié pour caractériser les limites de la formation d'une couronne, de sa rupture, de la formation d'un jet central à la fin de l'impact et de l'éjection de gouttes secondaires. Comme le montre la figure 37, la frontière entre la formation seule de la couronne (FC) et la rupture de cette dernière (CB) est relativement bien décrite à l'aide de la relation $K \approx 2100$, où la constante 2100 correspond à celle utilisée dans la relation de Cossali *et al.* (1997).

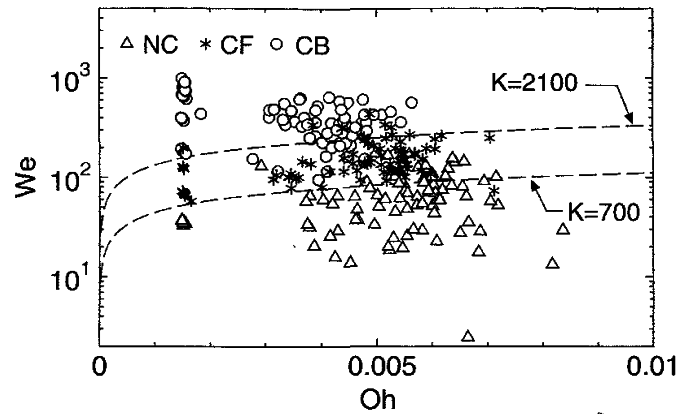


Figure 37. Observations des impacts : sans formation de couronne (NC), avec formation de couronne (CF) et rupture de la couronne (CB) dans le cas de l'impact de gouttes d'eau. Ces résultats sont tracés en fonction des nombres de Weber et d'Ohnesorge (Okawa *et al.*, 2006).

Egalement, ces auteurs ont observé qu'une autre valeur de la constante, égale à 700, permet de décrire la frontière entre la non formation (NC) et la formation de la couronne (FC). De plus, Okawa *et al.* (2006) ne trouvent pas de dépendance claire entre le seuil dépôt/éclaboussure et les paramètres S_f ($0,4 < S_f < 68$) et l'angle d'impact α_i ($0,1 < \alpha_i < 10^\circ$).

Par la suite, la même équipe (Shiraishi *et al.*, 2007) s'est intéressée à l'influence de l'angle d'impact et de la perturbation du film liquide sur le phénomène d'impact. Cette étude conclut qu'une perturbation forte ou faible de la surface liquide du film avant l'impact a une influence mineure sur le critère de seuil dépôt/éclaboussure. Lorsque les gouttes primaires s'impactent sur un film liquide s'écoulant par gravité, ils observent que la quantité des gouttes secondaires produites est correctement décrite à l'aide de la relation établie dans le cas de film dit "tranquille". Cependant, lorsque la surface du film ondule, alors des gouttes secondaires de tailles plus importantes peuvent être produites : ainsi la quantité en masse des gouttes secondaires produites calculée par la relation 58 sous-estime la réalité. Selon ces auteurs, cette augmentation de la quantité en masse des gouttes produites peut être attribuée à l'observation d'une diminution des propriétés axisymétriques de la couronne.

1.4. Conclusion

Ce premier chapitre, bibliographique, permet d'avoir une vision globale des connaissances actuelles sur les phénomènes d'impact de gouttes sur des surfaces sèches et sur des films liquides : on s'est attaché à expliquer les phénomènes d'impact et à exposer les relations disponibles décrivant le nombre et la taille des gouttes secondaires produites. On s'est particulièrement intéressé aux études théoriques et expérimentales décrivant le passage du régime du dépôt à celui de l'éclaboussure. En effet, ces relations dans le cadre de la détermination du terme source de contamination nous intéressent beaucoup : si on se situe dans le régime de dépôt, on peut supposer une absence de mise en suspension et, à l'inverse, dans le régime d'éclaboussure, il y aurait création de gouttelettes secondaires susceptibles de se mettre en suspension. Des études ont permis d'établir des relations en fonction des nombres de Weber et d'Ohnesorge pour déterminer le passage du régime de dépôt à celui de l'éclaboussure. Ces relations ont conduit à identifier les paramètres influents sur le seuil dépôt/éclaboussure. Signalons qu'elles permettent seulement de décrire le phénomène d'impact de façon qualitative.

Nous avons également identifié différents modèles permettant de déterminer le diamètre et le nombre des gouttes secondaires émises. Ces modèles ont été comparés entre eux. Il est intéressant de noter l'existence de relations théoriques simplifiées déterminant le diamètre modal des gouttes secondaires (Wu, 2003) et la dispersion des diamètres autour de cette valeur. Ce chapitre bibliographique expose les travaux expérimentaux sur la granulométrie des gouttes secondaires produites lors du phénomène d'impact de gouttelettes micrométriques (avec des diamètres allant de 60 à 180 μm) et millimétriques (avec des diamètres de 2 à 6 mm). Deux études expérimentales de référence, celles de Mundo *et al.*, (1998) et de Samenfink *et al.*, (1999), permettent de déterminer le nombre et le diamètre des gouttes secondaires produites lors de l'impact de microgouttelettes, avec des fréquences élevées sur des surfaces planes. Une étude récente de Okawa *et al.* (2006) a également déterminé d'autres relations sur la production des gouttes secondaires (de diamètre supérieur à 40 μm) en termes de nombres et de masse lors de l'impact de gouttes de plusieurs centaines de micromètres à quelques millimètres.

En revanche, à notre connaissance, aucune étude expérimentale n'aborde quantitativement la mise en suspension lors de l'impact de gouttelettes millimétriques. En effet, les études de Cossali *et al.* (1997 et 2004) et de Vander Wal *et al.* (2006c) ont établi seulement des relations qualitatives sur le seuil dépôt/éclaboussure, ainsi que des relations quantitatives sur le nombre et le diamètre des gouttes secondaires produites ayant un diamètre supérieur à 50 μm . Le manque de connaissances identifié sur l'émission de microgouttelettes inférieures à 50 μm serait intéressant à combler, au regard de leur impact en termes d'aérocontamination.

Cette première étape a servi à déterminer une stratégie expérimentale afin de caractériser la mise en suspension lors de la chute de gouttes de tailles millimétriques. Ainsi, les connaissances recueillies dans la littérature nous ont permis de définir la méthodologie à mettre en œuvre afin de réaliser nos expériences (dispositifs expérimentaux et techniques de mesure), ainsi que les paramètres retenus pour notre étude, considérés comme influents.

CHAPITRE 2. METHODES EXPERIMENTALES

Dans ce chapitre nous détaillerons, dans un premier temps, les dispositifs expérimentaux et les méthodes de mesure utilisés pour étudier le seuil dépôt/éclaboussure et les particules mises en suspension lors de l'impact de gouttes millimétriques. Dans un second temps, nous présenterons la grille expérimentale réalisée en expliquant les choix des paramètres étudiés ainsi que les moyens utilisés afin de les mesurer et de les contrôler. Enfin, dans un troisième temps, nous exposerons le modèle de transfert utilisé pour calculer le débit d'émission des particules lors de l'impact, ainsi que les expériences de validation de ce modèle.

2.1. Dispositifs expérimentaux et méthodes de mesure

Deux types d'expériences sont menées afin d'étudier la mise en suspension. Le premier type d'expérience consiste à analyser visuellement l'impact d'une goutte sur un film liquide, à l'aide d'une caméra rapide, afin de déterminer le seuil dépôt/éclaboussure de façon qualitative. Le deuxième type consiste à mesurer la masse et la granulométrie en nombre de l'aérosol produit lors de l'impact d'un train de gouttes sur un film liquide.

2.1.1. Dispositif d'étude du seuil dépôt/éclaboussure

L'observation de l'impact repose sur la méthode d'ombroscopie. Le dispositif d'étude du seuil dépôt/éclaboussure est composé d'une caméra rapide CCD Hidcam II (5000 images/s), d'un projecteur de 300 W, d'un écran diffusant et d'un ordinateur équipé d'un logiciel d'acquisition de vidéo (cf. fig. 38).

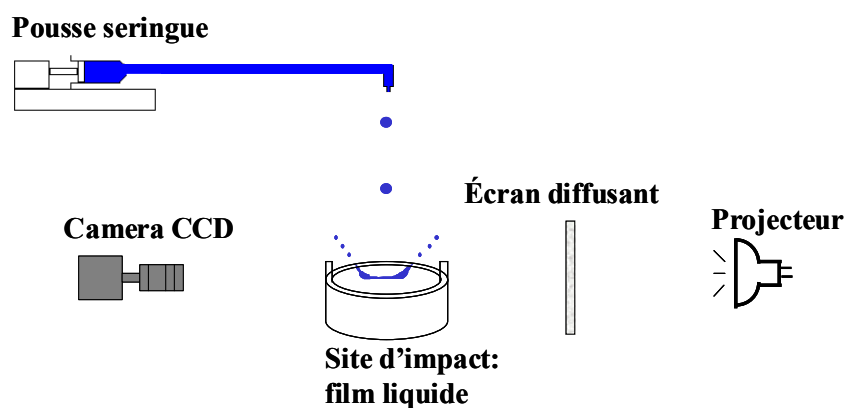


Figure 38. Représentation schématique du banc vidéo

Les expériences consistent à faire tomber une goutte sur une surface liquide et à observer son comportement lors de l'impact. La variation de la hauteur de chute permet de faire varier la vitesse d'impact de la goutte sur la surface. Les hauteurs utilisées sont comprises entre 10 cm et 75 cm. Des gouttes uniformes de diamètre compris entre 2 et 4 mm sont produites en utilisant la méthode de « la goutte pendante ». Pour cela, une goutte pendante au niveau d'un capillaire est alimentée avec un pousse seringue jusqu'à ce que les forces de gravité deviennent légèrement supérieures à celles de tension de surface, entraînant ainsi le détachement de la goutte. A ce moment, l'opérateur déclenche l'acquisition de la vidéo pour enregistrer les images de l'impact sur le film liquide. Il est important de remarquer que le détachement d'une goutte est un phénomène très délicat, où toute perturbation extérieure ou hystérésis de mouillage à l'extrémité du capillaire peut entraîner une irrégularité sur le diamètre de la goutte détachée.

Nous avons déterminé un diamètre moyen des gouttes en comptant le nombre de gouttes impactées dans un récipient et en mesurant la masse de liquide correspondante. Cette méthode nécessite la connaissance de la masse volumique du liquide utilisé. Les résultats obtenus avec cette méthode est en accord avec les analyses des images de plusieurs gouttes prises lors de l'impact (voir paragraphe 2.1.3.2). La vitesse d'impact des gouttes est déterminée en fonction de la hauteur de chute par un calcul prenant en compte le coefficient de frottement de l'air sur la goutte (Range et Feuillebois, 1998).

Un dispositif a été réalisé afin de contrôler et de maintenir constante l'épaisseur du film liquide sur lequel les gouttes s'impactent. Pour cela, une plaque d'acier inoxydable, de

rugosité $R_a = 0,18 \mu\text{m}$, est suspendue dans un récipient rempli de solution identique à celle composant les gouttes. Le réglage de la hauteur de la plaque immergée dans le liquide et le contrôle du volume de liquide dans le récipient permettent d'ajuster et de maintenir constante l'épaisseur du film. Cette épaisseur est mesurée à l'aide d'aiguilles de longueur calibrée, fixées sur la plaque, en visualisant un changement de régularité au niveau de l'interface liquide-air dû à la pointe des aiguilles sur l'interface.

Il est important de remarquer les limites de notre dispositif expérimental : d'une part, il nous permet d'observer seulement des gouttes secondaires de diamètre supérieur à $50 \mu\text{m}$ (valeur limite déterminée sur la taille de deux pixels) et, d'autre part, il est limité en nombre d'images par seconde.

2.1.2. Dispositif d'étude des aérosols

Nous avons réalisé un dispositif expérimental pour mesurer la masse mise en suspension et la granulométrie de l'aérosol produit lors de l'impact d'un train de gouttes sur un film liquide. Les expériences sont réalisées dans une enceinte de type boîte à gants de volume égal à $0,562 \text{ m}^3$, avec une base de $0,86 \times 0,76$ (soit $0,65 \text{ m}^2$) et une hauteur égale à 86 cm . L'enceinte est ventilée avec de l'air filtré. La figure 39 représente le schéma de ce dispositif expérimental appelé MESIG (Mise En Suspension par Impact de Gouttes).

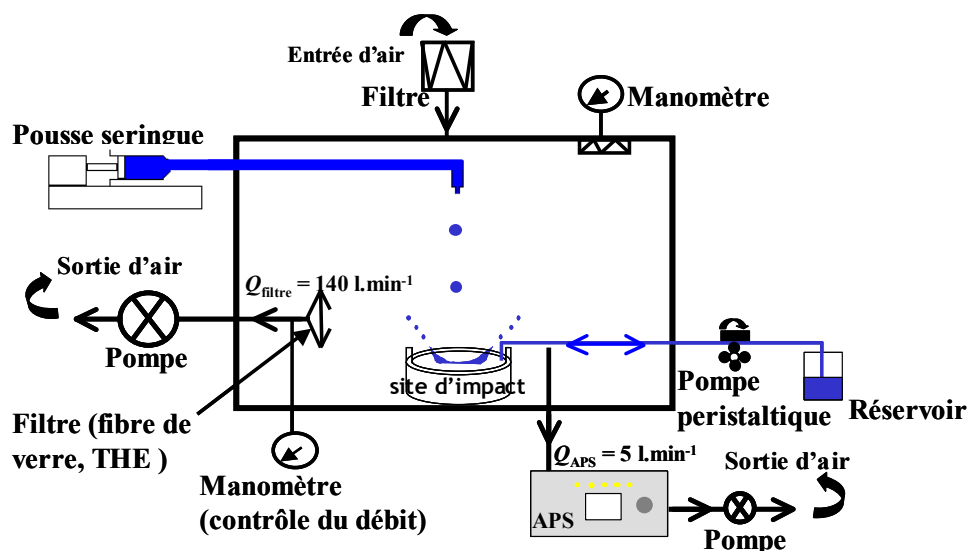


Figure 39. Représentation schématique du dispositif MESIG.

Les gouttes millimétriques sont produites à l'aide du même dispositif que celui utilisé pour les expériences de visualisation. La fréquence d'impact des gouttes a été fixée dans toutes les expériences à 0,4 gouttes/s. Le temps entre deux impacts de gouttes est pris suffisamment long pour que la perturbation du film liquide soit négligeable lors de l'impact. Dans les expériences, nous avons choisi d'étudier principalement un train de gouttes d'une durée de 60 minutes, ce qui représente l'impact de 1440 gouttes. Des durées plus longues de train de gouttes ont été choisies lorsque la production de particules mises en suspension est faible. L'impact est réalisé sur un film liquide de hauteur maintenue constante tout au long de l'expérience. Pour cela une pompe péristaltique et un réservoir (cf. fig. 39) nous permettent de contrôler le volume de liquide dans le récipient en fonction de la quantité de liquide apportée par les gouttes.

Pour caractériser les très faibles quantités de particules mise en suspension en termes de masse et de granulométrie, nous avons utilisé un traceur fluorescent mis en solution dans le liquide, ainsi que différents granulomètres dont, principalement l'Aerodynamic Particle Sizer (cf. fig. 39). Dans l'annexe 1, les photographies des deux dispositifs expérimentaux sont présentées.

2.1.2.1. Techniques de mesure de la masse mise en suspension

Pour mesurer la masse de particules mise en suspension pour de très faibles quantités de matière, nous utilisons un traceur fluorescent, la fluorescéine sodée, mis en solution dans le liquide. Les particules mises en suspension dans l'enceinte sont collectées pendant l'expérience sur un filtre en fibre de verre THE (Très Haute Efficacité, réf : BD-490U) à l'aide d'un préleveur à fort débit. Après une expérience, la masse de fluorescéine sodée collectée (de formule brute $C_{20}H_{10}O_5Na_2$) est mesurée en mettant le filtre dans un volume déterminé d'eau ammoniaquée de pH supérieur à 9 afin d'avoir un rendement optimal et stable de fluorescence (Pradel et Brion, 1968) ; puis, la concentration en fluorescéine sodée est mesurée à l'aide d'un fluorimètre (Eppendorf photometer 1101M) dont la sensibilité est égale à $10^{-11} \text{ g.cm}^{-3}$.

Cette méthode de mesure consiste à exciter une solution fluorescente à l'aide d'une lumière monochromatique produite par une lampe spectrale, à décharge électrique dans le xénon. La longueur d'onde émise est de 490 nm. Cette longueur d'onde est celle pour

laquelle la solution fluorescente présente le maximum d'absorption. La solution de fluorescéine sodée absorbe une partie de cette lumière, et la ré-émet à la longueur d'onde de fluorescence (520 nm) spécifique de la fluorescéine sodée. L'intensité lumineuse ré-émise est alors mesurée. Cette méthode de dosage photométrique repose sur la loi de Beer-Lambert, selon laquelle le flux lumineux transmis par la solution est une fonction exponentielle de la concentration en soluté fluorescent (Prevost, 1997).

Malgré la haute sensibilité de cette méthode de mesure, il est nécessaire de réaliser des expériences sur une durée suffisamment longue compte tenu de la faible quantité de particules mises en suspension. Des expériences préliminaires ont permis de fixer la durée minimum du train de gouttes (une heure) afin d'obtenir des résultats significatifs, compte tenu de la sensibilité du système de mesure.

2.1.2.2. Techniques de mesures de la granulométrie des particules mises en suspension

Pour mesurer la concentration en nombre ainsi que la granulométrie exprimée en diamètre aérodynamique d_{ae} des particules dans une gamme comprise entre 0,6 et 20 μm , nous utilisons un Aerodynamic Particle Sizer (APS 3321-TSI). Cet instrument prélève dans l'enceinte un débit d'aérosols constant, et égal à 5 $\text{L}\cdot\text{min}^{-1}$. Le diamètre aérodynamique de chaque particule échantillonnée est déterminé à partir de la mesure du temps de vol des particules entre deux faisceaux laser positionnés en sortie d'une buse d'accélération (cf. annexe 2).

Nous avons également choisi d'utiliser des impacteurs en cascade afin de mesurer la concentration massique et la granulométrie en diamètre aérodynamique des plus fines particules, de diamètre d_{ae} inférieur à 1 μm . Les impacteurs en cascade utilisent le principe de l'impaction inertielle. Dans un impacteur en cascade, l'écoulement d'air porteur des particules est accéléré dans un orifice de façon à ce que les vitesses puissent atteindre plusieurs dizaines ou plusieurs centaines de mètres par seconde. Dans ces conditions, si le jet d'air qui sort de l'orifice est brutalement dévié par une surface de collecte, les particules qui ont le plus d'inertie poursuivent leur mouvement jusqu'à toucher la surface de collecte alors que les particules les plus petites continuent le long des lignes de courant.

Nous avons réalisé, dans un premier temps, des mesures à l'aide d'un impacteur Andersen Mark II nous permettant d'obtenir des informations sur les particules de diamètre

d_{ae} inférieur à 0,6 μm , limite basse de l'APS. Puis, dans un second temps, lorsque nos mesures en masse de fluorescéine sodée sont significatives, c'est à dire lorsque l'on obtient des masses supérieures à celles obtenues lors des "blancs", nous utilisons alors un impacteur basse pression afin d'étudier la granulométrie des particules de diamètre d_{ae} inférieur à 0,4 μm , limite basse de l'impacteur Andersen.

L'impaction inertielle est mise en œuvre dans l'impacteur multi-étages Andersen Mark II permettant d'effectuer une classification selon les propriétés d'inertie des particules. L'Andersen Mark II possède huit étages, chacun d'eux étant constitué d'une pièce cylindrique, percée de trous circulaires, suivi d'une plaque de collecte recouverte d'un support de prélèvement (filtre en fibre de verre). Le principe de cet appareil est détaillé dans l'annexe 2. Dans nos conditions opératoires, pour un débit volumique de prélèvement égal à 28,3 L/min, les diamètres de coupure d_{50} des étages d'impaction de l'Andersen Mark II sont présentés dans le tableau 12. Le diamètre de coupure d_{50} est le diamètre des particules ayant une probabilité de 50 % d'être collectées par l'étage considéré.

Tableau 12. Diamètres de coupure de l'impacteur Andersen Mark II pour un débit volumique de prélèvement égal à 28,3 L/min.

N°de l'étage	0	1	2	3	4	5	6	7	Filtre final (THE)
Diamètre de coupure (μm)	9,0	5,8	4,7	3,3	2,1	1,1	0,7	0,4	-

L'impacteur basse pression à mesure électrique ELPI, pour Electrical Low Pressure Impactor, permet de mesurer la concentration et la granulométrie de l'aérosol en temps réel. Le principe de cet appareil est basé sur la combinaison d'une détection électrique et d'une classification inertielle à basse pression. L'impacteur dispose de 13 étages dont cinq en basse pression. Le principe de cet appareil est décrit dans l'annexe 3. Les diamètres de coupures des étages d'impaction de l'ELPI, pour un débit de prélèvement égal à 10 L/min, sont présentés dans le tableau 13.

Tableau 13. Diamètres de coupure de l'ELPI pour un débit de prélèvement égal à 10 L/min.

N°de l'étage	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Diamètre de coupure (μm)	0,03	0,06	0,09	0,16	0,26	0,38	0,62	0,95	1,61	2,40	4,02	6,72	9,97

Etant donné les faibles quantités de particules mises en suspension, le courant induit par la présence des particules chargées et collectées sur chaque étage de l'impacteur est noyé dans le bruit de fond mesuré par les électromètres de l'appareil. Par conséquent, nous avons décidé d'utiliser l'appareil ELPI seulement dans la configuration LPI (Low Pressure Impactor), c'est à dire seulement en impacteur en basse pression. Nous avons donc fixé des filtres THE en fibre de verre sur les 13 étages. Après les expériences, ces filtres sont mis dans une solution d'eau ammoniacuée afin de mesurer avec le fluorimètre la masse de fluorescéine sodée déposée à chaque étage. Dans cette configuration, le chargeur électrique à effet couronne n'est pas utilisé. Cet instrument nous a donc permis de caractériser la granulométrie en masse des particules mises en suspension.

Afin de mesurer la concentration des particules de diamètre inférieur $1 \mu\text{m}$, nous avons utilisé un Compteur à Noyau de Condensation (CNC modèle 3760). Il s'agit d'un compteur de particules qui utilise le même principe de détection que les compteurs optiques. En amont de la partie optique, un système de grossissement des particules prélevées, par condensation d'une vapeur sur leur surface (dans notre cas une vapeur de butanol), opère dans le but de détecter des particules ultrafines dont le diamètre est trop petit pour être détecté par le système optique. Etant donné les faibles quantités de particules mises en suspension, nous avons opté pour le modèle CNC 3760 puisqu'il possède un grand débit d'échantillonnage égal à 1,4 L/min.

2.1.2.3. Propriétés des liquides utilisés dans les expériences

Les propriétés des liquides (masse volumique ρ_l , viscosité dynamique μ_l et tension de surface γ) ont été ajustées à l'aide de différents mélanges d'eau, d'éthanol et de glycérol. Notre traceur fluorescent (la fluorescéine sodée) est soluble dans ces trois liquides. Les propriétés de ces liquides, à la température de 25°C et à la pression atmosphérique, sont rappelées dans le tableau 14 (Lide, CRC Handbook of Chemistry and Physics).

Tableau 14. Propriétés des différents liquides à la température de 25°C

propriétés des liquides	Eau	Ethanol	Glycérol
masse volumique ρ_l (g/cm^3)	0,997	0,785	1,262
viscosité dynamique μ_l (mPa.s)	0,890	1,074	934
tension de surface liquide-air γ (mN/m)	71,99	21,82	62,5

Des mélanges d'eau avec l'éthanol et le glycérol permettent, respectivement, de diminuer la tension de surface et d'augmenter la viscosité dynamique. Il importe de préciser que l'ajout de sels dans ces solutions peut changer de façon plus ou moins radicale leurs propriétés, selon leur nature et leur concentration. De plus, l'augmentation de la température entraîne une diminution de la tension de surface et de la viscosité des liquides présentés dans le tableau 14.

2.1.2.3. Présentation du protocole expérimental

Le débit d'admission d'air filtré dans l'enceinte (B.A.G., pour Boîte A Gants) est égal au débit d'extraction soit $145 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$. Ce débit correspond à la somme du débit du préleveur sur filtre ($140 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$) et de l'APS ($5 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$). Avant chaque essai, une expérience à blanc est réalisée. Elle consiste à mesurer la masse de fluorescéine sodée collectée sur le filtre THE, sans qu'il y ait production de gouttes, dans des conditions équivalentes (temps, débit de prélèvement) à l'expérience réelle. Ces mesures de blanc permettent de calculer une limite de détection de la masse mise en suspension, en tenant compte des différentes opérations de notre protocole expérimental. Cette limite de détection en masse est définie par la somme de la masse moyenne et de deux fois l'écart-type calculé sur l'ensemble des expériences à blanc.

Une expérience se déroule en trois phases (cf. fig. 40) : la première phase consiste à épurer l'enceinte ; pour cela, les systèmes de prélèvement sont mis en fonctionnement. Cette phase dure 18 min et l'APS permet de suivre en temps réel l'évolution de la concentration de l'aérosol encore présent dans l'enceinte. Lorsque la concentration de particules mesurée par l'APS devient négligeable (aucun comptage de particules sur une durée de 10 min), on passe à la seconde phase : la chute du train de gouttes est enclenchée pour une durée de 1 heure. Après l'arrêt du train de gouttes la troisième phase consiste à continuer le prélèvement pendant 18 minutes, ce qui permet de collecter l'aérosol restant dans le volume.

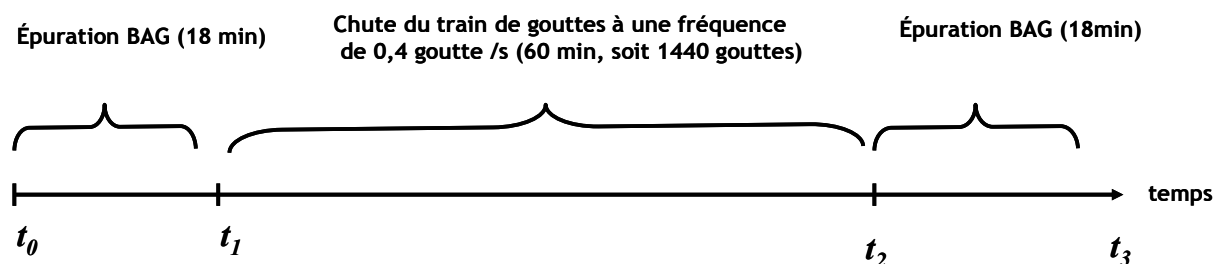


Figure 40. Déroulement d'une expérience.

Le nombre et la masse des particules émises par impact sont déterminés à partir des mesures en utilisant un modèle de transfert qui permet de tenir compte des pertes par sédimentation pendant le prélèvement.

2.1.3. Matrice expérimentale

2.1.3.1. Choix des paramètres étudiés, identifiés comme influents dans la littérature

Nous avons choisi d'étudier les principaux paramètres influents, déjà identifiés dans la littérature :

- le diamètre de la goutte impactante d_i ,
- la vitesse d'impact de la goutte v_i ,
- Les propriétés physiques du liquide : masse volumique ρ_l , viscosité dynamique μ_l et tension de surface γ
- l'épaisseur du film liquide.

2.1.3.2. Contrôle des paramètres étudiés

Avant de réaliser des essais, il faut pouvoir contrôler les paramètres considérés comme influents sur les mécanismes de mise en suspension. Dans un premier temps, des études préliminaires ont été réalisées afin de savoir comment faire varier ces paramètres et les mesurer.

Paramètres liés à la goutte impactante

La taille de la goutte s'impactant sur la surface sèche ou sur un film liquide est un paramètre à contrôler. De ce fait, une étude sur la taille des gouttes produites par notre dispositif a été réalisée. Trois méthodes permettant de déterminer la taille des gouttes ont été utilisées ; la relation théorique d'une goutte tombant d'un capillaire, la mesure par analyse vidéo et la mesure par la masse (balance) et le comptage.

Le diamètre de la goutte de masse m_g se calcule en écrivant l'équilibre des forces entre le poids de la goutte et la force capillaire au pourtour de la goutte :

$$m_g g = 2 \pi r_{cap} \gamma . \quad (61)$$

L'utilisation de cette relation permet d'aboutir à la relation théorique du rayon d'une goutte r_g tombant d'un capillaire de rayon r_{cap} :

$$r_g = \sqrt[3]{\frac{3 r_{cap} \gamma}{2 g \rho_l}}. \quad (62)$$

Les diamètres des gouttes mesurés à l'aide des images produites par le banc vidéo sont déterminés par la méthode de Stow et Hadfield (1981). En effet, il est difficile de mesurer exactement, avec le banc vidéo, le diamètre des gouttes tombantes puisqu'elles ont une forme, dans notre cas, d'ovoïde. La méthode de Stow et Hadfield (1981) consiste à considérer la goutte tombante comme un ovoïde, et à mesurer les dimensions dans le sens horizontal et vertical de la goutte (en utilisant une bille de référence) afin de mesurer le volume de l'ovoïde. Le calcul de ce volume est ensuite considéré comme celui d'une goutte sphérique parfaite, afin de calculer son diamètre d_g .

La mesure par la masse nécessite de connaître la masse volumique du liquide constituant la goutte. Cette technique détermine un diamètre moyen des gouttes, en comptant le nombre de gouttes impactées dans un récipient et en mesurant la masse de liquide correspondant. Cette masse a été déterminée à l'aide d'une balance Sartorius MC 210P. L'annexe 3 indique le calcul de l'incertitude sur la masse due à l'utilisation de cette balance. Dans cette méthode, on néglige l'effet de l'évaporation de la solution au cours de la pesée.

Les résultats obtenus par la méthode de mesure de masse sont en bon accord avec les analyses des images de plusieurs gouttes prises lors de l'impact, ainsi qu'avec la relation théorique (cf. eq. 62). La figure 41 présente la comparaison entre les différentes méthodes déterminant le diamètre de gouttes d'eau produites de 1,9 mm à l'aide d'un capillaire de rayon 0,09 mm, en fonction de la fréquence du train de goutte.

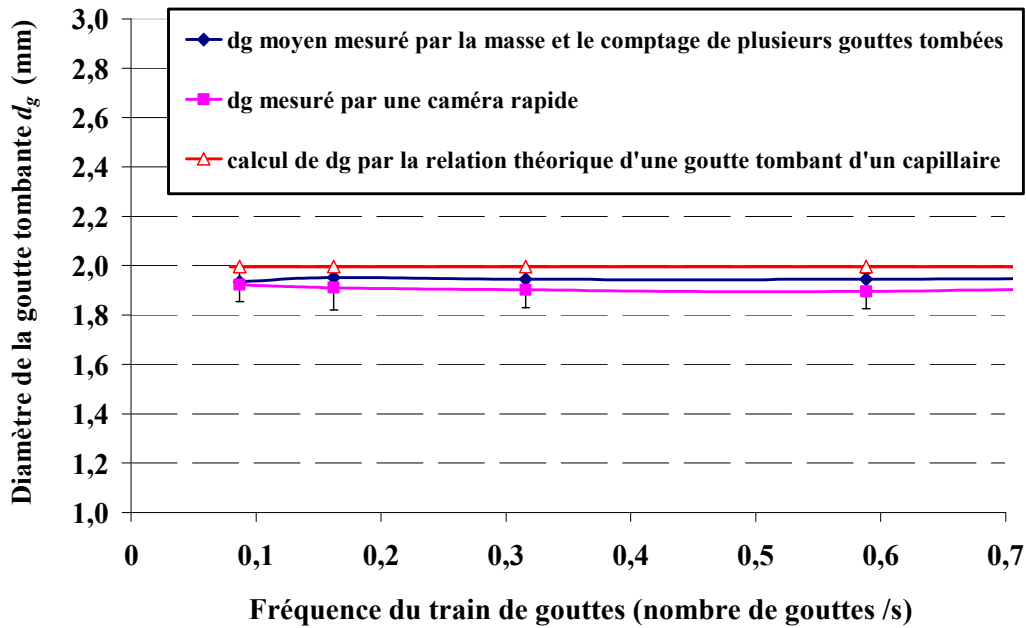


Figure 41. Comparaison entre les valeurs expérimentales du diamètre de la goutte impactante et les valeurs issues du calcul théorique en fonction de la fréquence d'impact.

Par la suite, nous avons utilisé le diamètre déterminé par la méthode de la masse puisque cette méthode est très simple à mettre en œuvre et permet également de prendre en compte des perturbations extérieures ou des effets hystérésis de mouillage à l'extrémité du capillaire, pouvant entraîner une irrégularité sur le diamètre de la goutte détachée. Nous pouvons observer sur la figure 41 que les diamètres déterminés par le calcul (eq. 62) et des mesures par la méthode d'analyse photographique et la méthode de masse sont très proches entre eux.

Les vitesses de goutte d'eau millimétrique ($d_i = 1,9 \text{ mm}$ et $3,9 \text{ mm}$) ont été mesurées pour des hauteurs jusqu'à 80 cm à l'aide du banc vidéo. En parallèle, un programme permettant de calculer les vitesses de chute de gouttes millimétriques en utilisant différents coefficients de frottement a été réalisé. Ces deux approches permettent de comparer les valeurs obtenues expérimentalement aux valeurs théoriques.

La goutte accélère sous l'action de la pesanteur après s'être détachée du capillaire. L'équation du mouvement de la goutte en accélération s'écrit :

$$m_g \frac{\partial v_g}{\partial t} = m_g g - C_f \rho_{air} \frac{v_g^2}{2} \pi r_g^2, \quad (63)$$

où ρ_{air} représente la masse volumique de l'air et C_f le coefficient de frottement. Ce coefficient de frottement C_f varie avec le nombre de Reynolds Re de l'écoulement de l'air autour de la goutte défini par :

$$Re_g = \frac{\rho_{air} v_g d_g}{\mu_{air}}, \quad (64)$$

où μ_{air} représente la viscosité dynamique de l'air.

L'équation du mouvement s'intègre en écrivant $v_g = \frac{\partial x_g}{\partial t}$. La distance de chute ($x_2 - x_1$) s'obtient en calculant l'intégrale :

$$\int_{Re_{g1}}^{Re_{g2}} \frac{Re_g dRe_g}{\frac{32 \rho_{air} \rho_l r_g^3}{3 \mu_{air}^2} - C_f Re_g^2} = \frac{3 \rho_{air} (x_2 - x_1)}{8 r_g \rho_l}. \quad (65)$$

Par la suite, nous calculons avec cette équation, le déplacement pas à pas de la goutte et sa vitesse en corrigeant, à chaque fois, le coefficient de traînée puisque ce dernier est fonction du nombre de Reynolds, et donc de la vitesse de la goutte. Ce calcul a été effectué à l'aide d'un programme réalisé sur Mathcad. Nous avons comparé les vitesses de chute des gouttes millimétriques calculées en utilisant différents coefficients de frottement avec celles mesurées par le banc vidéo. De notre étude préliminaire, ainsi que de celle de Range (1995), il ressort que le coefficient de traînée le plus pertinent à utiliser, dans nos configurations expérimentales, est celui de Serafini cité par Fuchs (1964) :

$$C_f = \frac{24}{Re_g} (1 + 0,158 Re_g^{2/3}). \quad (66)$$

Cette formule est valable uniquement dans un écoulement stationnaire pour $1 < Re_g < 10^3$.

Les figures 42 et 43 présentent, respectivement, la comparaison entre les valeurs expérimentales des vitesses de chute de plusieurs gouttes et les valeurs calculées avec et sans coefficient de frottement pour des gouttes d'eau de 1,9 et 3,9 mm de diamètre.

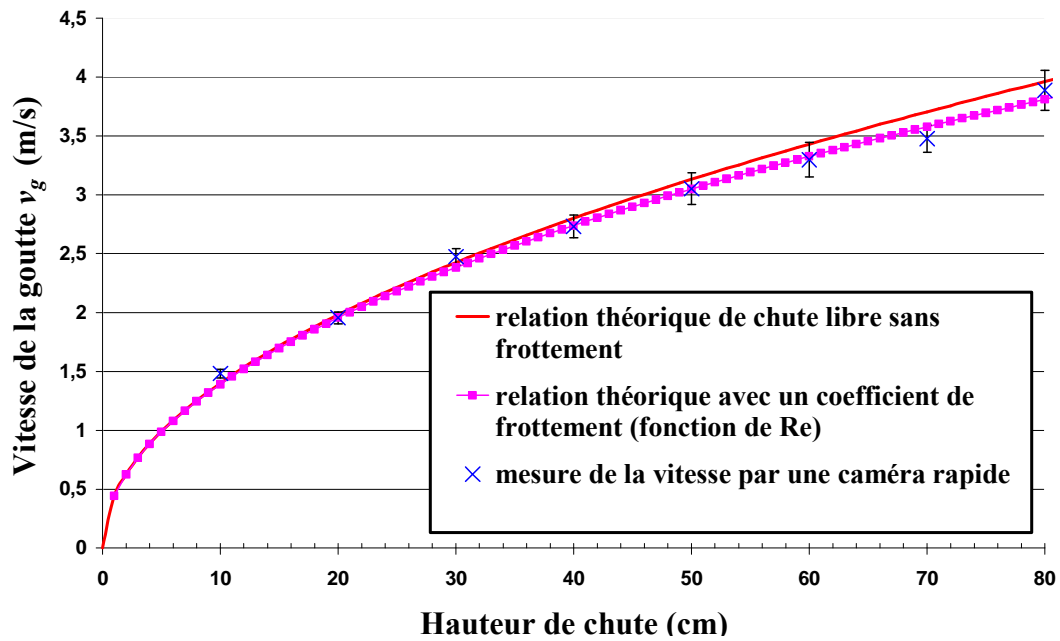


Figure 42. Comparaison entre les valeurs expérimentales des vitesses de chute de plusieurs gouttes et les valeurs issues de calculs pour le cas d'une goutte d'eau de 1,9 mm de diamètre.

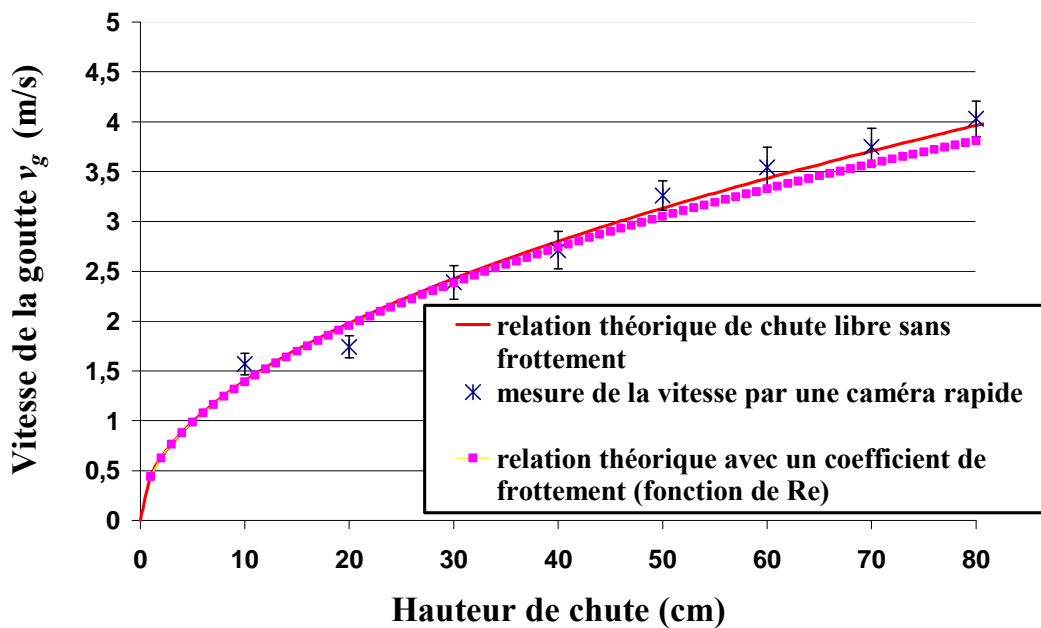


Figure 43. Comparaison entre les valeurs expérimentales des vitesses de chute de plusieurs gouttes et les valeurs issues de calculs pour le cas d'une goutte d'eau de 3,9 mm de diamètre.

La vitesse de chute libre sans traînée est calculée d'après la relation $v_g = \sqrt{2gx}$, où x est la hauteur de chute. Nous pouvons remarquer, qu'en dessous d'une hauteur de chute libre de 40 cm, les deux relations théoriques et nos mesures sont en bon accord. Au dessus d'une hauteur de chute libre de 40 cm, on remarque un écart entre les deux relations théoriques avec

et sans coefficient de frottement. Nos mesures vidéo sont en bon accord avec la relation théorique utilisant le coefficient de frottement, tout particulièrement dans le cas de goutte de 1,9 mm de diamètre. En conclusion, l'équation 62 est utilisée afin de quantifier la vitesse d'impact des gouttes impactantes.

Paramètres liés au liquide constituant la goutte et le film liquide

Les liquides que nous utilisons (eau, éthanol et glycérol) sont des fluides newtoniens, c'est à dire qu'ils ont un coefficient de viscosité indépendant du gradient de vitesse (taux de cisaillement). La viscosité cinématique des liquides newtoniens constituant la goutte et le film liquide est mesurée à l'aide d'un viscosimètre à tube capillaire (ViscoClock) dont le principe est basé sur l'application de l'équation de Poiseuille. Cette équation permet de calculer la viscosité d'un fluide traversant un tube de section circulaire. Ce viscosimètre possède une mesure automatique du temps d'écoulement du liquide à l'aide de fibres optiques. La remontée du produit dans le tube capillaire se fait de façon manuelle par l'utilisateur au moyen d'une poire. Le système de détection optique repère le passage du liquide, déclenche et arrête automatiquement le chronomètre. Le temps affiché permet de calculer la viscosité cinématique grâce à une constante propre au tube viscosimétrique utilisé. Les tubes capillaires utilisés sont les tubes Ubbelohde 53210 et 52303 permettant de mesurer des viscosités cinématiques de 0,5 à 10 mm²/s (cSt). La viscosité dynamique des liquides est déterminée à partir des mesures des viscosités cinématiques et des masses volumiques mesurées à l'aide d'un densimètre DMA 5000 (Anton Paar) à tube vibrant.

La tension de surface liquide-gaz des liquides utilisés est mesurée à l'aide d'un tensiomètre K10 Krüss utilisant la méthode de l'anneau de Lecomte du Noüy. Cette méthode consiste à mesurer la force nécessaire pour tirer un anneau dont la surface est mouillée par le liquide. On peut supposer en première approximation, que la force de détachement est donnée par la tension superficielle multipliée par la périphérie de l'anneau. Une correction doit être apportée à la valeur mesurée, qui correspond au poids du liquide inférieur soulevé directement sous l'anneau. Cette correction, qui dépend de la géométrie de l'anneau (diamètre et volume), de la différence de masse volumique des milieux de part et d'autre de l'interface, et de la valeur de la tension superficielle γ , a été calculée avec précision sous la forme d'un facteur correctif, appelé facteur de Harkins et Jordan.

Paramètres liés à la surface d'impact (épaisseur du film et rugosité de la plaque)

Le film liquide recouvre une plaque d'acier inoxydable. La rugosité de cette surface a été mesurée par un palpeur MFW-250. Cet appareil nous a permis de mesurer la profondeur moyenne arithmétique de la surface R_a , égale à 0,18 μm . La surface de la plaque d'acier inoxydable utilisée est donc peu rugueuse.

L'épaisseur du film liquide est mesurée à l'aide d'aiguilles de longueur calibrée fixées de part et d'autre de la plaque. Nous avons calibré la longueur de ces aiguilles à l'aide d'une mesure de référence (diamètre d'une bille en acier). Le diamètre de cette bille a été mesuré à l'aide d'un pied à coulisse digital (Mitutoyo). Le diamètre moyen mesuré de cette bille est égal à 3,49 mm \pm 0,01 mm. Le tableau 15 regroupe les mesures de la longueur des aiguilles, ainsi que les valeurs du paramètre S_f pour des diamètres de gouttes impactantes d_i de 1,96 et de 3,90 mm.

Tableau 15. Les mesures de la longueur des aiguilles (équivalente à une hauteur de la pointe de l'aiguille au dessus de la surface de la plaque) et les valeurs obtenues pour le paramètre S_f dans le cas de diamètre de goutte impactante de 1,96 et 3,90 mm.

	1 ^{ère} longueur d'aiguille	2 ^{ème} longueur d'aiguille	3 ^{ème} longueur d'aiguille	4 ^{ème} longueur d'aiguille
1 ^{ère} côté de la plaque	1,15 \pm 0,04 mm	2,00 \pm 0,04 mm	2,61 \pm 0,04 mm	3,78 \pm 0,04 mm
2 ^{ème} côté de la plaque	1,25 \pm 0,04 mm	1,96 \pm 0,04 mm	2,49 \pm 0,04 mm	3,90 \pm 0,04 mm
Moyenne des deux côtés	1,20 \pm 0,14 mm	1,98 \pm 0,05 mm	2,55 \pm 0,17 mm	3,84 \pm 0,17 mm
Paramètre S_f avec $d_i = 3,90$	0,30 \pm 0,04	0,51 \pm 0,01	0,65 \pm 0,04	0,98 \pm 0,04
Paramètre S_f avec $d_i = 1,96$	0,61 \pm 0,04	1,01 \pm 0,02	1,30 \pm 0,04	1,96 \pm 0,05

La plus grande incertitude absolue sur l'épaisseur du film mesurée est de 170 μm : elle est calculée à partir de l'incertitude sur la longueur des aiguilles. On obtient ainsi, pour un diamètre de goutte impactante égal à 3,9 mm, une incertitude absolue sur le paramètre S_f égale à 0,04.

2.1.3.3. Domaines d'étude des paramètres

Les solutions utilisées sont de l'eau, un mélange en volume de 50 % d'eau et 50 % d'éthanol et de 45 % d'eau et 55 % de glycérol, contenant le traceur fluorescent (fluorescéine sodée avec $C_{fluo} = 10$ g/l). Les propriétés de ces solutions (masse volumique ρ_l , viscosité dynamique μ_l et tension de surface γ), mesurées à une température ambiante de 20°C à la pression atmosphérique, sont présentées dans le tableau 16.

Tableau 16. Propriétés des liquides utilisés.

propriétés des liquides	Eau	50% Ethanol- 50 % eau	55% Glycérol- 45 % eau
masse volumique ρ_l (g/cm ³)	1,002	0,932	1,150
viscosité dynamique μ_l (mPa.s)	0,99	2,150	8,771
tension de surface γ (mN/m)	66	28	66

Une solution 50 % eau-50 % éthanol avec une concentration de fluorescéine sodée égale à 10 g/l a permis d'obtenir une tension de surface plus basse, égale à 28 mN/m, que celles des solutions aqueuse et du mélange glycérol-eau ($\gamma = 66$ mN/m). La solution 45% eau-55% glycérol avec une concentration de fluorescéine sodée égale à 10 g/l a permis d'obtenir une viscosité dynamique plus importante que celle des deux autres solutions, égale à 9 mPa.s.

Dans le cas d'expériences avec le dispositif de mesure d'aérosol MESIG, une grille expérimentale été réalisée selon un plan factoriel complet avec répétitions afin de déterminer l'influence de chacun des paramètres (d_i , v_i , γ et S_f) et de leurs combinaisons. Les conditions expérimentales sont présentées dans le tableau 17. De plus, d'autres expériences complémentaires, présentées dans le tableau 18, ont permis d'étudier de façon détaillée l'influence de la viscosité et des diamètres et vitesses de la goutte impactante pour des valeurs intermédiaires prises dans la grille expérimentale.

Nous étudions l'influence des nombres d'Ohnesorge ($2 \times 10^{-3} < Oh < 1,5 \times 10^{-2}$) et de Weber ($130 < We < 1800$) en faisant varier la vitesse (jusqu'à 4 m/s) et le diamètre des gouttes impactantes (de 2 à 4 mm), la tension de surface (28 et 66 mN/m) et la viscosité dynamique du liquide (1, 2 et 9 mPa.s). De plus, nous examinons l'influence du paramètre lié au film liquide S_f ($0,3 < S_f < 1$) en faisant varier l'épaisseur du film de 1 à 4 mm.

Tableau 17. Grille expérimentale réalisée avec la solution aqueuse et le mélange 50 % eau / éthanol.

Expériences	Hauteur de chute (cm) / vitesse d'impact (m/s)	Tension de surface (mN/m)	Diamètre de goutte impactante (mm)	Paramètre S_f
1	25 cm (2,18 m/s)	66	3,89	0,6
2	25 cm (2,13 m/s)	66	1,90	0,6
3	25 cm (2,18 m/s)	66	3,89	1
4	25 cm (2,13 m/s)	66	1,90	1
5	25 cm (2,18 m/s)	28	3,87	0,6
6	25 cm (2,12 m/s)	28	1,96	0,6
7	25 cm (2,18 m/s)	28	3,87	1
8	25 cm (2,12 m/s)	28	1,96	1
9	50 cm (3,05 m/s)	66	3,89	0,6
10	50 cm (2,93 m/s)	66	1,90	0,6
11	50 cm (3,05 m/s)	66	3,89	1
12	50 cm (2,93 m/s)	66	1,90	1
13	50 cm (3,05 m/s)	28	3,87	0,6
14	50 cm (2,91 m/s)	28	1,96	0,6
15	50 cm (3,05 m/s)	28	3,87	1
16	50 cm (2,91 m/s)	28	1,96	1
17	75 cm (3,70 m/s)	66	3,89	0,6
18	75 cm (3,49 m/s)	66	1,90	0,6
19	75 cm (3,70 m/s)	66	3,89	1
20	75 cm (3,49 m/s)	66	1,90	1
21	75 cm (3,69 m/s)	28	3,87	0,6
22	75 cm (3,46 m/s)	28	1,96	0,6
23	75 cm (3,69 m/s)	28	3,87	1
24	75 cm (3,46 m/s)	28	1,96	1
25	75 cm (3,70 m/s)	66	3,89	0,3
26	50 cm (3,05 m/s)	66	3,89	0,3
27	25 cm (2,18 m/s)	66	3,89	0,3
28	75 cm (3,69 m/s)	28	3,87	0,3
29	50 cm (3,05 m/s)	28	3,87	0,3
30	25 cm (2,18 m/s)	28	3,87	0,3

Tableau 18. Expériences complémentaires, notamment réalisées avec un liquide ayant une viscosité dynamique de 9 mN/m, et des diamètres et vitesses de gouttes impactantes intermédiaires aux bornes fixées dans notre première grille expérimentale.

Expériences	Hauteur de chute (cm) / vitesse d'impact (m/s)	Viscosité (mPa.s) et tension de surface (mN/m)	Diamètre de goutte impactante (mm)	Paramètre S_f
1	75 cm (3,73 m/s)	9 mPa.s (66 mN/m)	4,30	0,3
2	75 cm (3,73 m/s)	9 mPa.s (66 mN/m)	4,30	0,6
3	75 cm (3,73. m/s)	9 mPa.s (66 mN/m)	4,30	1
4	50 cm (3,07 m/s)	9 mPa.s (66 mN/m)	4,30	1
5	50 cm (3,07 m/s)	9 mPa.s (66 mN/m)	4,30	0,6
6	25 cm (2,19 m/s)	9 mPa.s (66 mN/m)	4,30	1
7	75 cm (3,61 m/s)	9 mPa.s (66 mN/m)	2,40	0,5
8	75 cm (3,59 m/s)	1 mPa.s (66 mN/m)	2,54	0,5
9	75 cm (3,59 m/s)	1 mPa.s (66 mN/m)	2,54	1
10	75 cm (3,60 m/s)	2 mPa.s (28 mN/m)	2,70	0,4
11	75 cm (3,60 m/s)	2 mPa.s (28 mN/m)	2,70	1
12	38 cm (2,64 m/s)	2 mPa.s (28 mN/m)	3,87	0,3
13	38 cm (2,64 m/s)	2 mPa.s (28 mN/m)	3,87	0,6
14	38 cm (2,64 m/s)	2 mPa.s (28 mN/m)	3,87	1

2.2. Modèle de transfert

Dans cette partie, nous exposerons le modèle de transfert utilisé pour calculer le débit d'émission des particules émises lors de l'impact des gouttes, ainsi que les expériences de validation de ce modèle.

2.2.1. Calcul du débit d'émission de particules

Notre objectif est d'établir une relation entre la masse et la granulométrie de l'aérosol prélevé et le débit d'émission réel des microgouttelettes lors de l'impact, en tenant compte de leur évaporation et de leur sédimentation pendant le prélèvement. Nous utilisons pour cela des équations décrivant l'évolution de la concentration des particules émises dans une enceinte ventilée avec de l'air filtré.

Une première équation décrit l'évolution de la concentration dans une phase de croissance où la concentration initiale est nulle et le débit d'émission de particules est constant. Une deuxième équation est utilisée pour décrire l'évolution de la concentration dans la phase de décroissance, lorsqu'il n'y a plus d'émission de particules. A l'aide de ces deux équations, nous exprimons la concentration moyenne sur les deux phases en fonction du débit d'émission de particules. Dans les expériences, la concentration moyenne est déterminée par les mesures de masse et de granulométrie de particules mises en suspension, l'équation de transfert permet ensuite de calculer le débit d'émission des particules.

Le nombre de microgouttelettes de diamètre d_s émises par impact est obtenu à partir du débit d'émission des particules, il s'exprime :

$$n^{impact}(d_s) = \frac{q(d_{ae})}{f}, \quad (67)$$

où f représente la fréquence d'impact (s^{-1}) et $q(d_{ae})$ le débit d'émission des particules de diamètre aérodynamique d_{ae} issues de l'évaporation des microgouttelettes ($particules.s^{-1}$). Le diamètre aérodynamique d_{ae} correspond au diamètre d'une particule sphérique ayant la même vitesse de sédimentation que la particule considérée, avec une masse volumique de référence $\rho_0 = 1000 \text{ kg/m}^3$.

Nous présentons de façon détaillée dans cette partie, le calcul de $q(d_{ae})$ à partir des mesures expérimentales et du modèle de transfert. Pour établir l'équation 67 on suppose que les microgouttelettes d'eau et d'éthanol s'évaporent rapidement et que leur sédimentation pendant le prélèvement est négligeable devant celle des résidus secs. Cette hypothèse est vérifiée en comparant le temps nécessaire à l'évaporation des microgouttelettes, d'eau et de mélange d'eau et d'éthanol, avec le temps caractéristique de résidence des particules dans l'enceinte ventilée. Dans le cas du mélange eau-glycérol, les gouttes émises deviennent rapidement des gouttes constituées uniquement de glycérol et du traceur fluorescent. Etant donné le très faible taux d'évaporation du glycérol, ces microgouttelettes de glycérol ont un diamètre qui reste constant jusqu'à nos points de mesures.

2.2.1.1. Evolution de la concentration d'un aérosol dans une enceinte ventilée dans les phases de croissance et de décroissance en prenant en compte le dépôt des particules dans l'enceinte

Afin de déterminer le débit d'émission $q(d_{ae})$, nous utilisons des équations décrivant l'évolution de la concentration des particules émises dans une enceinte ventilée avec de l'air filtré.

Une première équation décrit l'évolution de la concentration dans une phase de croissance où le débit d'émission de particules est constant et la concentration initiale est égale à 0. Une deuxième équation est utilisée pour décrire l'évolution de la concentration dans la phase de décroissance lorsqu'il n'y a plus d'émission de particules.

Pour une concentration initiale ($t_l = 0$ s) égale à 0 et un débit d'émission de particule égal à $q(d_{ae})$, l'évolution de la concentration dans une enceinte ventilée avec un débit d'admission d'air filtré égal au débit d'extraction Q_{ext} s'écrit :

$$C_1(d_{ae}, t) = \frac{q(d_{ae})}{v_{Sed}(d_{ae}) S + Q_{ext}} \left(1 - \exp \left(- \frac{v_{Sed}(d_{ae}) S + Q_{ext}}{V_e} t \right) \right), \quad (68)$$

où d_{ae} représente le diamètre aérodynamique des particules, $v_{Sed}(d_{ae})$ la vitesse de sédimentation, $q(d_{ae})$ le débit d'émission en nombre, Q_{ext} le débit volumique d'extraction, S la surface de sédimentation, correspondant ici à l'aire du fond de l'enceinte ($0,6536 \text{ m}^2$) et V_e le volume de l'enceinte ($0,562 \text{ m}^3$). L'équation 68 est valable si on fait l'hypothèse que la concentration dans l'enceinte est homogène à chaque instant.

La vitesse de sédimentation d'une particule dans le régime continu et intermédiaire, pour un nombre de Reynolds de particule (Re_p) inférieur à 0,1, s'exprime par (Hinds, 1999) :

$$v_{Sed}(d_{ae}) = \frac{\rho_0 Cu(d_{ae}) d_{ae}^2 g}{18 \mu_g}, \quad (69)$$

avec ρ_0 masse volumique de référence égale à 1000 kg.m^{-3} , μ_g viscosité dynamique de l'air ($1,81 \times 10^{-5} \text{ Pa.s}$ à $T = 293 \text{ K}$ et $P = 101,3 \text{ kPa}$), g accélération de la pesanteur et $Cu(d_{ae})$ facteur de correction de Cunningham. Ce facteur de correction permet de prendre en compte la vitesse relative du gaz à la surface des particules. Nous avons choisi d'utiliser la corrélation de Hinds (1999) pour exprimer $Cu(d_{ae})$:

$$Cu(d_{ae}) = 1 + \left(\frac{1}{P d_{ae}} \right) (15,6 + 7,0 \exp(-0,059 P d_{ae})), \quad (70)$$

où P est la pression exprimée en kPa et d_{ae} le diamètre aérodynamique en μm .

Le nombre de Reynolds de la particule Re_p est défini par :

$$Re_p = \frac{\rho_g v_{Sed}(d_{ae}) d_{ae}}{\mu_g}, \quad (71)$$

où ρ_g représente la masse volumique du gaz porteur (dans notre cas l'air).

L'utilisation de la relation 69 peut être étendue à des nombres de Reynolds inférieurs à 1 en tolérant une erreur de 10 % sur la vitesse de sédimentation. De façon pratique, un Reynolds de 0,1 correspond au mouvement d'une particule sphérique de $37 \mu\text{m}$ par sédimentation dans de l'air au repos, un Reynolds de 1 correspond à la sédimentation d'une particule sphérique de $80 \mu\text{m}$.

Lorsque l'émission de particules est arrêtée ($q(d_{ae}) = 0$) à un temps t_2 , la décroissance de la concentration pour $t \geq t_2$ est décrite par l'équation suivante :

$$C_2(d_{ae}, t) = C_1(d_{ae}, t_2) \left(\exp \left(- \frac{v_{Sed}(d_{ae}) S + Q_{ext}}{V_e} (t - t_2) \right) \right). \quad (72)$$

2.2.1.2. Calcul de la concentration moyenne sur les phases de croissance et de décroissance à partir des résultats expérimentaux, et détermination du débit d'émission

La concentration moyenne dans l'enceinte entre $t_1 = 0$ et t_3 avec $t_3 > t_2$ est calculée par l'équation :

$$C_{moyen}(d_{ae}) = \frac{1}{t_3} \left(\int_{t_1}^{t_2} C_1(d_{ae}, t) dt + \int_{t_2}^{t_3} C_2(d_{ae}, t) dt \right). \quad (73)$$

Pour minimiser l'incertitude sur la concentration moyenne déterminée expérimentalement, $C_{moyen}(d_{ev})$ est calculée à partir des mesures de masse de fluorescéine sodée récoltées sur le filtre THE (m_{filtre}) et de la fraction volumique normée $F_v(d_{ev})$ de la granulométrie des résidus secs mesurée par l'APS par la relation :

$$C_{moyen}(d_{ev}) = m_{filtre} \frac{6}{\pi d_{ev}^3 \rho_{fluo}} \frac{F_v(d_{ev})}{V_p}, \quad (74)$$

où V_p est le volume prélevé par le préleveur à fort débit de $t_1 = 0$ à t_3 , et d_{ev} représente le diamètre équivalent en volume de la particule. Le diamètre aérodynamique d_{ae} est relié au diamètre équivalent en volume d_{ev} par l'équation 76 détaillée dans le paragraphe 2.2.1.3. Par la suite, nous utilisons la concentration moyenne des particules de diamètre aérodynamique d_{ae} , soit $C_{moyen}(d_{ae})$.

Ce calcul de la concentration moyenne permet de réduire l'incertitude attendue d'un simple calcul basé sur la concentration directement mesurée par l'APS car l'incertitude sur le débit d'échantillonnage de l'APS, telle que donnée par le constructeur, $1,0 \pm 0,2 \text{ L.min}^{-1}$, soit 20 %, est importante ; tandis que l'incertitude sur le débit du préleveur à fort débit n'est que de 2 %.

En utilisant les équations 68, 72 et 73, nous exprimons le débit d'émission particulaire en fonction de la concentration moyenne entre $t_1 = 0$ et t_3 par la relation:

$$q(d_{ae}) = \frac{C_{moyen}(d_{ae}) A t_3}{\left(t_2 - \frac{V_e(1+e^{-\frac{At_2}{V_e}})}{A}\right) + (1-e^{-\frac{At_2}{V_e}})\left(-\frac{A}{V_e}\left(1+e^{-\frac{A(t_3-t_2)}{V_e}}\right)\right)}, \text{ avec } A = v_{Sed}(d_{ae}) S + Q_{ext}. \quad (75)$$

2.2.1.3. Détermination du diamètre et du nombre de microgouttelettes émises par impact à partir de celui des résidus secs

Il s'agit maintenant d'exprimer le débit d'émission de microgouttelettes de diamètre d_s en fonction du diamètre aérodynamique d_{ae} des résidus secs. Pour cela, nous utilisons le diamètre équivalent en volume des résidus secs. Le diamètre équivalent en volume et le diamètre aérodynamique d'une particule sont reliés par l'expression :

$$d_{ev}^2 Cu (d_{ev}) = \frac{d_{ae}^2 Cu (d_{ae}) \rho_0 \chi}{\rho_{fluo}}, \quad (76)$$

où d_{ev} représente le diamètre équivalent en volume et ρ_{fluo} la masse volumique de la particule solide composée de fluorescéine sodée, dont la masse volumique est égale à 1500 kg.m^{-3} . Le terme χ représente le facteur de forme dynamique des particules ; pour le cas de l'évaporation de gouttelettes contenant de la fluorescéine sodée, on considère que les particules solides obtenues sont sphériques : en conséquence le facteur de forme dynamique est égal à 1 (Sehmel, 1967). Le diamètre équivalent en volume d_{ev} d'une particule représente le diamètre d'une particule sphérique ayant le même volume que la particule considérée.

Le facteur de forme dynamique χ permet de prendre en compte les écarts à la sphéricité de la particule. Il est défini comme le rapport entre la force de traînée agissant sur la particule considérée et la force de traînée exercée sur une particule sphérique de mêmes volume et vitesse relative par rapport au gaz que la particule considérée (Hinds, 1999) :

$$\chi = \frac{F_{trainée}}{3\pi\nu_p\mu_g d_{ev}}, \quad (77)$$

Pour apprécier la forme des résidus secs, nous avons effectué des prélèvements de particules sur des filtres à membrane en polycarbonate (filtre Millipore ATTP 0,8 μm) afin de prendre en photographie ces résidus secs à l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB). Nous constatons sur les photographies (cf. fig. 44) que les deux particules avec un diamètre proche de 2,5 μm et de 4 μm ont une forme proche de la sphéricité. En conséquence, il est correct de prendre une valeur égale à 1 pour le facteur de forme dynamique.

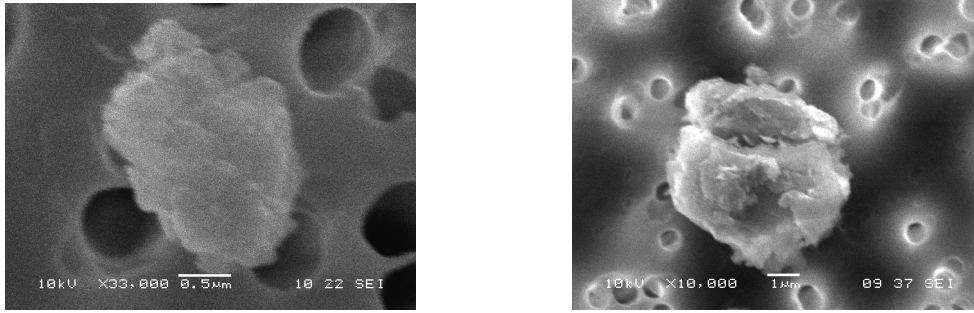


Figure 44. Photographie de deux particules "résidus secs de fluorescéine sodée" à l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB).

La mesure de la composition des particules photographiées (cf. annexe 3) est en accord avec la composition chimique de la fluorescéine sodée (de formule brute $C_{20}H_{10}O_5Na_2$).

Par ailleurs, le diamètre équivalent en volume du résidu sec issu de l'évaporation d'une gouttelette de diamètre d_s s'exprime par :

$$d_s = \frac{d_{ev}}{F_{v_{fluo}}^{1/3}}, \quad (78)$$

où $F_{v_{fluo}}$ représente la fraction volumique d'impuretés non volatiles en solution. Dans nos expériences, cette fraction correspond à la concentration de fluorescéine sodée en solution.

Le débit d'émission de microgouttelette $q(d_s)$ est obtenu par un calcul itératif en utilisant les équations 75, 76 et 78. Finalement, le nombre de microgouttelettes de diamètre d_s émises par impact s'exprime :

$$n^{impact}(d_s) = \frac{q(d_{ae})}{f}, \quad (79)$$

où f représente la fréquence d'impact.

Dans cette approche, on suppose que les microgouttelettes s'évaporent rapidement et que leur sédimentation est négligeable devant celle des résidus secs. Cette hypothèse est vérifiée en considérant le temps nécessaire à l'évaporation des microgouttelettes d'eau et le temps caractéristique de résidence des particules dans l'enceinte ventilée.

L'incertitude sur le nombre de microgouttelettes émises par impact ($\sigma n^{impact}(d_s)$) est calculée à l'aide de la loi classique de propagation des erreurs :

$$\left(\sigma n^{impact}(d_s)\right)^2 = \sum_{j=1}^n \left(\frac{\partial n^{impact}(d_s)}{\partial x_j}\right)^2 (\sigma x_j)^2, \quad (80)$$

où $n^{impact}(d_s)$ est une fonction de plusieurs variables (x_j) d'écart-types (σx_j), notamment, la concentration moyenne de particules prélevées pendant une expérience, le débit de prélèvement (avec une incertitude relative de 2,1 %), le volume de l'enceinte (avec une incertitude relative de 2,1 %), la surface de dépôt par sédimentation (avec une incertitude relative de 1,8 %).

Parmi tous ces paramètres, F_v présente l'incertitude la plus élevée. Elle est calculée par la loi de Poisson sur les faibles comptages (incertitude égale à \sqrt{n} pour un comptage de n particules). Par exemple, l'incertitude relative sur le nombre de particules comptées par l'APS lors de l'expérience produisant le plus de particules, donc ayant la plus faible incertitude relative, est de 22 %. Etant donné que cette incertitude relative est nettement supérieure à celle du volume prélevé et des autres composantes, on ne tient compte que de l'incertitude sur F_v pour le calcul de l'incertitude sur $n^{impact}(d_s)$.

2.2.1.4. Comparaison entre les temps de séjour et d'évaporation pour différents diamètres de goutte

L'évolution du diamètre d'une goutte dans l'air est décrite par l'équation :

$$\frac{dd_g}{dt} = \frac{4 Di M_l}{d_g \rho_l R} \left(\frac{P_\infty}{T_\infty} - \frac{P_d}{T_d} \right) \varphi, \quad (81)$$

avec P_∞ pression de vapeur loin de la goutte (Pa), P_d pression de vapeur à la surface de la gouttelette, Di coefficient de diffusion de la vapeur, ρ_l masse volumique du liquide constituant la goutte, M_l masse molaire du liquide, T_∞ température loin de la goutte, T_d température au voisinage de la goutte, R constante des gaz parfaits ($8,314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$) et φ facteur de correction de Fuchs (négligeable pour $d_g > 1 \mu\text{m}$, Davies, 1978).

Si le libre parcours moyen λ (le trajet moyen parcouru par une molécule entre deux chocs successifs) est supérieur à d_g , alors la croissance de la goutte est gouvernée par le taux de collisions aléatoires des molécules de vapeur sur la goutte, donné par la théorie cinétique des gaz. Si λ est inférieur à d_g , alors la croissance n'est plus due aux chocs aléatoires des molécules, mais à leur diffusion sur la surface de la goutte. Le facteur de correction de Fuchs est donné par la relation de Davies (1978) :

$$\varphi = \frac{2\lambda + d_g}{d_g + 5,33(\lambda^2/d_g) + 3,42\lambda}, \quad (82)$$

où λ est le libre parcours moyen. Ce facteur est significatif pour des particules de diamètre inférieur à 1 μm et très important pour des particules inférieures à 0,1 μm .

L'expression utilisée du libre parcours moyen (Baron et Willeke, 2001) est :

$$\lambda = 6,74 \cdot 10^{-8} \left(\frac{T_g}{296,15} \right) \left(\frac{101,3}{P_g} \right)^{1 + \left(\frac{110,4}{296,15} \right)} \frac{1 + \left(\frac{110,4}{296,15} \right)}{1 + \left(\frac{110,4}{T_g} \right)}, \quad (83)$$

où P_g (kPa) et T_g (K) sont respectivement la pression et la température du gaz.

La température T_d à la surface de la goutte est exprimée par Hinds (1999) :

$$T_d = \frac{(6,65 + 0,345 T_\infty + 0,0031 T_\infty^2) \left(\frac{P_\infty}{P_s} - 1 \right)}{1 + (0,082 + 0,00782 T_\infty) \left(\frac{P_\infty}{P_s} \right)} + T_\infty, \quad (84)$$

où P_s est la pression de vapeur saturante d'eau pour une surface liquide plane.

Afin d'exprimer la pression de vapeur P_d à la surface de la goutte d'eau, nous avons utilisé une relation prenant en compte l'effet d'un sel dissous dans la solution et l'effet dit de Kelvin (Hinds, 1999):

$$P_d = \left(1 + \frac{6i m_{fluo} M_{eau}}{M_{fluo} \rho_{eau} \pi d_g^3} \right)^{-1} \exp \left(\frac{4 \gamma M_{eau}}{\rho_{eau} R_g T_g d_g} \right) P_s, \quad (85)$$

où m_{fluo} (kg) est la masse de sel dissous ayant une masse molaire M_{fluo} (= 376,28 g/mol), M_{eau}

la masse molaire du solvant, ρ_{eau} la masse volumique de l'eau, i le nombre d'ions de chaque molécule de sel se formant quand il est dissous et γ la tension de surface liquide-gaz.

Le tableau 19 présente le temps d'évaporation calculé pour des gouttelettes de solution aqueuse de fluorescéine sodée ($C_{fluo} = 10 \text{ g.l}^{-1}$) de différents diamètres dans l'air à 20°C à pression ambiante et des humidités relatives H_r égales à 50 et 10 %. Les calculs sont réalisés pour une solution aqueuse de fluorescéine sodée de concentration égale à 10 g.l⁻¹. On donne également dans le tableau 19 le diamètre équivalent en volume et le diamètre aérodynamique des résidus secs formés calculés avec les équations 76 et 78. Par ailleurs, on calcule le temps caractéristique de résidence des gouttes et des résidus secs dans l'enceinte.

Tableau 19. Temps d'évaporation et temps caractéristique de résidence pour des gouttes de solution aqueuse de fluorescéine sodée ($C_{fluo} = 10 \text{ g.l}^{-1}$) et pour les diamètres équivalents en volume et aérodynamiques correspondant aux résidus secs.

Diamètre initial de la goutte d_i (μm)	1	5	10	20	40
Temps d'évaporation de la goutte ($H_r = 50 \%$) (s)	$1,9 \times 10^{-3}$	0,043	0,17	0,68	2,68
Temps d'évaporation de la goutte ($H_r = 10 \%$) (s)	$9,1 \times 10^{-4}$	0,022	0,09	0,34	1,33
Temps de résidence de la goutte t_{res} (s)	230,06	191,91	127,14	54,41	16,63
Diamètre équivalent en volume du résidu sec d_{ev} (μm)	0,19	0,94	1,88	3,76	7,53
Diamètre aérodynamique du résidu sec d_{ae} (μm)	0,25	1,17	2,32	4,63	9,24
Temps de résidence du résidu sec t_{res} (s)	232	229	222	197	136
Temps de renouvellement de l'air t_r (s)	232	232	232	232	232

Le temps caractéristique de résidence de l'air dans l'enceinte est donné par :

$$t_r = \frac{V_e}{Q_{ext}}. \quad (86)$$

Dans nos expériences, ce temps caractéristique, encore appelé temps de renouvellement t_r , a été mesuré par traçage gazeux. Il est égal à 232 s.

Dans le cas où les particules ont un diamètre aérodynamique supérieur à 1 μm , leur temps caractéristique de résidence en suspension dans l'enceinte est calculé en tenant compte de la sédimentation :

$$t_{res} = \frac{V_e}{Q_{ext} + v_{Sed} S}. \quad (87)$$

Pour les humidités relatives considérées (cf. tab. 19), le temps d'évaporation des gouttes de solution aqueuse de diamètre inférieur à 40 μm est toujours très inférieur au temps caractéristique de résidence de la goutte. En conséquence, c'est le phénomène d'évaporation des gouttes qui conditionne leur évolution dans l'enceinte durant les premiers instants, devant le phénomène d'épuration par prélèvement et sédimentation. Par ailleurs, ce résultat indique que les particules prélevées par les instruments de mesure sont bien des résidus secs.

En revanche, la comparaison entre les temps caractéristiques de renouvellement de l'air et de résidence des résidus secs montre un écart supérieur à 5 % pour un diamètre aérodynamique de résidu sec supérieur 2,3 μm . Cet écart est dû à la sédimentation des particules, et il est pris en compte dans le calcul du débit d'émission des microgouttelettes.

Dans le cas de gouttes d'éthanol, les temps d'évaporation sont encore plus faibles que dans le cas de goutte d'eau : une goutte d'éthanol, respectivement de 1 μm et de 40 μm de diamètre ont des temps de vie de $6,7 \times 10^{-5}$ s et de 0,011 s. Pour calculer ces temps de vie, nous avons utilisé les valeurs (Chemical Engineers Handbook) à 20°C : $Di = 0,13 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\rho_l = 0,79 \text{ g/cm}^3$, $M_l = 46,07 \text{ g/mol}$, $P_s = 5,9 \times 10^3 \text{ Pa}$ et $P_\infty = 0$. Ainsi, lors de l'impact d'une goutte du mélange 50% eau- 50 % éthanol, les particules mesurées par nos granulomètres sont considérées comme celles des résidus secs de fluorescéine sodée.

Dans le cas de gouttes de glycérol, les temps d'évaporation sont très élevés. A titre d'exemple, une goutte de glycérol de 5 μm de diamètre a un temps de vie de 1000 s (soit ≈ 17 min) en prenant une pression de vapeur loin de la goutte $P_\infty = 0$. Ces temps de vie sont calculés à l'aide de l'équation 81 prenant en compte l'effet de Kelvin : la courbure de la surface d'une goutte modifie fortement les interactions entre ses molécules, ainsi la pression de vapeur à l'équilibre augmente lorsque le diamètre des gouttes diminue. Pour calculer ces temps de vie nous avons utilisé les valeurs (Chemical Engineers Handbook) à 20°C : $Di = 0,074 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\rho_l = 1,26 \text{ g/cm}^3$, $M_l = 92,1 \text{ g/mol}$ et $P_s = 0,011 \text{ Pa}$. Etant donné les taux d'évaporation de l'eau et du glycérol dans nos conditions expérimentales à la température ambiante ($\sim 20^\circ\text{C}$), nous pouvons considérer que les gouttes émises du mélange 55 % glycérol- 45 % eau en volume deviennent rapidement des microgouttelettes uniquement de glycérol, de diamètre d_{ev} , contenant le traceur fluorescent. Ainsi, le diamètre des gouttes émises d_s peut être calculé à partir du diamètre des gouttes de glycérol mesuré et de la relation 75 en remplaçant la fraction volumique de fluorescéine sodée par la fraction volumique de glycérol, soit dans notre cas 55 %.

2.2.1.5. Discussion sur l'importance des différents phénomènes de dépôt en fonction du diamètre des particules mises en suspension

L'évolution d'un aérosol de particules dans un milieu est régie par divers mécanismes comme la diffusion brownienne, la thermophorèse, la diffusionphorèse, la photophorèse, la coagulation, la condensation ou l'évaporation et la sédimentation. Dans notre configuration expérimentale (faible concentration d'aérosol, pas de gradient de température élevée dans notre enceinte, avec des conditions de température et de pression standard, des humidités relatives inférieures à 50% et une mise à la terre des parois), l'évolution de l'aérosol est principalement due aux effets de la sédimentation pour les particules de diamètre supérieur à quelques micromètres. Dans ces conditions, les mécanismes autres que la sédimentation peuvent être considérés comme négligeables (Hinds, 1999). La sédimentation a un effet sur l'évolution de la concentration et de la distribution granulométrique.

Les dimensions des aérosols s'étendent sur plusieurs ordres de grandeur, de sorte que le même milieu peut, suivant les cas, être considéré comme un fluide continu ou bien comme un milieu corpusculaire discontinu soumis aux fluctuations statistiques. On caractérise la continuité du milieu par rapport à la particule de diamètre d_p à l'aide d'un nombre sans dimension, le nombre de Knudsen (Renoux et Boulaud, 1998) :

$$Kn = \frac{2\lambda}{d_p}, \quad (88)$$

où λ est le libre parcours moyen des molécules du gaz porteur ($\lambda = 0,0665 \mu\text{m}$ pour l'air à 20°C et 1 atm) et d_p le diamètre de la particule considérée (μm).

On distingue trois domaines en fonction de la valeur du nombre de Knudsen:

- le domaine moléculaire ($Kn \gg 1$),
- le domaine intermédiaire ou transitoire ($Kn \sim 1$),
- le domaine continu ($Kn \ll 1$).

Les mécanismes prépondérants, qui régissent l'évolution des particules dans un milieu, sont différents selon le domaine auquel elles appartiennent : les plus grosses particules de diamètre supérieur à 1 μm sont principalement soumises à la pesanteur et à leur inertie, tandis que les plus fines particules sont soumises à la diffusion brownienne.

2.2.2. Expériences de validation du modèle de transfert

2.2.2.1. Objectifs de la caractérisation des transferts d'aérocontaminants dans notre configuration expérimentale

La validation des équations qui permettent de décrire l'évolution de la concentration en particules dans l'enceinte repose sur deux points ; le premier concerne l'hypothèse de concentration homogène dans l'enceinte à chaque instant et le second concerne la prise en compte de la sédimentation des particules.

Pour valider l'hypothèse de concentration homogène dans l'enceinte, nous réalisons des expériences où l'on mesure l'évolution de la concentration d'un gaz traceur (hexafluorure de soufre SF₆) dans l'enceinte. Ces expériences permettent également de déterminer le temps caractéristique de renouvellement de l'air dans l'enceinte. Pour valider les équations tenant compte de la sédimentation des particules pendant le prélèvement, nous réalisons des expériences avec un traceur particulaire (aérosol polydispersé de billes de verre). Ces expériences permettent de caractériser d'une façon globale la représentativité des échantillons d'aérosols prélevés aux différents points de mesure par rapport à la source d'émission.

2.2.2.2. Méthodes de caractérisation des transferts par traçage gazeux et particulaire

Principe et mise en œuvre des méthodes de traçage gazeux

Dans ces expériences, l'enceinte est ventilée avec un débit d'admission d'air propre (Q_a). Un petit débit de gaz traceur, l'hexafluorure de soufre (SF₆) q_g ($q_g \ll Q_a$), est injecté au centre en bas de l'enceinte à une position représentative du point d'émission, $P_{t_{inj}}$, des microgouttelettes émises lors de l'impact du train de gouttes (cf. fig. 45).

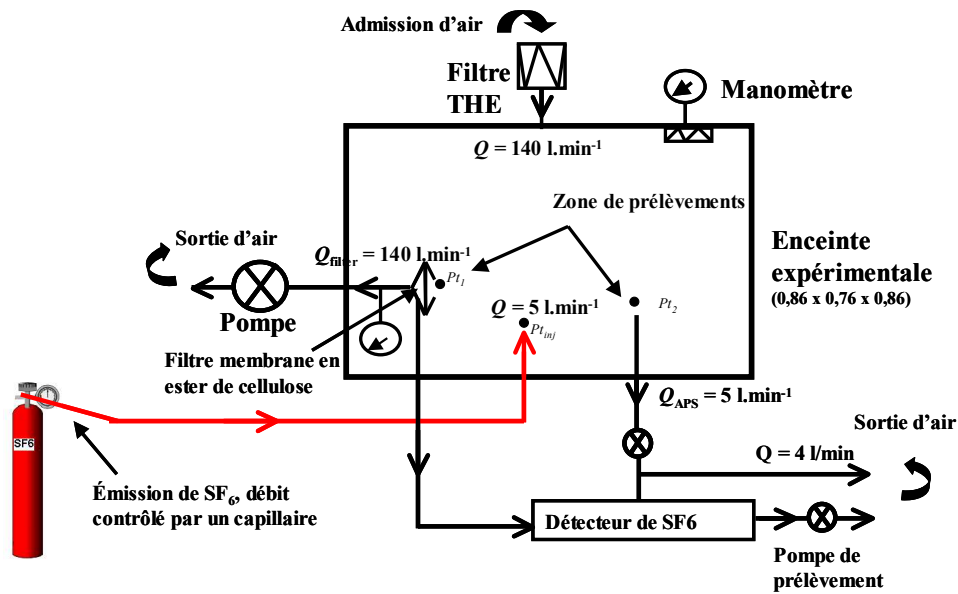


Figure 45. le schéma du dispositif expérimental de traçage gazeux.

Deux systèmes de contrôle de débit injecté sont utilisés : un capillaire calibré et un débitmètre massique. La concentration en gaz traceur est mesurée aux différents points de prélèvement Pt_1 et Pt_2 (filtre et APS), avec des spectromètres infra-rouges (BINOS) ayant une limite de détection inférieure à 1 ppm. Le fonctionnement des spectromètres utilisés est décrit en annexe 3, leurs étalonnages sont réalisés pour deux concentrations 10 et 1000 ppm au moyen de bouteilles étalons. Les mesures de concentration ont été réalisées avec deux débits d'injection différents : 1,49 L/h et 300 L/h. Ces mesures permettent d'examiner l'influence du débit d'injection. Par ailleurs, le débit d'injection le plus élevé (300 L/h) est proche de celui mis en œuvre lors du traçage particulaire.

Equation de l'évolution du gaz traceur dans une enceinte ventilée

Si on suppose que la concentration est homogène à chaque instant dans l'enceinte, l'évolution de la concentration en gaz traceur pendant l'injection est décrite par l'équation :

$$\frac{C_g}{C_{g_{eq}}} = 1 - e^{-t/t_r} \text{ avec } t_r = V_e / Q_{ext}, \quad (89)$$

où V_e représente le volume de l'enceinte et Q_{ext} le débit d'air extrait. $C_{g_{eq}} = q_g / Q_{ext}$ représente la concentration atteinte à l'équilibre : si le temps t tend vers l'infini, alors C_g tend vers $C_{g_{eq}} = q_g / Q_{ext}$. Pour avoir $C_g = 0,9 C_{g_{eq}}$, il faut que le temps t soit égal à $2,3 t_r$, où t_r est le temps de renouvellement. Pour avoir $C_g = 0,99 C_{g_{eq}}$, il faut avoir $t = 4,6 t_r$.

Lorsque l'injection de gaz traceur est stoppée, la concentration décroît suivant la relation :

$$\frac{C_g}{C_{g_{eq}}} = e^{-t/t_r} . \quad (90)$$

L'exploitation de la courbe de décroissance sous la forme $\ln(C_g / C_{g_{eq}}) = f(t)$ permet de caractériser l'état de la ventilation de l'enceinte : l'obtention d'une pente unique $R_r (= 1/t_r)$ signifie que le renouvellement est homogène.

Le calcul du coefficient de transfert expérimental et de son écart-type associé

Le coefficient de transfert (k , exprimé en s/m^3) permet de relier le débit du traceur ou d'aérocontaminant à la source avec sa concentration à l'équilibre dans l'enceinte : il s'exprime par le rapport entre la concentration à l'équilibre en un point quelconque de l'enceinte ($C_{g_{eq}}$) sur le débit de la source (q_g) :

$$k = \frac{C_{g_{eq}}}{q_g} . \quad (91)$$

Si le renouvellement est homogène (sans zone morte), alors k est constant en tout point de l'enceinte sauf au voisinage de la source. Le coefficient de transfert théorique est calculé en prenant en compte l'hypothèse d'un mélange homogène. Dans cette condition, la concentration d'équilibre $C_{g_{eq}}$, atteinte au bout d'un temps $t \gg t_r$, est égale à q_g / Q_{ext} , et k est alors égal à $1 / Q_{ext}$. Ces coefficients de transfert ont été mesurés entre le point d'injection et les points de prélèvement (Pt_1 et Pt_2). En effet, comme la source est assez proche des points de prélèvement, la mesure du coefficient de transfert mérite d'être réalisée. Dans le cas du traçage gazeux, k_1 et k_2 sont respectivement les coefficients de transfert entre le point d'injection et les points de prélèvement Pt_1 et Pt_2 .

L'écart-type sur la détermination de k , pour une expérience, s'exprime par la relation 89. Il est calculé en prenant en compte la propagation des erreurs :

$$\sigma(k) = \sqrt{\left(\left(\frac{1}{q_{SF_6}} \right)^2 \sigma(C_{SF_6}) \right)^2 + \left(\left(-\frac{C_{SF_6}}{q_{SF_6}^2} \right)^2 \sigma(q_{SF_6}) \right)^2} , \quad (92)$$

où $\sigma(k)$ représente l'écart-type sur la détermination de k , $\sigma(C_{SF_6})$ l'écart-type sur la mesure de la concentration en SF_6 et $\sigma(q_{SF_6})$ l'écart-type sur la mesure du débit d'injection de SF_6 .

Principe et mise en œuvre du traçage particulaire

Calcul du coefficient de transfert expérimental

Les expériences de traçage particulaire sont réalisées avec un aérosol polydispersé de billes de verre (facteur de forme dynamique $\chi = 1$, masse volumique $\rho = 2,5 \text{ g.cm}^{-3}$). Ces expériences permettent de caractériser la représentativité des échantillons d'aérosols prélevés au point de mesure (filtre et APS) par rapport au point d'émission en déterminant les coefficients de transfert pour des particules de diamètres aérodynamiques compris entre 0,6 et 20 μm . L'utilisation d'un aérosol polydispersé permet de déterminer en une seule expérience les coefficients de transfert sur tout notre domaine d'intérêt (diamètre aérodynamique des résidus secs compris entre 0,6 et 20 μm).

Le coefficient de transfert $k(d_{ae})$ permet de relier le débit de particules à la source avec leur concentration à l'équilibre, il s'exprime par :

$$k(d_{ae}) = \frac{C(d_{ae})_{eq}}{q(d_{ae})}, \quad (93)$$

où $C(d_{ae})_{eq}$ représente la concentration à l'équilibre en un point de l'enceinte et $q(d_{ae})$ le débit de la source.

La concentration d'équilibre (C_{eq}), atteinte au bout d'un temps $t \gg t_r$, est égale à

$$C_{eq}(d_{ae}, t) = \frac{q(d_{ae})}{v_{Sed}(d_{ae}) S + Q_{ext}}. \quad (94)$$

En utilisant les équations 93 et 94, le coefficient de transfert théorique $k(d_{ae})$ s'exprime alors par :

$$k(d_{ae}) = \frac{1}{v_{Sed}(d_{ae}) S + Q_{ext}}. \quad (95)$$

Présentation du dispositif et du protocole expérimental

Dans les expériences, l'aérosol polydispersé est produit en dispersant de façon continue de la poudre de billes de verre avec un système de génération PALAS RGB-1000 : une masse compacte de poudre est mis dans un réservoir cylindrique et alimente une brosse rotative au moyen d'un piston. La poudre est dispersée grâce à l'action combinée de la brosse et d'un jet d'air. L'aérosol injecté dans l'enceinte est au préalable électriquement neutralisé avec 8 sources d'américium 241 afin d'éviter les pertes de particules par des effets électrostatiques. Les sources sont fixées dans un tube dans lequel passe l'aérosol, de façon à créer une zone d'ionisation bipolaire homogène en émettant des rayonnements alpha. Le dispositif de mesure est représenté sur la figure 46.

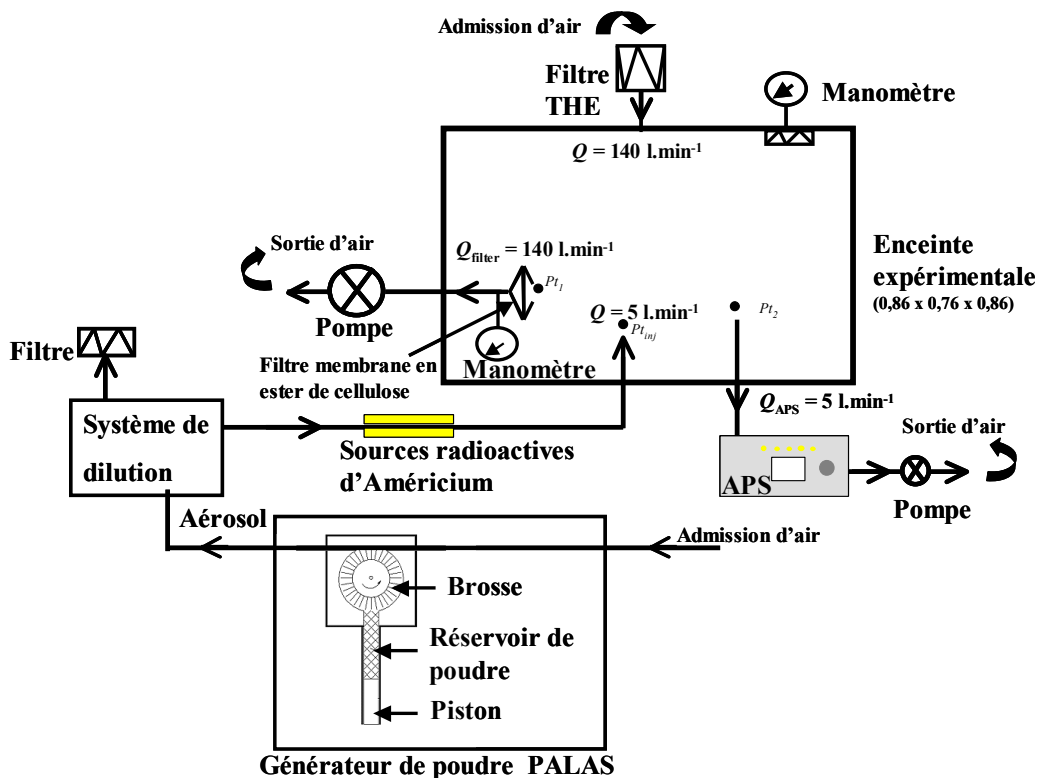


Figure 46. Représentation schématique du dispositif expérimental sur le traçage particulaire.

Le débit de particules injectées dans l'enceinte est mesuré avec l'APS en utilisant un tuyau coudé pour relier directement le point d'injection et le point de prélèvement Pt_2 . Il est important de noter que, dans cette configuration, la granulométrie de l'aérosol mesurée avec l'APS peut être entachée d'un biais dû au dépôt des particules dans le tuyau de connexion utilisé pour relier le point d'injection au point de prélèvement Pt_2 . Pour déterminer la

granulométrie de l'aérosol présent au point de l'injection, nous prenons en compte les pertes des particules dans le tuyau de connexion, constituées dans deux coudes de 90°. Pour cela, il a été utilisé la relation de Pui *et al.* (1987) extrait de la synthèse de Baron et Willeke (2001). Cette relation permet de calculer la fraction pénétrante $Fp(d_{ae})$ dans un tuyau coudé:

$$Fp(d_{ae}) = \left[1 + \left(\frac{Stk}{0,171} \right)^{0,452 \cdot \frac{Stk}{0,171} + 2,242} \right]^{-\frac{2}{\pi} \cdot \theta_c}, \quad (96)$$

où θ_c est l'angle du coude en radian et Stk le nombre de Stokes.

Ce dernier s'exprime à partir de la relation :

$$Stk = \frac{\rho_0 \cdot Cu(d_{ae}) \cdot d_{ae}^2 \cdot v_{air}}{18 \cdot \mu_{air} \cdot d_{tube}}, \quad (97)$$

où v_{air} est la vitesse moyenne de l'air dans le tube, d_{tube} le diamètre du tube et μ_{air} la viscosité dynamique de l'air, soit $1,81 \times 10^{-5}$ Pa.s. La figure 109 de l'annexe 3 représente l'évolution de la fraction pénétrante en fonction du diamètre aérodynamique d'une particule traversant un ou deux coudes d'angle droit (90°) dans nos conditions expérimentales.

Au point de prélèvement Pt_1 , l'aérosol est prélevé sur un filtre membrane en ester de cellulose (type HAWP Millipore avec un diamètre de pores de 0,45 μ m). Le filtre a été pesé avant et après le prélèvement. Cette différence de masse représente la masse totale de l'aérosol collecté par le filtre pendant le temps du prélèvement. Les particules collectées sont mises en solution afin de mesurer la granulométrie en diamètre équivalent en volume par un Coulter multisizer II. Le principe de fonctionnement du Coulter multisizer II est décrit dans l'annexe 3. Cette mesure est réalisée en différé et non en temps réel, contrairement à la mesure réalisée par l'APS. A partir de la masse totale, de la granulométrie et de la masse volumique des particules, nous déterminons les concentrations moyennes en nombre par classe granulométrique.

2.2.2.3. Résultats expérimentaux sur les transferts

La caractérisation du transfert gazeux et particulaire a été réalisée pour trois débits différents $Q_{filtre} = 94$ L/min, 140 L/min et 189 L/min. Si on prend en compte, en plus, le débit de la pompe Q_{APS} (5 L/min), alors les taux de renouvellement (Q_{ext}/V_e , en h^{-1}) sont

respectivement 10,6, 15,5 et 20,7 h⁻¹. Nous représenterons dans cette partie seulement les résultats expérimentaux pour le débit choisi ($Q_{\text{filtre}} = 140 \text{ L/min}$) dans notre configuration expérimentale de caractérisation des particules mises en suspension lors de l'impact de gouttes millimétriques sur un film liquide. Ce débit permet d'avoir un taux de ventilation représentatif des installations dans l'industrie nucléaire. Egalement, c'est un bon compromis entre la nécessité d'avoir un débit élevé afin d'atteindre rapidement la concentration d'équilibre, mais pas trop élevé afin que la concentration à l'équilibre soit assez importante pour que les mesures de granulométrie soit significatives en termes de comptage de particules sur les différents canaux de l'APS. Les résultats expérimentaux pour les autres débits sont exposés dans l'annexe 4.

Résultats obtenus par traçage gazeux

Les taux de renouvellement R_r ont été mesurés en analysant la décroissance de la concentration en SF₆ pour un débit d'injection du gaz de 1,49 L/h et 300 L/h. L'injection du traceur SF₆ est poursuivie jusqu'à ce que la concentration d'équilibre en SF₆ soit atteinte. Dès lors, suite à l'arrêt, la phase de décroissance de la concentration de SF₆ est analysée (cf. fig. 47). La mesure de la concentration de SF₆ lors de la phase de décroissance a été stoppée après un temps correspondant à 4,6 t_r , temps théorique pour atteindre une concentration 100 fois inférieure à la concentration d'équilibre. La figure 47 représente l'évolution de la concentration en SF₆ mesurée dans l'enceinte au niveau du préleveur à fort débit avec un débit d'extraction égal à 145 L.min⁻¹

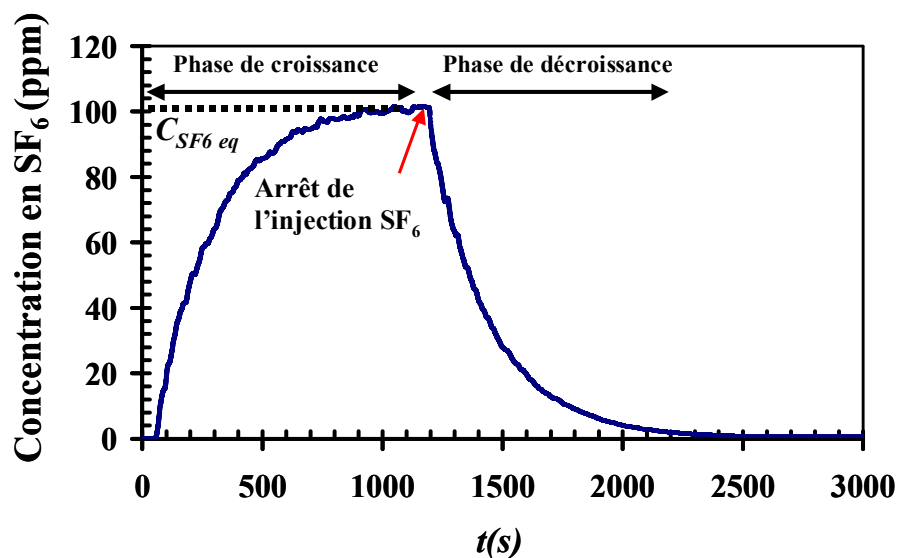


Figure 47. Evolution de la concentration en SF₆ dans l'enceinte en fonction du temps pour un débit d'extraction de 145 L.min⁻¹.

Sur la figure 48, on représente notamment la phase de décroissance de la concentration exprimée sur une échelle logarithmique.

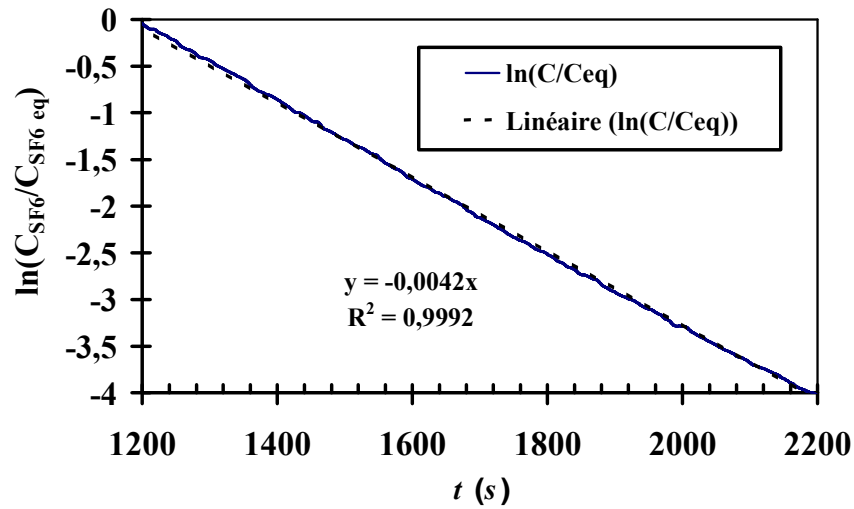


Figure 48. Evolution du rapport $\ln(C_{SF6} / C_{SF6\ eq})$ en fonction du temps dans la phase de décroissance pour un débit d'extraction de 145 L/min.

Les résultats montrent clairement que la phase de décroissance suit une loi exponentielle conformément à l'équation 90, ce qui permet de valider l'hypothèse de concentration homogène dans l'enceinte qui est utilisée pour établir cette équation. Par ailleurs, l'ajustement de cette équation sur les résultats permet de déterminer expérimentalement le temps caractéristique de renouvellement t_r et le taux de renouvellement R_r ($R_r = 1/t_r$). La pente de la droite obtenue expérimentalement détermine un taux de renouvellement égal à $0,0042\ s^{-1}$, soit $15,5\ h^{-1}$. Il s'agit d'une valeur très proche de la valeur théorique ($R_r = Q_{ext}/V_e$) égal à $15,5\ h^{-1}$.

Le tableau 20 présente les résultats obtenus dans 6 expériences de traçage gazeux ainsi que les valeurs théoriques du temps et du taux de renouvellement.

Tableau 20. Valeurs théoriques et expérimentales du taux et du temps de renouvellement dans l'enceinte ventilée.

Expériences	1	2	3	4	5	6	Valeurs moyennées	Valeurs théoriques
$R_r\ (h^{-1})$	15,1	14,8	14,8	15,8	16,2	16,2	$15,5 \pm 0,7$	15,5
$t_r = 1/R_r\ (s)$	238	243	243	228	222	222	233 ± 10	232

La valeur moyenne du taux de renouvellement R_r déterminée expérimentalement est égale à $15,5 \pm 0,7 \text{ h}^{-1}$. Ce résultat est en très bon accord avec la valeur théorique de $15,5 \text{ h}^{-1}$. Egalement, la valeur théorique du temps caractéristique du renouvellement t_r , égale à 232 s, est en bon accord avec la valeur expérimentale de $233 \pm 10 \text{ s}$.

Le tableau 21 présente les résultats moyennés des coefficients de transfert gazeux k_2 et k_1 sur les deux débits d'injection et les valeurs théoriques de k pour un débit d'extraction de 145 L/min. Les incertitudes liées aux résultats de k_1 et k_2 (égales à 2 fois l'écart-type) sont également représentées sur le tableau.

Tableau 21. k_1 (s/m^3) au niveau du filtre et k_2 au niveau de l'APS pour un débit d'extraction de 145 L/min.

Valeur théorique de k (s/m^3)	k_1 (s/m^3)	k_2 (s/m^3)
$414 \pm 2\sigma$	417 ± 70	480 ± 74

Les valeurs moyennes des coefficients de transfert gazeux k_2 et k_1 déterminées expérimentalement sont en bon accord avec la valeur théorique de 414 s/m^3 en prenant en compte les incertitudes sur ces mesures représentées par deux écart-types.

Résultats obtenus sur les coefficients de transfert par traçage particulaire

Les figures 49 et 50 représentent les coefficients de transferts théoriques calculés dans le cas d'un renouvellement homogène par l'équation 95 et les coefficients de transferts expérimentaux gazeux et particuliers k_2 et k_1 pour un débit de ventilation $Q_{ext} = 145 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$. Les résultats expérimentaux pour les autres débits ont été exposés dans l'annexe 4.

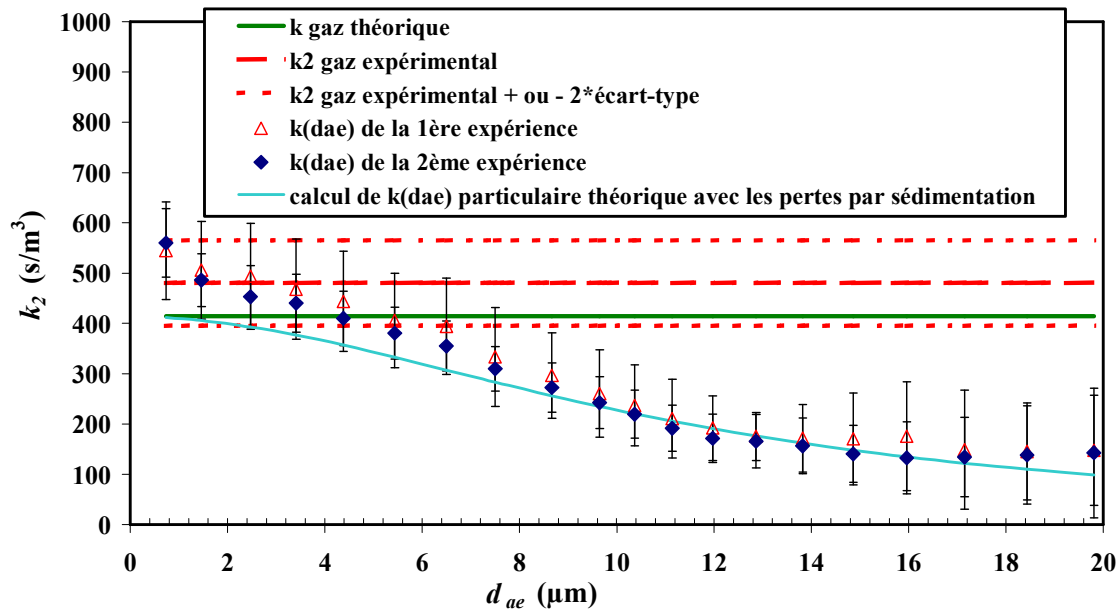


Figure 49. k_2 gazeux et particulaire en $s.m^{-3}$ calculés et mesurés entre le point d'injection et le point de prélèvement APS en fonction du diamètre aérodynamique de l'aérosol produit (d_{ae}) pour un débit de ventilation $Q_{ext} = 145 L.min^{-1}$ dans la boîte à gants.

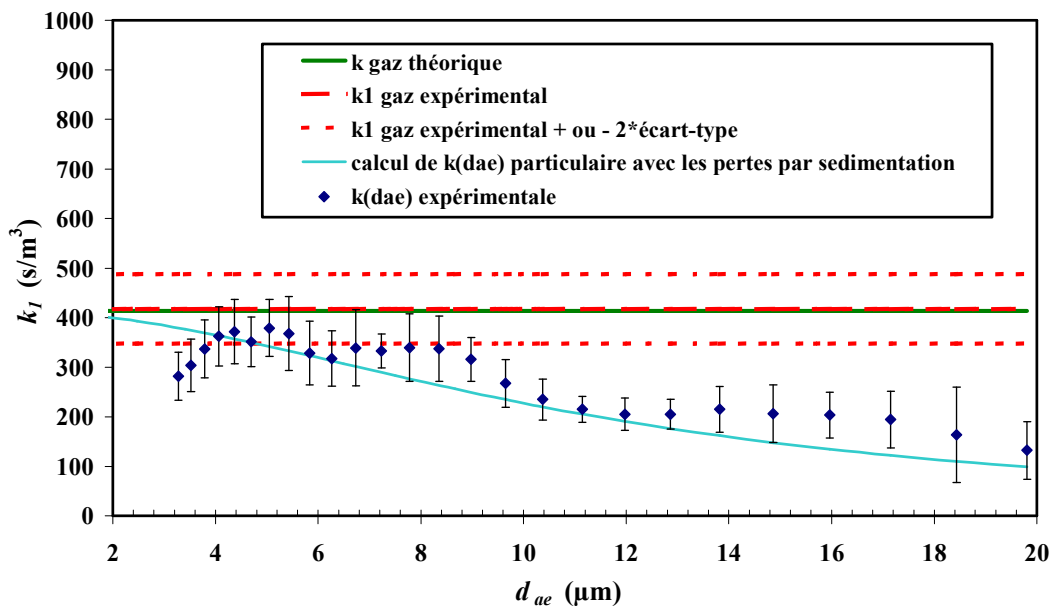


Figure 50. k_1 gazeux et particulaire en $s.m^{-3}$ calculés et mesurés entre le point d'injection et le point de prélèvement filtre en fonction du diamètre aérodynamique de l'aérosol produit (d_{ae}) pour un débit de ventilation $Q_{ext} = 145 L.min^{-1}$ dans la boîte à gants.

D'une façon générale, les résultats expérimentaux sont en accord avec les calculs théoriques prenant en compte les pertes par sédimentation. A partir des mesures expérimentales, des valeurs théoriques de $k(d_{ae})$ et compte tenu des incertitudes, nous pouvons considérer que les particules de diamètre aérodynamique inférieur à $5 \mu m$ ont un

comportement proche du gaz dans le cas de notre enceinte ventilée avec un taux de renouvellement égal à $15,5 \text{ h}^{-1}$. En revanche, pour les particules de diamètre aérodynamique supérieur à $5 \mu\text{m}$, plus le diamètre est élevé et plus leur comportement s'éloigne de celui du gaz. Ainsi, le coefficient de transfert particulaire diminue lorsque le diamètre aérodynamique des particules augmente. Cette évolution est expliquée par le fait que, plus la particule a un diamètre important, plus le dépôt par sédimentation est grand.

2.2.2.4. Conclusion

La caractérisation du transfert d'aérocontaminant d'un point d'émission (au centre en bas de l'enceinte) à deux points de mesure (filtre et APS) dans une boîte à gants ventilée a été réalisée par traçage gazeux et particulaire. Les coefficients de transfert expérimentaux prennent en compte le transfert entre deux points mais également l'efficacité de captage des dispositifs de mesures (APS et filtre). Cette caractérisation a permis, entre autres, de relier la production d'aérosol à l'émission à partir des mesures de concentration.

Le traçage gazeux a permis de valider l'hypothèse de mélange homogène, ainsi que de confirmer les taux de renouvellement théoriques (calculés à partir des débits d'extraction). De plus, des coefficients de transfert ont pu être déterminés. Les coefficients de transfert gazeux k_g et particulaire $k(d_{ae})$, calculés théoriquement et déterminés expérimentalement, ont été comparés entre eux. L'analyse des résultats permet de conclure que le calcul de $k(d_{ae})$ est en bon accord avec nos points expérimentaux dans le cas de l'APS et du filtre. Nos résultats expérimentaux soulignent également le fait qu'il n'y a pas d'effets liés à la proximité entre les points de mesures et le point source.

A partir des mesures expérimentales de $k(d_{ae})$, nous observons que, pour un taux de renouvellement égal à 15 h^{-1} , les particules de diamètre d_{ae} inférieur à $5 \mu\text{m}$ ont un comportement proche du gaz. D'une façon générale, le $k(d_{ae})$ particulaire diminue lorsque le diamètre aérodynamique des particules augmente. Cette tendance est expliquée par le fait que plus la particule a un diamètre important et plus sa vitesse de sédimentation sera grande. Cela entraîne des pertes par effet de sédimentation de plus en plus élevées en fonction du diamètre (d_{ae}) des particules.

Ces expériences de traçages gazeux et particulaire permettent de valider l'utilisation du modèle de transfert de particules en tenant compte des pertes par sédimentation afin de calculer le débit de l'aérosol émis à partir des mesures de concentration.

2.3. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons d'abord présenté les dispositifs expérimentaux et les méthodes de mesure utilisés pour étudier le seuil dépôt/éclaboussure et les particules mises en suspension lors d'impact de gouttes millimétriques. Par la suite, nous avons exposé les paramètres étudiés, identifiés comme influents à partir de nos recherches bibliographiques, ainsi que les moyens utilisés afin de les mesurer et de les contrôler dans nos expériences. De cette étape préliminaire, nous avons fixé notre grille expérimentale permettant d'étudier l'influence des nombres d'Ohnesorge ($2 \times 10^{-3} < Oh < 1,5 \times 10^{-2}$) et de Weber ($130 < We < 1800$) en faisant varier la vitesse et le diamètre des gouttes impactantes, la tension de surface liquide-air et la viscosité dynamique du liquide. De plus, nous avons choisi d'examiner l'influence du paramètre lié au film liquide S_f en faisant varier l'épaisseur du film liquide. Pour conclure, nous avons exposé un modèle de transfert de particules dans une enceinte ventilée permettant de calculer le débit d'émission des gouttes à partir des mesures de concentration. Ce modèle de transfert, prenant en compte la sédimentation des particules ainsi que l'évaporation des microgouttelettes, a été validé par des expériences de traçage gazeux et particulaire.

CHAPITRE 3. ETUDE PHENOMENOLOGIQUE DE L'IMPACT

Dans ce chapitre, nous avons cherché à valider l'utilisation de relations semi-empiriques présentées dans le chapitre 1 les plus adaptées à notre cas de figure, décrivant la transition entre les régimes de dépôt et d'éclaboussure. En effet, dans le cadre de l'évaluation du terme source de contamination, ces relations sont susceptibles d'être utilisées afin de déterminer la possibilité ou non de mettre des particules en suspension : ainsi si on se situe dans le régime de dépôt, on peut supposer qu'il ne va pas y avoir de mise en suspension et, à l'inverse, dans le régime d'éclaboussure, il y aurait création de gouttelettes secondaires susceptibles de se mettre en suspension. Ces relations, déterminant le passage du régime de dépôt à celui de l'éclaboussure, sont établies en fonction des nombres adimensionnels de Weber et d'Ohnesorge. Ces relations sont obtenues en étudiant l'influence du diamètre et la vitesse d'impact des gouttes, de l'épaisseur du film liquide, de la viscosité dynamique et de la tension de surface.

Nous nous proposons d'étudier le phénomène d'impact de façon qualitative en faisant varier tous les paramètres identifiés comme influents dans la littérature, notamment le diamètre et la vitesse des gouttes, l'épaisseur du film, et les propriétés du liquide (viscosité dynamique et tension de surface). L'objectif principal de notre étude phénoménologique est de déterminer le seuil dépôt/éclaboussure en distinguant l'éclaboussure précoce et l'éclaboussure tardive. Signalons que, généralement, cette distinction n'est pas faite dans les études disponibles dans la littérature. Il est donc important d'étudier ces deux régimes d'éclaboussure et tout particulièrement l'éclaboussure précoce. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, au cours de l'impact, les digitations et le bourrelet capillaire grossissent. Ces digitations peuvent se briser, par le mécanisme de pincement des jets liquides dû à l'instabilité de Rayleigh-Taylor, et former des gouttelettes de plus en plus grosses en fonction du temps. Par conséquent, les gouttes secondaires émises au cours de l'éclaboussure précoce ont un diamètre plus petit que celles produites dans le régime d'éclaboussure tardive et, de ce fait, ont une probabilité plus importante d'être à l'origine de particules susceptibles de rester en suspension.

Dans une première partie, nous décrivons de manière phénoménologique les différents régimes se produisant après l'impact, et l'influence des différents paramètres retenus pour notre étude. Puis, dans une seconde partie, nous présentons la comparaison de nos observations avec les relations décrivant le passage entre le régime de dépôt et celui d'éclaboussure.

Il est important de rappeler que dans nos expériences, les propriétés physiques des solutions étudiées (avec une concentration de fluorescéine sodée égale à 10 g/l) sont :

- pour une solution aqueuse, $\gamma = 66$ mN/m et $\mu_l = 1$ mPa.s,
- dans le cas du mélange 50% eau / 50% éthanol, $\gamma = 28$ mN/m et $\mu_l = 2$ mPa.s,
- et pour un mélange 45% eau / 55% glycérol, $\gamma = 66$ mN/m et $\mu_l = 9$ mPa.s.

3.1. Phénoménologie et influence des paramètres

Nous attirons l'attention du lecteur sur le fait que dans chaque figure la séquence d'images présentées sur l'impact des gouttes sont à la même échelle afin d'apprécier au mieux le phénomène étudié.

3.1.1. Description phénoménologique des différents régimes

Nous avons observé principalement trois situations : le dépôt de la goutte, l'éclaboussure précoce seule et l'éclaboussure précoce suivie de l'éclaboussure tardive. Les expériences de visualisation donnent un résultat qualitatif sur l'observation de ces régimes d'impact.

Les figures 51, 52 et 53 représentent, respectivement, des photographies du régime de dépôt, de l'éclaboussure précoce seule et de l'éclaboussure précoce et tardive. Ces régimes sont obtenus avec différentes vitesses d'impact d'une goutte, d'une solution aqueuse ($C_{flu0} = 10$ g/l), de 3,89 mm de diamètre sur un film d'eau, où le paramètre S_f est égal à 0,3.

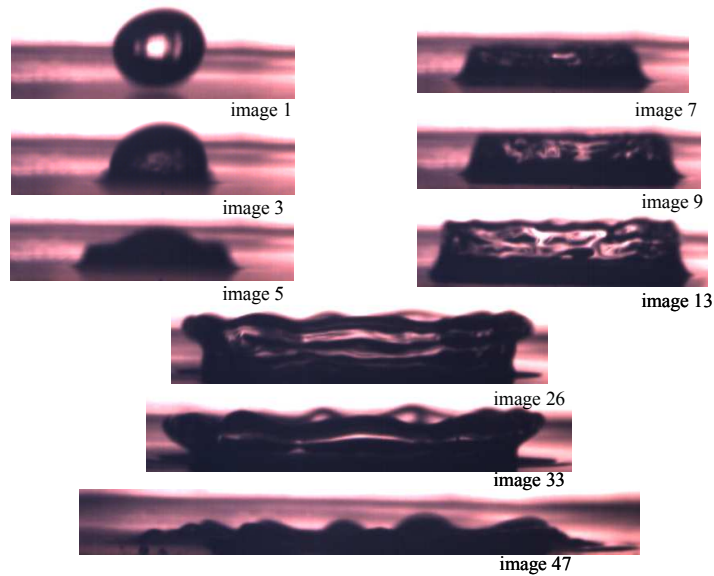


Figure 51. Photographies du régime de dépôt observé lors de l'impact d'une goutte d'eau sur un film liquide ($d_i = 3,89 \text{ mm}$, $S_f = 0,3$ et $v_i = 1,55 \text{ m.s}^{-1}$, soit $We = 142$), où le temps entre deux images est de $0,33 \text{ ms}$.

Sur la figure 51, nous pouvons observer que la goutte en s'impactant crée une corolle qui se développe. Au niveau de cette corolle, nous constatons que des instabilités apparaissent mais ne sont pas suffisamment importantes pour créer des digitations et donc des gouttes secondaires. Cette corolle retombe sans se fragmenter : nous nous situons donc dans un régime de dépôt.

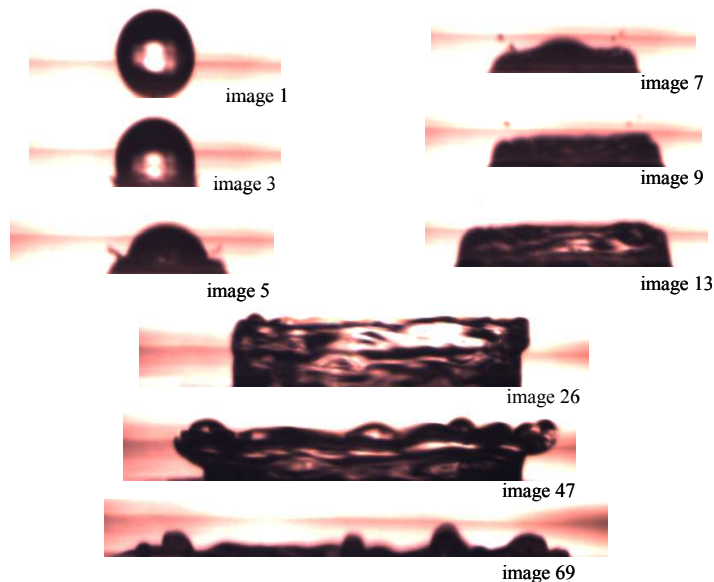


Figure 52. Photographies du régime d'éclaboussure précoce seule observé lors de l'impact d'une goutte d'eau sur un film liquide ($d_i = 3,89 \text{ mm}$, $S_f = 0,3$ et $v_i = 1,86 \text{ m.s}^{-1}$, soit $We = 204$) où le temps entre deux images est de $0,25 \text{ ms}$.

Lorsque la vitesse d'impact est plus élevée, nous pouvons observer sur la figure 52, que la goutte en s'impactant éjecte quelques gouttes (images 5, 7 et 9). A des temps plus longs, nous observons une corolle qui se développe. Au niveau de cette corolle, nous constatons que des instabilités apparaissent, mais ne sont pas suffisamment importantes pour créer des digitations. Cette corolle retombe sans se fragmenter. Cette figure représente donc le cas d'un régime d'éclaboussure précoce seule.

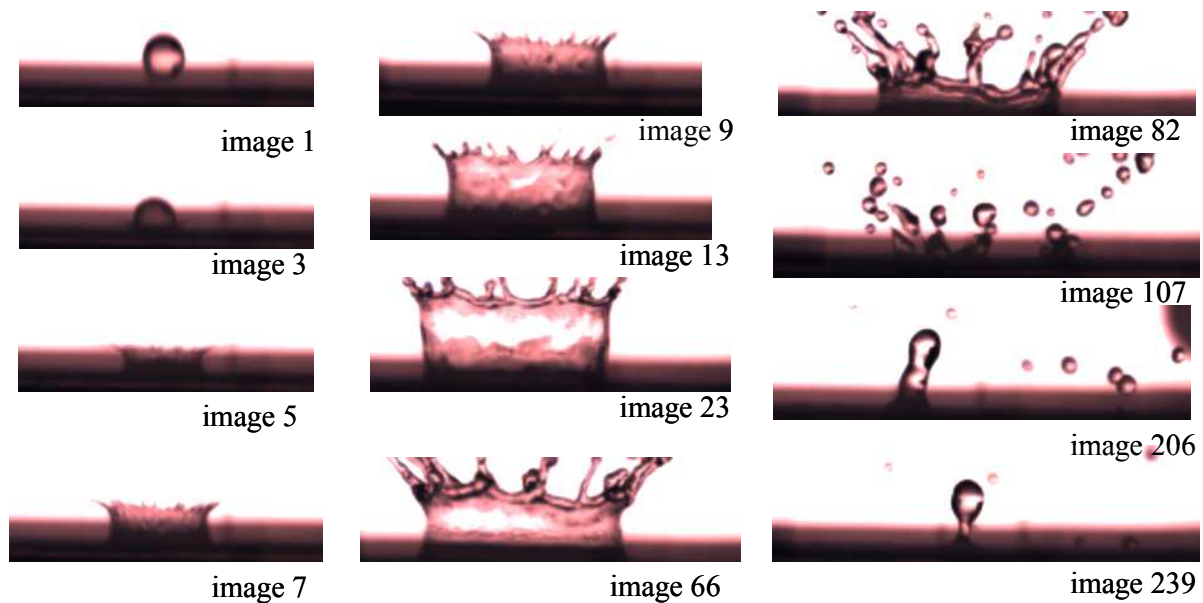


Figure 53. Photographies du régime d'éclaboussure précoce et tardive observé lors de l'impact d'une goutte d'eau sur un film liquide ($d_i = 3,89 \text{ mm}$, $S_f = 0,3$ et $v_i = 3,70 \text{ m.s}^{-1}$, soit $We = 808$) où le temps entre deux images est de $0,25 \text{ ms}$.

Lors de l'impact à une vitesse encore plus élevée, représentée sur la figure 53, nous observons que la goutte en s'impactant crée très rapidement une corolle avec des digitations qui se fragmentent en gouttes secondaires. Comme le montre cette figure, les digitations observées évoluent dans le temps ; en effet, leur diamètre augmente en fonction du temps. Ainsi, ces digitations se fragmentant sous les instabilités de Rayleigh et donnent naissance à des gouttes de taille plus importantes au cours du temps. De plus, un jet central est formé à des temps encore plus longs (50 ms après l'impact) et se fragmente, donnant ainsi naissance à d'autres gouttes qui sédimentent du fait de leur grande taille et de leur faible inertie. La figure 56 représente un régime d'éclaboussure précoce et tardive.

Les figures 54 et 55 représentent, respectivement, des photographies agrandies d'une éclaboussure précoce et d'une éclaboussure tardive lors de l'impact d'une goutte d'eau de $3,89 \text{ mm}$ de diamètre avec une vitesse égale à $3,7 \text{ m.s}^{-1}$, sur un film d'eau où le paramètre S_f est égal à 1.

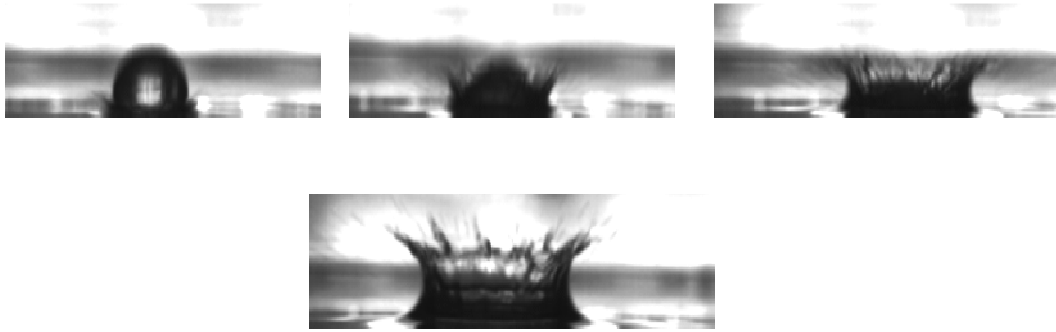


Figure 54. Photographies de l'éclaboussure précoce lors de l'impact d'une goutte d'eau sur un film liquide ($d_i = 3,89 \text{ mm}$, $S_f = 1$ et $v_i = 3,70 \text{ m.s}^{-1}$) où le temps entre deux photographies est de $0,25 \text{ ms}$.

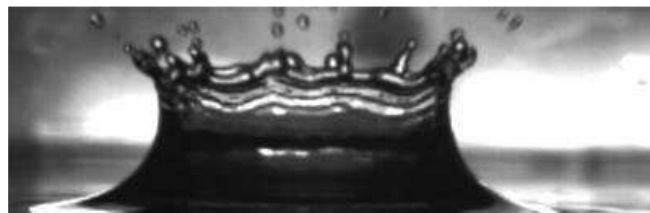


Figure 55. Photographie de l'éclaboussure tardive prise $4,25 \text{ ms}$ après l'impact d'une goutte d'eau sur un film liquide ($d_i = 3,89 \text{ mm}$, $S_f = 1$ et $v_i = 3,70 \text{ m.s}^{-1}$).

Le régime d'éclaboussure précoce est difficile à observer car il se produit dès les premiers instants de l'impact pour des temps inférieurs à la milliseconde (figure 54). La figure 55 représente une photographie classique de l'éclaboussure tardive où la corolle est pleinement développée avec la formation de digitations.

Ces régimes ont aussi été observés lors des expériences réalisées avec les autres liquides mais pour des paramètres pouvant être différents. Après la description que nous venons de faire, nous allons nous intéresser par la suite à décrire de manière qualitative l'influence des paramètres lors de l'impact. En effet, au cours de notre synthèse bibliographique, nous avons identifié que les paramètres tels que la vitesse et le diamètre de la goutte impactante, le paramètre adimensionnel du film et les propriétés du liquide pouvaient avoir une influence lors de l'impact.

3.1.2. Influence de la nature du liquide

La tension de surface et la viscosité affecte le nombre et la taille des gouttes produites. La figure 56 présente différents impacts de gouttes d'eau, de mélange 50 % eau / 50 % éthanol et de mélange 55 % glycérol / 45 % eau, ayant comme paramètres d'impact : $d_i = 4$ mm, $S_f = 0,3$ et $v_i = 1,96$ m/s. Cette figure permet de visualiser l'influence la tension de surface et de la viscosité sur le phénomène d'impact.

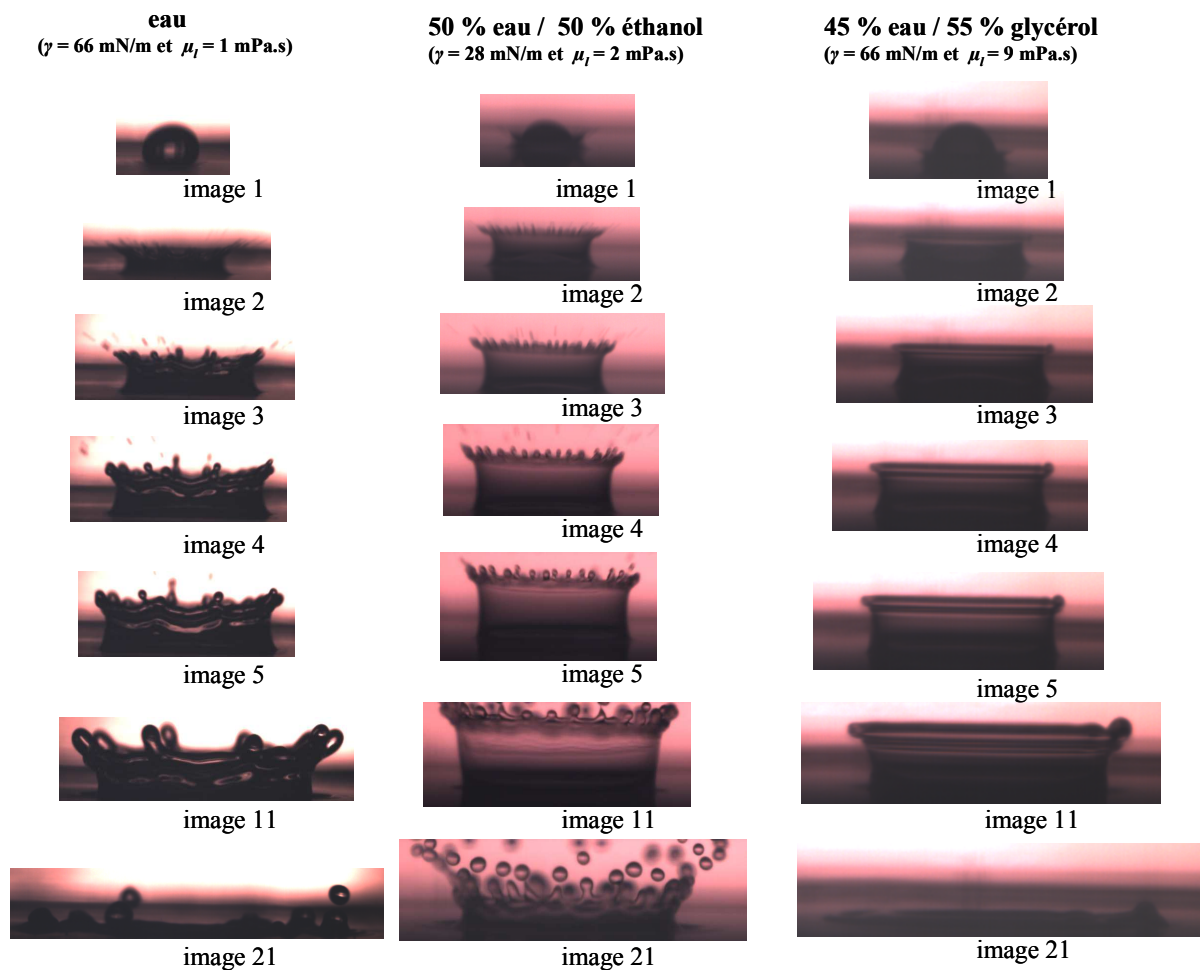


Figure 56. Influence de la viscosité dynamique et de la tension de surface sur le phénomène d'impact ($d_i = 4$ mm, $S_f = 0,3$ et $v_i = 1,96$ m/s), le temps entre deux images est de 1 ms.

La tension de surface a un effet sur la forme de la corolle, sur le nombre de digitations et de gouttes secondaires produites. Dans les mêmes conditions d'impact (v_i , d_i , S_f), la diminution de la tension de surface favorise le régime d'éclaboussure tardive. L'augmentation de la viscosité entraîne un retard de l'éclaboussure précoce, voir son absence. Plus particulièrement, l'augmentation de la viscosité et de la tension de surface entraîne une diminution du nombre de gouttes produites, ainsi qu'une augmentation de leur taille. Cette

observation est cohérente avec la relation obtenue par Okawa (eq. 60) indiquant que le nombre de gouttes secondaires est fonction du paramètre $K^{1,8}$ et du paramètre $S_f^{-0,3}$. En effet, pour les mêmes conditions d'impact (v_i , d_i , S_f et ρ_l), le paramètre adimensionnel K diminue en fonction de la viscosité dynamique et de la tension de surface (cf. eq. 39).

3.1.3. Influence de la vitesse d'impact

L'effet de la vitesse est clairement illustré sur les figures 57 et 58 qui représentent l'impact de gouttes, de 3,9 mm de diamètre, sur un film où le paramètre S_f est égal à 0,6, avec différentes vitesses d'impact, respectivement dans le cas de solution aqueuse et d'un mélange eau / éthanol.

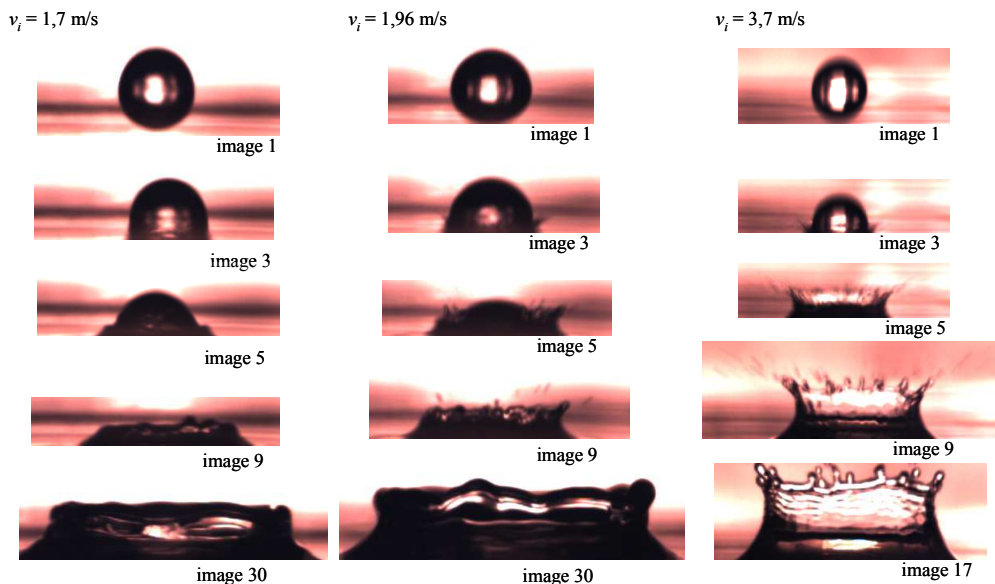


Figure 57. Impact d'une goutte de solution aqueuse de concentration $C_{fluo} = 10$ g/l avec comme paramètre d'impact : $d_i = 3,89$ mm, $S_f = 0,6$ et $v_i = 1,70$, $1,96$ et $3,70$ m.s⁻¹, le temps entre deux images est de 0,25 ms.

Sur les figure 57 et 58, nous pouvons observer qu'une augmentation de la vitesse de la goutte impactante entraîne également une augmentation du nombre de digitations, et donc du nombre de gouttes produites dans le régime d'éclaboussure précoce. Les gouttes produites, du fait de leurs grandes vitesses d'éjection, apparaissent parfois comme des traînées sur les photographies puisque le temps d'obturation utilisé se trouve être voisin ou égal à celui entre deux images (cf. fig. 57).

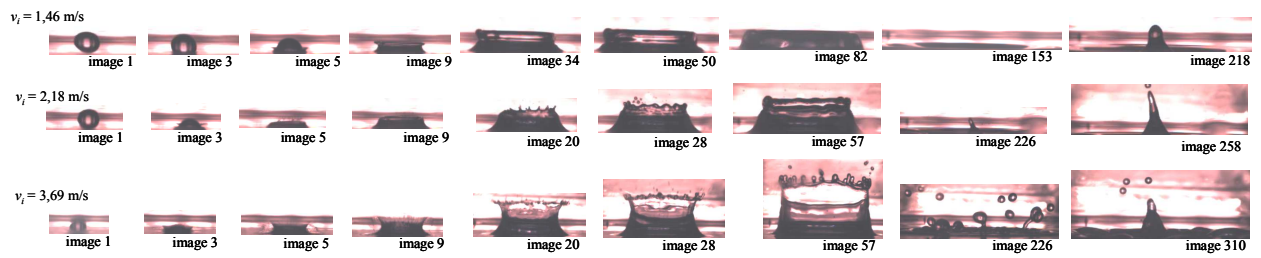


Figure 58. Impact de gouttes d'un mélange 50 % eau / 50 % éthanol de concentration $C_{fluo} = 10 \text{ g/l}$ avec comme paramètre d'impact : $d_i = 3,87 \text{ mm}$, $S_f = 0,6$ et $v_i = 1,46, 2,18$ et $3,69 \text{ m.s}^{-1}$, le temps entre deux images est de $0,25 \text{ ms}$.

Nous pouvons observer sur la figure 58, un jet central formé à des temps encore plus long, 50 ms après l'impact. Ce jet s'élève d'autant plus que la vitesse d'impact est importante, et se fragmente également, donnant ainsi naissance à des gouttes qui sédimentent du fait de leurs grandes tailles et de leurs faibles vitesses.

Les régimes d'éclaboussures précoce et tardive sont illustrés plus en détail sur la figure 59. Cette figure représente l'impact d'une goutte du mélange 50 % eau / 50 % éthanol ($C_{fluo} = 10 \text{ g/l}$) avec une vitesse d'impact égale à $3,80 \text{ m/s}$ sur un film liquide ayant comme paramètre S_f égal à $0,3$. Nous pouvons observer que la goutte en s'impactant crée très rapidement une corolle avec des digitations qui se fragmentent en gouttes secondaires. A des temps courts, proches de la milliseconde, il est observé que la corolle a une forme incurvée vers son extrémité. Ensuite, cette corolle se développe en hauteur et en largeur, formant des digitations qui se fragmentent en gouttes secondaires avec des diamètres de plus en plus grands en fonction du temps. Enfin, la corolle retombe sur elle-même, tout en produisant encore des grosses gouttes secondaires.

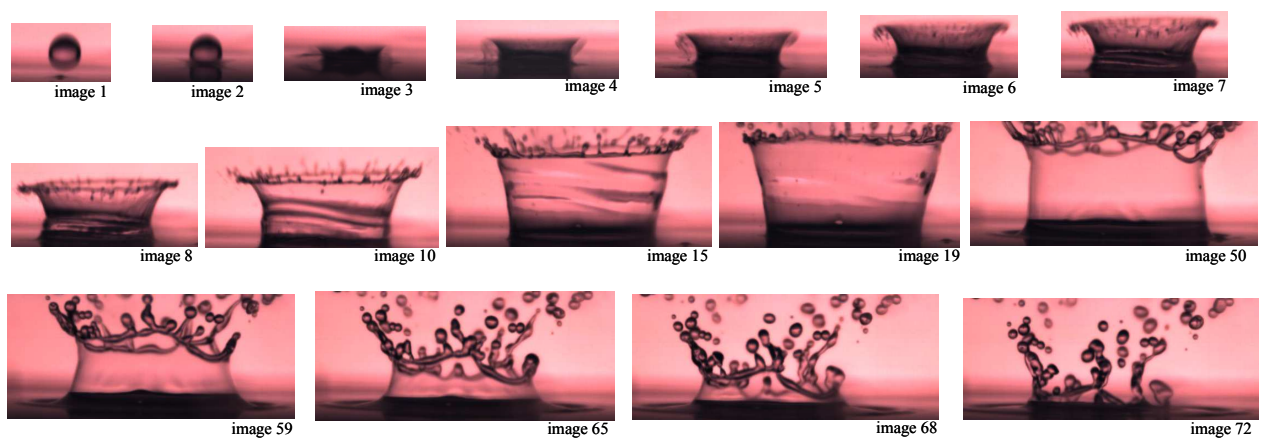


Figure 59. Photographie du régime d'éclaboussure précoce et tardive observé lors de l'impact d'une goutte du mélange 50% eau / 50% éthanol sur un film liquide ($d_i = 3,87 \text{ mm}$, $S_f = 0,3$ et $v_i = 3,80 \text{ m.s}^{-1}$, soit $We = 1860$) où le temps entre deux images est de $0,5 \text{ ms}$.

Dans le cas d'un mélange eau / glycérol, les observations sont similaires à celles faites précédemment en terme d'influence sur la vitesse, comme l'illustre la figure 60.

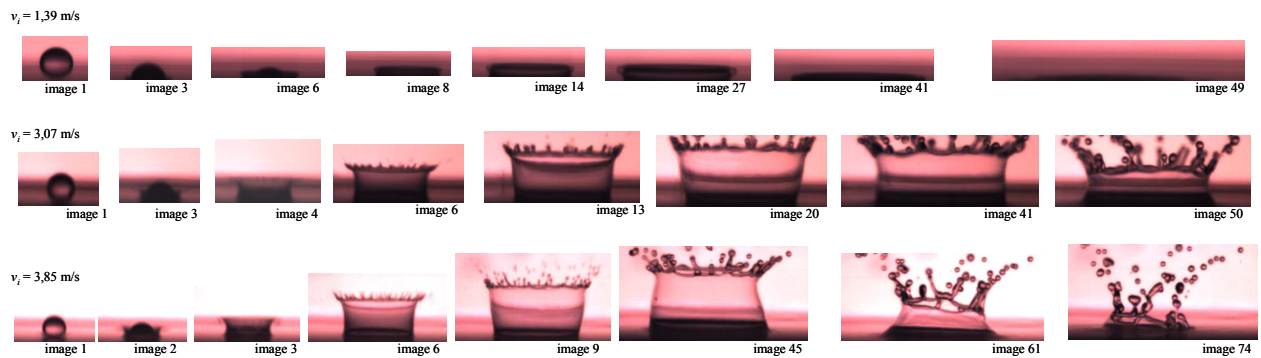


Figure 60. Influence de la vitesse de la goutte impactante sur le phénomène d'impact dans le cas du mélange 55 % glycérol / 45 % eau ($d_i = 4,30$ mm, $S_f = 0,6$ et $v_i = 1,39, 3,07$ et $3,85$ m.s⁻¹), le temps entre deux images est de 0,33 ms.

3.1.4. Influence du diamètre de la goutte

Les figures 61 et 62 représentent l'impact de gouttes de différents diamètres avec une même vitesse égale à 3 m/s sur un film liquide, où le paramètre S_f est égal à 1, respectivement dans le cas d'une solution aqueuse et de mélange eau / éthanol. Nous pouvons observer sur ces figures, que dans les mêmes conditions d'impact (v_i, S_f), une augmentation du diamètre de la goutte impactante, entraînant une augmentation du nombre de Weber, favorise l'éclaboussure. Plus particulièrement, cela favorise l'apparition des digitations, et par conséquent, augmente le nombre de gouttes secondaires produites.

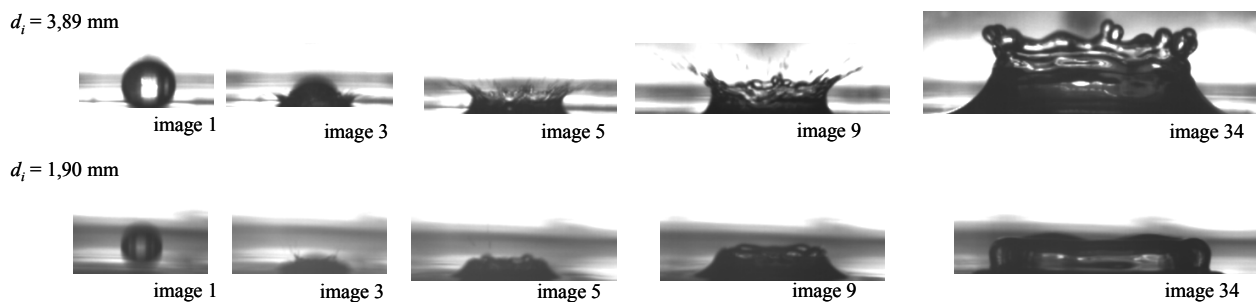


Figure 61. Influence du diamètre de la goutte impactante d_i sur le phénomène d'impact ($d_i = 3,89$ et $1,90$ mm, $v_i = 3$ m/s, $S_f = 1$), le temps entre deux photographies est de 0,25 ms.

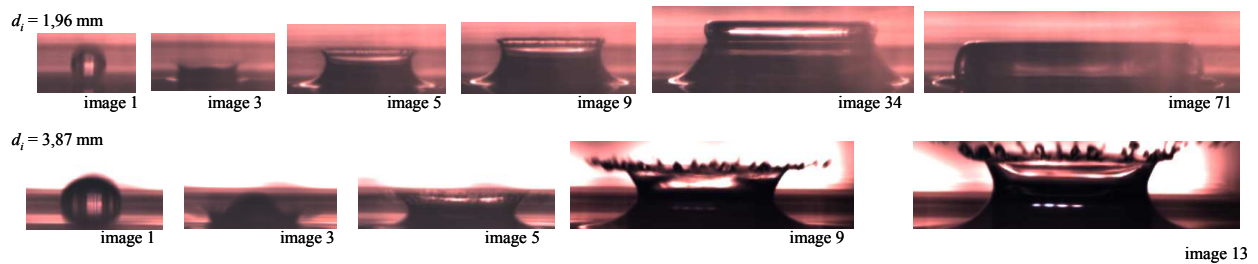


Figure 62. Influence du diamètre de la goutte impactante d_i sur le phénomène d'impact dans le cas du mélange 50 % eau / 50 % éthanol ($d_i = 3,87$ et $1,96$ mm, $v_i = 3$ m/s, $S_f = 1$), le temps entre deux images est de $0,25$ ms.

La figure 63 représente l'impact de gouttes composées d'eau et de glycérol, de différents diamètres avec une vitesse d'impact identique. Cette figure montre que dans les mêmes conditions d'impact (v_i et S_f), une augmentation du diamètre de la goutte favorise, là aussi, l'éclaboussure. Dans le cas présent, cela favorise l'apparition des digitations, et par conséquent, entraîne une augmentation du nombre de gouttes secondaires produites. Sur cette figure, nous observons aussi la présence d'éclaboussures précoces et tardives dans le cas d'impact d'une goutte de diamètre $4,3$ mm, tandis que dans le cas où le diamètre de la goutte impactante est de $2,39$ mm de diamètre, correspondant à un nombre d'Ohnesorge plus élevé égal à $2,06 \times 10^{-2}$, nous observons seulement de l'éclaboussure tardive. Cette observation est cohérente avec celle de Cossali *et al.* (1997) indiquant que l'éclaboussure précoce est observée pour des faibles nombres d'Ohnesorge, et à l'inverse, dans le cas de nombres d'Ohnesorge élevés, seule l'éclaboussure tardive est observée.

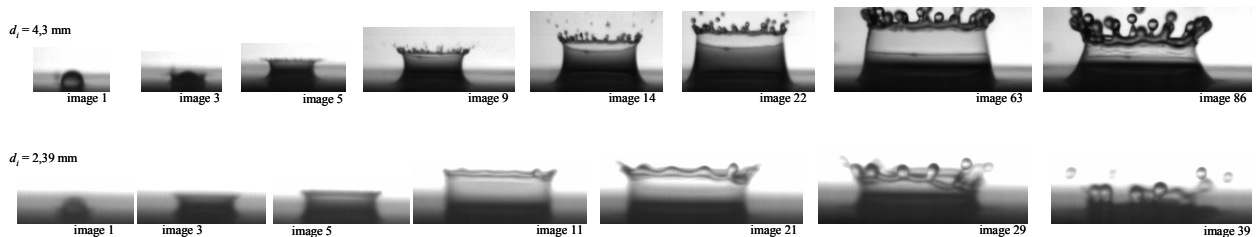


Figure 63. Influence du diamètre de la goutte impactante d_i sur le phénomène d'impact dans le cas du mélange 55 % glycérol / 45 % eau ($d_i = 4,3$ mm, $S_f = 0,6$, $v_i = 3,73$ m/s et $d_i = 2,39$ mm, $v_i = 3,71$ m/s, $S_f = 0,5$), le temps entre deux images est de $0,25$ ms.

3.1.5. Influence du paramètre S_f

Nous avons constaté, comme le montre la figure 64 et 65, qu'une diminution du paramètre S_f favorise l'apparition des digitations, et par conséquent, augmente le nombre de gouttes secondaires produites. Cette observation a également été constatée par Vander Wal *et al.*, (2006b).

Les résultats présentés sur la figure 64 montrent une influence notable du paramètre S_f lorsque celui-ci varie entre 0,3 et 0,6 sur l'éclaboussure dans le cas de gouttes d'eau de diamètre 3,89 mm, pour une faible vitesse d'impact de 1,96 m/s.

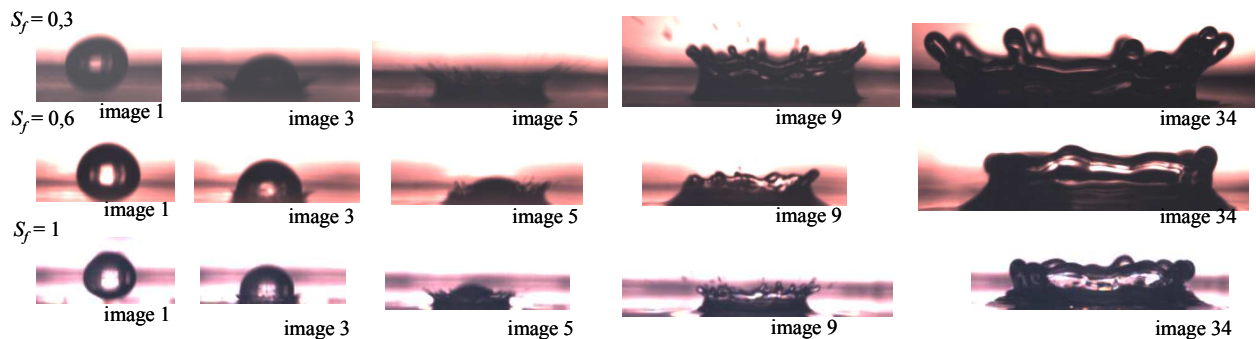


Figure 64. Influence du paramètre de film S_f lors de l'impact d'une goutte de solution aqueuse de concentration $C_{fluo} = 10$ g/l avec comme paramètres d'impact : $d_i = 3,89$ mm, $v_i = 1,96$, $S_f = 0,3$, $0,6$ et 1 , le temps entre deux images est de $0,25$ ms.

De plus, dans le cas de mélange eau / glycérol, comme le montre la figure 65, nous observons qu'une diminution de 1 à 0,3 du paramètre S_f , pour une vitesse de 3,07 m/s, influe sur l'éclaboussure (comme la cinétique).

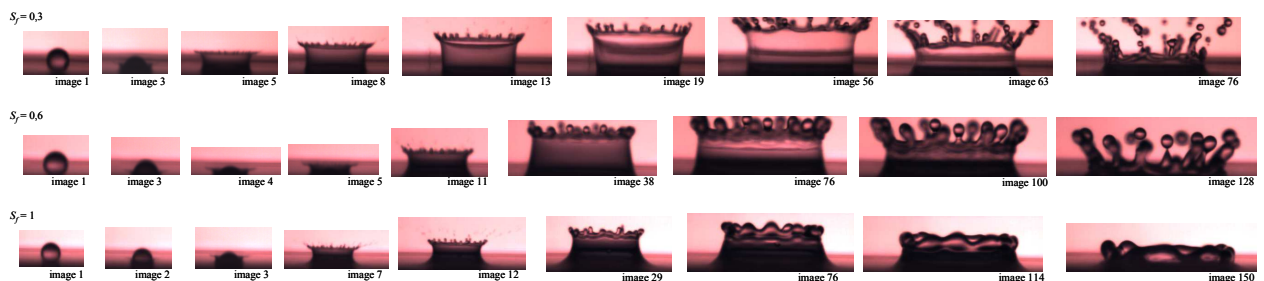


Figure 65. Influence du paramètre de film S_f sur le phénomène d'impact dans le cas du mélange 55 % glycérol / 45 % eau ($d_i = 4,30$ mm, $v_i = 3,07$ m/s, $S_f = 0,3$, $0,6$ et 1), le temps entre deux images est de $0,33$ ms.

3.1.6. Phénomène de bullage

Lors des expériences avec les gouttes du mélange 50 % eau / 50 % éthanol, nous avons observé lorsque la vitesse de la goutte impactante est élevée (supérieures à 3 m/s) l'apparition de quelques petites bulles après l'impact. Ces petites bulles sont formées lorsque la corolle se referme sur elle-même en piégeant ainsi de l'air. Dans le cas d'une vitesse encore plus élevée, proche de 4 m/s (cf. fig. 66 et 67), la corolle se referme sur elle-même, pouvant ainsi former une très grosse bulle ayant un diamètre 5 fois plus grand que celle de la goutte impactante. En effet, la corolle a une forme bombée, ainsi en retombant, le diamètre du bourrelet, situé en haut de cette corolle, diminue jusqu'à ce qu'il se referme sur lui-même. Ce phénomène a été difficile à visualiser avec notre banc vidéo puisque, dans les mêmes conditions d'impact (v_i et S_f), il n'est pas reproductible (cf. fig. 66 et 67). Les bulles formées dans ce cas entraînent la production de fines gouttelettes lors de leurs ruptures (cf. fig. 67).

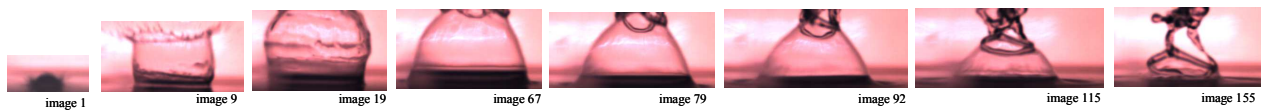


Figure 66. Phénomène d'impact dans le cas d'une goutte du mélange 50 % eau / 50 % éthanol ($d_i = 3,87$ mm, $v_i = 4$ m/s, $S_f = 0,3$), le temps entre deux images est de 0,33 ms.

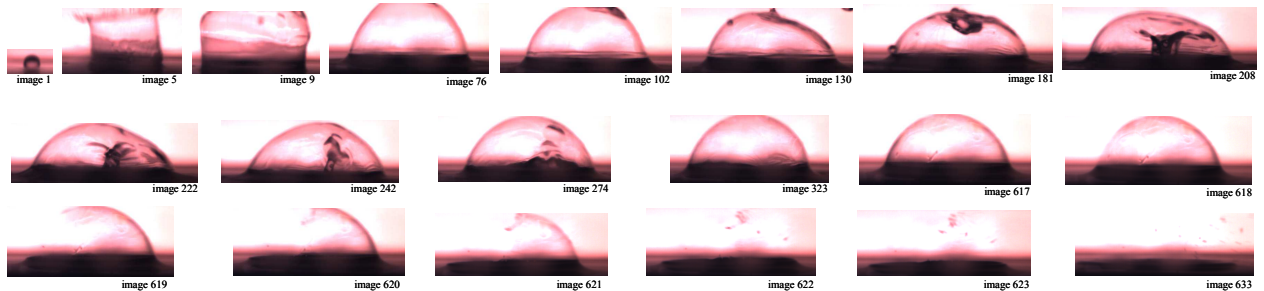


Figure 67. Bulle formée après l'impact d'une goutte du mélange 50 % eau / 50 % éthanol ($d_i = 3,87$ mm, $v_i = 4$ m/s, $S_f = 0,3$), le temps entre deux images est de 0,5 ms.

3.2. Seuil dépôt/éclaboussure

3.2.1. Cas de faible nombre d'Ohnesorge

Nombre d'Ohnesorge égal à 2×10^{-3}

Les régimes observés dans le cas de l'impact de goutte d'une solution aqueuse ($C_{flu0} = 10 \text{ g/l}$), de 3,89 mm de diamètre, où le nombre d'Ohnesorge est donc égal à $2,0 \times 10^{-3}$, sont présentés sur la figure 68 en fonction des nombres de Weber et du paramètre de film S_f , afin d'être comparés avec les relations de seuil de Cossali *et al.* (1997), de Vander Wal *et al.* (2006c) et de Okawa *et al.* (2006).

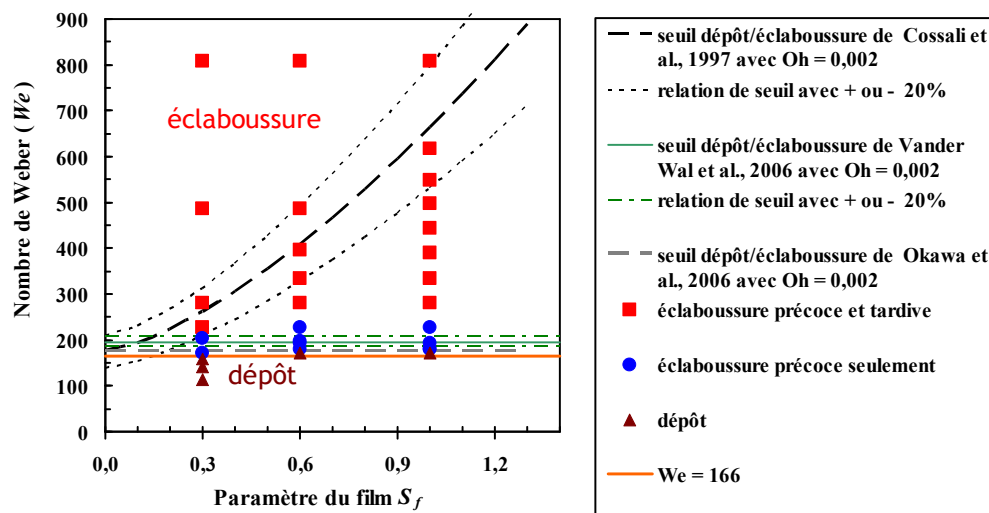


Figure 68. Comparaison des relations de seuil de Cossali *et al.* (1997), de Vander Wal *et al.* (2006) et de Okawa *et al.* (2006) avec les observations de dépôt, d'éclaboussure précoce et tardive en fonction du nombre de Weber et du paramètre S_f ($Oh = 2,0 \times 10^{-3}$ et $d_i = 3,89 \text{ mm}$).

Les résultats expérimentaux représentés sur la figure 68 ne montrent pas d'influence du paramètre S_f sur le seuil dépôt/éclaboussure. On constate que les relations de Vander Wal *et al.* (2006c) et de Okawa *et al.* (2006) sont en accord avec nos résultats expérimentaux, sur le passage du régime de dépôt à celui de l'éclaboussure tardive, obtenus pour des S_f compris entre 0,3 et 1. En effet, la figure 68 montre clairement que l'apparition de l'éclaboussure tardive se situe dans la zone d'éclaboussure définie par Vander Wal *et al.* (2006c) et Okawa *et al.* (2006). D'après nos résultats expérimentaux représentés sur la figure 68, le nombre de Weber critique, caractérisant le seuil dépôt / éclaboussure précoce, est égal à 166. Il est très proche de celui calculé à l'aide de la relation de Okawa *et al.* (2006), égal à 175, et légèrement inférieur au nombre Weber critique déterminé par la relation de Vander Wal *et al.*, (2006c) qui est égal à 196.

Nombres d'Ohnesorge égaux à $2,4 \times 10^{-3}$ et $2,8 \times 10^{-3}$

La figure 69 présente la comparaison entre les relations de seuil et les observations de dépôt, d'éclaboussure précoce et tardive, en fonction du nombre de Weber et du paramètre S_f lors de l'impact de gouttes de 2,54 et 1,90 mm de diamètre, d'une solution aqueuse (correspondant respectivement à $Oh = 2,4 \times 10^{-3}$ et $2,8 \times 10^{-3}$).

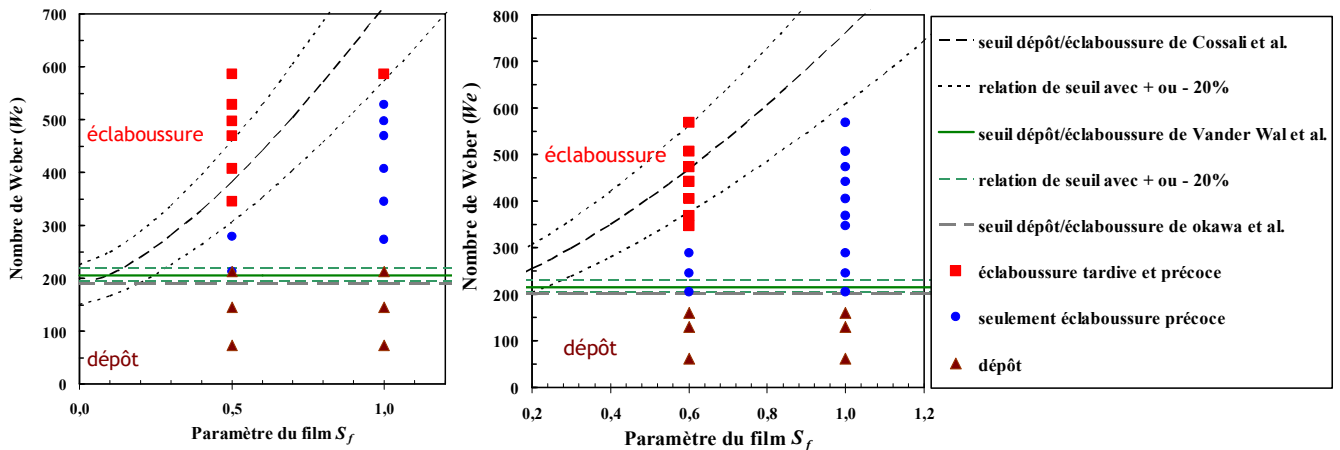


Figure 69. Comparaison des relations de seuil de Cossali *et al.* (1997), de Vander Wal *et al.* (2006) et de Okawa *et al.* (2006) avec les observations de dépôt, d'éclaboussure précoce et tardive en fonction du nombre de Weber et du paramètre S_f lors de l'impact de gouttes avec $Oh = 2,4 \times 10^{-3}$ et $d_i = 2,54$ mm (figure de gauche), et avec $Oh = 2,8 \times 10^{-3}$ et $d_i = 1,90$ mm (figure de droite).

Comme dans le cas précédent, nos résultats expérimentaux ne montrent pas d'influence notable du paramètre S_f sur le seuil dépôt/éclaboussure. Les relations de Vander Wal *et al.* (2006c) et de Okawa *et al.* (2006) décrivent correctement le passage du régime de dépôt à celui de l'éclaboussure ; en effet, les premières observations d'éclaboussure précoce se situent à un nombre de Weber supérieur ou égal au nombre de Weber critique calculé à l'aide de la relation de Okawa *et al.* et de Vander Wal. *et al.* avec ± 20 % de précision.

Par ailleurs, sur les figures 68 et 69, nous constatons que nos résultats expérimentaux ne sont pas en accord avec la relation de seuil de Cossali *et al.* (1997). Cette relation surestime le nombre de Weber critique déterminant le seuil dépôt/éclaboussure. Ce résultat s'explique par le fait que cette relation n'est valable que pour des nombres de Ohnesorge supérieurs à $1,1 \times 10^{-2}$ alors que dans nos expériences ce nombre est fixé à $2,0 \times 10^{-3}$, $2,4 \times 10^{-3}$ et $2,8 \times 10^{-3}$. En revanche, nos résultats montrant l'indépendance du seuil en fonction de S_f , sont en accord avec les résultats expérimentaux présentés dans leur étude obtenus pour $Oh = 2,2 \times 10^{-3}$ (cf. fig. 23 chapitre 1).

3.2.2. Cas de nombre d'Ohnesorge plus élevé

Nombre d'Ohnesorge égal à $6,8 \times 10^{-3}$

Les régimes observés dans le cas de l'impact de gouttes de 3,87 mm de diamètre d'un mélange 50% eau / 50% éthanol ($Oh = 6,8 \times 10^{-3}$), sont présentés sur la figure 70 en fonction des nombres de Weber et du paramètre de film S_f , afin d'être comparés avec les relations de seuil. Nous rappelons que le mélange 50% eau / 50% éthanol permet de diminuer la tension de surface air-liquide ($\gamma = 28$ mN/m).

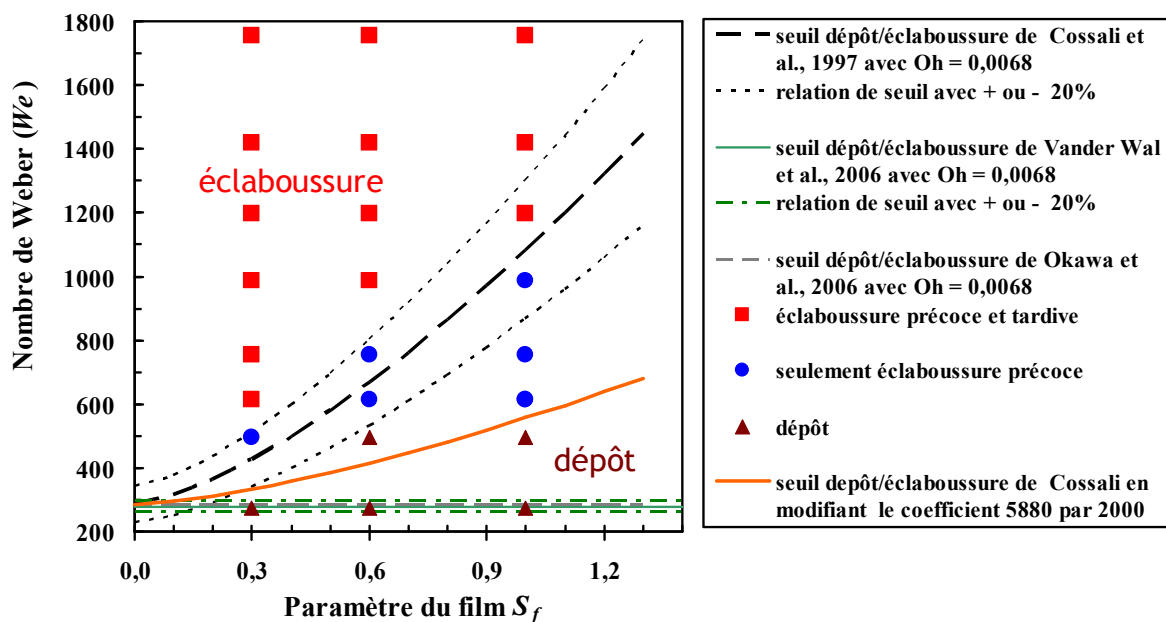


Figure 70. Comparaison des relations de seuil de Cossali et al. (1997), de Vander Wal et al. (2006) et de Okawa et al. (2006) avec les observations de dépôt, d'éclaboussure précoce et tardive en fonction du nombre de Weber et du paramètre S_f lors de l'impact de goutte avec $Oh = 6,8 \times 10^{-3}$ et $d_i = 3,87$ mm.

Nos résultats expérimentaux montrent une influence du paramètre S_f sur le seuil dépôt/éclaboussure. On constate que les relations de Vander Wal *et al.* (2006c) et de Okawa *et al.* (2006) ne décrivent pas correctement le passage du régime de dépôt à celui de l'éclaboussure tardive ; en effet, le dépôt est observé dans la zone d'éclaboussure définie par ces relations. Les premières observations d'éclaboussure précoce se situent à un nombre de Weber au moins deux fois supérieur au nombre de Weber critique calculé par ces deux relations.

Nos résultats expérimentaux montrent que la relation de Cossali *et al.* (1997) décrit difficilement le seuil dépôt/éclaboussure. En effet dans certains cas, des observations de l'éclaboussure précoce ($S_f = 0,3$ et $0,6$) se situent dans la zone de transition définie par la relation de Cossali avec $\pm 20\%$ de précision et, dans d'autres cas ($S_f = 1$), ces points d'observations se situent en dessous de cette relation avec $\pm 20\%$ de précision. En changeant la valeur du coefficient 5880 en 2000 dans la relation de Cossali *et al.* (1997), nous avons obtenu une relation permettant de mieux décrire la transition dépôt/éclaboussure précoce.

Nombres d'Ohnesorge égaux à $8,1 \times 10^{-3}$ et $9,5 \times 10^{-3}$

Les régimes observés dans le cas de l'impact de gouttes de 2,70 mm et de 1,96 mm de diamètre ($Oh = 8,1 \times 10^{-3}$ et $9,5 \times 10^{-3}$) d'une solution 50 % eau / 50 % éthanol sont présentés sur la figure 71 à gauche et à droite, en fonction des nombres de Weber et du paramètre de film S_f afin d'être comparés avec les relations de seuil.

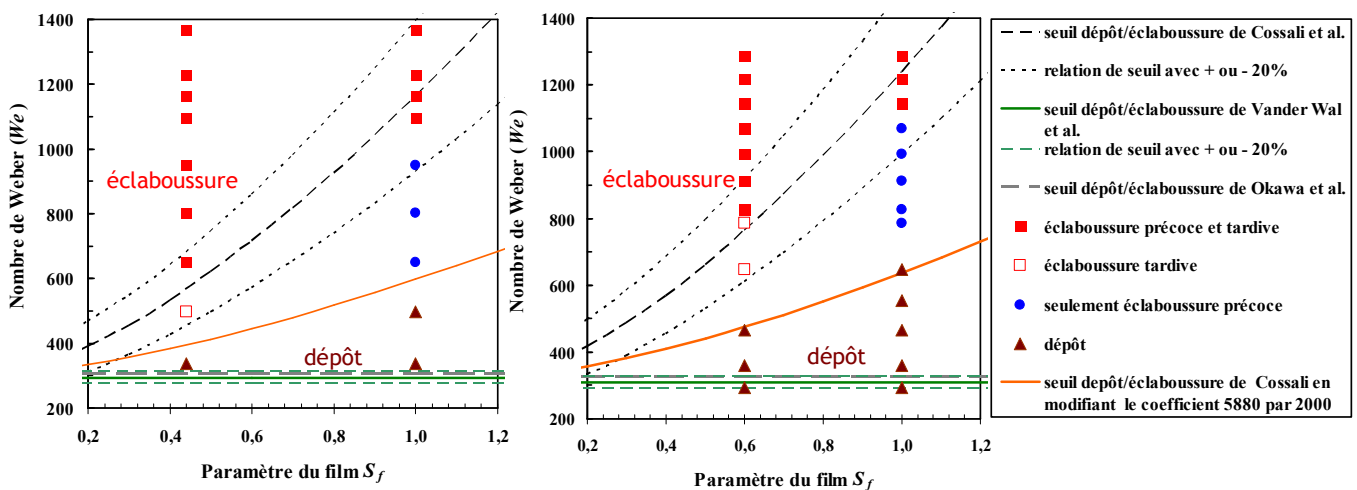


Figure 71. Comparaison des relations de seuil de Cossali *et al.* (1997), de Vander Wal *et al.* (2006) et de Okawa *et al.* (2006) avec les observations de dépôt, d'éclaboussure précoce et tardive en fonction du nombre de Weber et du paramètre S_f lors de l'impact de goutte où $Oh = 8,1 \times 10^{-3}$ et $d_i = 2,70$ mm (figure de gauche), et avec $Oh = 9,5 \times 10^{-3}$ et $d_i = 1,96$ mm (figure de droite).

Nos observations sont les mêmes que dans le cas où Oh est égal à $6,8 \times 10^{-3}$: d'une part, c'est à dire qu'il existe une influence du paramètre S_f sur le seuil dépôt/éclaboussure, et d'autre part, que les relations de Vander Wal *et al.* (2006c) et de Okawa *et al.* (2006) ne décrivent pas correctement le passage du régime de dépôt à celui de l'éclaboussure tardive.

De plus, il est également observé que la relation de Cossali *et al.* (1997) décrit mal le seuil dépôt/éclaboussure, même en prenant en compte la relation avec $\pm 20\%$ de précision. La même modification du coefficient 5880 par 2000 de cette relation (tab. 8), permet d'obtenir une nouvelle relation, décrivant de façon plus satisfaisante la transition dépôt/éclaboussure observée.

Nombre d'Ohnesorge égal à $1,54 \times 10^{-2}$

Les régimes observés dans le cas de l'impact de gouttes de 4,30 mm de diamètre d'un mélange 55% glycérol / 45% eau ($Oh = 1,54 \times 10^{-2}$), sont présentés sur la figure 72 en fonction des nombres de Weber et du paramètre de film S_f afin d'être comparés avec les relations de seuil.

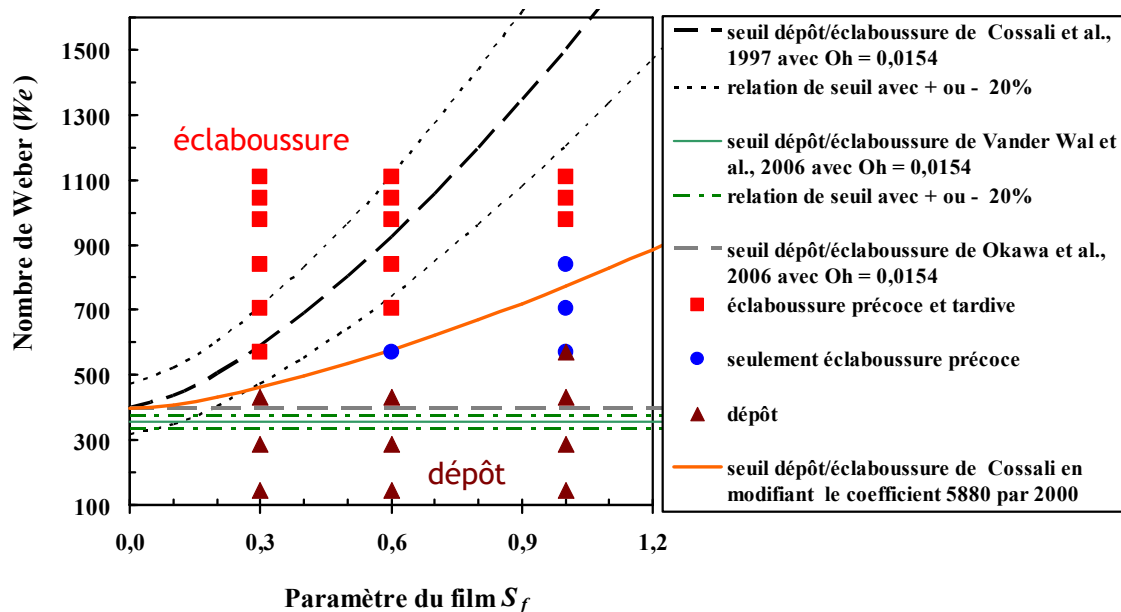


Figure 72. Comparaison des relations de seuil de Cossali *et al.* (1997), de Vander Wal *et al.* (2006) et de Okawa *et al.* (2006) avec les observations de dépôt, d'éclaboussure précoce et tardive en fonction du nombre de Weber et du paramètre S_f lors de l'impact de goutte où $Oh = 1,54 \times 10^{-2}$ et $d_i = 4,30$ mm.

Les observations obtenues sur l'influence du paramètre S_f et des limites des relations de seuils, pour le cas de nombre d'Ohnesorge égal à $1,54 \times 10^{-2}$, sont les mêmes que pour celles des nombres d'Ohnesorge égaux à $6,8 \times 10^{-3}$, $8,1 \times 10^{-3}$ et $9,5 \times 10^{-3}$.

3.3. Conclusion

Dans cette partie, nous avons analysé l'influence des paramètres identifiés comme influents dans la littérature tels que, la vitesse d'impact v_i , le diamètre de la goutte impactante d_i , le paramètre adimensionnel du film S_f et les propriétés du liquide (la viscosité dynamique μ_l et la tension de surface γ), sur la phénoménologie de l'impact et plus particulièrement l'apparition de l'éclaboussure précoce.

Nous avons observé qu'une augmentation de la vitesse de la goutte v_i et du diamètre de la goutte d_i , entraînant une augmentation du nombre de Weber, favorise l'éclaboussure. Plus particulièrement, ces augmentations entraînent une élévation de la corolle, du nombre de digitations, et ainsi une augmentation du nombre de gouttes produites dans le régime d'éclaboussure précoce et tardive.

Nous avons également remarqué qu'une diminution du paramètre S_f favorise l'apparition des digitations, et par conséquent, le nombre de gouttes secondaires produites. Cette observation a également été faite par Vander Wal *et al.* (2006b).

En ce qui concerne l'influence des propriétés du liquide, nous avons remarqué qu'une augmentation de la viscosité entraîne un retard de l'éclaboussure précoce, voire son absence. Plus particulièrement, l'augmentation de la viscosité et de la tension de surface entraîne une diminution du nombre de gouttes produites, ainsi qu'une augmentation de leurs tailles.

Toutes ces observations sont cohérentes avec la relation obtenue par Okawa (eq. 60) indiquant que le nombre de gouttes secondaires est fonction du paramètre $K^{1,8}$ et du paramètre $S_f^{-0,3}$. En effet, par ordre d'importance (selon la puissance), le paramètre adimensionnel K augmente en fonction de la vitesse d'impact, du diamètre de la goutte impactante et de la masse volumique du liquide de la goutte. Egalement, toujours par ordre d'importance, ce paramètre adimensionnel K diminue en fonction de la viscosité dynamique μ_l et de la tension de surface γ (cf. eq. 39).

En ce qui concerne le seuil dépôt/éclaboussure, nous remarquons que, pour des faibles nombres d'Ohnesorge ($2,0 \times 10^{-3}$, $2,4 \times 10^{-3}$ et $2,8 \times 10^{-3}$), les relations de Vander Wal *et al.* (2006c) et de Okawa *et al.* (2006) sont celles qui permettent de décrire correctement le seuil

dépôt/éclaboussure, contrairement à celle de Cossali *et al.* (1997). Dans le cas des nombres d'Ohnesorge plus importants ($6,8 \times 10^{-3}$, $8,1 \times 10^{-3}$, $9,5 \times 10^{-3}$ et $1,54 \times 10^{-2}$), nous avons constaté que toutes ces relations ne décrivent pas correctement le seuil dépôt / éclaboussure. Ces divers résultats sont cohérents avec les gammes d'études pour lesquelles elles ont été élaborées. En effet, Cossali *et al.* (1997) ont étudié principalement le cas de solutions visqueuses donnant des nombres d'Ohnesorge élevés (supérieurs à 10^{-2}), alors que Vander Wal *et al.* (2006b et 2006c) se sont intéressés à des solutions moins visqueuses, étudiant ainsi le cas de nombres d'Ohnesorge inférieurs à 2×10^{-2} , pour des films minces ($S_f = 0,1$). De plus, étant donné que la relation Okawa *et al.* (2006) a été validée principalement pour des nombres d'Ohnesorge compris entre 2×10^{-3} et 7×10^{-3} , il est donc cohérent que leur relation décrive correctement le seuil dépôt/éclaboussure observé dans le cas de faibles nombres d'Ohnesorge.

Nous avons également constaté les limites d'utilisation de la relation de Cossali *et al.* (1997). En effet, plusieurs observations d'éclaboussure précoce et tardive se situent en-dessous du seuil décrit par cette relation, même en prenant en compte la corrélation avec $\pm 20\%$ de précision. En abaissant le coefficient 5880 à 2000 dans l'équation de Cossali *et al.* (1997), ce qui prend en compte un plus faible effet du paramètre S_f sur le seuil, il a été obtenu une relation décrivant au mieux la transition dépôt/éclaboussure observée dans le cas de nombres d'Ohnesorge égaux à $6,8 \times 10^{-3}$, $8,1 \times 10^{-3}$, $9,5 \times 10^{-3}$ et $1,54 \times 10^{-3}$.

CHAPITRE 4. ETUDE EXPERIMENTALE DE L'EMISSION D'AEROSOL PAR IMPACT DE GOUTTES MILLIMETRIQUES

Dans ce chapitre, nous présentons, dans une première partie, les résultats que nous avons obtenus sur la masse mise en suspension. Cela nous a permis de statuer sur l'utilisation des relations de seuil dépôt/éclaboussure identifiées comme les plus pertinentes (cf. chap. 3) pour déterminer la présence ou non de particules mises en suspension. Dans une seconde partie, nous présentons les résultats obtenus en termes de granulométrie et de nombre des microgouttelettes produites par impact. Puis, dans une troisième partie, nous passons en revue les résultats sur la fraction mise en suspension ainsi que les corrélations semi-empiriques obtenues à partir des nombres adimensionnels identifiés dans la littérature scientifique.

4.1. Résultats sur les masses mises en suspension

4.1.1. Influence des nombres adimensionnels sur les mesures de masses mises en suspension

Avant chaque essai, une expérience à blanc est réalisée. Elle consiste à mesurer la masse de fluorescéine sodée collectée sur le filtre THE, sans qu'il y ait production du train de gouttes, dans des conditions équivalentes (temps, débit de prélèvement) à celles de l'expérience réelle. Ces mesures de blanc permettent de calculer une limite de détection de la masse mise en suspension en tenant compte des différentes étapes de notre protocole expérimental. Cette limite de détection en masse (L.D.) est définie par la somme de la masse moyenne et de deux fois l'écart-type calculé sur l'ensemble des expériences de blanc. Lorsque nous mesurons sur les filtres des masses supérieures à notre limite de détection, nous pouvons en conclure la présence de particules mises en suspension. Néanmoins, il est important de remarquer que, dans le cas où les masses mesurées lors d'expériences de chute de train de gouttes sont inférieures à la limite de détection en masse, on ne peut toutefois pas conclure définitivement à l'absence de particules mises en suspension. En effet, on peut se poser la question : qu'en serait-il si la limite de détection de notre méthode était plus faible ?

Le train de gouttes, de fréquence égale à 0,4 goutte/s, est généralement fixé pour une durée de 60 minutes, représentant ainsi l'impact de 1440 gouttes. Lorsque les gouttes impactantes ont un diamètre de 3,9 mm et 1,9 mm, la masse de soluté (fluorescéine sodée) qui chute est respectivement égale à 447 mg et 52 mg. Après chaque expérience, un nettoyage de la boîte à gants est effectué avec de l'éthanol, ainsi qu'une épuration pendant quelques heures. Dans le cas de l'impact de gouttes de 1,9 mm de diamètre, il a été remarqué que, les mesures de masse des blancs sont nettement inférieures à celles obtenues dans le cas d'impact de gouttes de 3,9 mm de diamètre. Ainsi, les limites de détection de masse dans le cas d'impact de gouttes de 3,9 mm et 1,9 mm de diamètre sont respectivement égales à 4×10^{-5} mg et 2×10^{-5} mg.

Nous présentons, dans la suite, les résultats obtenus avec des nombres d'Ohnesorge croissants. L'augmentation de ce nombre rend compte d'un plus grand effet des forces visqueuses sur celles de tension de surface.

Sur la figure 73, nous avons comparé nos mesures de masses mises en suspension avec les relations de seuil dépôt/éclaboussure identifiées comme pertinentes dans le chapitre 3 (Cossali *et al.*, 1997 ; de Vander Wal *et al.*, 2006c ; Okawa *et al.*, 2006). Dans le cas de l'impact de gouttes d'eau de 3,9 mm et de 1,9 mm de diamètre (respectivement $Oh = 2,0 \times 10^{-3}$ et $2,8 \times 10^{-3}$), les mesures de la masse mise en suspension sont comparées avec les seuils dépôt/éclaboussure déterminés par les relations de Vander Wal *et al.* (2006c) et de Okawa *et al.* (2006).

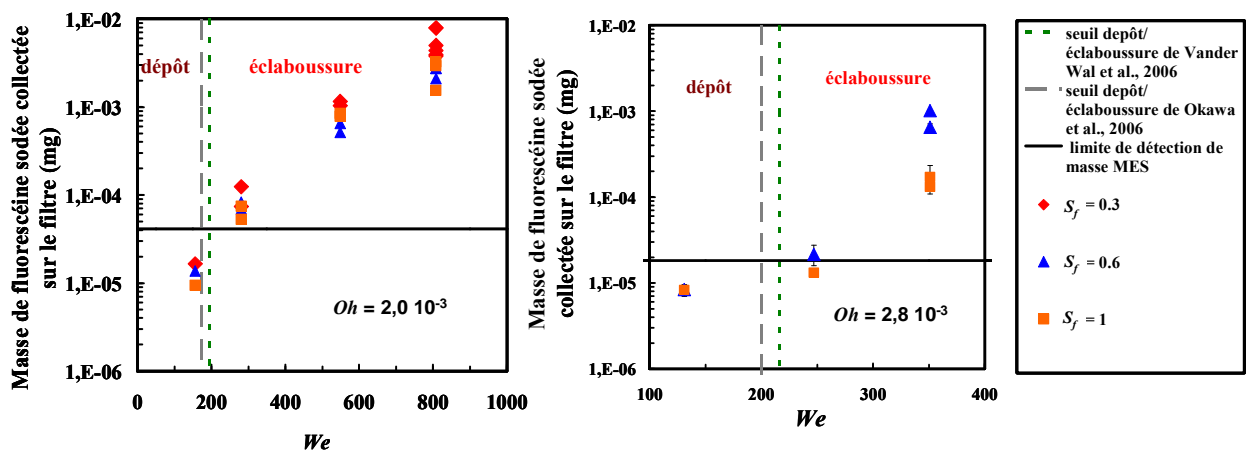


Figure 73. Evolution des masses collectées des particules mises en suspension en fonction du nombre de Weber et du paramètre S_f ($Oh = 2,0 \times 10^{-3}$ avec $d_i = 3,9$ mm à gauche, et, $Oh = 2,8 \times 10^{-3}$ avec $d_i = 1,9$ mm à droite).

Dans le cas où Oh est égal à $2,0 \times 10^{-3}$, les résultats de masse obtenus pour des nombres de Weber supérieurs ou égaux à 281 sont tous supérieurs à la limite de masse significative (L.D.). En revanche, pour les expériences réalisées avec un nombre de Weber égal à 159, les masses collectées ne sont pas significatives. Ces résultats sont cohérents avec le seuil dépôt/éclaboussure caractérisé par des nombres de Weber critiques égaux à 196 (Vander Wal *et al.*, 2006c) et à 175 (Okawa *et al.*, 2006).

Dans le cas où Oh est égal à $2,8 \times 10^{-3}$, les résultats de masse obtenus pour des nombres de Weber égaux à 247 sont proches de la limite de détection. Pour les expériences réalisées avec un nombre de Weber plus élevé, égal à 351, les masses collectées sont significatives. En revanche dans le cas de l'impact avec un nombre de Weber plus faible, égal à 131, les masses mesurées ne sont pas significatives. Ces résultats sont cohérents avec le seuil dépôt/éclaboussure caractérisé par des nombres de Weber critiques égaux à 216 (Vander Wal *et al.*, 2006c) et à 200 (Okawa *et al.*, 2006).

L'analyse de nos résultats permet donc de conseiller l'utilisation des relations de Vander Wal *et al.* (2006c) et de Okawa *et al.* (2006) afin de déterminer la présence possible de particules mises en suspension (étant donné notre limite de détection de masse) dans le cas d'impact de gouttes lorsque le nombre d'Ohnesorge est égal à $2,0 \times 10^{-3}$ et $2,8 \times 10^{-3}$.

La figure 73 montre clairement que, dans le cas de faibles nombres d'Ohnesorge ($Oh = 2,0 \times 10^{-3}$ et $2,8 \times 10^{-3}$), la masse de particules collectée augmente en fonction du nombre de Weber pour les trois valeurs du paramètre S_f étudié. Par ailleurs, dans le cas où Oh est égal à $2,0 \times 10^{-3}$, nous avons constaté que, pour des nombres de Weber constants, les mesures de masses mises en suspension sont plus importantes lorsque le paramètre S_f est faible, égal à 0,3. En revanche, nous n'observons pas d'influence du paramètre S_f sur la masse lorsque ce paramètre varie entre 0,6 et 1. Néanmoins, dans le cas où Oh est égal à $2,8 \times 10^{-3}$, nous observons que, pour un nombre Weber égal à 351, la diminution de S_f , entre 1 et 0,6 entraîne une augmentation de la masse mise en suspension.

Dans le chapitre 3 nous avons proposé une relation adaptée à partir de celle de Cossali *et al.* (1997) pour des nombres d'Ohnesorge élevé. Celle-ci a permis dans notre cas de déterminer correctement le seuil dépôt/éclaboussure. Sur la figure 74, nous l'avons confrontée avec nos mesures de masse mise en suspension lors de l'impact de gouttes de 3,9 mm et de 1,9 mm de diamètre d'un mélange 50 % eau / 50 % éthanol (respectivement $Oh = 6,8 \times 10^{-3}$ et $9,5 \times 10^{-3}$).

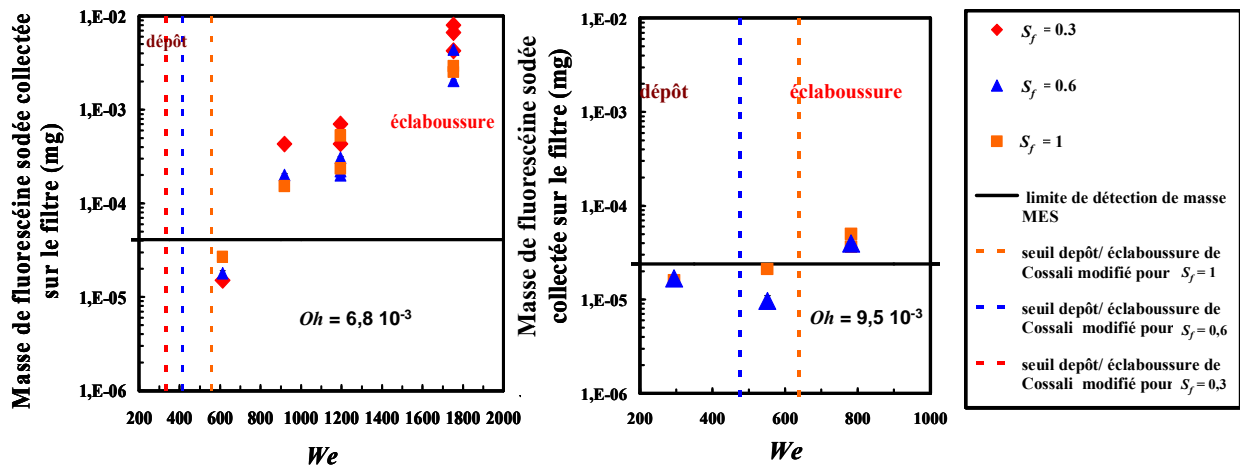


Figure 74. Evolution des masses collectées des particules mises en suspension en fonction du nombre de Weber et du paramètre S_f ($Oh = 6,8 \times 10^{-3}$ avec $d_i = 3,9$ mm à gauche, et, $Oh = 9,5 \times 10^{-3}$ avec $d_i = 1,9$ mm à droite).

Nous observons sur la figure 74, des résultats de masses supérieures à la L.D. obtenus pour des nombres de Weber supérieurs aux nombres de Weber critiques, calculés pour les différentes valeurs du paramètre S_f par la relation modifiée de Cossali *et al.* (1997).

A l'inverse, la relation de Cossali *et al.* (1997), sans modification, place certains points expérimentaux où nous avons mesuré une masse significative mise en suspension dans un régime de dépôt. En effet, lorsque Oh est égal à $6,8 \times 10^{-3}$, nous avons mesuré une masse significative pour un nombre de Weber égal à 918 et un paramètre S_f égal à 1. Or, le nombre de Weber critique calculé par relation de Cossali *et al.* (1997) est égal à 1083, c'est-à-dire supérieur à 918 ; cette relation place donc ce point dans un régime de dépôt. De plus, nous avons mesuré une masse significative pour un nombre de Weber égal à 786, un paramètre S_f égal à 1 et un nombre Oh égal à $9,5 \times 10^{-3}$. Or, le nombre de Weber critique calculé par relation de Cossali *et al.* (1997) est égal à 1239, supérieur à 786.

L'analyse de nos résultats nous permet donc de conseiller l'utilisation de la relation modifiée de Cossali *et al.* (1997), afin de déterminer la possible présence de particules mises en suspension, étant donné notre limite de détection de masse, dans le cas d'impact de gouttes lorsque le nombre d'Ohnesorge est égal à $6,8 \times 10^{-3}$ et $9,5 \times 10^{-3}$.

Pour un nombre d'Ohnesorge élevé ($Oh = 6,8 \times 10^{-3}$), la masse de particules collectée augmente en fonction du nombre de Weber pour les trois valeurs du paramètre S_f étudié (cf. fig. 74). Les mesures de masses mises en suspension sont plus importantes lorsque le paramètre S_f est faible, égal à 0,3, pour des nombres de Weber constants. Par contre, aucune influence du paramètre S_f n'est observée sur la masse lorsque ce paramètre varie entre 0,6 et 1. Lorsque le nombre Oh est égal à $9,5 \times 10^{-3}$, on observe peu d'effet du nombre de Weber car les points expérimentaux sont proches du seuil dépôt/éclaboussure.

En comparant les figures 73 et 74, nous avons constaté que, pour la même masse mise en jeu dans la chute, plus le nombre d'Ohnesorge est élevé et plus le nombre de Weber doit être important afin d'obtenir la même masse de particules collectées. Par exemple, l'impact avec un nombre d'Ohnesorge égal à $2,0 \times 10^{-3}$ et un nombre de Weber égal à 808, donne des valeurs de masse de particules collectées comprises entre 2×10^{-3} et 10^{-2} mg pour les trois valeurs du paramètre S_f étudié. Les mêmes valeurs de masse pour les trois valeurs du paramètre S_f étudié et un nombre d'Ohnesorge plus élevé, égal à $6,8 \times 10^{-3}$, sont obtenus pour un nombre de Weber plus important, égal à 1754.

Dans le cas de l'impact de gouttes d'un mélange 45 % eau / 55 % glycérol de 4,3 mm de diamètre ($Oh = 1,5 \times 10^{-2}$, cf. fig. 75), les mesures de masses mises en suspension sont comparées avec les seuils dépôt/éclaboussure déterminés par une relation modifiée de Cossali *et al.* (1997). On remarque que, les mesures de masse des blancs, liées à ces expériences, sont nettement inférieures à celles relevées pour l'impact de gouttes d'eau de 3,9 mm de diamètre. Ainsi, la limite de masse significative dans ce cas est égale à 2×10^{-5} mg.

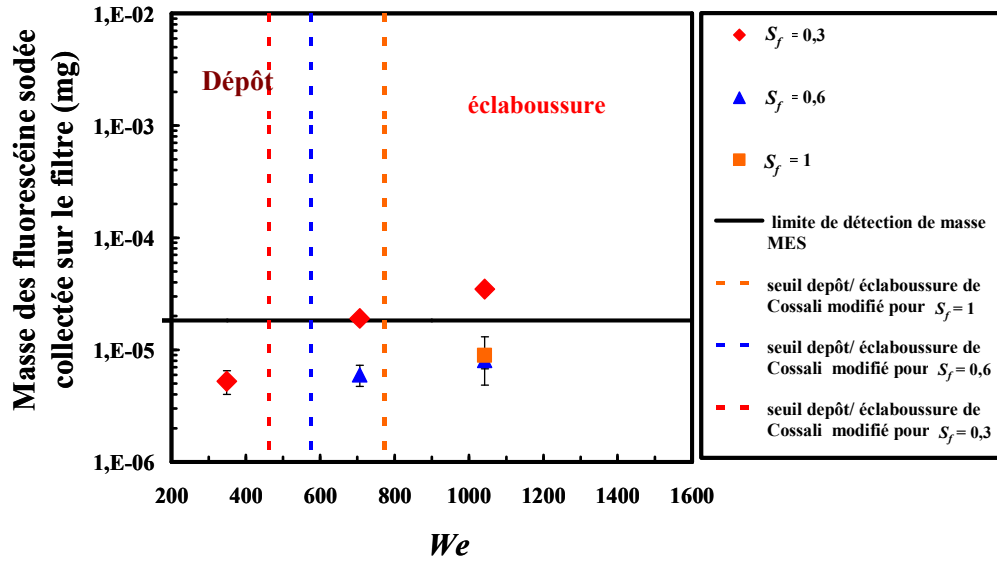


Figure 75. Evolution des masses collectées des particules mises en suspension en fonction du nombre de Weber et du paramètre S_f ($Oh = 1,5 \times 10^{-2}$ $d_i = 4,3$ mm).

Les résultats de masse supérieurs à la limite de masse significative sont obtenus seulement lorsque S_f est égal à 0,3, pour des nombres de Weber égaux à 706 et 1042 (cf. fig. 75). Nous avons clairement observé la mise en suspension lors de l'impact avec un nombre de Weber supérieur au nombre de Weber critique calculé par la relation modifiée de Cossali *et al.* (1997), avec $S_f = 0,3$. Lors d'impacts avec un paramètre S_f plus élevé (0,6 et 1), pour les mêmes nombres de Weber, les masses mesurées ne sont pas significatives.

4.1.2. Conclusion sur l'utilisation des relations de seuils

En conclusion, nous avons bien observé l'influence des nombres adimensionnels sur les mesures de masse de fluorescéine sodée collectée sur le filtre. En effet, l'augmentation du nombre de Weber, décrivant le rapport de la force d'inertie sur celle de tension de surface, entraîne une augmentation de la masse mise en suspension. A l'inverse, dans le cas d'impact de goutte de même diamètre, une augmentation du nombre d'Ohnesorge (indiquant une plus grande influence de la viscosité) entraîne une diminution de la masse mise en suspension. Ces résultats sont cohérents avec les effets des différentes forces mises en jeu lors de l'impact : les forces d'inertie favorisent le régime d'éclaboussure, et donc la mise en suspension de particules et, à l'inverse, les forces visqueuses et de tension de surface favorisent le régime de dépôt. En ce qui concerne l'influence du paramètre S_f , nous avons constaté une légère

augmentation des masses de particules collectées lorsque ce paramètre est égal à 0,3 par rapport aux mesures avec des valeurs plus importantes, égales à 0,6 et 1. Néanmoins, les répétitions des expériences ne nous permettent pas de conclure sur l'influence de ce paramètre sur toute la gamme étudiée (0,3, 0,6 et 1). En effet, il est possible qu'une influence négative existe mais qu'elle ne soit pas assez importante pour que notre système de mesure et notre protocole expérimental permettent de l'observer.

La comparaison des résultats de masse avec les relations de seuil dépôt /éclaboussure dans les cas d'impact de gouttes étudiés (lorsque Oh est égal à $2,0 \times 10^{-3}$, $2,8 \times 10^{-3}$, $6,8 \times 10^{-3}$, $9,5 \times 10^{-3}$ et $1,5 \times 10^{-2}$) permettent de valider l'utilisation de celles-ci afin de déterminer la présence ou non de masses mises en suspension, détectables par notre système de mesure.

L'analyse de nos résultats valide l'utilisation des relations de Vander Wal *et al.* (2006c) et de Okawa *et al.* (2006) afin de déterminer la présence ou non de particules mises en suspension dans le cas d'impact de gouttes lorsque le nombre d'Ohnesorge est égal à 2×10^{-3} et $2,8 \times 10^{-3}$.

Dans le cas de nombres d'Ohnesorge plus élevés égaux à $6,8 \times 10^{-3}$, $9,5 \times 10^{-3}$ et $1,5 \times 10^{-2}$, nous constatons que la relation de Cossali *et al.* (1997) n'est pas en accord avec les résultats expérimentaux. En effet, certaines mesures de masses significatives se situent à des nombres de Weber inférieurs aux valeurs critiques calculées par cette relation. Cependant, en modifiant le coefficient 5880 par 2000 dans la relation de Cossali *et al.* (1997), nous avons obtenu une relation nous permettant de décrire de façon convenable la présence de particules mises en suspension dans le cas de nombre d'Ohnesorge égal à $6,8 \times 10^{-3}$, $9,5 \times 10^{-3}$ ou $1,5 \times 10^{-2}$.

4.2. Résultats de granulométrie et de nombre de microgouttelettes produites par impact

Nous déterminons les distributions granulométriques en nombre et le nombre total des microgouttelettes émises lors de l'impact à l'aide du modèle de transfert présenté au chapitre 2. Pour cela, nous utilisons la granulométrie des résidus secs issus de l'évaporation des microgouttelettes mesurée avec l'APS et la masse collectée sur le filtre THE à l'aide du préleveur à fort débit. Signalons que, dans nos expériences, les gouttelettes de diamètre supérieur à 50 μm , ayant des vitesses de sédimentation élevées, ne sont pas mesurées car leurs coefficients de transfert jusqu'aux points de mesure sont très faibles. A titre d'exemple, l'annexe 5 présente un résultat de granulométrie des microgouttelettes émises, obtenu par le modèle de transfert, ainsi que par d'autres méthodes. On y trouve également la granulométrie des résidus secs issus de l'évaporation de ces microgouttelettes dans le cas de l'impact de gouttes de solution aqueuse.

4.2.1. Résultats sur le nombre total de microgouttelettes produites

4.2.1.1. Gouttes de solution aqueuse

Le tableau 22 synthétise les nombres moyens de microgouttelettes émises par impact en fonction des paramètres d_i , v_i et S_f obtenues lors des expériences avec des gouttes de solution aqueuse ($\gamma = 66 \text{ mN/m}$ et $\mu_l = 1 \text{ mPa.s}$). Rappelons que ces résultats sont des valeurs moyennes obtenues pour la plupart à partir de la chute d'un train de 1440 gouttes (train de gouttes d'une heure). Ces valeurs sont calculées à partir des mesures de masse et de mesures APS en utilisant le modèle de transfert. Elles sont présentées avec une incertitude correspondant à un écart-type. De plus, le tableau 22 présente les résultats bruts des comptages réalisés par l'APS lors de chaque expérience et les régimes d'impact observés.

Tableau 22. Nombres moyens de microgouttelettes produites, comptages de particules par l'APS et régimes d'impact observés lors de l'impact de gouttes de solution aqueuse ($C_{fluo} = 10$ g/l). Les résultats obtenus dans différentes expériences sont présentés (exp1/exp2/exp3).

Paramètres (v_i et S_f)	d_i (mm)	We	Régime observé : D pour dépôt et E pour éclaboussure	Nombre de particules comptées par l'APS ($0,6 < d_p < 20 \mu\text{m}$)	Nombre moyen de microgouttelettes émises par impact $N^{impact}(d_s)$ ($2 < d_s < 50 \mu\text{m}$)	Ecart-type
$v_i = 3,70 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,3$	3,89	808	E	907 / 814 / 697	76 / 126 / 110	17 / 30 / 30
$v_i = 3,70 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	3,89	808	E	317 / 257	22 / 35	8 / 15
$v_i = 3,70 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	3,89	808	E	166 / 238	14 / 48	7 / 20
$v_i = 3,05 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,3$	3,89	549	E	185 / 81	9 / 10	4 / 7
$v_i = 3,05 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	3,89	549	E	124 / 98	4 / 3	3 / 2
$v_i = 3,05 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	3,89	549	E	94 / 131	6 / 15	4 / 9
$v_i = 2,18 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,3$	3,89	281	E	32 / 22 (120 min de chute)	1 / 2	1 / 2
$v_i = 2,18 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	3,89	281	E	22 / 23 (120 min de chute)	1 / 2	1 / 2
$v_i = 2,18 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	3,89	281	E	14 / 26 (120 min de chute)	1 / 1	1 / 1
$v_i = 1,64 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,3$	3,89	159	D	1	0	-
$v_i = 1,64 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	3,89	159	D	0	0	-
$v_i = 1,64 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	3,89	159	D	0	0	-
$v_i = 3,59 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,5$	2,54	497	E	335	42	15
$v_i = 3,59 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	2,54	497	E	227	21	9
$v_i = 3,49 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	1,9	351	E	8 / 77 (120 min de chute)	1 / 13	1 / 9
$v_i = 3,49 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	1,9	351	E	24 / 13 (120 min de chute)	1 / 2	1 / 2
$v_i = 2,93 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	1,9	247	E	4	0	-
$v_i = 2,93 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	1,9	247	E	9	0	-
$v_i = 2,13 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	1,9	131	D	1	0	-
$v_i = 2,13 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	1,9	131	D	0	0	-

Dans le cas où les gouttes impactantes ont un diamètre de 3,89 mm ($Oh = 2,0 \times 10^{-3}$), les comptages réalisés par l'APS mettent clairement en évidence la production de particules dans les expériences réalisées au dessus du seuil théorique dépôt / éclaboussure pour un nombre de Weber supérieur ou égal à 281. En revanche, en dessous du seuil, pour un nombre de Weber égal à 159, quasiment aucune particule n'est détectée. Ce résultat est en accord avec les mesures de masses non significatives (cf. fig. 73), et il confirme l'absence de production de particules de diamètres compris entre 0,6 et 20 μm dans le régime de dépôt. Dans le cas où le diamètre de la goutte est de 2,54 mm ($Oh = 2,4 \times 10^{-3}$) et pour une vitesse égale à 3,59 m/s,

nous observons une production de particules. Ce résultat est cohérent, puisqu'il se situe à un nombre de Weber au dessus du seuil théorique dépôt / éclaboussure ($We_c = 220$, calculé avec la relation de Vander Wal *et al.*, 2006c). Pour des gouttes de diamètre 1,9 mm (soit $Oh = 2,8 \times 10^{-3}$), les comptages mettent clairement en évidence la production de particules dans les expériences réalisées avec des nombres de Weber au dessus du seuil théorique dépôt / éclaboussure ($We_c = 216$). En revanche, en dessous de ce seuil, pour un nombre de Weber égal à 131, quasiment aucune particule n'est détectée. Ce résultat est en accord avec les masses non significatives mesurées en dessous du seuil dépôt / éclaboussure théorique (cf. fig. 73).

De plus, les résultats présentés dans le tableau 22, permettent de confirmer l'influence de la vitesse d'impact sur le nombre de microgouttelettes produites. En effet pour un diamètre égal à 3,89 mm, l'augmentation de la vitesse d'impact de 2,1 à 3,7 $m.s^{-1}$ a pour effet d'augmenter le nombre moyen de microgouttelettes émises par impact. Pour les plus faibles vitesses et compte tenu des incertitudes, on n'observe pas d'influence significative du paramètre S_f sur le nombre moyen de microgouttelettes émises. Néanmoins, pour des vitesses v_i importantes, égales à 3,7 $m.s^{-1}$, et où $d_i = 3,89$ mm ($We = 808$), la diminution de S_f de 0,6 à 0,3 entraîne une augmentation du nombre de gouttelettes émises. De plus, on remarque que les résultats de comptages par l'APS montrent une augmentation du nombre de particules mesurées lorsque le paramètre S_f diminue de 1 à 0,3. Ce résultat n'est pas mis en évidence dans les mesures de masse ou dans les calculs du nombre moyen de microgouttelettes émises par impact, probablement du fait de la propagation des incertitudes sur les résultats analysés.

Les résultats de ce tableau 22 permettent aussi d'observer l'influence du diamètre de la goutte impactante. Dans le cas de gouttes de diamètres différents (3,89, 2,54 et 1,90 mm), avec des vitesses d'impact voisines et avec un paramètre S_f fixé à 1, nous constatons que l'augmentation du diamètre de 1,9 à 2,53 mm a pour effet d'augmenter le nombre moyen de microgouttelettes émises par impact. Par contre, nous n'avons pas constaté de différence notable sur le nombre moyen de microgouttelettes émises lorsque le diamètre de la goutte augmente de 2,54 à 3,9 mm. Nous discuterons plus amplement de ce résultat dans le paragraphe 4.2.2.1.

4.2.1.2. Gouttes d'un mélange d'eau et d'éthanol

Les résultats obtenus (nombres moyens de microgouttelettes émises par impact, comptages de particules avec l'APS et les régimes d'impact observés) sont présentés dans le tableau 23 avec les paramètres d'impact (d_i , v_i et S_f) pour un mélange 50 % eau / 50 % éthanol ($\gamma = 28$ mN/m et $\mu_l = 2$ mPa.s). Ces résultats sont obtenus à partir de la chute d'un train de 1440 gouttes (train de gouttes d'une heure).

Tableau 23. Nombres moyens de microgouttelettes produites, comptages de particules par l'APS et régimes d'impact observés lors de l'impact de gouttes d'un mélange en volume 50 % eau- 50 % éthanol ($C_{fluo} = 10$ g/l).

Paramètres (v_i et S_f)	d_i (mm)	We	Régime observé : D pour dépôt et E pour éclaboussure	Nombre de particules comptées par l'APS ($0,6 < d_p < 20 \mu\text{m}$)	Nombre moyen de microgouttelettes émises par impact $N^{impact}(d_s)$ ($2 < d_s < 50 \mu\text{m}$)	Ecart-type
$v_i = 3,69 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,3$	3,87	1754	E	4287 / 12570	217 / 228	27 / 17
$v_i = 3,69 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	3,87	1754	E	824 / 1048	116 / 123	30 / 31
$v_i = 3,69 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	3,87	1754	E	1026 / 940	55 / 118	13 / 30
$v_i = 3,05 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,3$	3,87	1195	E	251 / 200	10 / 18	5 / 9
$v_i = 3,05 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	3,87	1195	E	154 / 215	10 / 12	6 / 6
$v_i = 3,05 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	3,87	1195	E	374 / 220	19 / 15	7 / 7
$v_i = 2,64 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,3$	3,87	898	E	49	5	4
$v_i = 2,64 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	3,87	898	E	24	2	2
$v_i = 2,64 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	3,87	898	E	54	5	3
$v_i = 2,18 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,3$	3,87	612	E	15	-	-
$v_i = 2,18 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	3,87	612	E	14	-	-
$v_i = 2,18 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	3,87	612	E	23	-	-
$v_i = 3,60 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,4$	2,70	1165	E	1787	318	62
$v_i = 3,60 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	2,70	1165	E	160	21	11
$v_i = 3,46 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	1,96	782	E	7	0	-
$v_i = 3,46 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	1,96	782	E	19 / 33	1 / 1	-
$v_i = 2,91 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	1,96	551	D	4	-	-
$v_i = 2,91 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	1,96	551	D	10	-	-
$v_i = 2,12 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	1,96	294	D	9	-	-
$v_i = 2,12 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	1,96	294	D	3	-	-

Dans le tableau 23, les mesures avec l'APS indiquent la production de particules dans les expériences réalisées au dessus du seuil dépôt / éclaboussure pour un nombre de Weber supérieur ou égal à 612, dans le cas où le diamètre des gouttes est égal à 3,87 mm (soit $Oh = 6,8 \times 10^{-3}$). Ces résultats montrent également une production de particules lors de l'éclaboussure produite par l'impact de gouttes avec un diamètre de 2,70 mm ($Oh = 8,1 \times 10^{-3}$) et une vitesse de 3,60 m/s. Lorsque le diamètre de la goutte impactante est de 1,96 mm ($Oh = 9,5 \times 10^{-3}$) et pour un paramètre S_f de 1, les comptages mettent en évidence la production de particules ($n_p > 10$) dans les expériences avec un nombre de Weber égal à 782, qui est supérieur à la valeur critique déterminée par la relation de seuil de Cossali *et al.*(1997) modifiée.

Par ailleurs, l'influence de la vitesse d'impact sur le nombre de microgouttelettes produites est confirmée par nos résultats présentés dans le tableau 23. Ainsi, une augmentation de la vitesse d'impact de 2,1 à 3,7 m.s⁻¹ a pour effet d'augmenter le nombre moyen de microgouttelettes émises. Comme dans le cas de solution aqueuse, nous n'observons pas d'influence significative du paramètre S_f sur le nombre moyen de microgouttelettes émises lors de l'éclaboussure pour des vitesses d'impact inférieures à 3,6 m/s. En revanche, pour une vitesse v_i , égale à 3,7 m.s⁻¹, nous constatons qu'une diminution de S_f de 1 à 0,3 entraîne une augmentation du nombre de microgouttelettes émises.

Nous avons également observé l'influence du diamètre de la goutte sur le nombre de microgouttelettes produites par impact (cf. tab. 23). Ainsi, lorsque le diamètre augmente de 1,96 à 3,87 mm avec des vitesses d'impact voisines (proche de 3,6 m.s⁻¹) et un paramètre S_f de 1, alors le nombre moyen de microgouttelettes émises par impact augmente.

4.2.1.3. Gouttes d'un mélange d'eau et de glycérol

Pour les expériences réalisées avec un mélange en volume 45 % eau / 55 % glycérol ($\gamma = 66$ mN/m et $\mu_l = 9$ mPa.s), le tableau 24 présente les résultats bruts des comptages réalisés par l'APS et les nombres moyens de microgouttelettes émises en fonction des différents paramètres d'impact. Il est à noter que ces résultats sont obtenus pour la plupart à partir de la chute d'un train de 1440 gouttes (train de gouttes d'une heure).

Tableau 24. Nombres moyens de microgouttelettes produites, comptages de particules par l'APS et régimes d'impact observés lors de l'impact de gouttes d'un mélange en volume 45% eau- 55% glycérol ($C_{flu0} = 10$ g/l).

Paramètres (v_i et S_f)	d_i (mm)	We	Régime observé : D pour dépôt et E pour éclaboussure	Nombre de particules comptées par l'APS ($0,6 < d_p < 20 \mu\text{m}$)	Nombre moyen de microgouttelettes émises par impact $N^{impact}(d_s)$ ($2 < d_s < 20 \mu\text{m}$)	Ecart-type
$v_i = 3,73 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,3$	4,3	1042	E	61 (2 heures de chute)	3	2
$v_i = 3,73 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	4,3	1042	E	13	-	-
$v_i = 3,73 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	4,3	1042	E	10	-	-
$v_i = 3,07 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,3$	4,3	706	E	2	-	-
$v_i = 3,07 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	4,3	706	E	0	-	-
$v_i = 2,19 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,3$	4,3	359	D	0	-	-
$v_i = 3,61 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,5$	2,4	543	E	1	-	-

Dans le cas où les gouttes impactantes ont un diamètre de 4,3 mm ($Oh = 1,54 \times 10^{-2}$), les comptages de l'APS mettent en évidence une légère production de particules ($n_p \geq 10$) dans les expériences réalisées, au dessus du seuil dépôt / éclaboussure, déterminé par la relation de Cossali *et al.* modifiée, c'est à dire pour un nombre de Weber de 1042 (cf. fig. 75). Dans les autres cas, pour des nombres de Weber de 706 et 359, les résultats ne mettent pas en évidence la production de particules. Ceci peut être expliqué par le fait que nos conditions expérimentales sont proches du seuil et des régimes de dépôts, comme nous avons pu l'observer lors de notre étude phénoménologique présentée dans le chapitre 3.

Pour un diamètre de goutte de 2,40 mm ($Oh = 2,06 \times 10^{-2}$) et avec une vitesse d'impact égale à 3,61 m/s, ce qui équivaut à un nombre de Weber égal à 543, quasiment aucune particule n'est détectée. Malgré l'observation de l'éclaboussure, ce résultat est cohérent puisqu'il est obtenu pour un nombre d'Ohnesorge élevé. En effet, l'éclaboussure observée est une éclaboussure tardive, ce qui implique une faible probabilité d'obtenir des microgouttelettes.

Par ailleurs, d'après le tableau 24, nous pouvons remarquer que, pour le nombre de Weber le plus élevé, égal à 1042, les résultats bruts des comptages réalisés par l'APS montrent une augmentation du nombre de particules mesurées lorsque le paramètre S_f diminue de 1 à 0,3.

4.2.2. Analyse découplée des effets des paramètres influents sur les granulométries en nombre

Les figures de ce sous chapitre exposent les distributions granulométriques différentielles moyennes des microgouttelettes produites par l'impact de gouttes selon différentes conditions (d_i , v_i , S_f , γ et μ_l). L'ensemble des résultats présentés se situe dans les régimes d'éclaboussures définis dans le chapitre 3.

4.2.2.1. Effet du diamètre de la goutte impactante

Dans le cas de l'impact de gouttes d'eau de différents diamètres (3,89, 2,53 et 1,90 mm) ayant des vitesses d'impact voisines avec un paramètre S_f constant égal à 1, nous constatons que le nombre de microgouttelettes émises par impact, dans la gamme 2 - 60 μm (cf. fig.76.), augmente lorsque le diamètre croît de 1,9 à 2,53 mm.

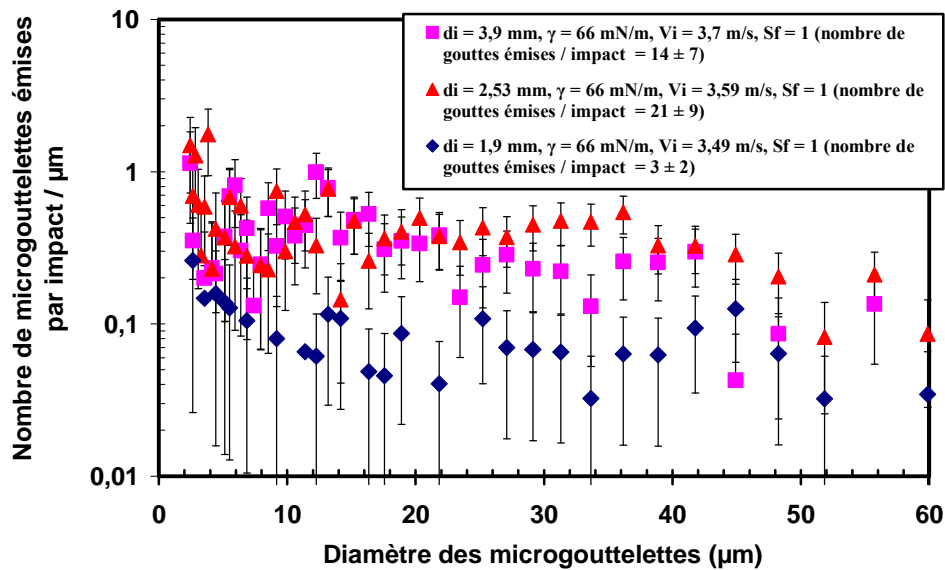


Figure 76. Granulométrie en nombre par μm des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes ($\gamma = 66 \text{ mN/m}$, $S_f = 1$, $d_i = 3,89, 2,53 \text{ et } 1,9 \text{ mm}$ et les vitesses proches correspondantes à $v_i = 3,70, 3,59 \text{ et } 3,49 \text{ m/s}$).

De plus, sur cette figure, les résultats montrent que les diamètres des microgouttelettes émises sont largement polydispersés. Aucune différence notable sur la granulométrie et le nombre des microgouttelettes émises n'est constatée quand le diamètre de la goutte augmente entre 2,53 et 3,9 mm.

Ce résultat peut être expliqué par deux phénomènes fréquemment observés et concourants. En effet, lorsque l'on diminue le diamètre de la goutte impactante, d'une part le nombre de Weber décroît, ce qui engendre une baisse du nombre total des gouttes émises, et d'autre part, cela entraîne une augmentation de la fraction en nombre pour des gouttes secondaires de faibles tailles.

Dans la littérature, il existe des relations décrivant la taille des gouttes secondaires, qui sont généralement issues de la rupture des digitations dans le régime d'éclaboussure tardive. En utilisant la relation de Wu (2003) (cf. eq. 37), nous calculons pour nos conditions expérimentales ($d_i = 3,89$ mm) un diamètre modal des gouttelettes secondaires égal à $262 \mu\text{m}$, soit un rapport d_s/d_i de 0,067. Ce diamètre modal correspond au diamètre des gouttes secondaires issues de la rupture des digitations. Ainsi, dans les mêmes conditions d'impact (v_i , γ , μ_l et ρ_l), pour un diamètre de goutte de 2,53 mm, le diamètre modal déterminé est égal à $232 \mu\text{m}$.

Signalons que, dans nos expériences, les gouttelettes de diamètre supérieur à $60 \mu\text{m}$ ne sont pas mesurées car elles ont une vitesse de sédimentation élevée, leur coefficient de transfert jusqu'aux points de mesure est très faible.

Lors d'impacts de gouttes du mélange eau / éthanol ($\gamma = 28$ mN/m), l'augmentation du diamètre de 1,96 à 3,87 mm, avec des vitesses d'impact proches et un paramètre S_f constant, conduit à d'augmenter le nombre de microgouttelettes émises par impact dans la gamme 2 - $15 \mu\text{m}$ (cf. fig. 77).

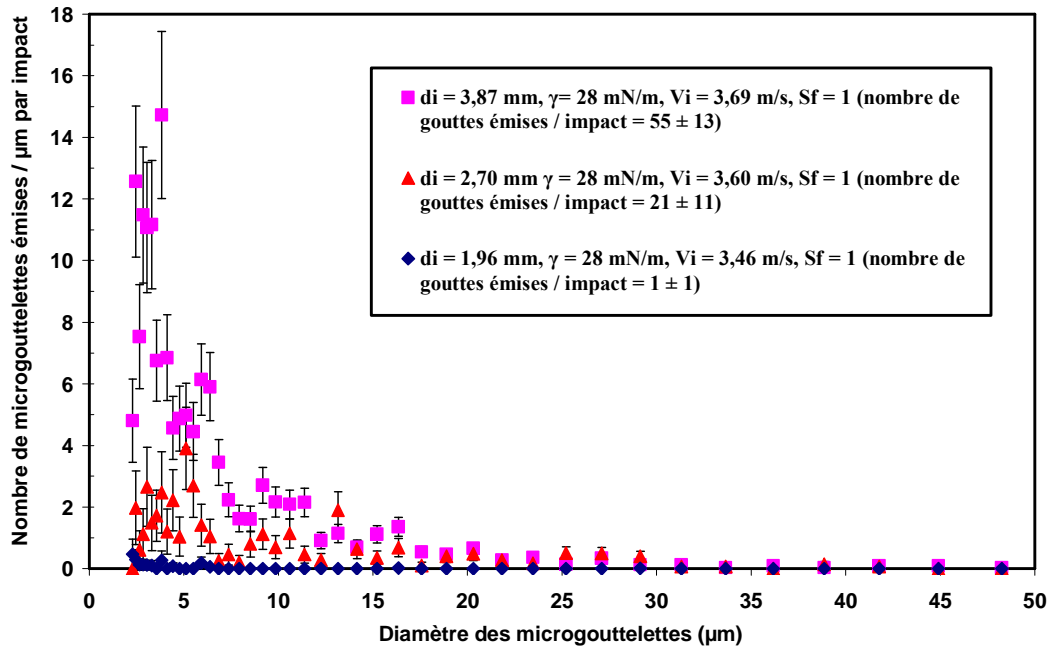


Figure 77. Granulométrie en nombre par μm des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes ($\gamma = 28 \text{ mN/m}$, $S_f = 1$, $d_i = 3,87, 2,70$ et $1,9 \text{ mm}$ et vitesses proches correspondantes à $v_i = 3,70, 3,59$ et $3,49 \text{ m/s}$).

Les résultats de la figure 77 montrent que les microgouttelettes émises ont un diamètre principalement inférieur à $15 \mu\text{m}$. Il est important de remarquer que l'APS ne nous permet pas de mesurer les gouttes émises avec des diamètres inférieurs à $2 \mu\text{m}$. Or, nos mesures mettent en évidence une production importante de microgouttelettes émises ayant un diamètre proche de cette limite ($2 - 3 \mu\text{m}$). Pour cette raison, des expériences complémentaires ont été réalisées en utilisant les impacteurs Andersen et ELPI, ainsi qu'un compteur de noyaux de condensation (CNC). Les résultats de ces expériences sont exposés dans le paragraphe 4.2.3.3.

Comme nous l'avons vu, nos résultats expérimentaux mettent clairement en évidence la production de microgouttelettes de diamètre inférieur à $15 \mu\text{m}$, soit dans le cas où d_i est égal à $3,87 \text{ mm}$, cela donne un rapport d_s/d_i égal à $0,0039$. Ces microgouttelettes correspondent à la production de petites gouttes probablement issues du phénomène de bullage que nous avons observé lors de l'impact des gouttes du mélange eau / éthanol et dont nous avons parlé dans le chapitre 3.

La granulométrie des gouttes produites lors du phénomène de bullage est relativement dispersée, compte tenu des différents mécanismes de formation des gouttes provenant du jet (instabilité de Rayleigh-Taylor) et du film (Bouilloux, 1998) :

- des gouttes pouvant se détacher du front de liquide formant l'orifice de l'éclatement de la bulle,
- des gouttes produites par des filaments de liquide expulsés du front de propagation de l'orifice,
- des gouttes satellites résultants de l'apparition de vésicules de liquide entre deux gouttes formées par la rupture des filaments,
- et des gouttes dues à la collision entre le front de propagation de l'orifice et la base de la bulle.

Dans la littérature, plusieurs paramètres ont été mis en évidence, comme l'influence de la taille de la bulle, de la tension de surface air-liquide, de la viscosité du liquide et celle de l'épaisseur du film liquide de la bulle.

Le nombre de gouttes issues du jet central diminue au fur et à mesure que le diamètre de la bulle augmente. Dans le cas de l'eau et de l'eau de mer, l'éclatement de bulles de diamètre respectivement supérieur à 5 et 6 mm ne forment pas de gouttes de jet. A l'inverse, le nombre de gouttes de film augmente avec la taille de la bulle. Pour le couple air-eau, les bulles de diamètre inférieur à 3 mm forment une ou plusieurs gouttes de jets d'un diamètre de 0,1 à 1 mm. Les gouttes de film ont généralement un diamètre inférieur à 20 μm avec une probabilité maximale vers 5 μm (Bouilloux, 1998).

Selon Georgescu *et al.* (2002), dans le cas de l'éthanol ($\gamma = 23 \text{ mN/m}$, $\mu_l = 1,2 \text{ mPa.s}$ et $\rho_l = 798 \text{ kg/m}^3$) et d'un mélange 2% eau / 98 % éthanol ($\gamma = 65 \text{ mN/m}$, $\mu_l = 1,1 \text{ mPa.s}$ et $\rho_l = 993 \text{ kg/m}^3$), les diamètres de bulles critiques, déterminés de façon théorique, à partir desquels il n'y a plus de formation de gouttes de jet, sont respectivement égaux à 4,4 mm et à 5,1 mm. Ces résultats théoriques sont légèrement supérieurs à ceux déterminés expérimentalement par Suzuki et Mitachi (1995), qui sont égaux à 3,7 mm et à 4,6 mm respectivement. Lors de nos observations phénoménologiques, nous avons également constaté l'absence de gouttes de jet lorsque les bulles ont un diamètre supérieur à 5 mm.

La diminution de la tension de surface air-liquide entraîne une diminution du diamètre des gouttes produites, une réduction du nombre de gouttes formées par le jet, et une augmentation du nombre de gouttes formées par le film liquide (Ramirez de Santiago, 1991). Ceci est en accord avec nos résultats expérimentaux montrant une très grande production de gouttes avec un diamètre proche de 2 μm , soit légèrement inférieur à la taille indiquée comme la plus probable dans le cas de l'eau qui est de 5 μm . Selon Ramirez de Santiago (1991), l'augmentation de la viscosité du liquide provoque un retard de l'éclatement de la bulle. Cette augmentation rend plus difficile la fragmentation des filaments au début de l'éclatement de la bulle, ce qui conduit à une production de gouttes moins nombreuses, et de diamètres plus important.

Le diamètre des filaments de liquide, qui dépend de l'épaisseur du film, conditionne le diamètre des gouttelettes produites. La détermination de l'épaisseur du film liquide du dôme de la bulle est très complexe et dépend de la physico-chimie des fluides et de l'hydrodynamique de la bulle à l'interface. L'épaisseur du film augmente au fur et à mesure que l'on s'approche de la base de la bulle jusqu'à atteindre une valeur critique à l'endroit de la rupture du film. L'épaisseur minimale du film de la bulle se situe entre 0,01 et 0,08 μm pour des liquides de viscosités dynamiques comprises entre 1 et 260 mPa.s ; la viscosité de notre mélange eau / éthanol se trouve dans cette gamme, puisqu'il est égal à 2,15 mPa.s. Des modèles de formation de gouttes à partir des filaments et des corrélations empiriques indiquent que, dans le cas du couple air-eau, le diamètre des filaments est de l'ordre de 2,5 fois l'épaisseur du film, et que le diamètre des gouttes est de l'ordre de 4,5 fois le diamètre du filament liquide. La granulométrie en nombre des gouttes provenant du film obéit généralement à une loi lognormale. Des observations expérimentales montrent que la vitesse de départ des gouttes formées par la désintégration des filaments est de plusieurs m/s. En conclusion, il serait intéressant, par la suite, d'utiliser des lois lognormales afin de décrire la granulométrie en nombre des gouttes produites dans le cas de bullage lors de l'impact de gouttes millimétriques sur un film liquide.

4.2.2.2. Effet de la vitesse de la goutte impactante

L'augmentation de la vitesse des gouttes d'eau, de 2,2 à 3,7 m.s⁻¹, entraîne une élévation du nombre de microgouttelettes émises par impact dans la gamme 2 - 50 μm (cf. fig. 78) pour un diamètre de goutte de 3,89 mm et un paramètre S_f de 0,3.

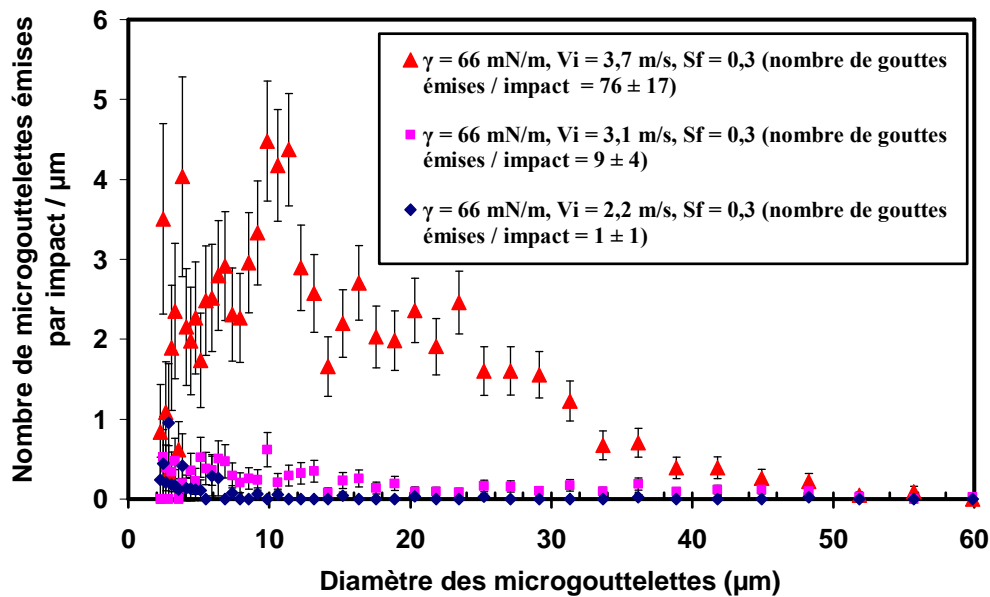


Figure 78. Granulométrie en nombre par μm des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes ($\gamma = 66 \text{ mN/m}$, $d_i = 3,89 \text{ mm}$, $S_f = 0,3$ et $v_i = 3,70, 3,05 \text{ m.s}^{-1}$ et $2,18 \text{ m/s}$).

Les résultats montrent également que, pour une vitesse d'impact égale à 3,7 m.s⁻¹, les diamètres des microgouttelettes émises sont largement polydispersés et principalement compris entre 2 μm et 30 μm, ce qui correspond à des rapports d_s/d_i compris entre 5×10^{-4} et $7,5 \times 10^{-3}$. Etant donné les incertitudes, il est difficile d'indiquer précisément le diamètre modal en nombre qui est compris entre 2 et 12 μm.

Dans le cas de gouttes d'un mélange eau / éthanol de 3,87 mm de diamètre, avec un paramètre S_f constant de 0,3, les résultats présentés sur la figure 79 montrent que l'augmentation de la vitesse des gouttes impactantes de 2,64 à 3,69 m.s⁻¹ entraîne une augmentation du nombre de microgouttelettes émises par impact entre 2 et 25 μm (cf. fig. 79).

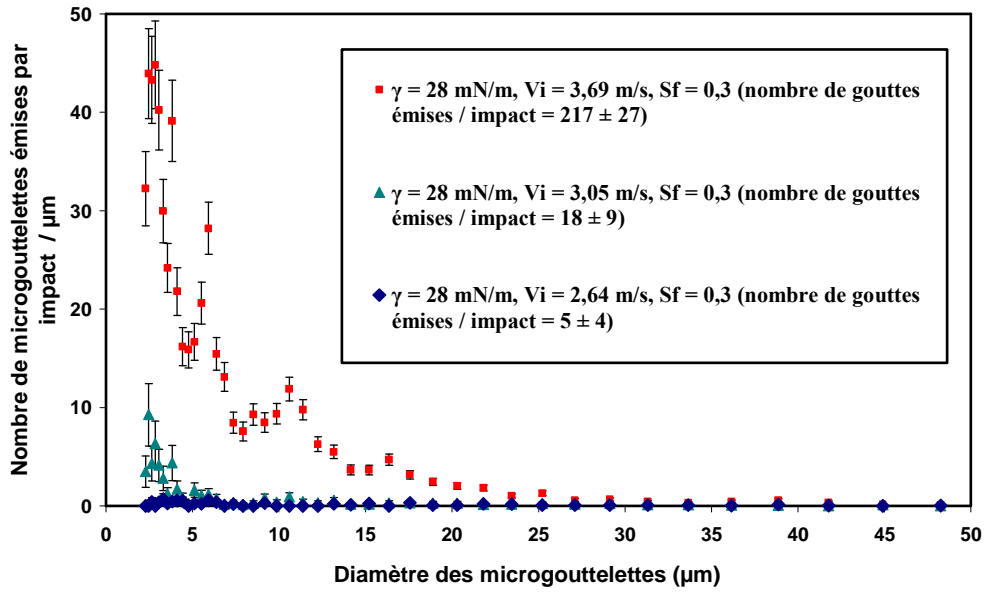


Figure 79. Granulométrie en nombre par μm des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes ($\gamma = 28 \text{ mN/m}$, $d_i = 3,87 \text{ mm}$, $S_f = 0,3$ et $v_i = 3,69, 3,05 \text{ m.s}^{-1}$ et $2,64 \text{ m/s}$).

4.2.2.3. Effet de la hauteur du film liquide

Les distributions granulométriques, représentées sur la figure 80, montrent que la diminution du paramètre S_f de 0,6 à 0,3 entraîne une augmentation du nombre de microgouttelettes émises par impact, principalement dans la gamme 2 -30 μm lors de l'impact de gouttes d'eau de 3,89 mm de diamètre et une vitesse de $3,7 \text{ m.s}^{-1}$. En revanche, il n'a pas été constaté d'influence notable du paramètre S_f entre 0,6 et 1, sur le nombre de gouttelettes émises, du fait des incertitudes.

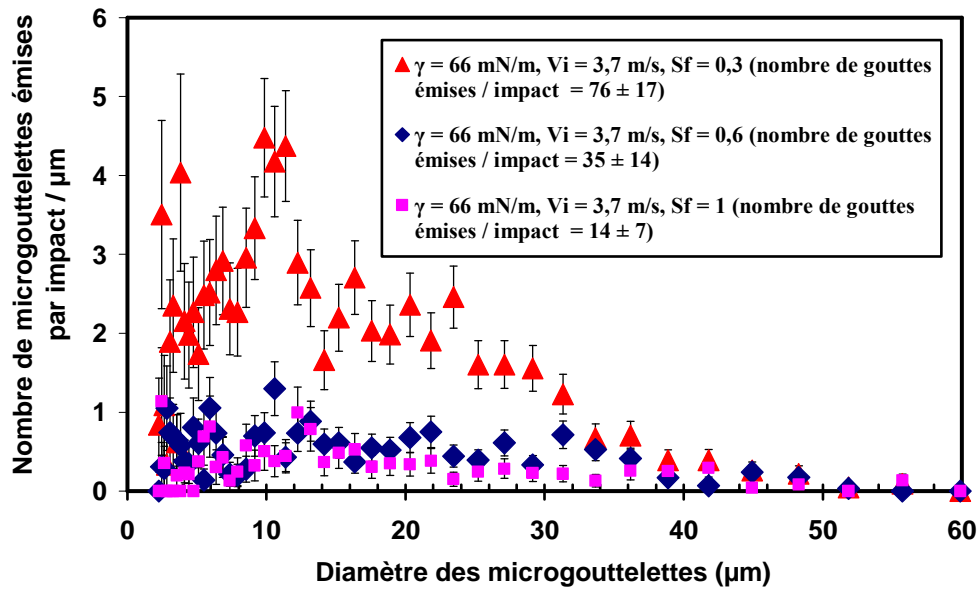


Figure 80. Granulométrie en nombre par μm des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes ($\gamma = 66 \text{ mN/m}$, $d_i = 3,89 \text{ mm}$, $v_i = 3,70 \text{ m.s}^{-1}$, $S_f = 0,3, 0,6$ et 1).

Pour les gouttes du mélange eau / éthanol de 3,87 mm de diamètre, avec une vitesse d'impact égale à $3,69 \text{ m.s}^{-1}$, nous constatons sur la figure 81 que la diminution du paramètre S_f de 1 à 0,3 entraîne une augmentation du nombre de microgouttelettes émises par impact dans la gamme 2 - 15 μm . Le diamètre modal est, dans ce cas, compris entre 2,4 et 3,8 μm .

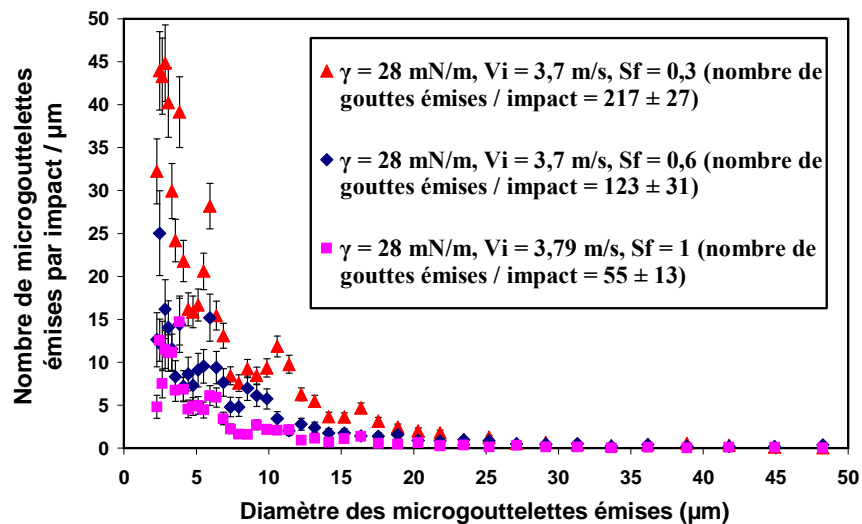


Figure 81. Granulométrie en nombre par μm des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes ($\gamma = 28 \text{ mN/m}$, $d_i = 3,87 \text{ mm}$, $v_i = 3,69 \text{ m.s}^{-1}$, $S_f = 0,3, 0,6$ et 1).

4.2.2.4. Effet de la tension de surface liquide-gaz

Nos résultats, montrent qu'une diminution de la tension de surface de 66 à 28 mN/m entraîne une augmentation du nombre de microgouttelettes émises dans la gamme 2 - 6 μm , comme cela est illustré par la figure 82, pour des gouttes de 3,9 mm ayant une vitesse de 3,1 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et un paramètre S_f de 0,3. Néanmoins, le nombre total de microgouttelettes émises reste constant (≈ 10 / impact).

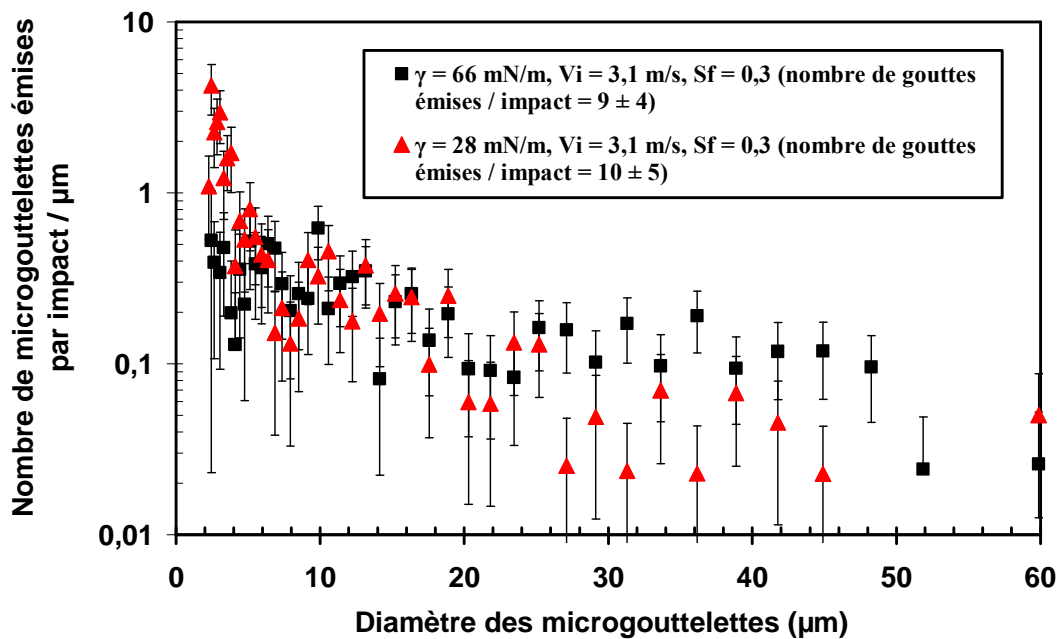


Figure 82. Granulométrie en nombre par μm des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes ($d_i = 3,9 \text{ mm}$; $v_i = 3,1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $S_f = 0,3$, $\gamma = 66$ et 28 mN/m).

Lorsque la vitesse d'impact est plus élevée, de l'ordre de 3,7 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, nous constatons que la diminution de la tension de surface entraîne une augmentation du nombre total de microgouttelettes émises notamment dans la gamme 2 - 15 μm (cf. fig. 83). Ces microgouttelettes sont probablement produites par le phénomène de bullage observé seulement lors de l'impact des gouttes du mélange eau / éthanol.

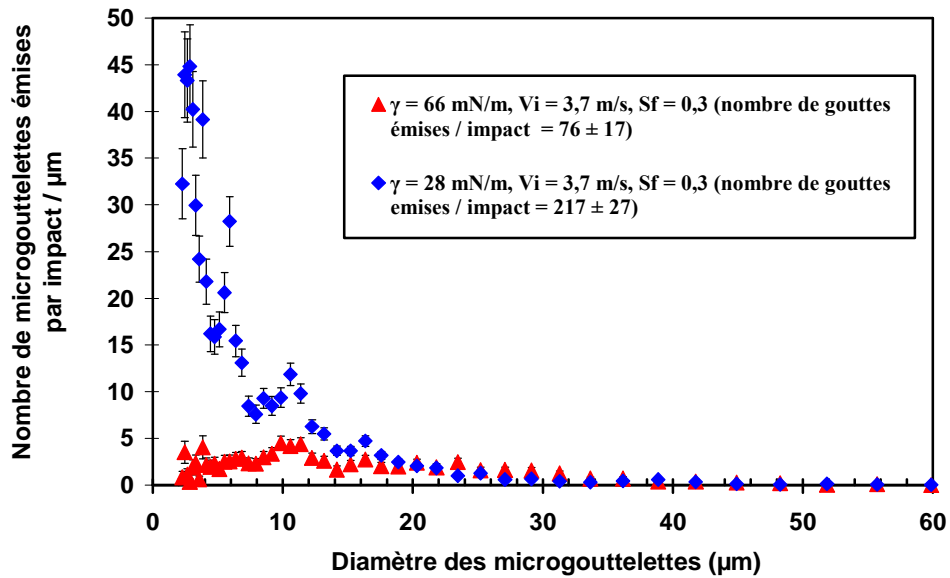


Figure 83. Granulométrie en nombre par μm des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes ($d_i = 3,9 \text{ mm}$; $v_i = 3,7 \text{ m.s}^{-1}$, $S_f = 0,3$, $\gamma = 66$ et 28 mN/m).

4.2.2.5. Effet de la viscosité dynamique du liquide

Nous présentons, sur la figure 84 les distributions des microgouttelettes émises pour deux viscosités dynamiques du liquide ($\mu_l = 1$ et 9 mPa.s) dans les mêmes conditions d'impact (d_i , v_i , S_f et γ) : le diamètre des gouttes est proche de 4 mm ($3,9 \text{ mm}$ pour la solution aqueuse et $4,3 \text{ mm}$ pour le mélange 45% eau / 55% glycérol), la vitesse d'impact de l'ordre de $3,7 \text{ m.s}^{-1}$, le paramètre S_f égal à $0,3$ et la tension de surface γ égale à 66 mN/m .

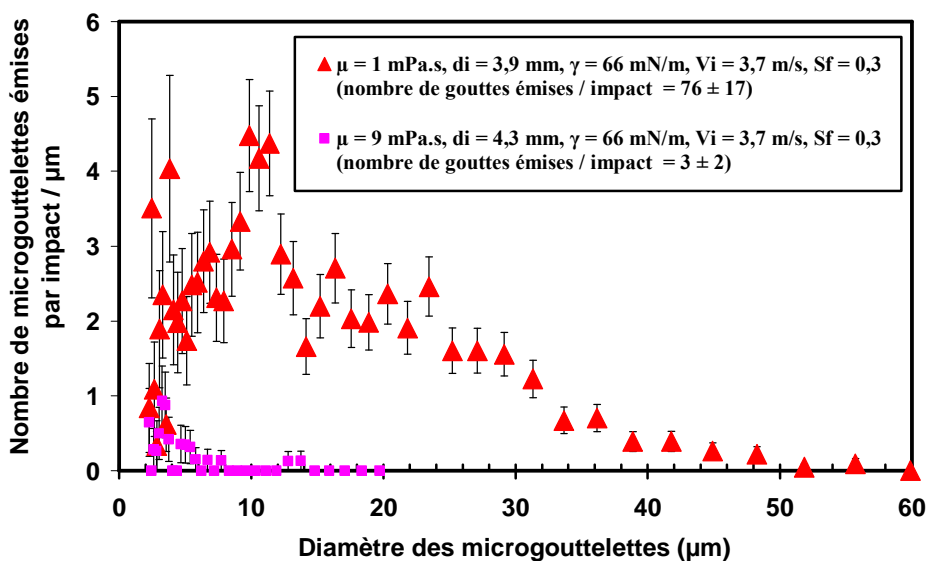


Figure 84. Granulométrie en nombre par μm des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes ($d_i = 4 \text{ mm}$; $v_i = 3,7 \text{ m.s}^{-1}$, $S_f = 0,3$, $\gamma = 66 \text{ mN/m}$ et $\mu_l = 1$ et 9 mPa.s)

Sur cette figure, nos résultats expérimentaux mettent clairement en évidence une forte diminution de la production de microgouttelettes, de diamètre inférieur à 50 μm , lorsque la viscosité μ_l augmente de 1 à 9 mPa.s.

4.2.3. Bilan global sur la granulométrie des microgouttelettes émises

Dans un premier temps, nous présenterons l'analyse des distributions granulométriques en nombre de microgouttelettes émises par impact en fonction des différents paramètres étudiés. Puis, dans un second temps, nous nous intéresserons aux distributions en volume. Enfin, nous exposerons les résultats obtenus à l'aide des impacteurs Andersen et ELPI et un Compteur de Noyau de Condensation (CNC), permettant de mesurer respectivement les fines particules émises en termes de masse et de nombre.

4.2.3.1. Distributions granulométriques en nombre

Effet du diamètre des gouttes, de la vitesse d'impact et du paramètre S_f pour le cas de solution aqueuse

La figure 85, à gauche, regroupe les distributions granulométriques cumulées en nombre des microgouttelettes émises lors de l'impact de gouttes de 3,89 mm de diamètre d'une solution aqueuse ($\gamma = 66 \text{ mN/m}$) avec des vitesses d'impact égales à 3,05 m.s^{-1} et 3,70 m.s^{-1} . Compte tenu des très faibles nombres de particules mesurées dans les expériences à 2,18 m.s^{-1} et des incertitudes associées, nous ne représentons pas les distributions granulométriques correspondantes. La figure 85, à droite, présente les distributions granulométriques cumulées en nombre des microgouttelettes émises dans le cas de gouttes impactantes de 3,89 mm et 2,53 mm de diamètre, avec des conditions similaires (v_i et S_f).

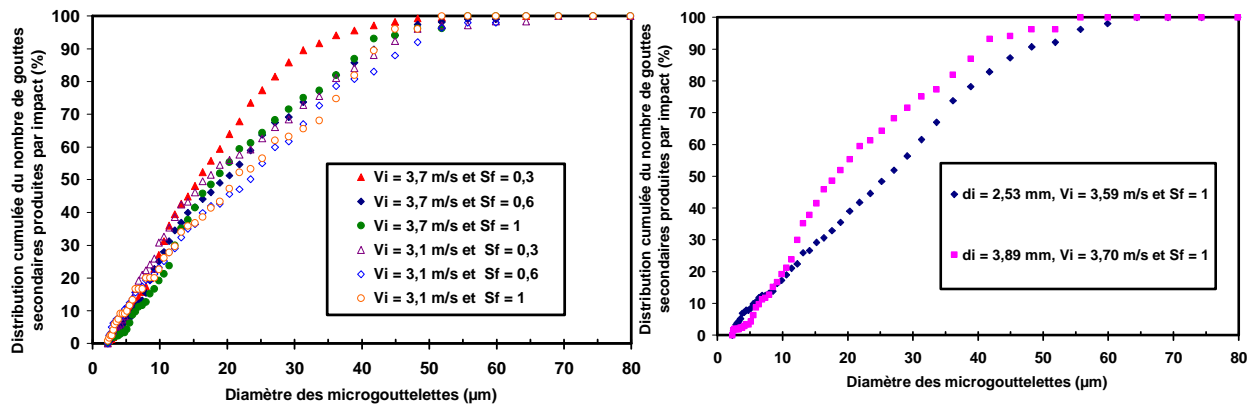


Figure 85. Distributions cumulées en % du nombre de microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes d'eau de diamètre 3,89 mm (à gauche et à droite) et 2,53 mm (à droite) avec différents paramètres v_i et S_f ($\gamma = 66 \text{ mN/m}$).

Sur la figure 85 à gauche, nous pouvons observer que le diamètre médian en nombre d_{50_n} est compris entre 15 μm et 23 μm . Nous constatons, sur la figure 85 à droite, que le diamètre médian en nombre d_{50_n} des microgouttelettes émises lors d'impact de gouttes de 2,53 mm de diamètre est légèrement supérieur à celui obtenu avec un diamètre de 3,89 mm dans les mêmes conditions d'impact.

Le tableau 25 synthétise les diamètres statistiques représentatifs des distributions granulométriques en nombre des microgouttelettes émises lors des expériences.

Tableau 25. Diamètres statistiques représentatifs des distributions granulométriques en nombre de microgouttelettes produites lors de l'impact de gouttes de 3,89 mm de diamètre ($\gamma = 66 \text{ mN/m}$).

Paramètres (d_i , v_i et S_f)	Diamètre médian d_{50_n}	Diamètre géométrique moyen d_{g_n}	Diamètre arithmétique moyen \bar{d}_n
	(μm)	(μm)	(μm)
$d_i = 3,89 \text{ mm}$, $v_i = 3,70 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,3$	18/16/15	16/15/14	19/18/17
$d_i = 3,89 \text{ mm}$, $v_i = 3,70 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	20/20	18/18	22/22
$d_i = 3,89 \text{ mm}$, $v_i = 3,70 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	19/16	18/15	22/18
$d_i = 3,89 \text{ mm}$, $v_i = 3,05 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,3$	18/19	16/19	22/23
$d_i = 3,89 \text{ mm}$, $v_i = 3,05 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	23	19	25
$d_i = 3,89 \text{ mm}$, $v_i = 3,05 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	22/16	18/16	24/20
$d_i = 2,53 \text{ mm}$, $v_i = 3,59 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,5$	27	22	27
$d_i = 2,53 \text{ mm}$, $v_i = 3,59 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	27	21	27

On remarque que, les granulométries ont des diamètres médians, diamètres géométriques et arithmétiques moyens proches de 20 μm : ils sont compris entre 14 μm et 27 μm . Ceci donne des rapports entre ces diamètres statistiques et celui de la goutte impactante d_{stat}/d_i compris entre 10^{-3} et 6×10^{-3} . Nous constatons aussi que les diamètres

médians d_{50_n} des granulométries sont inférieurs ou égaux aux diamètres arithmétiques moyens $\overline{d_n}$. De plus, les résultats montrent que le diamètre géométrique moyen reste toujours inférieur au diamètre arithmétique moyen. L'écart-type, σ , de la distribution granulométrique en nombre des microgouttelettes émises pour $d_i = 3,89$ mm et $v_i = 3,70$ m.s⁻¹, est égal à 11 μ m. Ainsi, en prenant en compte un diamètre arithmétique moyen $\overline{d_n}$ égal à 20 μ m, l'écart-type relatif $\sigma/\overline{d_n}$ est égal à 0,55. Dans le cas d'une vitesse d'impact plus faible, égale à 3,1 m/s, l'écart-type est alors égal à 15 μ m, ce qui correspond à un écart-type relatif $\sigma/\overline{d_n}$ de 0,75. On constate donc qu'une augmentation de la vitesse d'impact réduit l'écart-type relatif de la distribution granulométrique en nombre.

La figure 86 illustre les distributions granulométriques normées (fraction en nombre / μ m à gauche et fraction en nombre / $\Delta \ln d_s$ à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes d'eau de diamètre 3,89 mm, avec les paramètres d'impact $v_i = 3,7$ m/s et $S_f = 0,3$. Les points, sur ces figures, représentent les résultats expérimentaux obtenus pour deux répétitions de la même expérience.

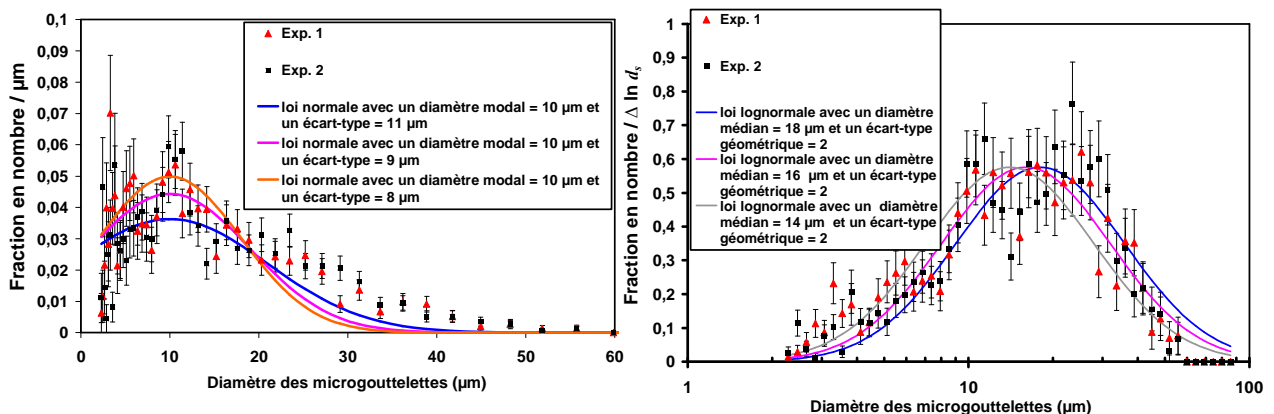


Figure 86. Distribution de la fraction en nombre / μ m (à gauche) et distribution de la fraction en nombre / $\Delta \ln d_s$ (à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes d'eau de diamètre 3,89 mm, avec les paramètres d'impact $v_i = 3,7$ m/s et $S_f = 0,3$ ($\gamma = 66$ mN/m).

Sur la figure 86, nous avons cherché à décrire la distribution en nombre pour les expériences produisant le plus de microgouttelettes ($d_i = 3,89$ mm, $v_i = 3,7$ m.s⁻¹, $S_f = 0,3$ et $\gamma = 66$ mN/m) avec des lois normales ou lognormales. Nous comparons les distributions expérimentales à celles calculées à l'aide des lois normales, en utilisant un diamètre modal de 10 μ m (soit $d_s/d_i = 2,6 \times 10^{-3}$) et différents écart-types (7, 8 et 9 μ m), ou des lois lognormales

en utilisant des diamètres médians en nombre de 18, 16 et 14 μm (soit $d_s/d_i \approx 4 \times 10^{-3}$) et un écart-type géométrique de 2. Ainsi, nous remarquons que ces distributions en nombre sont difficilement décrites par des lois normales (cf. fig. 86 à gauche). Par contre, les lois lognormales décrivent de façon correcte nos mesures (cf. fig. 86 à droite).

Effet du diamètre des gouttes, de la vitesse d'impact et du paramètre S_f pour le cas du mélange 50 % eau / éthanol

Les distributions granulométriques cumulées en nombre des microgouttelettes émises lors de l'impact de gouttes de 3,87 mm de diamètre, d'un mélange eau / éthanol, et des vitesses d'impact égales à 3,05 et 3,70 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, sont présentées sur la figure 87 à gauche. La figure 87, à droite, compare les distributions granulométriques cumulées en nombre des microgouttelettes émises lors de l'impact de gouttes de 3,87 et 2,70 mm de diamètre avec des conditions similaires d'impact.

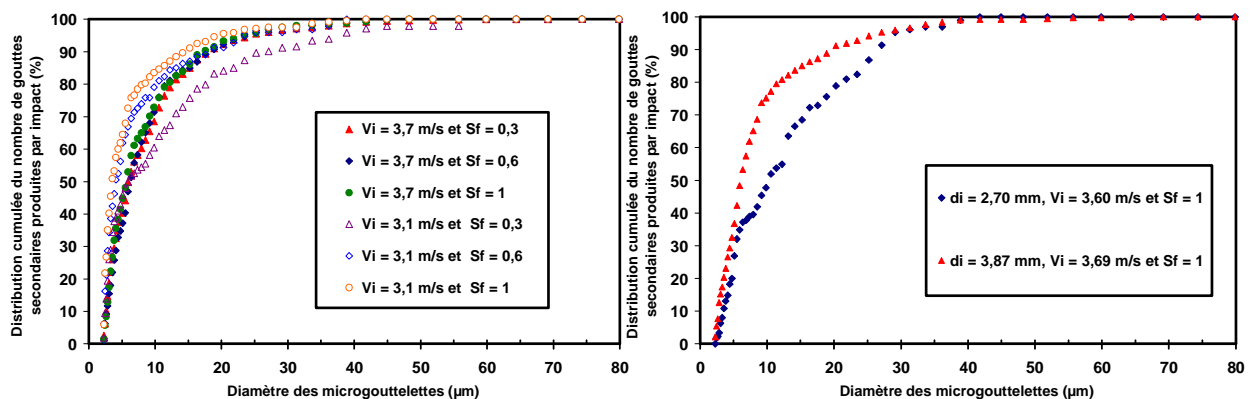


Figure 87. Distributions cumulées en % du nombre de microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes de diamètre 3,87 mm (à gauche et à droite) et de 2,70 mm (à droite) d'un mélange 50 % eau / 50 % éthanol ($\gamma = 28 \text{ mN/m}$) avec différents paramètres v_i et S_f .

Le diamètre médian en nombre d_{50n} est compris entre 4 et 7 μm dans le cas de gouttes impactantes de diamètre 3,87 mm (cf. fig. 87 à gauche). Lors de l'impact de gouttes de 2,70 mm de diamètre (figure 87, à droite), le diamètre médian en nombre est, dans ce cas, légèrement supérieur.

En guise de synthèse, le tableau 26 regroupe les diamètres statistiques des distributions granulométriques en nombre des microgouttelettes émises lors de l'impact de gouttes de 3,87 et 2,70 mm de diamètre d'un mélange eau / éthanol.

Tableau 26. Diamètres statistiques représentatifs des distributions granulométriques en nombre de microgouttelettes produites lors de l'impact de gouttes de 3,87 mm et 2,7 mm de diamètre d'un mélange en volume de 50 % eau / 50 % éthanol ($\gamma = 28 \text{ mN/m}$).

Paramètres (d_i, v_i et S_f)	Diamètre médian	Diamètre géométrique	Diamètre arithmétique
	d_{50_n} (μm)	moyen d_{g_n} (μm)	moyen (μm) \overline{d}_n
$d_i = 3,87 \text{ mm}, v_i = 3,69 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,3$	6	7	9
$d_i = 3,87 \text{ mm}, v_i = 3,69 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	6/7	7/8	9/11
$d_i = 3,87 \text{ mm}, v_i = 3,69 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	6/6	7/7	9/9
$d_i = 3,87 \text{ mm}, v_i = 3,05 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,3$	6/5	7/7	12/11
$d_i = 3,87 \text{ mm}, v_i = 3,05 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	4/4	5/7	8/11
$d_i = 3,87 \text{ mm}, v_i = 3,05 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	4/6	5/7	7/11
$d_i = 2,7 \text{ mm}, v_i = 3,60 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,44$	7	8	11
$d_i = 2,7 \text{ mm}, v_i = 3,60 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	11	10	13

Les granulométries ont des diamètres médians, géométriques et arithmétiques moyens, compris entre 6 et 13 μm . Les rapports entre ces diamètres statistiques et celui de la goutte impactante d_{stat}/d_i sont compris entre $1,5 \times 10^{-3}$ et $4,8 \times 10^{-3}$. Nous constatons, d'une part, que les diamètres médians des granulométries sont plus petits que les diamètres arithmétiques moyens et d'autre part, il est observé que le diamètre géométrique moyen reste toujours inférieur au diamètre arithmétique moyen. De plus, nous n'avons pas remarqué d'influence significative des paramètres v_i et S_f sur la granulométrie. Lors de l'impact de gouttes de 3,87 mm de diamètre, d'un mélange eau / éthanol, et avec une vitesse de 3,7 m/s, l'écart-type de la distribution granulométrique en nombre des microgouttelettes émises est égal à 8 μm . Par conséquent, en utilisant un diamètre arithmétique moyen de 10 μm , l'écart-type relatif est égal à 0,8. Nos résultats montrent la même influence de la vitesse d'impact sur l'écart-type relatif aussi bien avec une solution aqueuse, qu'avec un mélange eau/éthanol. En effet, lors de l'impact de gouttes de 3,87 mm de diamètre et une vitesse plus faible, égale à 3,1 m/s, l'écart-type σ augmente et est égal à 10 μm , ce qui donne un écart type relatif σ/\overline{d}_n de l'ordre de 1.

Il est important de signaler que ces paramètres statistiques en nombre sont à manipuler avec précaution. En effet, ils rendent compte seulement de la distribution granulométrique des microgouttelettes de diamètre supérieur à 2 μm .

La figure 88 présente les distributions granulométriques normées (fraction en nombre / μm à gauche et fraction en nombre / $\Delta \ln d_s$ à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes de diamètre 3,87 mm d'un mélange eau / éthanol pour $v_i = 3,7$ m/s et $S_f = 0,3$.

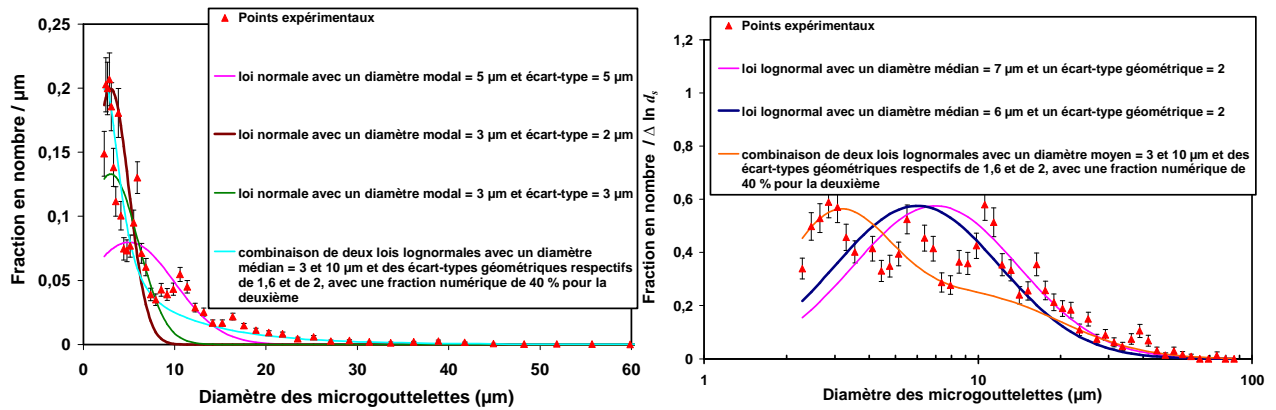


Figure 88. Distribution de la fraction en nombre / μm (à gauche) et distribution de la fraction en nombre / $\Delta \ln d_s$ (à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes d'un mélange en volume de 50 % eau / 50 % éthanol ($\gamma = 28$ mN/m) de diamètre 3,87 mm avec comme paramètre d'impact $v_i = 3,7$ m/s et $S_f = 0,3$.

De même que pour la solution aqueuse, nous avons cherché à décrire, à l'aide de lois normales ou lognormales, la distribution en nombre dans le cas d'impact produisant le plus de microgouttelettes ($v_i = 3,7$ m.s⁻¹ et $S_f = 0,3$). Nos distributions expérimentales ont, tout d'abord, été comparées à des lois normales, en utilisant un diamètre modal de 3 et 5 μm (soit $d_s/d_i \approx 10^{-3}$) et différents écart-types (2, 3, 5 et 10 μm). Par la suite, nous les avons confrontées à des lois lognormales, avec des diamètres médian en nombre de 6 et 7 μm (soit $d_s/d_i \approx 2 \times 10^{-3}$) et un écart-type géométrique de 2. Comme le montre la figure 88, l'utilisation d'une seule loi normale (à gauche) ou lognormale (à droite) ne décrit pas correctement notre distribution expérimentale. En revanche, la combinaison de deux lois lognormales avec un diamètre moyen égal à 3 et 10 μm , et des écart-types géométriques respectifs de 1,6 et de 2 avec une fraction numérique de 40 % pour la deuxième loi, décrit de façon plus satisfaisante, la distribution granulométrique en nombre.

4.2.3.2. Distributions granulométriques en volume

Effet du diamètre des gouttes, de la vitesse d'impact et du paramètre S_f pour le cas de solution aqueuse

La figure 89 présente les distributions granulométriques en volume des microgouttelettes émises lors de l'impact de gouttes de 3,89 mm de solution aqueuse ($\gamma = 66 \text{ mN/m}$), avec des vitesses d'impact de à $3,1 \text{ m.s}^{-1}$ et $3,70 \text{ m.s}^{-1}$.

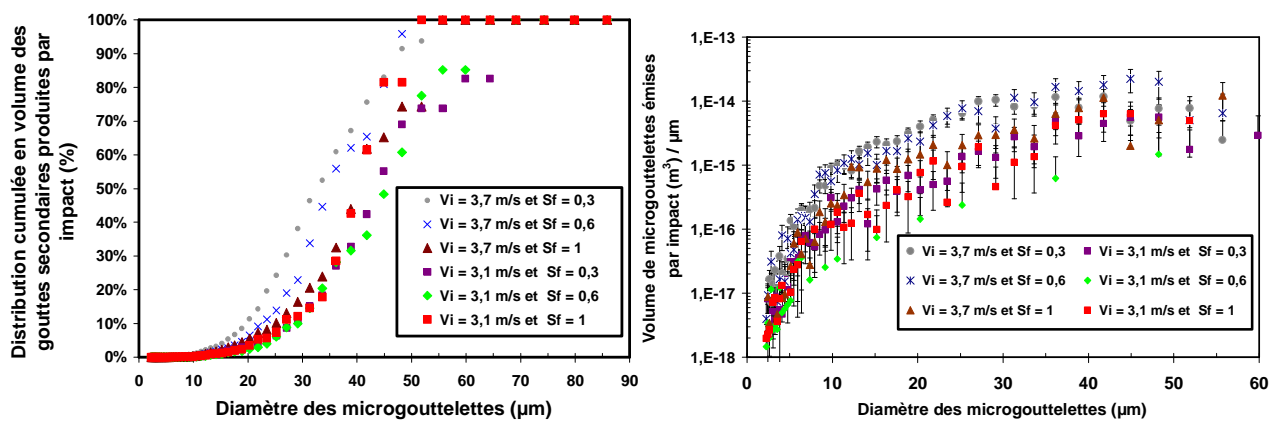


Figure 89. Distributions cumulées en volume (%) (à gauche) et distribution en volume (m_3) / μm (à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes d'eau ($\gamma = 66 \text{ mN/m}$) de diamètre 3,89 mm avec différents paramètres v_i et S_f .

Sur cette figure, nous pouvons observer que les diamètres médians en volume d_{50v} sont compris entre $32 \mu\text{m}$ et $48 \mu\text{m}$.

Le tableau 27 regroupe les diamètres statistiques des distributions granulométriques en volume des microgouttelettes émises lors des expériences avec une solution aqueuse.

Tableau 27. Diamètres statistiques représentatifs des distributions granulométriques en volume de microgouttelettes produites lors de l'impact de gouttes d'eau ($\gamma = 66 \text{ mN/m}$) de 3,89 et 2,53 mm de diamètre.

Paramètres (d_i , v_i et S_f)	Diamètre médian d_{50_V} (μm)	Diamètre géométrique moyen d_{g_V} (μm)	Diamètre arithmétique moyen $\overline{d_V}$ (μm)
$d_i = 3,89 \text{ mm}$, $v_i = 3,70 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,3$	36/34/36	34/32/33	36/34/35
$d_i = 3,89 \text{ mm}$, $v_i = 3,70 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	42/36	40/35	42/37
$d_i = 3,89 \text{ mm}$, $v_i = 3,70 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	42/34	39/30	41/32
$d_i = 3,89 \text{ mm}$, $v_i = 3,05 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,3$	45/42	44/41	47/43
$d_i = 3,89 \text{ mm}$, $v_i = 3,05 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,6$	48/48	40/44	43/46
$d_i = 3,89 \text{ mm}$, $v_i = 3,05 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	42/42	39/38	40/40
$d_i = 2,53 \text{ mm}$, $v_i = 3,59 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,5$	48	44	46
$d_i = 2,53 \text{ mm}$, $v_i = 3,59 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 1$	45	45	47

D'une façon générale, les résultats du tableau 27 montrent que les diamètres médians, géométriques et arithmétiques en volume des distributions sont d'environ $40 \mu\text{m}$ (soit un rapport $d_{stat}/d_i = 10^{-2}$ lorsque $d_i = 3,89 \text{ mm}$). Néanmoins, nous observons une légère diminution des diamètres statistiques lorsque la vitesse v_i est plus élevée.

La figure 90 permet de comparer les distributions granulométriques en volume des microgouttelettes émises par des gouttes de 3,89 et 2,53 mm de diamètre.

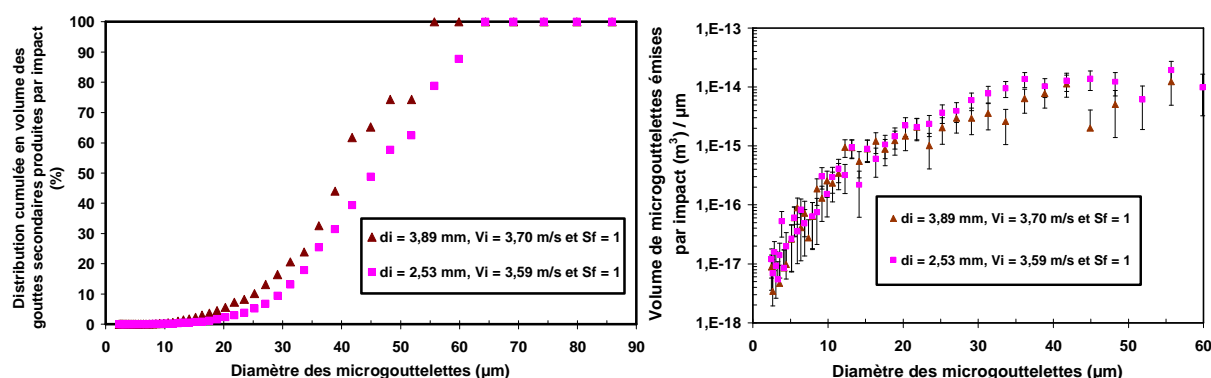


Figure 90. Distributions cumulées en volume (%) (à gauche) et distribution en volume (m^3) / μm (à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes d'eau ($\gamma = 66 \text{ mN/m}$) de diamètre 3,89 et 2,53 mm.

Les diamètres médian en volume des microgouttelettes émises lors de l'impact de gouttes de 2,53 et 3,89 mm de diamètre sont très proches dans les mêmes conditions d'impact (v_i proche et même S_f).

Par ailleurs, la figure 91 présente les distributions normées déterminées pour un train de gouttes d'eau de diamètre 3,89 mm, avec comme paramètre d'impact $v_i = 3,7$ m/s et $S_f = 0,3$.

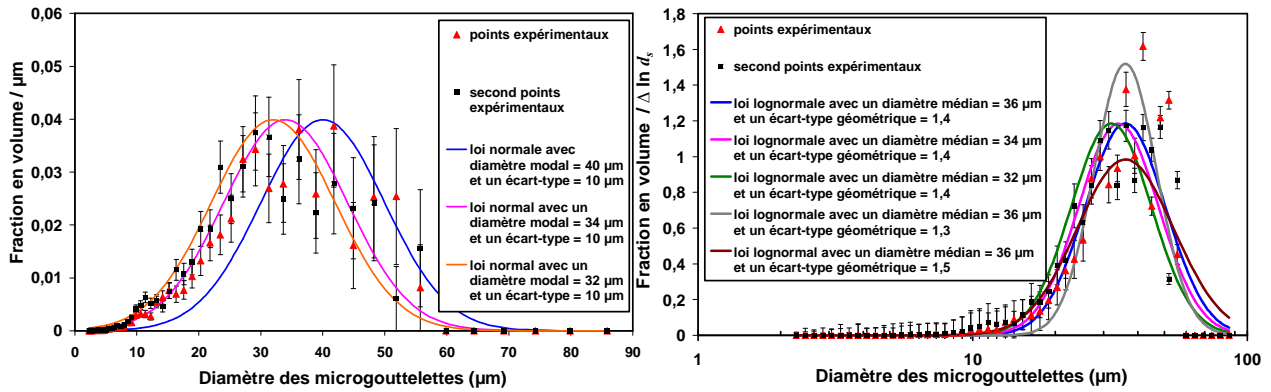


Figure 91. Distribution de la fraction en volume / μm (à gauche) et distribution de la fraction en volume / $\Delta \ln d_s$ (à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes d'eau ($\gamma = 66$ mN/m) de diamètre 3,89 mm avec comme paramètre d'impact $v_i = 3,7$ m/s et $S_f = 0,3$.

Comme cela a été fait précédemment, nous avons tenté de décrire la distribution en volume à l'aide de lois normales ou lognormales pour le cas produisant le plus de microgouttelettes, c'est à dire pour $v_i = 3,7$ m.s⁻¹ et $S_f = 0,3$. La figure 91 compare nos distributions obtenues expérimentalement ainsi que celles calculées à l'aide de lois normales en utilisant un diamètre moyen en volume de 32, 34 et 36 μm (soit $d_s/d_i \approx 9 \times 10^{-3}$) et un écart-type de 10 μm ou de lois lognormales en utilisant un diamètre médian en volume de 32, 34 et 36 μm (soit $d_s/d_i \approx 9 \times 10^{-3}$) et un écart-type géométrique de 1,4. Comme l'illustre cette figure, la distribution en volume est relativement bien décrite par une loi normale (à gauche), et encore mieux par des lois lognormales (à droite).

Effet du diamètre des gouttes, de la vitesse d'impact et du paramètre S_f pour le cas du mélange 50 % eau / éthanol

La figure 92 montre les distributions granulométriques en volume des microgouttelettes émises avec des gouttes de 3,87 mm de diamètre d'un mélange eau / éthanol ($\gamma = 28$ mN/m), ayant des vitesses égales à 3,1 m.s⁻¹ et 3,7 m.s⁻¹.

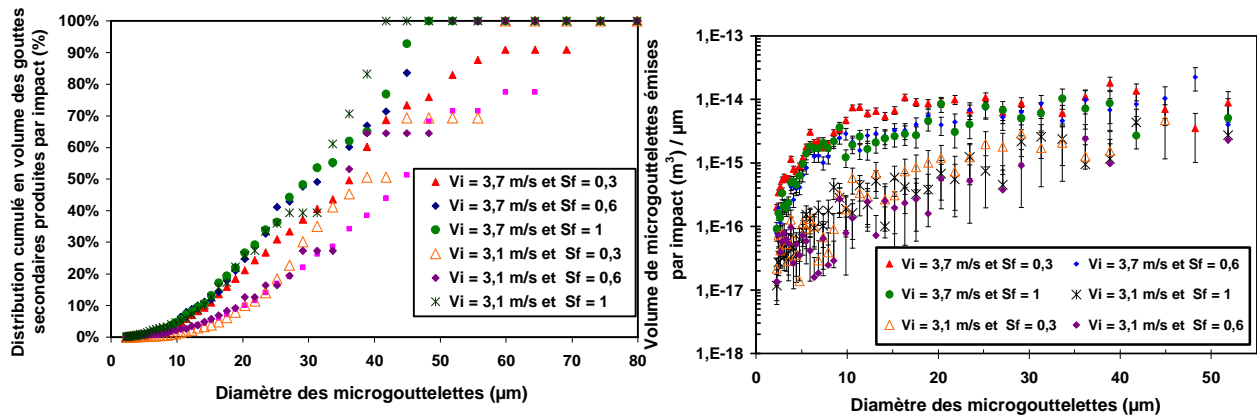


Figure 92. Distributions cumulées en volume (%) (à gauche) et distribution en volume (m^3) / μm (à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes d'un mélange 50 % eau / éthanol ($\gamma = 28$ mN/m) de diamètre 3,87 mm avec différents paramètres v_i et S_f .

Sur cette figure, nous pouvons constater que les diamètres médians en volume sont compris entre 30 et 45 μm . Il est important de remarquer que les diamètres médians en volume obtenus, pour ce mélange, se situent dans la même gamme que ceux obtenus dans le cas de la solution aqueuse.

Pour ces expériences, les différents diamètres statistiques sont exposés dans le tableau 28.

Tableau 28. Diamètres statistiques représentatifs des distributions granulométriques en volume de microgouttelettes produites lors de l'impact de gouttes de 3,87 et 2,7 mm de diamètre d'un mélange en volume de 50 % eau / 50 % éthanol ($\gamma = 28$ mN/m).

Paramètres (d_i , v_i et S_f)	Diamètre médian d_{50v} (μm)	Diamètre géométrique moyen d_{gV} (μm)	Diamètre arithmétique moyen \bar{d}_V (μm)
$d_i = 3,87$ mm, $v_i = 3,69$ m.s ⁻¹ et $S_f = 0,3$	39	33	37
$d_i = 3,87$ mm, $v_i = 3,69$ m.s ⁻¹ et $S_f = 0,6$	34/45	28/41	32/45
$d_i = 3,87$ mm, $v_i = 3,69$ m.s ⁻¹ et $S_f = 1$	31/36	28/34	31/38
$d_i = 3,87$ mm, $v_i = 3,05$ m.s ⁻¹ et $S_f = 0,3$	45/39	41/37	45/41
$d_i = 3,87$ mm, $v_i = 3,05$ m.s ⁻¹ et $S_f = 0,6$	36/36	28/34	31/38
$d_i = 3,87$ mm, $v_i = 3,05$ m.s ⁻¹ et $S_f = 1$	34/36	27/33	30/36
$d_i = 2,7$ mm, $v_i = 3,60$ m.s ⁻¹ et $S_f = 0,44$	39	34	37
$d_i = 2,7$ mm, $v_i = 3,60$ m.s ⁻¹ et $S_f = 1$	29	28	29

D'après les résultats reportés dans le tableau 28, on remarque que, les granulométries ont des diamètres médians, diamètres géométriques et arithmétiques moyens compris entre 28 et 45 μm . On peut considérer que ces diamètres sont de l'ordre de 37 μm .

A titre de comparaison, on présente sur la figure 93 les distributions granulométriques en volume des microgouttelettes lors de l'impact de gouttes de 3,87 et 2,7 mm de diamètre d'un mélange eau / éthanol.

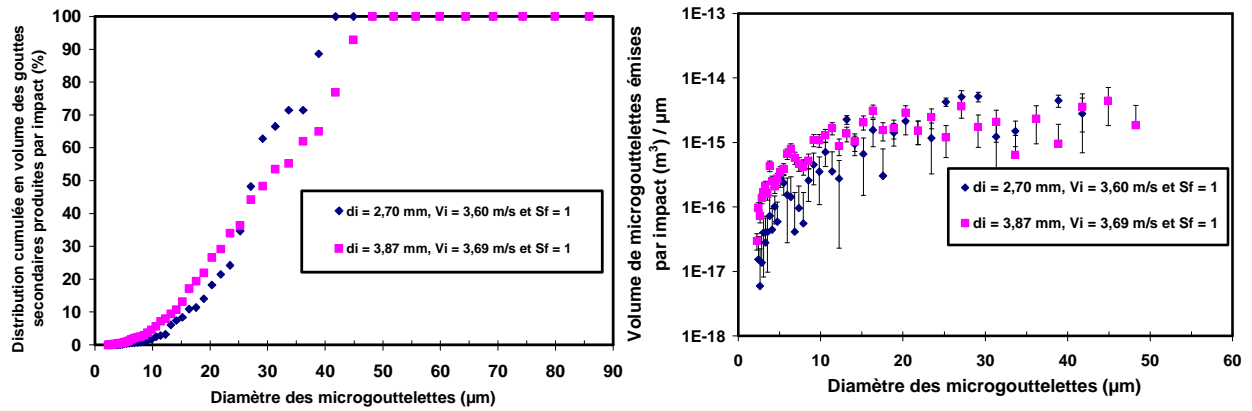


Figure 93. Distributions cumulées en % du volume (à gauche) et distribution en volume (m^3) / μm (à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes d'un mélange 50 % eau / éthanol ($\gamma = 28$ mN/m) avec différents paramètres d_i .

Sur cette figure, nous n'observons pas de différences notables du diamètre médian en volume des microgouttelettes émises lors de l'impact de ces gouttes dans des conditions similaires.

La figure 94 présente les distributions normées (fraction en volume / μm à gauche et distribution de la fraction en volume / $\Delta \ln d_s$ à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes de diamètre 3,87 mm avec comme paramètre d'impact $v_i = 3,7$ m/s et $S_f = 0,3$.

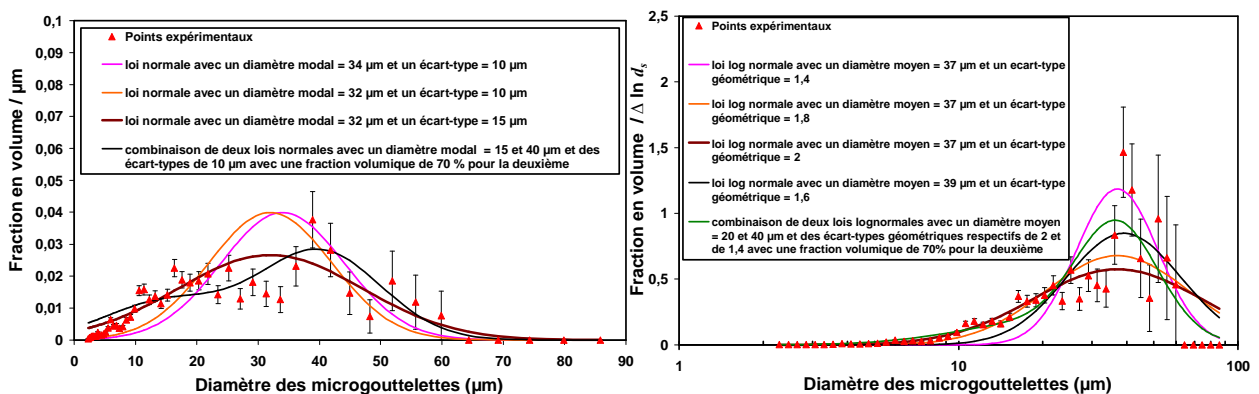


Figure 94. Distribution de la fraction en volume / μm (à gauche) et distribution de la fraction en volume / $\Delta \ln d_s$ (à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes de diamètre 3,87 mm d'un mélange 50 % eau / éthanol ($\gamma = 28$ mN/m) avec comme paramètre d'impact $v_i = 3,7$ m/s et $S_f = 0,3$.

Nous avons porté notre attention sur la description de la distribution en volume lors de l'impact de gouttes produisant le plus de microgouttelettes ($v_i = 3,7 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_f = 0,3$). D'une part, notre distribution expérimentale est comparée à celle calculée à l'aide de lois normales, en utilisant un diamètre modal de 32 et 34 μm (soit $d_s/d_i \approx 8 \times 10^{-3}$) et différents écart-types 10 et 15 μm et d'autre part, elle est également confrontée à des lois lognormales en utilisant des diamètres médians en volume de 37 et 39 μm (soit $d_s/d_i \approx 10^{-2}$) et des écart-types géométriques de 1,4, 1,6, 1,8 et 2. Comme le montre la figure 94, cette distribution en volume n'est pas bien décrite par une seule loi normale (à gauche) ou lognormale (à droite). Afin d'avoir une meilleure description, la combinaison de plusieurs lois, au minimum de deux, nous semble être plus adéquate : en effet dans ce cas précis d'impact, deux phénomènes responsables de la production de microgouttelettes ont été observés : la formation de gouttes lors de l'évolution de la corolle et lors de l'éclatement de bulles.

Comparaison entre les deux tensions de surface

Afin d'illustrer l'effet d'un changement de tension de surface sur les distributions, nous présentons sur la figure 95 les granulométries des microgouttelettes émises, lors de l'impact de gouttes de 3,9 mm de diamètre, d'un mélange eau / éthanol et d'une solution aqueuse, ayant des tensions de surface égales à 28 et 66 mN/m, respectivement.

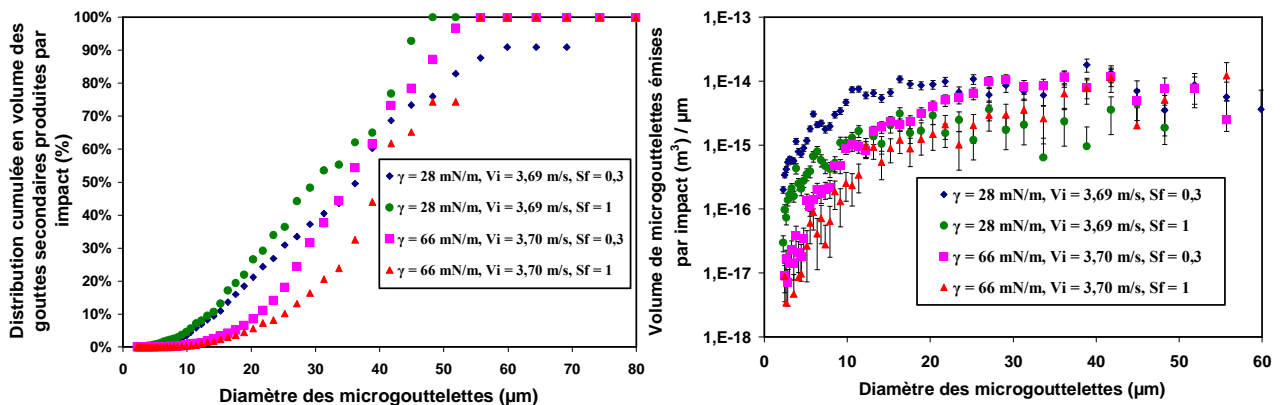


Figure 95. Distributions cumulées en volume (%) (à gauche) et distributions en volume ($\text{m}^3 / \mu\text{m}$) (à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes d'un mélange 50 % eau / 50 % éthanol et d'une solution aqueuse avec des paramètres d'impact similaires (v_i et S_f).

Les résultats de la figure 95 ne montrent pas de différences notables du diamètre médian en volume pour les deux tensions de surface. Nous observons également une proportion plus importante en volume de microgouttelettes de diamètre compris entre 2 et 20 μm dans le cas de la solution aqueuse ayant la plus faible tension de surface.

4.2.3.3. Mesures des fines particules produites lors de l'impact de gouttes

Les résultats obtenus à l'aide des impacteurs Andersen et ELPI et d'un compteur de noyaux de condensation permettent d'identifier et de quantifier la présence de fines particules submicrométriques, de diamètre inférieur à $1\ \mu\text{m}$, lors de l'impact de gouttes millimétriques sur un film liquide. Dans nos conditions expérimentales, ces particules sont issues de gouttes secondaires de diamètre inférieur à $5\ \mu\text{m}$.

La figure 96 montre les distributions granulométriques différentielles en masse des résidus secs mesurés lors de l'impact d'un train de gouttes d'un mélange eau / éthanol ($d_i = 3,87\ \text{mm}$, $v_i = 3,7\ \text{m/s}$, $S_f = 0,3$ et $\gamma = 28\ \text{mN/m}$).

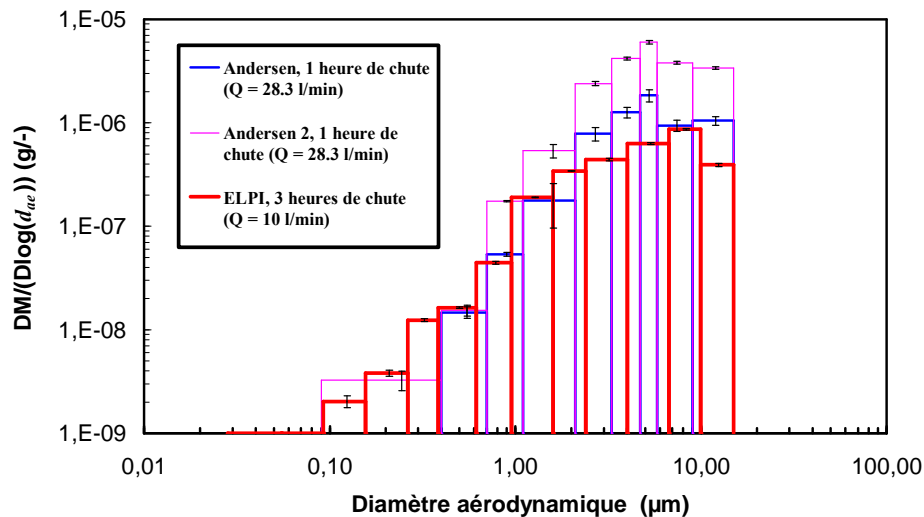


Figure 96. Distributions granulométriques différentielles en masse des résidus secs mesurés lors de l'impact d'un train de gouttes d'un mélange en volume 50% eau / 50% éthanol ($d_i = 3,87\ \text{mm}$, $v_i = 3,7\ \text{m/s}$, $S_f = 0,3$ et $\gamma = 28\ \text{mN/m}$).

Sur cette figure, nous observons que les mesures Andersen et ELPI mettent en évidence la présence de fines particules de diamètre inférieur à $1\ \mu\text{m}$. Puisque le débit volumique de l'ELPI ($Q_{\text{ELPI}} = 10\ \text{L/min}$) est d'environ trois fois inférieur à celui de l'Andersen ($Q_{\text{Andersen}} = 28,3\ \text{L/min}$), les mesures Andersen et ELPI ont été réalisées respectivement lors de l'impact d'un train de gouttes de trois heures et d'une heure, ce qui nous permet ainsi de comparer ces résultats sur le même graphique. La figure 96 montre que la distribution, obtenue par la mesure Andersen, est très similaire à celle obtenue par l'ELPI. Les mesures du nombre obtenues par les électromètres des étages de l'ELPI, donc réalisées

avec le chargeur électrique à effet couronne, ne sont pas représentées car celles-ci se situent dans le bruit de fond. Par la suite, dans les mesures de masse, le chargeur électrique à effet couronne n'est pas utilisé afin d'éviter les pertes de particules. Les masses de fluorescéine sodée, collectées sur chaque étage, ont permis de mettre en évidence la présence de fines particules ayant un diamètre aérodynamique jusqu'à 100 nm : ce diamètre correspond à des gouttelettes secondaires émises de 0,5 μm (cf. eq. 76 et 78). Ces fines particules, de diamètre inférieur à 1 μm , ne sont pas significatives en masse par rapport à celles de diamètre supérieur à 1 μm , qui correspondent à des microgouttelettes de diamètre supérieur à 5 μm .

Les résultats obtenus avec l'impacteur Andersen lors de l'impact d'un train de gouttes d'une heure d'un mélange eau / éthanol ($d_i = 3,87 \text{ mm}$, $v_i = 3,7 \text{ m/s}$ et $\gamma = 28 \text{ N/m}$) avec différentes valeurs du paramètre S_f (0,3, 0,6 et 1) sont présentés sur la figure 97.

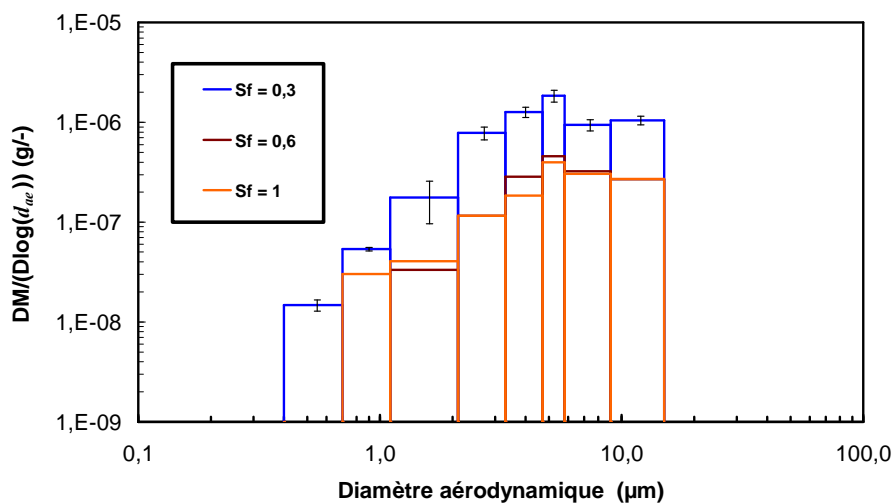


Figure 97. Distributions granulométriques des résidus secs émis produits lors de l'impact d'un train de gouttes d'une heure d'un mélange 50 % eau / éthanol ($d_i = 3,87 \text{ mm}$, $v_i = 3,7 \text{ m/s}$, $\gamma = 28 \text{ mN/m}$ et $S_f = 0,3, 0,6$ et 1).

Nous observons bien une diminution de la masse collectée sur tous les étages d'impact lorsque le paramètre S_f augmente de 0,3 à 0,6. Néanmoins, nous n'observons pas de différence notable sur la granulométrie lorsque l'on augmente le paramètre S_f de 0,6 à 1.

Afin de comparer nos différentes mesures, la figure 98 regroupe les distributions cumulées en masse descendantes des particules mesurées à l'aide de l'APS, l'Andersen et l'ELPI lors de l'impact d'un train de gouttes d'un mélange en volume d'eau et d'éthanol ($d_i = 3,87 \text{ mm}$, $v_i = 3,7 \text{ m/s}$, $\gamma = 28 \text{ mN/m}$ et $S_f = 0,3$).

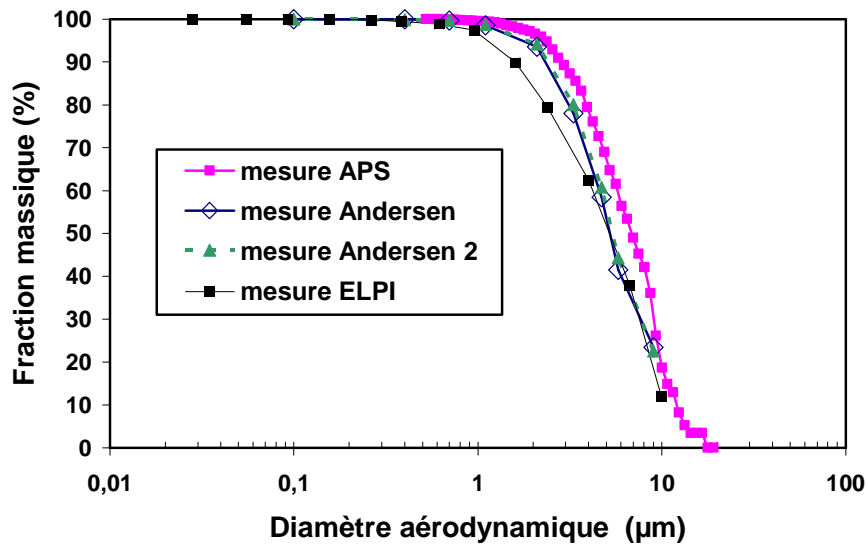


Figure 98. Distributions cumulées en masse des résidus secs produits lors de l'impact d'un train de gouttes d'un mélange en volume 50 % eau / 50 % éthanol ($d_i = 3,87$ mm, $v_i = 3,7$ m/s, $\gamma = 28$ mN/m et $S_f = 0,3$).

Nous avons choisi d'exprimer nos résultats avec des distributions cumulées en masse descendantes, c'est à dire que l'ordonnée représente la fraction massique des particules de diamètre égal et supérieur à celui défini par l'abscisse. Sur la figure 98, nos résultats ne montrent pas de différence notable entre les distributions cumulées obtenues avec les différents appareils de mesures. De ce résultat, nous pouvons conclure que les fines particules provenant des très petites gouttelettes produites par l'éclatement de bulle n'influencent pas la distribution volumique ou massique. Les diamètres aérodynamique médians en volume, ou en masse, des résidus secs produits sont de 5 μm pour les mesures Andersen et ELPI et de 6,5 μm avec l'APS. Ces résultats sont similaires en prenant en compte les incertitudes de mesures de l'APS qui sont égales à $\pm 1,5$ μm .

Dans les cas d'un train de gouttes d'une solution aqueuse ($d_i = 3,89$ mm, $v_i = 3,7$ m/s, $\gamma = 66$ mN/m et $S_f = 0,3$), nous présentons sur la figure 99, les distributions cumulées en masse descendantes des résidus secs (à gauche) et distribution granulométrique différentielle en masse (à droite).

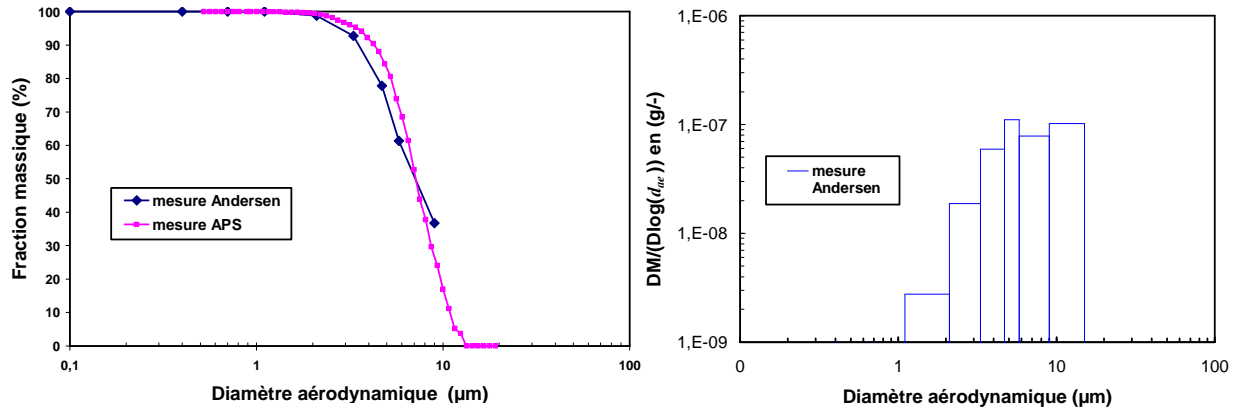


Figure 99. Distributions cumulées en masse des résidus secs et distribution granulométrique différentielle en masse (mesurée par l'Andersen) pour l'impact d'un train de gouttes d'une solution aqueuse ($d_i = 3,89 \text{ mm}$, $v_i = 3,7 \text{ m/s}$, $\gamma = 66 \text{ mN/m}$ et $S_f = 0,3$).

Sur cette figure, les mesures Andersen ne mettent pas en évidence la présence de fines particules de diamètre inférieur à $1 \mu\text{m}$ (cf. fig. 99 à droite). De plus, il n'y a pas de différence entre les distributions cumulées en masse déterminées par l'APS et l'Andersen (cf. fig. 99 à gauche). Les diamètres médians en volume, ou en masse, des résidus secs sont de $7 \mu\text{m}$ pour les mesures Andersen et APS.

Pour synthétiser les expériences réalisées, le tableau 29 regroupe le nombre de particules comptées à l'aide de l'APS et du CNC sur le même volume mesuré de 78 litres lors de l'impact de 1440 gouttes millimétriques d'une solution aqueuse et d'un mélange eau /éthanol sur un film liquide avec différentes conditions d'impact (d_i , v_i et S_f).

Tableau 29. Comparaison entre le nombre de particules comptées à l'aide de l'APS et du CNC sur le même volume mesuré (78 litres) lors de l'impact de 1440 gouttes millimétriques sur un film liquide avec différentes conditions d'impact (d_i , v_i , S_f et γ).

nombre de particules comptées par l'APS dans la gamme (0,5 – 3 μm) sur celui mesuré par le CNC (ayant comme limite haute 3 μm)	$\gamma = 28\text{mN/m}$ $d_i = 3, 87 \text{ mm}$ $v_i = 3,7 \text{ m/s}$, $S_f = 0,3$	$\gamma = 28 \text{ mN/m}$ $d_i = 3, 87 \text{ mm}$ $v_i = 3,7 \text{ m/s}$, $S_f = 1$	$\gamma = 28 \text{ mN/m}$ $d_i = 3, 87 \text{ mm}$ $v_i = 3,1 \text{ m/s}$, $S_f = 0,6$	$\gamma = 66 \text{ mN/m}$ $d_i = 3,89 \text{ mm}$ $v_i = 3,7 \text{ m/s}$, $S_f = 0,3$
Nombre APS /Nombre CNC	3610, 10448 / 12119	873, 801 / 8067	135, 192 / 699	417, 438 / 323
Rapport APS /CNC	0,3 et 0,86	0,1 et 0,1	0,2 et 0,3	1,3 et 1,3

Dans le cas des expériences réalisées avec le mélange eau / éthanol, de tension de surface de 28 mN/m, les nombres de particules comptées à l'aide de l'APS et du CNC diminuent lorsque l'on augmente le paramètre S_f . De plus, nous observons qu'une diminution de la vitesse d'impact entraîne également une baisse du nombre de particules. En ce qui concerne le rapport entre les comptages APS et CNC, celui-ci est très variable, et est égale à 0,3 et 0,86 dans le cas où la vitesse d'impact est égale à 3,7 m/s, et avec 0,3 comme paramètre S_f . Ceci peut être dû à la non reproductibilité du phénomène de bullage qui a été observé dans les expériences de visualisation (chapitre 3). De plus, cette variabilité peut être également renforcée par le fait que nous n'avons pas réalisé des mesures CNC et APS simultanément mais sur des expériences différentes. Pour vérifier ceci, il serait intéressant de réaliser une campagne de mesures avec l'APS et le CNC en parallèle. Néanmoins, ce rapport est toujours inférieur à 1, ce qui indique bien la présence de fines particules de diamètre aérodynamique inférieur à 0,5 μm (diamètre de goutte correspondant à 2,6 μm). La proportion en nombre de ces fines gouttelettes (diamètre inférieur à 2,6 μm) varie principalement entre 70 % et 85 %, selon les conditions d'impact.

Dans le cas de la solution aqueuse, ayant une tension de surface de 66 mN/m, le rapport en nombre APS sur le nombre compté par le CNC est toujours supérieur à l'unité, ce qui indique que l'APS mesure la totalité des particules émises. Les particules émises ont donc des diamètres aérodynamiques supérieurs à 0,5 μm (correspondant à des gouttes de 2,6 μm). Le fait d'obtenir une valeur supérieure à 1 pour ce rapport peut venir des mesures réalisées non simultanées du CNC et de l'APS, mais également du choix de la limite haute de mesure CNC. En effet, la limite haute choisie de 3 μm est celle spécifiée par le constructeur, mais nous ne connaissons pas exactement la probabilité d'échantillonnage autour de celle-ci. Ce compteur de particules permet de détecter les particules de 10 nm jusqu'à 3 μm (Brouwer *et al.*, 2004 et McMurray, 2000).

4.3. Elaboration de corrélations semi-empiriques sur la fraction mise en suspension

4.3.1. Résultats sur la fraction mise en suspension

D'une façon générale, les résultats sur la mise en suspension montrent que les influences des paramètres, liés aux propriétés de la goutte, du film et du liquide, sont combinées. Ainsi, il est intéressant d'utiliser les nombres adimensionnels, permettant de décrire le rapport entre les forces inertielles, de viscosité et de tension de surface, afin de comprendre physiquement le phénomène à l'origine de la mise en suspension des particules. Les résultats de fractions mises en suspension, K_{MES} , issus des expériences réalisées, sont présentés dans l'annexe 6.

La figure 100 montre l'évolution du K_{MES} brut, rapport entre la masse de fluorescéine sodée collectée et la masse de fluorescéine dans les gouttes impactées, et du K_{MES} corrigé à l'aide du modèle de transfert, en fonction du nombre de Weber et du paramètre S_f pour des nombres d'Ohnesorge égaux à 2×10^{-3} et $6,8 \times 10^{-3}$.

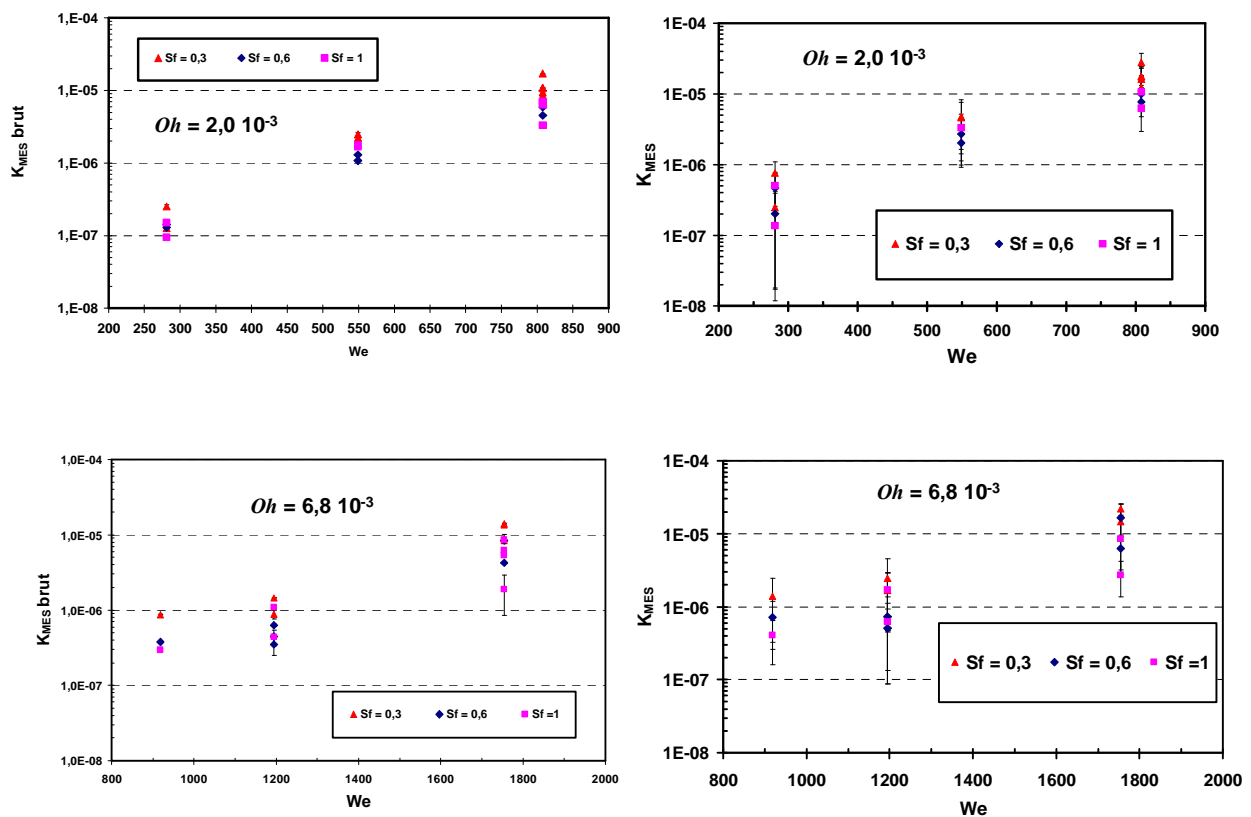


Figure 100. Evolution du K_{MES} brut et du K_{MES} corrigé avec le modèle de transfert en fonction du nombre de Weber et du paramètre S_f ($Oh = 2 \times 10^{-3}$ et $6,8 \times 10^{-3}$).

Les résultats obtenus montrent que, pour un même nombre d'Ohnesorge, l'augmentation du nombre de Weber entraîne une augmentation de la fraction mise en suspension. De plus, la fraction mise en suspension, K_{MES} , a tendance à augmenter lorsque le paramètre S_f diminue, de 0,6 à 0,3. Dans le cas de gouttes de même diamètre ($d_i = 3,9$ mm), et donc de même masse mise en jeu lors de l'impact (m_i), l'augmentation du nombre d'Ohnesorge de $2,0 \times 10^{-3}$ à $6,8 \times 10^{-3}$ nécessite un nombre de Weber plus important pour obtenir la même valeur de fraction mise en suspension. Par exemple, dans le cas de l'impact avec un nombre d'Ohnesorge égal à 2×10^{-3} , une fraction mise en suspension de 10^{-5} est obtenue pour un nombre de Weber égal à 808. Un nombre de Weber de 1754 est nécessaire pour obtenir la même fraction mise en suspension K_{MES} avec un nombre d'Ohnesorge de $6,8 \times 10^{-3}$.

4.3.2. Analyse de la contribution des paramètres et des nombres adimensionnels sur la fraction mise en suspension

Les analyses statistiques sur les résultats de fractions mises en suspension (cf. annexe 6) ont été réalisées dans un premier temps à l'aide du logiciel d'analyse Lumière (société SIER) afin de mettre en évidence l'influence des paramètres étudiés (d_i , v_i , S_f et γ) ainsi que les interactions pouvant exister entre ces paramètres. La meilleure analyse obtenue donne comme contribution de ces paramètres sur la fraction mise en suspension, dans l'ordre décroissant d'importance :

- la vitesse de la goutte impactante v_i (29%),
- le diamètre de la goutte impactante d_i (19 %),
- le paramètre S_f (14 %),
- et la tension de surface avec 2 %.

Cette analyse indique 36 % de résidus statistiques. D'autres analyses, prenant en compte toutes les interactions d'ordre 2, 3 et 4, permettent de réduire cette valeur à 22 %. Ces résidus importants, nous ont amené tout naturellement à utiliser les nombres ou les couples de nombres adimensionnels identifiés dans la littérature afin d'obtenir une meilleure analyse de la contribution des effets inertiels, de viscosité et de tension de surface, et donc une relation permettant de déterminer la fraction mise en suspension de manière satisfaisante.

Ainsi suite à ces premières analyses, nous avons étudié l'influence des nombres adimensionnels, tels que We , Oh , Re et S_f , identifiés dans la littérature comme influents sur la fraction mise en suspension. L'analyse des effets a été réalisée dans un premier temps à partir des nombres adimensionnels utilisés dans la relation de Cossali *et al.* (1997). La meilleure analyse obtenue, dans l'ordre décroissant d'importance des contributions, est la suivante :

- le nombre de Weber (34 %),
- le nombre d'Ohnesorge à la puissance moins 0,4 (23 %),
- et le paramètre de film S_f (5 %).

Cette analyse statistique indique 36 % de résidus, ce qui reste encore élevé.

Par la suite, l'analyse des effets a été réalisée également à partir de nombres adimensionnels utilisés dans la relation de Vander Wal. *et al.* (2006). Dans ce cas, la meilleure analyse obtenue est :

- le groupe $Oh Re^{1,17}$ (28 %),
- le nombre de Reynolds à la puissance 1,17 (22 %)
- et le paramètre S_f (5 %).

Les résidus statistiques sont dans ce cas égaux à 45%. A la vue de ces résultats, nous sommes arrivés à la conclusion que les analyses statistiques réalisées à l'aide de ce logiciel ne permettent pas de décrire de façon satisfaisante l'influence des paramètres étudiés ni celle des nombres adimensionnels sur la fraction mise en suspension.

Dans un second temps, nous nous sommes intéressés aux relations existantes dans la littérature, exprimant la fraction mise en suspension en fonction des nombres adimensionnels. Tout d'abord, nous pouvons dire que les relations proposées par Samenfink *et al.* (1999) ne sont pas utilisables, car nos conditions expérimentales correspondent à des nombres adimensionnels ne se situant pas dans la gamme de validité de leurs corrélations. En effet, dans nos conditions expérimentales, les valeurs obtenues pour S_{cd} et La sont : $0,1 < S_{cd} < 0,22$ et $10^7 < La < 3 \times 10^8$.

Les relations de Mundo *et al.* (1998) ne sont pas utilisables puisque expérimentalement nous nous situons, dans la plupart des cas, en dehors des gammes de validité de ces relations ($90 < K_M < 400$, $100 < We < 1800$ et $1800 < Re < 15000$). Néanmoins, il est intéressant de remarquer que les valeurs des rapports, n_s/n_i et d_s/d_i , calculées à l'aide des relations de Mundo *et al.* (1998), dans nos conditions expérimentales, sont différentes de

celles obtenues expérimentalement, mais du même ordre de grandeur avec : $6 < \frac{n_s}{n_i} < 60$,

$$3 \cdot 10^{-4} < \frac{d_s}{d_i} < 0,1.$$

On peut en conclure que les relations de Mundo *et al.* (1998) ne sont pas utilisables telles quelles dans notre cas. Cependant, il ressort de notre analyse que le nombre adimensionnel K_M serait intéressant à utiliser dans d'autres relations de type exponentiel ou loi puissance, afin d'obtenir des corrélations sur les microgouttelettes émises lors de l'impact de gouttes millimétriques.

De plus, il est important de noter que nous avons mesuré seulement les particules se mettant en suspension de diamètre inférieur à 50 μm . Les plus grosses gouttes, de diamètre supérieur à 50 μm (soit un rapport d_s/d_i supérieur à 0,015 dans le cas de $d_i = 3,9$ mm), ne se mettent pas ou peu en suspension et se déposent rapidement du fait de leur sédimentation. Dans le cas de spray, où le diamètre des gouttes impactantes d_i est de l'ordre de 150 μm , le diamètre modal des gouttes émises de diamètre d_s est proche de 9 μm , ce qui correspond à un rapport d_s/d_i égal à 0,06. Ces gouttes ont une vitesse de sédimentation faible par rapport à celles ayant un diamètre de 50 μm et celles-ci s'évaporent très rapidement et peuvent donner naissance à des résidus secs se mettant facilement en suspension dans le gaz porteur.

La relation qui nous semble la plus intéressante à utiliser se trouve être celle de Okawa *et al.* (2006), qui décrit le nombre de gouttes produites avec un rapport d_s/d_i supérieur à 10^{-2} . Cette relation est la seule trouvée dans la littérature ayant traité le cas d'impact de gouttes de plusieurs millimètres. Cette relation est obtenue à l'aide des nombres adimensionnels que nous avons identifiés comme influents sur la dynamique de l'impact. Ces auteurs ont utilisé le couple $We Oh^{-0,4}$ et le paramètre S_f à la puissance - 0,3 qui rend compte d'un plus faible effet du paramètre S_f sur la dynamique de l'impact si on la compare à la puissance - 1,44 utilisée par Cossali *et al.* (1997) dans le cas du seuil dépôt/éclaboussure (cf. chap. 1 tab. 8).

Par ailleurs, toutes ces relations sont établies pour des gouttes émises avec un rapport d_s/d_i nettement supérieur à 10^{-2} , ce qui correspond principalement aux gouttes produites lors de la rupture des digitations sous l'effet des instabilités de Rayleigh, dans le régime d'éclaboussure tardive. Nous pouvons supposer que les microgouttelettes émises, mesurées dans le cas de l'impact de gouttes millimétriques, peuvent correspondre à la production de

gouttes plus petites issues de deux phénomènes encore mal connus : l'éclaboussure précoce et le pincement des digitations formant des gouttes satellites. En effet, les gouttes produites dans le régime d'éclaboussure précoce ont un diamètre plus faible que celles produites dans l'éclaboussure tardive. Lors de la croissance de la corolle au cours du temps, le diamètre du bourrelet augmente, ainsi que les diamètres des digitations et des gouttes issues de la rupture de ces digitations.

De ce fait, ces relations n'ont pas été obtenues dans le but de décrire les gouttes émises avec un rapport d_s/d_i inférieur à 10^{-2} . Néanmoins, il est intéressant de s'en inspirer pour établir d'autres corrélations sur la mise en suspension des microgouttelettes, avec un rapport d_s/d_i inférieur à 10^{-2} .

4.3.3. Relations entre la fraction mise en suspension et les nombres adimensionnels

Dans un premier temps, nous avons essayé d'établir des relations sur la fraction mise en suspension en utilisant les corrélations obtenues par les analyses statistiques du logiciel Lumière (régressions multiples linéaires). Nous n'avons pas obtenu de corrélations satisfaisantes. Par la suite, nous avons cherché à obtenir une relation sur la fraction mise en suspension en utilisant des lois logarithmiques, exponentielles et puissances. Nous avons remarqué que seules des lois puissances ou exponentielles pouvaient décrire correctement nos résultats expérimentaux, car les coefficients de détermination R^2 étaient supérieurs aux autres lois.

En utilisant les couples de nombres adimensionnels $Oh Re^{1,17}$, $We Oh^{-0,4}$, $We Oh^{-0,4}$ avec S_f et seulement $We^{-0,5}$, nous obtenons des lois puissances avec des R^2 compris entre 0,4 et 0,6. En conclusion, ces lois ne décrivent pas correctement la fraction mise en suspension.

Seule une loi puissance, avec comme variable la combinaison de nombres adimensionnels $\left(\sqrt{We} + S_f^{-1,44}\right) Oh^{-0,4} \left(\frac{d_{50v}}{d_i}\right)$ a permis de décrire correctement la fraction mise en suspension. Nous avons utilisé dans cette relation le diamètre médian en volume des microgouttelettes produites d_{50v} , car ce diamètre médian reste proche dans tous les cas d'impact étudiés et nous avons choisi d'utiliser une valeur moyenne égale à 40 μm .

La fraction mise en suspension K_{MES} est donc bien décrite par la relation suivante :

$$K_{MES} = \frac{m_s}{m_g} = 7 \cdot 10^{-10} \left(\left(\sqrt{We} + S_f^{-1,44} \right) Oh^{-0,4} \left(\frac{d_{50v}}{d_i} \right) \right)^{7,3482}, \quad (98)$$

Cette relation, présentée sur la figure 101, possède un coefficient de détermination $R^2 = 0,84$. Il est important de signaler que cette relation semi-empirique est à caractère opérationnel pour l'évaluation de sûreté.

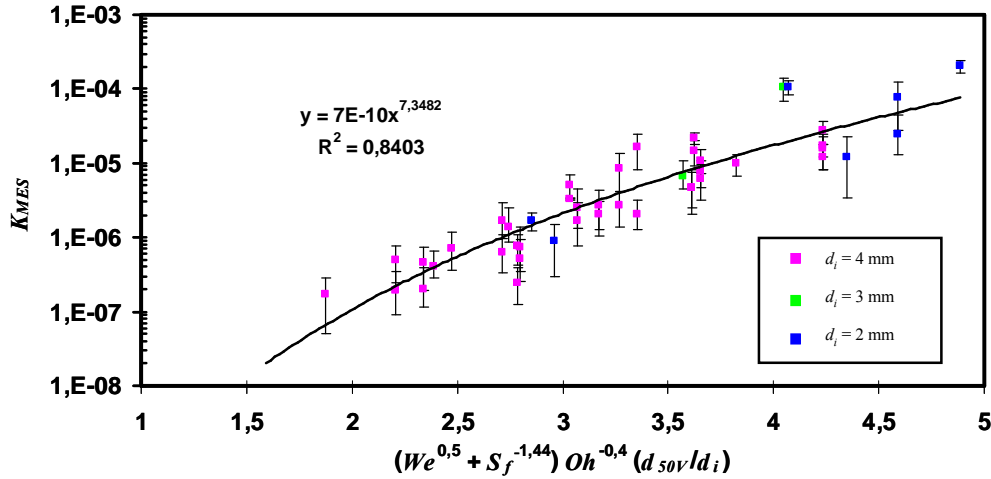


Figure 101 Relation sous forme d'une loi puissance décrivant le K_{MES} en fonction des nombres adimensionnels Oh , We , S_f et (d_{50v}/d_i)

Dans le paragraphe suivant, nous expliquons la validité physique de l'utilisation d'une combinaison de nombres adimensionnels $\left(\sqrt{We} + S_f^{-1,44} \right) Oh^{-0,4} \left(\frac{d_{50v}}{d_i} \right)$ pour décrire la fraction mise en suspension.

Le premier élément, $We^{0,5} + S_f^{-1,44}$, permet de combiner l'influence des forces inertielles, de tension de surface et celle de l'épaisseur du film liquide sur les nombres de gouttes émises lors de l'impact. Le nombre de Weber décrit le rapport des forces inertielles sur celles de tension de surface. Ainsi, une augmentation des forces inertielles entraînant une augmentation de ce nombre ce qui signifie une plus grande fragmentation de la goutte lors de son impact. A l'inverse, une augmentation de la tension de surface, entraînant une diminution de ce nombre, empêche la fragmentation du liquide. De plus, nous avons montré que le paramètre S_f influence le nombre de gouttes émises lorsqu'il diminue de 0,6 à 0,3. Plus la valeur du paramètre $S_f^{-1,44}$ est importante et plus le nombre de gouttes émises est élevé.

Le deuxième élément, Oh , permet de prendre en compte principalement le rapport des forces visqueuses sur celles de tension de surface. Le nombre $Oh^{-0,4}$ diminue lorsque le rapport de forces est en faveur des forces visqueuses. Ainsi, le fait de combiner ce nombre avec le nombre de Weber est intéressant pour coupler les trois forces mises en jeu lors du phénomène d'impact. En effet, comme nous l'avons vu, pour obtenir le même niveau de fragmentation de la goutte à un nombre d'Ohnesorge plus important (soit un rapport de forces étant plus en faveur des forces visqueuses sur celles de tension de surface), il faut alors que le nombre de Weber soit plus élevé puisque ce nombre décrit seulement le rapport de forces inertielles sur les forces de tension de surface.

Enfin, le troisième terme utilisé, d_{50v}/d_i , est le rapport entre le diamètre médian en volume des microgouttelettes produites et le diamètre de la goutte impactante. Comme cela a été signalé auparavant, le diamètre médian en volume des microgouttelettes produites d_{50v} se trouvent être proche pour toutes les distributions volumiques obtenues. Nous avons donc choisi d'utiliser une valeur moyenne égale à 40 μm . Des lois de probabilités, comme celle de Wu (2003), utilisent le rapport d_s/d_i pour décrire la présence des gouttes émises lors de l'impact en fonction de leur diamètre. Le mode de la distribution en nombre, en fonction du rapport se trouve proche de 0,06 dans le cas de l'impact de gouttes d'eau (Cossali *et al.*, 2004). En utilisant la relation de Wu (2003), nous trouvons que ce rapport d_s/d_i est égal à 0,067 dans le cas de l'impact de nos gouttes de solution aqueuse ($d_i = 3,89$ mm, $v_i = 3,7$ m/s et $\gamma = 66$ mN/m). L'utilisation de cette relation indique que dans les mêmes conditions d'impact (v_i , γ , μ_l et ρ_l), le diamètre modal des gouttes secondaires émises diminue lorsque l'on réduit le diamètre de la goutte impactante. Il est intéressant de transposer cet effet sur notre gamme d'étude où le rapport d_s/d_i est principalement inférieur à 10^{-2} . En conclusion, le fait d'utiliser ce rapport d_{50v}/d_i permet de prendre en compte l'augmentation de la fraction en nombre de gouttes produites de diamètre d_{50v} lorsque l'on diminue le diamètre de la goutte impactante.

Pour terminer, nous avons également obtenu une relation intéressante à l'aide d'une loi exponentielle en utilisant les nombres adimensionnels et les puissances utilisés dans la relation de Okawa *et al.* (2006).

Cette loi exponentielle a permis de décrire la fraction mise en suspension avec comme variable la combinaison des nombres adimensionnels $(We Oh^{-0,4})^{1,8} (S_f)^{-0,3} \left(\frac{d_{50v}}{d_i}\right)^3$.

Cette relation, donnée par l'équation 99, permet de décrire relativement bien la fraction mise en suspension K_{MES} :

$$K_{MES} = \frac{m_s}{m_g} = 4 \cdot 10^{-7} \exp \left(0,1206 (We Oh^{-0,4})^{1,8} (S_f)^{-0,3} \left(\frac{d_{50v}}{d_i} \right)^3 \right) \quad (99)$$

Cette relation possède un coefficient de détermination R^2 égal à 0,65 (cf. fig. 102).

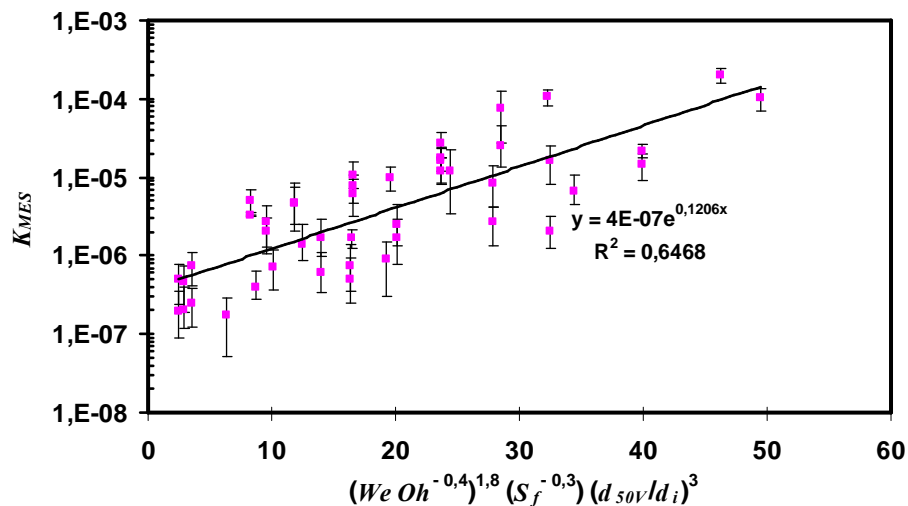


Figure 102. Relation sous forme d'une loi exponentielle décrivant le K_{MES} en fonction des nombres adimensionnels Oh , We , S_f et (d_{50v}/d_i)

Afin d'obtenir cette relation, nous avons utilisé les mêmes nombres adimensionnels que ceux obtenus avec la loi puissance. Mais cette fois-ci, nous avons utilisé le rapport d_{50v}/d_i élevé au cube qui permet de prendre en compte le rapport en volume des microgouttelettes secondaires émises sur les gouttes impactantes. De plus, la puissance du paramètre S_f est changée de - 1,44 en - 0,3 qui réduit l'importance de ce paramètre sur la fraction mise en suspension.

4.4. Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons tout d'abord étudié l'influence des nombres adimensionnels de Weber et d'Ohnesorge sur les mesures de masse mise en suspension. Nous avons montré qu'à un nombre d'Ohnesorge fixé, l'augmentation du nombre de Weber entraîne une augmentation de la masse mise en suspension, et donc la fraction mise en suspension. En ce qui concerne l'influence du paramètre S_f , nous avons constaté une légère

augmentation des masses et des fractions mises en suspension lorsque ce paramètre est égal à 0,3, par rapport à des valeurs plus importantes, égales à 0,6 et 1. L'analyse de nos résultats permet donc de conseiller l'utilisation des relations de Vander Wal *et al.* (2006c) et de Okawa *et al.* (2006) afin de déterminer la présence ou non de particules mises en suspension dans le cas d'impact de gouttes lorsque le nombre d'Ohnesorge est égal à $2,0 \times 10^{-3}$ et $2,8 \times 10^{-3}$. Dans le cas d'un nombre d'Ohnesorge plus élevé, égal à $6,8 \times 10^{-3}$, $9,5 \times 10^{-3}$ et $1,5 \times 10^{-2}$, nous préconisons l'utilisation de la relation de Cossali *et al.* (1997) en modifiant le coefficient 5880 par 2000.

Dans un deuxième temps, nous avons étudié l'influence des paramètres en terme de granulométrie. Les résultats montrent que l'augmentation de la vitesse entre 2 et 4 m/s et du diamètre de la goutte impactante d_i de 1,9 à 3,9 mm, ou encore la diminution du paramètre S_f entre 0,6 et 0,3, entraînent une élévation du nombre de microgouttelettes émises. Dans le cas de gouttes de solution aqueuse, les microgouttelettes émises sont principalement comprises entre 3 et 30 μm . D'une façon générale, les diamètres médians, géométriques et arithmétiques, en nombre et en volume des distributions sont respectivement proches de 20 μm et de 40 μm . On ne remarque pas d'influence significative des paramètres v_i et S_f sur la granulométrie. Dans le cas de tension de surface plus faible, égale à 28 mN/m, nous avons observé une plus grande présence de microgouttelettes émises dans la gamme 3-15 μm provenant d'un phénomène de bullage. De plus, des mesures complémentaires ont permis de mettre en évidence des gouttes secondaires produites de diamètre inférieur à 2 μm . Néanmoins, la masse mise en suspension par ces très fines gouttes n'est pas significative devant celle correspondante à des gouttes de diamètres supérieurs à 2 μm . Dans ce cas les diamètres médians, géométriques et arithmétiques en volume sont de l'ordre de 37 μm . Avec des conditions d'impact très proches (d_i , v_i , S_f et γ), nous avons observé que l'augmentation de la viscosité dynamique, de 1 à 9 mPa.s, entraîne une diminution importante du nombre de microgouttelettes émises.

Dans un troisième temps, nous avons tenté d'établir des relations déterminant de manière pratique la mise en suspension des particules. Ainsi, deux relations permettant de décrire la fraction mise en suspension, en fonction des nombres adimensionnels We , Oh , S_f , et du rapport d_{50v}/d_i , ont été proposées.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Ce travail s'inscrit dans le cadre particulier des études et recherches en sûreté des laboratoires et usines du cycle du combustible, dont l'objectif est d'améliorer la connaissance de la mise en suspension de contamination particulaire radioactive, dans le domaine nucléaire.

Ce travail de recherche s'est déroulé en quatre étapes : nous avons tout d'abord réalisé une synthèse bibliographique des travaux disponibles dans la littérature scientifique sur le phénomène d'impact des gouttes sur une surface sèche ou liquide.

Cette synthèse permet d'avoir une vision globale des connaissances actuelles sur les phénomènes d'impact de gouttes sur des surfaces sèches comme sur des films liquides. Nous avons pu constater que ce phénomène n'est toujours pas entièrement compris. Néanmoins, les récents travaux expérimentaux et théoriques (modélisation) sont de plus en plus prometteurs. En effet, ces travaux permettent de mieux comprendre et analyser les différents phénomènes liés à l'impact de gouttes sur des surfaces. Compte tenu de l'étendue de ce sujet, nous nous sommes focalisés principalement sur les études expérimentales et théoriques ayant abouties à des relations décrivant le nombre et la taille des gouttes secondaires produites. On s'est également intéressé aux études théoriques et expérimentales décrivant le passage du régime de dépôt à celui de l'éclaboussure en fonction de nombres adimensionnels (We , Oh , S_f , Re , S_r , f_{impact} , etc.). En effet, ces relations, dans le cadre de la détermination du terme source de contamination, présentent un intérêt tout particulier. Cette première étape a permis de mettre en évidence le manque de connaissances sur l'émission de microgouttelettes inférieures à $50 \mu\text{m}$, lors de l'impact de gouttes millimétriques sur un film liquide. Il nous a donc semblé judicieux, au regard de leur impact en termes d'aérocontamination, de combler ce manque de connaissances. Cette première étape a donc servi à déterminer une stratégie expérimentale afin de caractériser la mise en suspension lors de la chute de gouttes de tailles millimétriques. Ainsi, les connaissances recueillies dans la littérature ont permis de définir la méthodologie à mettre en œuvre afin de réaliser nos expériences (dispositifs expérimentaux et techniques de mesures), ainsi que les paramètres retenus pour notre étude, considérés comme influents.

Pour réaliser cette étude, nous avons conçu des dispositifs expérimentaux et défini les méthodes nécessaires afin d'étudier la mise en suspension de particules produites lors de l'impact de gouttes millimétriques sur un film liquide. Il nous a fallu être capable de mesurer et de contrôler les paramètres identifiés comme influents à partir de nos recherches bibliographiques (v_i , d_i , h_{film} , μ_l et γ).

Dans un premier temps, nous avons réalisé un banc vidéo permettant d'analyser la phénoménologie de l'impact d'une goutte sur un film liquide, et donc de déterminer le seuil dépôt/éclaboussure de façon qualitative. Ce banc vidéo est composé d'une caméra rapide (5000 images/s), d'un projecteur, d'un écran diffusant et d'un ordinateur équipé d'un logiciel d'acquisition de vidéo. L'observation de l'impact repose sur la méthode d'ombroscopie. Puis dans un second temps, nous avons réalisé un dispositif expérimental pour mesurer la masse mise en suspension et la granulométrie de l'aérosol produit lors de l'impact d'un train de gouttes sur un film liquide. Les expériences sont réalisées dans une enceinte de type boîte à gants, ventilée avec de l'air filtré, d'un volume égal à $0,562 \text{ m}^3$.

Les connaissances recueillies dans la littérature ont permis de définir les gammes d'étude des paramètres identifiés comme influents. De cette étape préliminaire, nous avons fixé une grille expérimentale permettant d'étudier l'influence des nombres d'Ohnesorge ($2,0 \times 10^{-3} < Oh < 1,5 \times 10^{-2}$) et de Weber ($130 < We < 1800$) en faisant varier la vitesse et le diamètre des gouttes impactantes, la tension de surface liquide-air et la viscosité dynamique du liquide. De plus, nous avons choisi d'examiner l'influence du paramètre S_f en faisant varier l'épaisseur du film liquide. Egalement, nous avons exposé et validé un modèle de transfert de particules dans une enceinte ventilée permettant de calculer le débit d'émission des microgouttelettes émises, en prenant en compte la sédimentation des particules.

Dans la troisième partie, nous avons analysé l'influence des paramètres identifiés comme influents dans la littérature, c'est-à-dire la vitesse d'impact v_i , le diamètre de la goutte impactante d_i , le paramètre adimensionnel du film S_f et les propriétés du liquide (viscosité dynamique μ_l et tension de surface γ) sur la phénoménologie de l'impact. Dans cette partie, nous avons également cherché à valider, dans nos conditions expérimentales, l'utilisation de relations semi-empiriques déjà existantes (Cossali *et al.*, 1997, Vander Wal *et al.*, 2006c et Okawa *et al.*, 2006), et décrivant la transition entre les régimes de dépôt et d'éclaboussure.

Enfin dans la dernière partie du mémoire, nous avons présenté nos résultats sur la mise en suspension. Les résultats de masses mises en suspension ont permis de statuer sur l'utilisation des relations de seuil dépôt/éclaboussure identifiées comme pertinentes (cf. chap. 3) pour déterminer la présence ou non de particules mises en suspension. Nous avons caractérisé les microgouttelettes émises, de diamètre inférieur à 50 μm en terme de quantité de matière dispersée (par l'intermédiaire de coefficients tels que la fraction massique), ainsi qu'en terme de distribution granulométrique. Nos analyses, effectuées à partir de nos résultats, ont permis tout d'abord de mettre en évidence les paramètres ou les nombres adimensionnels les plus influents sur la mise en suspension, et de proposer ensuite des corrélations semi-empiriques à partir de nombres adimensionnels.

Les travaux réalisés au cours de cette étude ont eu divers apports qui sont présentés dans la liste suivante :

- ces résultats ont permis, pour la première fois, de mettre en évidence et de caractériser la production de microgouttelettes émises de diamètre inférieur à 50 μm lors de l'impact de gouttes millimétriques avec des rapports de diamètre des gouttes secondaires sur celui des gouttes impactantes d_s/d_i inférieurs à 10^{-2} . Grâce à ces résultats, nous avons pu déterminer le nombre et la taille des microgouttelettes émises de diamètre inférieur à 50 μm lors de l'impact de gouttes millimétriques.
- Ces microgouttelettes de diamètre inférieur à 50 μm peuvent être formées lors de l'éclaboussure précoce ou du pincement des digitations pendant la formation des gouttes satellites. Lorsque la tension de surface du liquide est faible, égale à 28 mN/m, nous avons observé une plus grande présence de microgouttelettes émises de diamètre inférieur à 15 μm , provenant d'un phénomène observé de « bullage ».
- Nos résultats de mise en suspension prennent en compte l'évolution de l'aérosol produit après sa mise en suspension. Nous avons validé un modèle de transfert de particules dans une enceinte ventilée permettant de calculer le débit d'émission des microgouttelettes émises, en prenant en compte la sédimentation des particules. Ceci nous a permis de déterminer une mise en suspension plus réaliste en termes de fraction mise en suspension et de granulométrie.

- Les résultats obtenus sur la mise en suspension (granulométrie et fraction mise en suspension), ainsi que sur l'utilisation des relations de seuil dépôt/éclaboussure afin de déterminer la présence ou non de particules mises en suspension, mais également les relations semi-empiriques sur la fraction mise en suspension en fonction des nombres adimensionnels (We , Oh , S_f , et le rapport d_{50v}/d_i), pourront, par la suite, être utilisées dans différents modèles (transfert d'aérocontamination et exposition professionnelle) pour estimer les conséquences du scénario d'une fuite goutte à goutte dans les analyses de sûreté des procédés industriels, et notamment dans le domaine nucléaire.

- Nous avons également pu constater que les valeurs de fractions massiques mises en suspension que nous avons déterminées lors de notre étude expérimentale sont dans l'ensemble inférieures à la valeur de 2×10^{-4} . Cette valeur est la "valeur enveloppe de référence" actuellement utilisée dans les analyses de sûreté effectuées dans le cas hypothétique d'un accident de chute de liquide (Witschger, 1999).

Notre étude conduit à proposer sur le même sujet, des axes de recherches pour l'avenir :

- il serait intéressant d'étendre la gamme d'étude de la vitesse d'impact v_i , de la viscosité dynamique μ_l du liquide et de l'épaisseur du film h_{film} , et donc d'étendre la gamme des nombres adimensionnels We , Oh et S_f .

- Il serait également pertinent d'étudier l'influence d'autres paramètres comme la fréquence d'impact f , l'angle d'impact α_i , l'instabilité du film liquide en étudiant l'impact simultané de multiples gouttes millimétriques, ainsi que le rapport de composition des gouttes secondaires, entre les gouttes impactantes et le film liquide.

- Dans l'industrie nucléaire, des liquides contenant des matières non solubles sont également utilisés. De ce fait, il serait judicieux de poursuivre cette étude dans cette voie, c'est à dire de caractériser la mise en suspension de particules insolubles contenues dans la goutte ou dans le film liquide sur la surface.

ANNEXES

ANNEXE 1. PHOTOGRAPHIES DES DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX (MESIG ET BANC VIDEO)

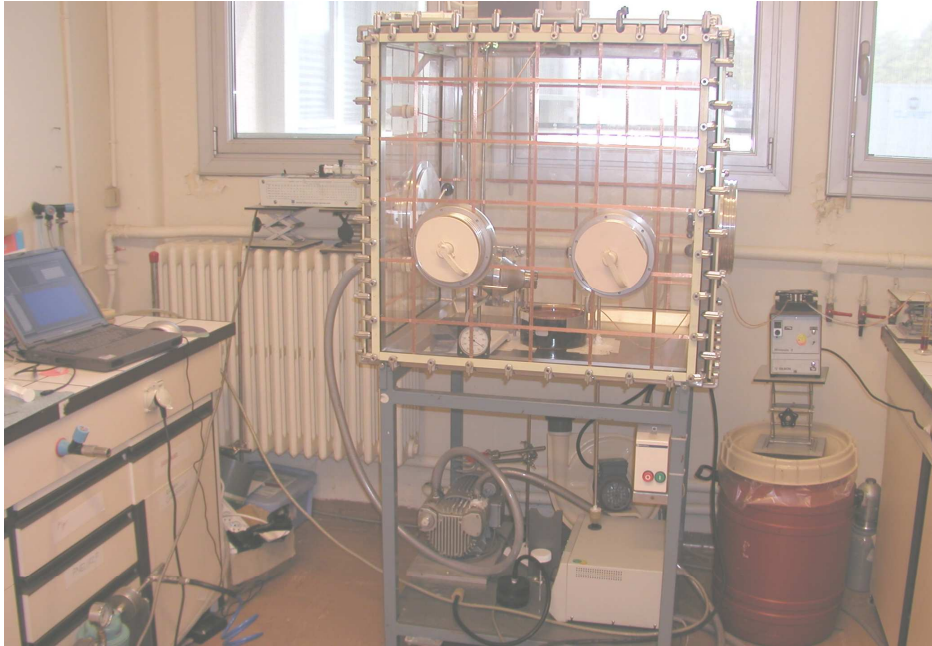


Figure 103. Photographie du dispositif MESIG



Figure 104. Photographie du banc vidéo

ANNEXE 2. PRINCIPE DE MESURE DES GRANULOMETRES UTILISES

Principe de mesure de l'*Aerodynamic Particle Sizer* (APS 3321-TSI)

Généralités :

Ce granulomètre permet de déterminer la concentration des particules en nombre en fonction de leur diamètre aérodynamique. Cet appareil couvre un domaine de dimension des particules de 0,6 à 20 μm en termes de diamètre aérodynamique. Il est capable de mesurer une concentration jusqu'à 1000 p.cm^{-3} .

Principe de mesure :

Le développement de ce dispositif a été basé sur les travaux de Wilson et Liu (1980) qui associaient un jet d'accélération des particules avec un vélocimètre laser Doppler. Dans ce dispositif, l'air porteur des particules est fortement accéléré en passant au travers d'un petit orifice. Du fait de leur inertie, caractérisée par leur temps de relaxation τ , les particules vont mettre un certain temps avant d'ajuster leur vitesse à celle du fluide porteur. Ce retard à l'ajustement est proportionnel à leur temps de relaxation et donc fonction de leur diamètre aérodynamique. Ainsi, ce diamètre peut être déterminé en mesurant la vitesse de chaque particule juste après l'orifice. Les plus petites particules auront une vitesse très proche de celle du fluide porteur alors que les plus grosses auront une vitesse plus faible. La vitesse est mesurée à l'aide d'un faisceau laser dédoublé qui forme deux points au travers desquels les particules passent. Chaque particule produit ainsi deux impulsions de lumière, converties en impulsions électriques par un photomultiplicateur. Le temps entre les deux impulsions est mesuré par une horloge ayant un pouvoir de résolution de 2 ns. Pour une particule de 0,5 μm de diamètre, le temps de vol est de 800 ns et pour une grosse particule de 30 μm , il peut atteindre 5000 ns.

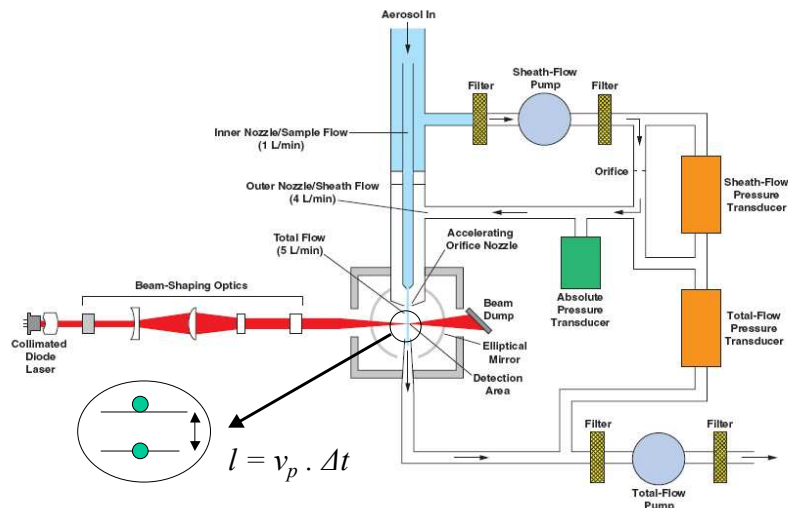


Figure 105. Schéma du principe de l'Aérodynamique Particle Sizer (APS-3321) – Documentation TSI.

Principe de mesure de l'impacteur Andersen Mark II

L'impacteur Andersen Mark II est composé de huit étages cylindriques superposés entre chacun desquels se trouve une plaque d'impaction. Les sept premiers étages sont percés de trous de diamètre calibré dont la taille décroît d'étage en étage. De ce fait, la vitesse de l'air augmentant d'étage en étage, les particules les plus grosses s'impactent sur le premier étage et les particules les plus fines sur le dernier. Le dernier étage est suivi d'un filtre THE afin d'arrêter la fraction fine d'aérosols.

Les différents paramètres qui caractérisent l'impacteur sont :

- les paramètres liés au mécanisme d'impaction inertielle,
- les paramètres liés à la géométrie de l'écoulement.

La figure 106 présente le principe d'impaction inertielle. Cette figure montre le fait qu'une particule quitte sous l'effet de son inertie la ligne de courant dans laquelle elle se trouve pour venir s'impacter sur une surface déterminée.

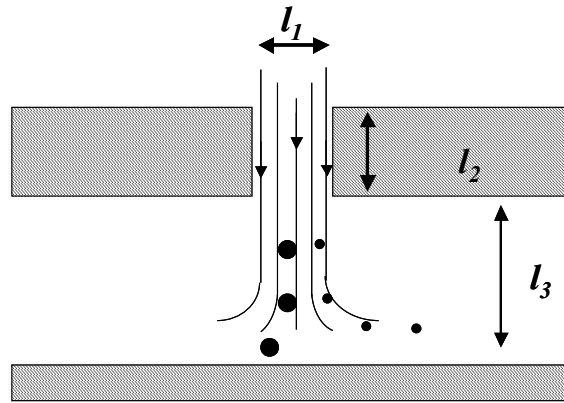


Figure 106. Schéma du principe d'impaction inertielle

Les longueurs l_1 , l_2 et l_3 représentées sur la figure 106 sont respectivement le diamètre de l'ajutage, sa hauteur et la distance entre la sortie du jet et la plaque d'impaction.

Le paramètre qui gouverne l'efficacité de collection est le nombre de Stokes, ou paramètre d'impaction, qui représente le rapport entre le temps de relaxation de la particule τ_p et le temps de séjour du fluide le long de la plaque d'impaction :

$$Stk = \frac{\tau_p v_g}{l_1 / 2} = \frac{\rho_p v_g d_p^2 C u}{9 \mu_g l_1}$$

avec v_g vitesse du flux d'air en sortie de l'ajutage (m/s).

Plusieurs facteurs peuvent influencer la variation de la courbe d'efficacité de collection des particules :

- la perte des particules sur les parois entre les étages,
- le réentraînement de particules par le fluide de l'écoulement, le décollement des particules déjà impactées et l'entraînement de particules qui rebondissent au contact de la surface d'impaction,
- l'effet des charges électriques des particules,
- la désagglomération ou le fractionnement des grosses particules au niveau des étages supérieurs.

Principe de mesure de l'impacteur basse pression à mesure électrique « ELPI »

Principe de mesure :

Les particules contenues dans le gaz porteur sont d'abord chargées de façon unipolaire grâce à une décharge électrique (effet couronne). Ces particules passent ensuite dans un impacteur à basse pression : les particules s'impactent en fonction de leur inertie propre sur les différents étages électriquement isolés les uns des autres. Cet impacteur est constitué de 13 étages, 12 sont à mesure électrique dont 5 en basse pression. Chaque particule déposée sur chaque étage induit un courant qui est fonction de la charge portée par la particule et qui est mesuré par une batterie d'électromètres. Cette mesure du courant donne ainsi des informations sur la distribution granulométrique en nombre en fonction du diamètre aérodynamique. En effectuant des hypothèses sur les particules (sphéricité, masse volumique) ou en intégrant des valeurs spécifiques, on obtient par le traitement des données les distributions en masse ou en surface de l'aérosol prélevé. La gamme de mesure de cet appareil s'étend de 30 nm à 10 µm.

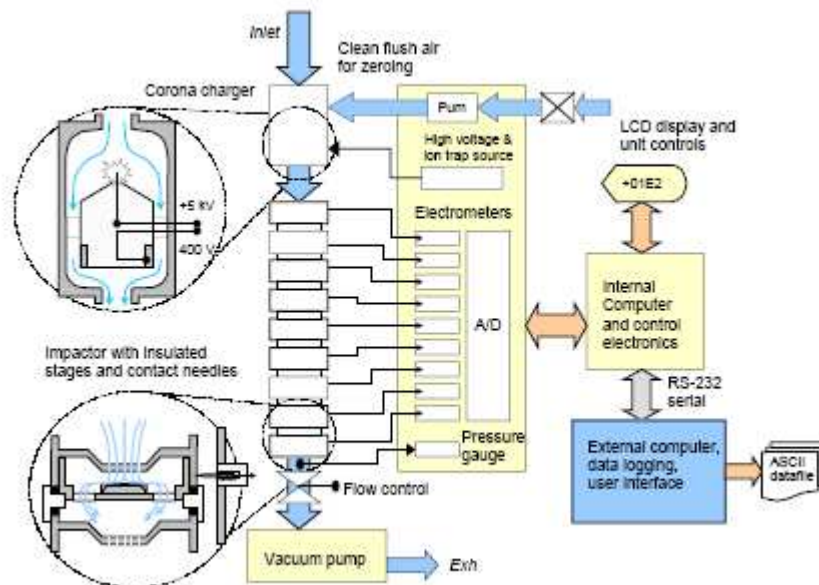


Figure 107. Schéma du principe de l'Electrical Low Pressure Impactor « ELPI » - Documentation Dekati

ANNEXE 3. ANNEXES SUR LE MODELE DE TRANSFERT

Incertitude sur la masse due à l'utilisation de la balance MC 210P

Dans le cadre de la préparation des solutions avec la fluorescéine sodée, des mesures de masse de la poudre de billes de verre et de masse des gouttes impactantes, nous avons utilisé une balance Sartorius MC 210P possédant les caractéristiques suivantes :

- Précision de lecture : 0,01mg
- Ecart-type répétabilité : $\leq \pm 20\mu\text{g}$
- Ecart de linéarité : $\leq \pm 0,02\text{mg}$

Ces trois contributions sont combinées pour donner l'incertitude-type:

$$\sqrt{0,01^2 + 0,02^2 + 0,02^2} = 0,03 \text{ mg}$$

L'incertitude-type sur la masse m liée à l'utilisation de la balance Sartorius MC 210P est égale à $\pm 0,03 \text{ mg}$.

Composition des particules photographiées en accord avec les composés chimiques de la fluorescéine sodée ($\text{C}_{20}\text{H}_{10}\text{O}_5\text{Na}_2$)

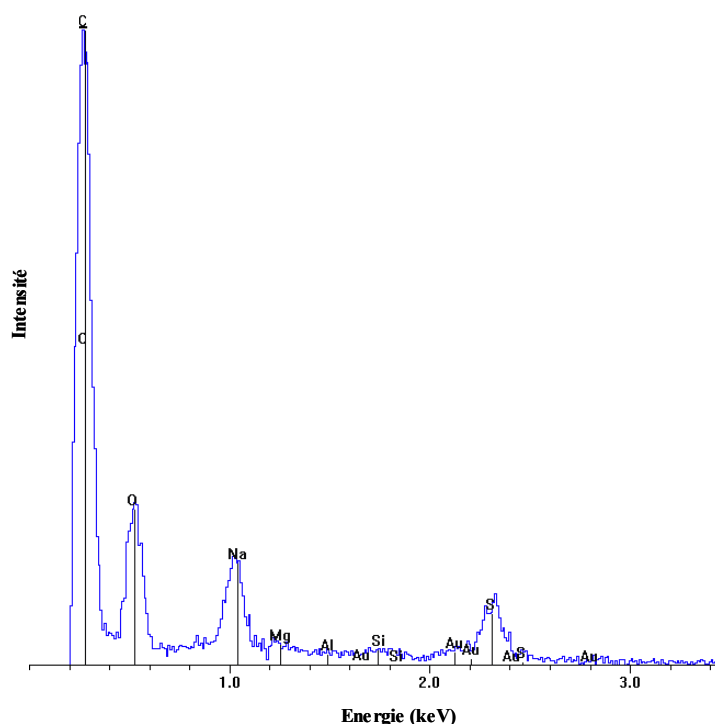


Figure 108: Spectre obtenu des particules avec l'émission de rayon X

Sur le spectre, nous pouvons remarquer que les trois éléments principaux dans cet échantillon sont, comme attendus, par ordre décroissant le carbone, l'oxygène et le sodium.

Les autres éléments minoritaires correspondent aux constituants du porte échantillon utilisé pour cette mesure. L'hydrogène présent dans la fluorescéine sodée n'est pas présent sur ce spectre puisque la spectrométrie utilisée ne permet pas de détecter cet éléments.

Principe de fonctionnement de l'analyseur SF₆ (BINOS)

Le principe de mesure de la concentration en SF₆ est basé sur la mesure en continu et en temps réel de l'absorption dans l'infrarouge d'une radiation de longueur d'onde spécifique du gaz considéré. Elle est de l'ordre de 11 μm dans le cas du SF₆. L'absorbance A du gaz prélevé est proportionnelle à la concentration C (ppm) en gaz dans la cellule de mesure suivant l'expression de la loi de Beer-Lambert : $A = \text{cst } l C$, où cst correspond à une constante de proportionnalité et l (en mètres) à la longueur du chemin optique parcouru par le faisceau infra rouge à travers l'échantillon. Le dispositif est constitué par les éléments principaux suivants : une lampe infrarouge, un chopper permettant l'émission de la radiation alternativement sur l'échantillon et sur une référence, une, voire deux cellules d'analyse suivant les échelles de mesure, des filtres et un détecteur photométrique. Les analyseurs sont munis de pompes afin de réduire le temps de réponse des lignes de prélèvement. Chacun des analyseurs BINOS est piloté à partir d'un poste informatique, lequel permet également l'acquisition et le traitement des données via une liaison série RS232 inversée et un logiciel dédié, fourni par Emerson (Prevost, 2003).

Correction sur le calcul du débit d'émission $q(d_{ae})$

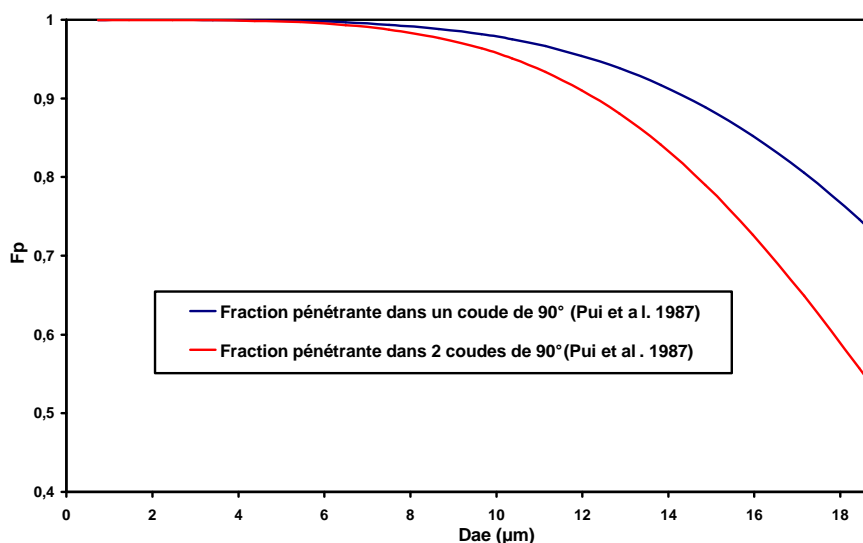


Figure 109: évolution de la fraction pénétrante en fonction du diamètre aérodynamique d'une particule traversant un ou deux coudes d'angle droit (90°) dans nos conditions expérimentales

Principe de fonctionnement du Coulter Multi-Sizer II

La distribution granulométrique de l'aérosol prélevé sur le filtre est mesurée à l'aide d'un Coulter Multi-Sizer II. Cette mesure est basée sur la technique Coulter qui permet de déterminer, de façon individuelle, le volume de chaque particule qui passe dans la cellule de mesure. Les particules à analyser sont mises en suspension dans un bécher contenant une solution électrolyte, dans lequel est plongé un tube en verre percé à sa base d'un orifice calibré. Un mélangeur permet d'homogénéiser l'échantillon dans le bécher. Deux électrodes situées de part et d'autre de l'orifice mesurent la résistance électrique. En l'absence de tout mouvement, la résistance est constante, alors qu'au passage d'une particule à travers l'orifice, celle-ci déplace un volume d'électrolyte égal à son volume et les électrodes enregistrent une variation de résistance proportionnelle au volume. Ainsi cet instrument compte et mesure le volume de chaque particule échantillonnée. On obtient ainsi une distribution granulométrique en nombre du diamètre équivalent en volume des particules. Cette distribution peut facilement être exprimée en volume ou en masse.

ANNEXE 4. RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LES TRANSFERTS PAR TRAÇAGE GAZEUX ET PARTICULAIRE

Résultats expérimentaux par traçage gazeux.

Les valeurs moyennes du taux de renouvellement R_r et du coefficient de transfert gazeux mesuré k dans six expériences pour les différents débits d'extraction étudiés sont représentés respectivement sur les tableaux 30 et 31. Un écart-type sur la moyenne R_r a donc été calculée sur six expériences afin de prendre en compte une incertitude due à la répétabilité et aux débits d'injection différents. L'intervalle de confiance à 95 % autour de la valeur moyenne correspond à ± 2 fois l'écart-type.

Tableau 30. Résultats moyennés de R_r (h^{-1}) pour différents débits d'extraction.

Q_{ext} (L.min ⁻¹)	99	145	194
$R_r \pm 2 \sigma$ (h^{-1})	10,6 \pm 0,6	15,5 \pm 0,7	19,80 \pm 1,0
R_r théorique (h^{-1}) = Q_{ext}/V_e	10,6	15,5	20,7

Tableau 31. Résultats moyennés de k (s/m^3) pour différents débits d'extraction.

Q_{ext} (L/min)	99	145	194
$k_2 \pm 2 \sigma$ (s/m^3)	551 \pm 85	480 \pm 74	348 \pm 66
$k_1 \pm 2 \sigma$ (s/m^3)	598 \pm 85	417 \pm 70	280 \pm 65
les valeurs théoriques de k (s/m^3)	606	414	309

Les valeurs moyennes des coefficients de transfert gazeux k_2 et k_1 déterminées expérimentalement sont en bon accord avec les valeurs théoriques, en prenant en compte les incertitudes sur ces mesures représentées par deux écart types.

Résultats expérimentaux sur le traçage particulaire.

Les figures 110 et 111 représentent les coefficients de transfert théorique calculé dans le cas d'un renouvellement homogène et les coefficients de transfert expérimental gazeux et particuliers k_2 et k_1 pour un débit de ventilation $Q_{ext} = 99$ L.min⁻¹.

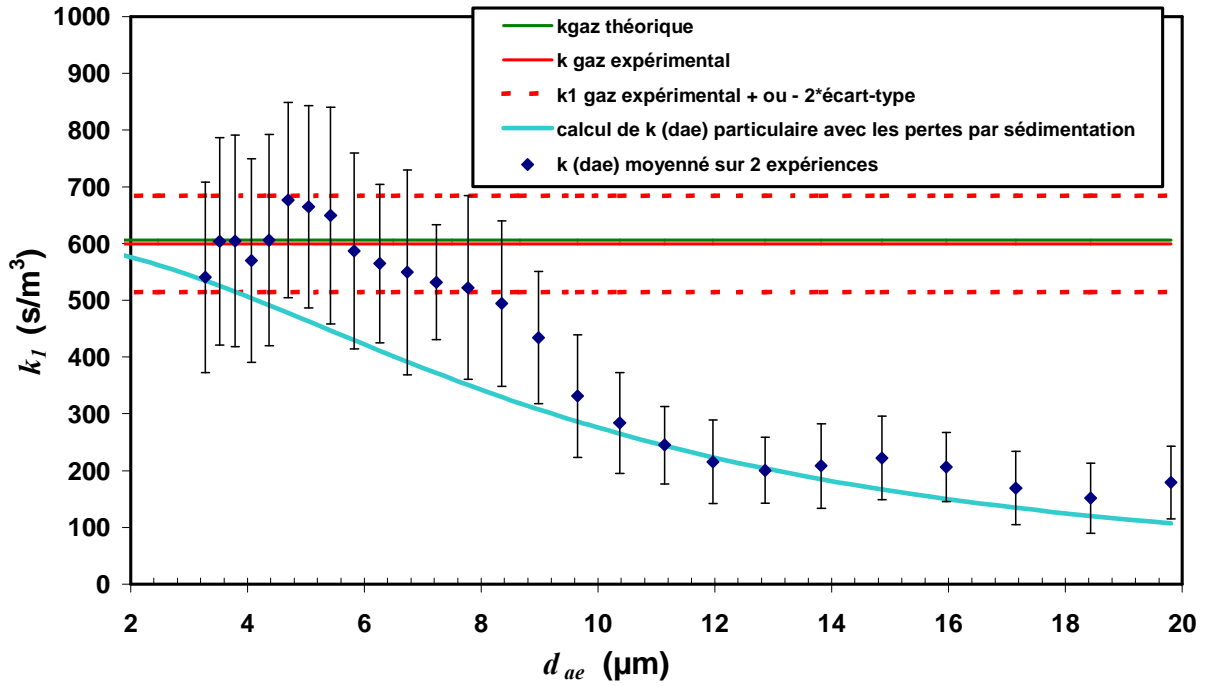


Figure 110. k_1 gazeux et particulaire en $s.m^{-3}$ calculés et mesurés entre le point d'injection et le point de prélèvement filtre en fonction du diamètre aérodynamique de l'aérosol produit (d_{ae}) pour un débit de ventilation $Q_{ext} = 99 L.min^{-1}$ dans la boîte à gants.

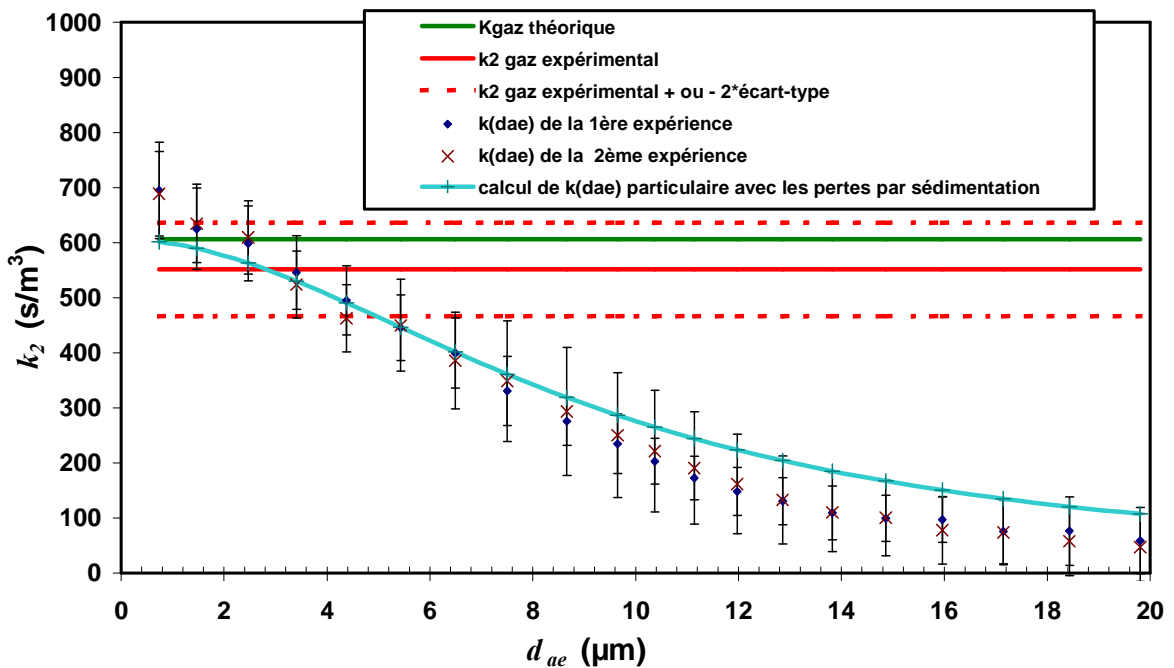


Figure 111. k_2 gazeux et particulaire en $s.m^{-3}$ calculés et mesurés entre le point d'injection et le point de prélèvement APS en fonction du diamètre aérodynamique de l'aérosol produit (d_{ae}) pour un débit de ventilation $Q_{ext} = 99 L.min^{-1}$ dans la boîte à gants.

Les figures 112 et 113 représentent les coefficients de transferts théoriques calculés dans le cas d'un renouvellement homogène et les coefficients de transferts expérimentaux gazeux et particulaires k_1 et k_2 pour un débit de ventilation $Q_{ext} = 194 \text{ L.min}^{-1}$.

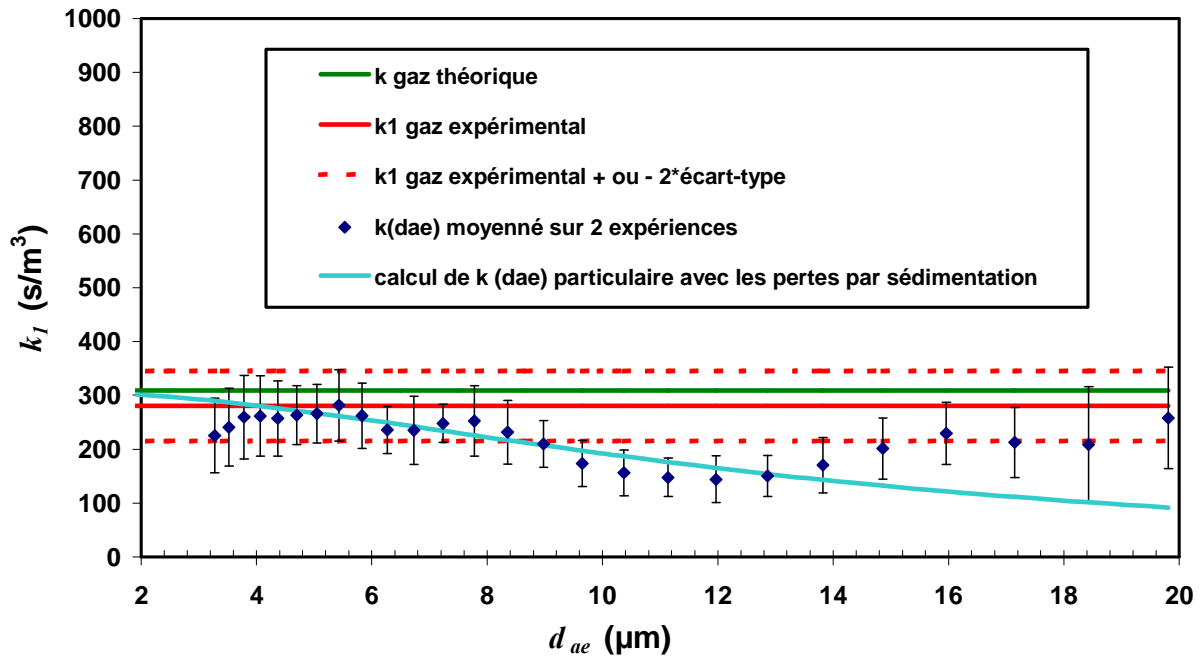


Figure 112. k_1 gazeux et particulaire en s.m^{-3} calculés et mesurés entre le point d'injection et le point de prélèvement filtre en fonction du diamètre aérodynamique de l'aérosol produit (d_{ae}) pour un débit de ventilation $Q_{ext} = 194 \text{ L.min}^{-1}$ dans la boîte à gants.

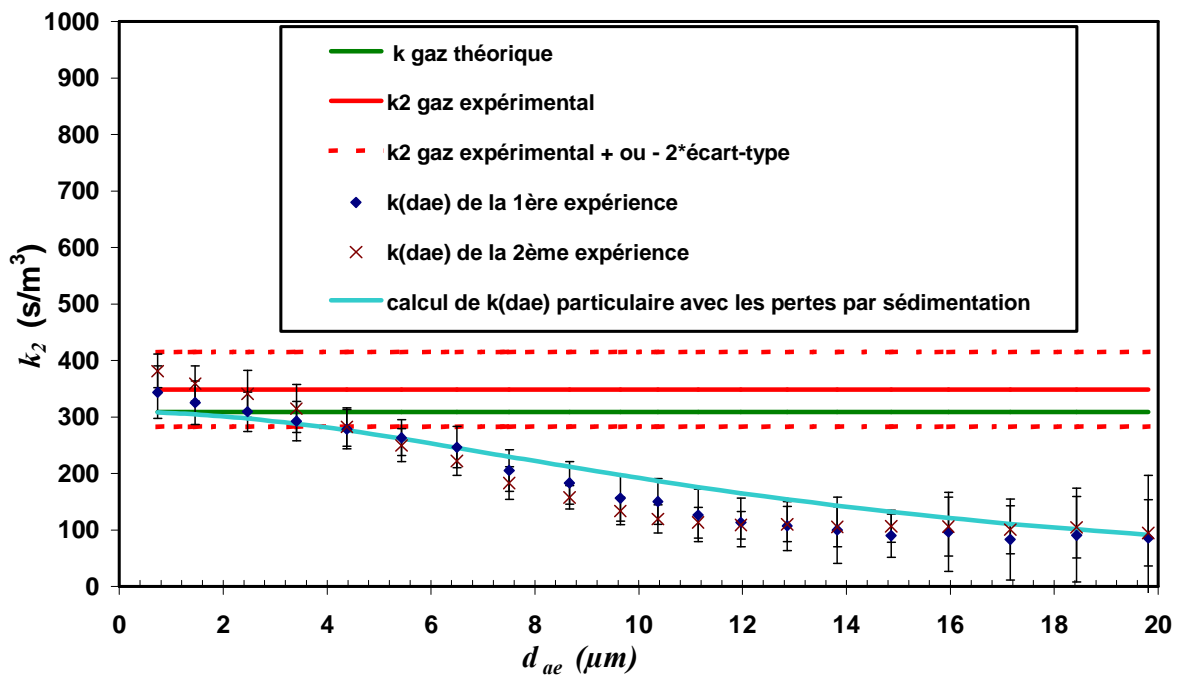


Figure 113. k_2 gazeux et particulaire en s.m^{-3} calculés et mesurés entre le point d'injection et le point de prélèvement APS en fonction du diamètre aérodynamique de l'aérosol produit (d_{ae}) pour un débit de ventilation $Q_{ext} = 194 \text{ L.min}^{-1}$ dans la boîte à gants.

ANNEXE 5. Granulométries des résidus secs et des microgouttelettes correspondantes émis dans le cas de l'impact de gouttes ayant comme caractéristiques ($d_i = 3,89$ mm, $v_i = 3,7$ m/s, $S_f = 0,3$, $\gamma = 66$ mN/m et $\mu = 1$ mPa.s)

Les figures 114 et 115 présentent respectivement la distribution du nombre des résidus secs émis mis en suspension / μm et la distribution du nombre des microgouttelettes émises / μm lors de l'impact d'un train de gouttes d'eau de diamètre 3,89 mm, avec comme paramètre d'impact $v_i = 3,7$ m/s et $S_f = 0,3$.

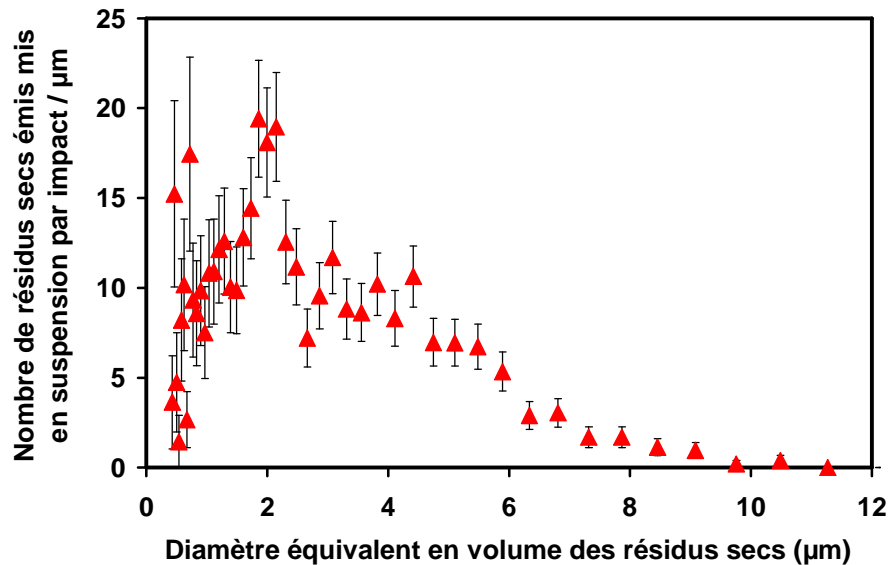


Figure 114. Distribution du nombre des résidus secs émis mis en suspension / μm lors de l'impact d'un train de gouttes d'eau de diamètre 3,89 mm avec comme paramètres d'impact $v_i = 3,7$ m/s et $S_f = 0,3$.

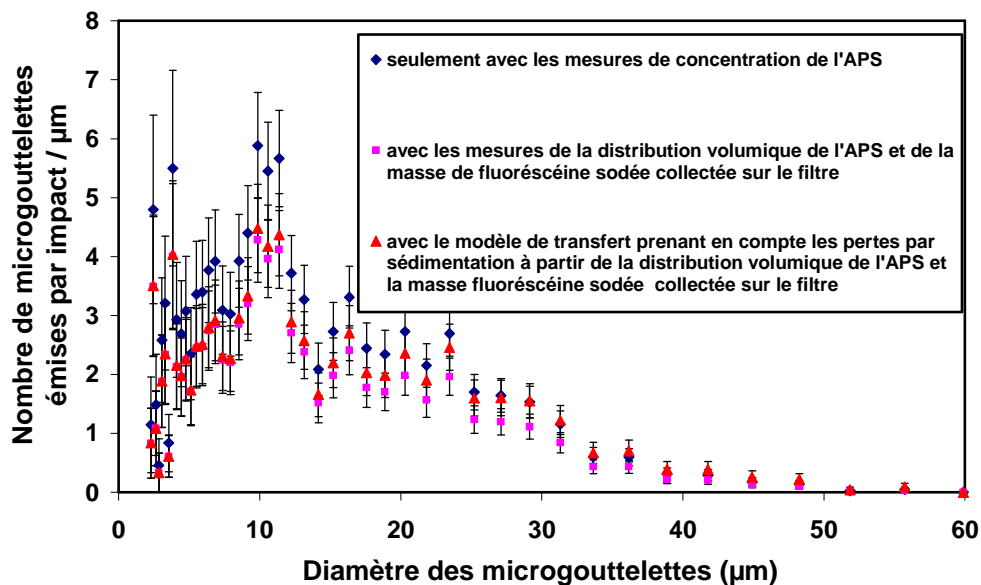


Figure 115. Distribution du nombre des microgouttelettes émises / μm lors de l'impact d'un train de gouttes d'eau de diamètre 3,89 mm avec comme paramètres d'impact $v_i = 3,7$ m/s et $S_f = 0,3$.

Sur la figure 115, trois méthodes sont présentées qui permettent de calculer la distribution de la fraction en nombre des microgouttelettes émises / μm . La première méthode, représentée par les points bleus, utilise uniquement les données de concentration de l'APS afin de calculer la granulométrie en nombre des microgouttelettes émises par impact en prenant en compte le débit de ventilation et le nombre de gouttes impactées (1440 gouttes impactées pendant une heure de train de gouttes). La deuxième méthode, représentée par les points roses, utilise le modèle de transfert (la masse de fluorescéine sodée et la distribution en nombre mesuré par l'APS) sans prendre en compte la sédimentation des particules. Enfin, la troisième méthode, représentée par les points rouges, est celle que nous avons utilisée dans le chapitre 4, c'est-à-dire l'utilisation du modèle de transfert prenant en compte les pertes par sédimentation des résidus secs. On constate d'une façon générale que les résultats obtenus par les différentes méthodes d'analyses sont du même ordre de grandeur, en considérant les incertitudes associées. La première méthode semble toutefois surestimer légèrement la production des microgouttelettes de tailles comprises entre 2 et 20 μm , par rapport à la seconde méthode. La troisième méthode change légèrement la granulométrie, en indiquant une production supplémentaire des microgouttelettes de tailles comprises entre 10 et 50 μm ; cette légère augmentation en nombre est cependant significative en masse.

La figure 116 présente la distribution de la fraction en nombre / μm de particules mesurées par l'APS lors de l'impact d'un train de gouttes d'eau dans les mêmes situations d'impact ($d_i = 3,89 \text{ mm}$, $v_i = 3,7 \text{ m/s}$ et $S_f = 0,3$) mais dans des conditions d'humidité relative différentes (50 % et 10 %).

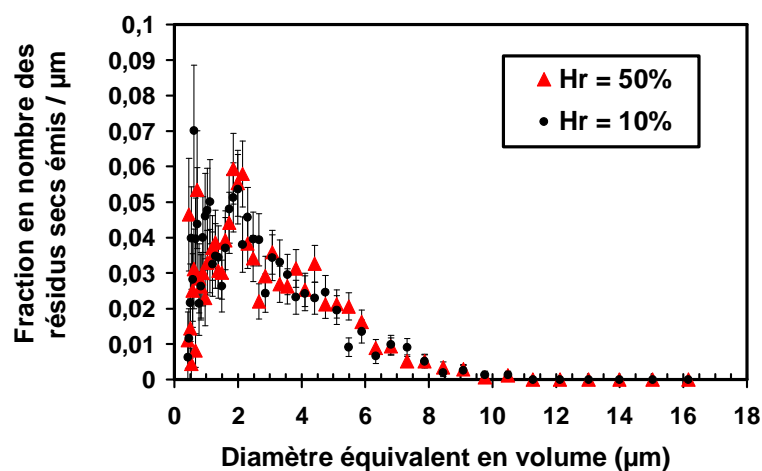


Figure 116. Distributions de la fraction en nombre / μm de particules mesurées par l'APS lors de l'impact dans les mêmes situations d'impact ($d_i = 3,89 \text{ mm}$, $v_i = 3,7 \text{ m/s}$ et $S_f = 0,3$) mais dans des conditions d'humidité relative différentes (50 % et 10 %).

Sur la figure 116, il est présenté deux distributions de la fraction en nombre de particules mesurées par l'APS / μm lors de deux impacts de train de gouttes d'eau dans les mêmes conditions d'impact ($d_i = 3,89 \text{ mm}$, $v_i = 3,7 \text{ m/s}$ et $S_f = 0,3$) mais dans des conditions d'humidité relative différentes (50 % et 10 %). Prenant en compte les incertitudes, nous ne constatons pas de différences entre ces deux distributions en nombre. Cette analyse renforce d'autant plus le fait que l'APS ne mesure que des résidus secs, puisque nos résultats montrent que la distribution granulométrique est indépendante de l'humidité relative. Or, l'évaporation des gouttes est fonction de l'humidité relative. Des gouttes d'eau de diamètre inférieur à 50 μm s'évaporent d'autant plus rapidement que l'humidité relative est faible.

Le tableau 32 suivant présente le temps de vie, correspondant au temps d'évaporation d'une goutte de solution aqueuse de fluorescéine sodée ($C_{fluo} = 10 \text{ g.l}^{-1}$) pour différents diamètres initiaux d jusqu'à ce que le résidu sec soit formé sous différentes conditions de température et d'humidité relative ($H_r = 50$ et 10 %, $T_g = 20^\circ\text{C}$)

Tableau 32. Temps d'évaporation des gouttes de solution aqueuse de fluorescéine sodée ($C_{fluo} = 10 \text{ g.l}^{-1}$) et des diamètres équivalents en volume et aérodynamiques des résidus secs avec différentes conditions d'humidité relative (50% et 10%).

Diamètre de la goutte initiale (μm)	1	5	10	20	40	50
Temps de vie de la goutte quand $H_r = 50 \%$ (s)	$1,9 \times 10^{-3}$	0,043	0,17	0,68	2,68	4,19
Temps de vie de la goutte quand $H_r = 10 \%$ (s)	$9,1 \times 10^{-4}$	0,022	0,084	0,34	1,33	2,07
Diamètre équivalent en volume du résidu sec formé (μm)	0,2	0,9	1,9	3,8	7,5	9,4

Le modèle de transfert utilisé est valide sous certaines conditions. La première condition concerne la ventilation dans l'enceinte : en effet, les équations d'évolution de la concentration dans une enceinte ventilée sont valables si le renouvellement est homogène. De plus, les granulométries obtenues par l'APS sont considérées représenter celles des résidus secs des microgouttelettes émises lors de l'impact. Le modèle de transfert, décrit dans le chapitre 3, prend en compte les pertes de particules par sédimentation en considérant que les microgouttelettes émises s'évaporent immédiatement après leurs créations, devenant ainsi des résidus secs. Nous avons également réalisé une correction sur la vitesse de sédimentation afin de prendre en compte le processus d'évaporation des microgouttelettes. Nous avons calculé une vitesse de sédimentation moyenne, pondérée sur un temps caractéristique : temps de renouvellement ou temps de séjour caractéristique d'une particule dans l'enceinte. Le temps

de renouvellement de l'air est le temps écoulé pour que le volume d'air de l'enceinte soit renouvelé une fois.

Tous d'abord, grâce aux mesures de l'APS sur le diamètre aérodynamique d_{ae} des résidus secs, nous avons calculé le diamètre équivalent en volume d_{ev} correspondant. Ensuite, nous avons déterminé le diamètre des microgouttelettes produites en connaissant la concentration volumique de la fluorescéine sodée. A chaque pas de temps de 0,1s, le diamètre de la goutte ainsi que sa vitesse de sédimentation correspondante sont calculés. Enfin, on détermine une vitesse moyenne sur un temps caractéristique du temps de présence des particules dans l'enceinte, ou temps de renouvellement ($t_r = 232$ s). Les résultats obtenus montrent que cette correction de sédimentation, prenant en compte l'évolution d'évaporation de la goutte, est négligeable devant les fortes incertitudes liées aux comptages de l'APS. En effet, dans le cas d'impact de gouttes de solution aqueuse ($d_i = 3,89$ mm, $v_i = 3,7$ m/s et $S_f = 0,3$), le nombre de gouttes émises par impact calculé par le modèle de transfert est égal à 76 ± 17 . La correction de sédimentation prenant en compte l'évolution de l'évaporation des gouttes décrite précédemment aboutit à 77 ± 17 gouttes émises par impact. Etant donné les fortes incertitudes liées, cette correction a un très faible impact sur le résultat final.

ANNEXE 6: Résultats expérimentaux sur la fraction mise en suspension K_{MES} .

Tension de surface air-liquide γ (mN/m)	Viscosité dynamique du liquide μ_l (mPa.s)	Masse volumique du liquide ρ_l (g/cm ³)	Diamètre de goutte impactante d_i (mm)	Vitesse d'impact de la goutte v_i (m/s)	Paramètre du film S_f	Les nombres adimensionnels correspondant à l'impact $Re/We/Oh$	K_{MES} brut	Incertitude type du K_{MES} brut	K_{MES} corrigé	Incertitude type du K_{MES} corrigé
28	2	0,93	1,96	2,12	0,6	1801 /293/ 9,5×10 ⁻³	m < L.D.		-	
28	2	0,93	3,87	2,18	0,6	3657 /612/ 6,8×10 ⁻³	m < L.D.		-	
28	2	0,93	1,96	2,12	1	1801 /293/ 9,5×10 ⁻³	m < L.D.		-	
28	2	0,93	3,87	2,18	1	3657 /612/ 6,8×10 ⁻³	m < L.D.		-	
66	1	1,00	1,9	2,13	0,6	4055 /131/ 2,8×10 ⁻³	m < L.D.			
66	1	1,00	3,89	2,18	0,6	8497 /281/ 2,0×10 ⁻³	1,29×10⁻⁷	6,39×10 ⁻⁹	2,02×10⁻⁷	8,56×10 ⁻⁸
							1,42×10⁻⁷	6,47×10 ⁻⁹	4,66×10⁻⁷	2,47×10 ⁻⁷
66	1	1,00	1,9	2,13	1	4055 /131/ 2,8×10 ⁻³	m < L.D.		-	-
66	1	1,00	3,89	2,18	1	8497 /281/ 2,0×10 ⁻³	9,46×10⁻⁸	1,96×10 ⁻⁹	1,94×10⁻⁷	1,03×10 ⁻⁷
							1,50×10⁻⁷	6,48×10 ⁻⁹	5,04×10⁻⁷	2,61×10 ⁻⁷
28	2	0,93	1,96	2,91	0,6	2472 /552/ 9,5×10 ⁻³	m < L.D.		-	
28	2	0,93	3,87	3,05	0,6	5117 /1198/ 6,8×10 ⁻³	3,52×10⁻⁷	5,11×10 ⁻⁸	5,11×10⁻⁷	2,61×10 ⁻⁷
							4,51×10⁻⁷	6,48×10 ⁻⁹	7,34×10⁻⁷	6,46×10 ⁻⁷
28	2	0,93	1,96	2,91	1	2472 /552/ 9,5×10 ⁻³	m < L.D.		-	
28	2	0,93	3,87	3,05	1	5117 /1198/ 6,8×10 ⁻³	4,38×10⁻⁷	5,18×10 ⁻⁸	6,22×10⁻⁷	2,87×10 ⁻⁷
							1,09×10⁻⁶	6,46×10 ⁻⁹	1,70×10⁻⁶	1,23×10 ⁻⁶
66	1	1,00	1,9	2,93	0,6	5578 /248/ 2,8×10 ⁻³	m < L.D.		-	
66	1	1,00	3,89	3,05	0,6	11888 /549/ 2,0×10 ⁻³	1,08×10⁻⁶	7,78×10 ⁻⁹	2,02×10⁻⁶	9,56×10 ⁻⁷
							1,31×10⁻⁶	8,34×10 ⁻⁹	2,70×10⁻⁶	1,70×10 ⁻⁶

Tension de surface air-liquide γ (mN/m)	Viscosité dynamique du liquide μ_l (mPa.s)	Masse volumique du liquide ρ_l (g/cm ³)	Diamètre de goutte impactante d_i (mm)	Vitesse d'impact de la goutte v_i (m/s)	Paramètre du film S_f	Les nombres adimensionnels correspondant à l'impact $Re/We/Oh$	K_{MES} brut	Incertitude type du K_{MES} brut	K_{MES} corrigé	Incertitude type du K_{MES} corrigé
66	1	1,00	1,9	2,93	1	5578 /248/ 2,8×10 ⁻³	m < L.D.	-	-	-
66	1	1,00	3,89	3,05	1	11888 /549/ 2,0×10 ⁻³	1,77×10⁻⁶ 1,67×10⁻⁶	6,65×10 ⁻⁸ 3,37×10 ⁻⁸	3,30×10⁻⁶ 5,07×10⁻⁶	1,88×10 ⁻⁶ 1,82×10 ⁻⁶
28	2	0,93	1,96	3,46	0,6	2940 /781/ 9,5×10 ⁻³	2,61×10⁻⁷	1,55×10 ⁻⁸	8,92×10⁻⁷	5,91×10 ⁻⁷
28	2	0,93	3,87	3,69	0,6	6190 /1754/ 6,8×10 ⁻³	1,39×10⁻⁶ 8,37×10⁻⁶	6,80×10 ⁻⁸ 6,73×10 ⁻⁸	2,04×10⁻⁶ 1,64×10⁻⁵	7,88×10 ⁻⁷ 8,65×10 ⁻⁶
28	2	0,93	1,96	3,46	1	2940 /781/ 9,5×10 ⁻³	6,85×10⁻⁷ 2,41×10⁻⁷	1,55×10 ⁻⁸ 7,56×10 ⁻⁹	1,67×10⁻⁶ 7,08×10⁻⁷	4,46×10 ⁻⁷ 7,23×10 ⁻⁸
28	2	0,93	3,87	3,69	1	6190 /1745/ 6,8×10 ⁻³	1,90×10⁻⁶ 5,32×10⁻⁶	5,20×10 ⁻⁷ 6,78×10 ⁻⁷	2,75×10⁻⁶ 8,54×10⁻⁶	1,39×10 ⁻⁶ 5,31×10 ⁻⁶
66	1	1,00	1,9	3,49	0,6	6644 /351/ 2,8×10 ⁻³	2,08×10⁻⁵ 1,33×10⁻⁵	3,30×10 ⁻⁷ 8,44×10 ⁻⁸	7,57×10⁻⁵ 2,50×10⁻⁵	4,83×10 ⁻⁵ 1,95×10 ⁻⁵
66	1	1,00	3,89	3,7	0,6	14422 /808/ 2,0×10 ⁻³	5,90×10⁻⁶ 4,54×10⁻⁶	7,05×10 ⁻⁸ 6,87×10 ⁻⁸	9,96×10⁻⁶ 7,7×10⁻⁶	3,26×10 ⁻⁶ 2,97×10 ⁻⁶
66	1	1,00	1,9	3,49	1	6644 /351/ 2,8×10 ⁻³	3,55×10⁻⁶ 2,55×10⁻⁶	3,39×10 ⁻⁸ 6,32×10 ⁻⁸	1,21×10⁻⁵ 4,04×10⁻⁶	1,03×10 ⁻⁵ 3,37×10 ⁻⁶

Tension de surface air-liquide γ (mN/m)	Viscosité dynamique du liquide μ_l (mPa.s)	Masse volumique du liquide ρ_l (g/cm ³)	Diamètre de goutte impactante d_i (mm)	Vitesse d'impact de la goutte v_i (m/s)	Paramètre du film S_f	Les nombres adimensionnels correspondant à l'impact $Re/We/Oh$	K_{MES} brut	Incertitude type du K_{MES} brut	K_{MES} corrigé	Incertitude type du K_{MES} corrigé
66	1	1,00	3,89	3,7	1	14422 /808/ 2,0×10 ⁻³	3,31×10 ⁻⁶	6,75×10 ⁻⁸	6,25×10 ⁻⁶	3,07×10 ⁻⁶
							7,02×10 ⁻⁶	7,22×10 ⁻⁸	1,07×10 ⁻⁵	4,74×10 ⁻⁶
28	2	0,93	3,87	3,69	0,3	6190 /1754/ 6,8×10 ⁻³	8,97×10 ⁻⁶	5,96×10 ⁻⁷	1,45×10 ⁻⁵	5,47×10 ⁻⁶
							1,34×10 ⁻⁵	8,33×10 ⁻⁸	2,19×10 ⁻⁵	3,95×10 ⁻⁶
28	2	0,93	3,87	3,05	0,3	5117 /1198/ 6,8×10 ⁻³	8,76×10 ⁻⁷	5,77×10 ⁻⁸	1,68×10 ⁻⁶	9,17×10 ⁻⁷
							1,46×10 ⁻⁶	8,45×10 ⁻⁹	2,46×10 ⁻⁶	2,01×10 ⁻⁶
28	2	0,93	3,87	2,18	0,3	3657 /612/ 6,8×10 ⁻³	m < L.D.		-	-
							8,43×10 ⁻⁶	7,48×10 ⁻⁸	1,61×10 ⁻⁵	7,86×10 ⁻⁶
66	1	1,00	3,89	3,7	0,3	14422 /808/ 2,0×10 ⁻³	1,79×10 ⁻⁵	9,69×10 ⁻⁸	2,75×10 ⁻⁵	9,55×10 ⁻⁶
							8,17×10 ⁻⁶	7,42×10 ⁻⁸	1,22×10 ⁻⁵	5,48×10 ⁻⁶
							1,08×10 ⁻⁵	7,98×10 ⁻⁸	1,75×10 ⁻⁵	5,45×10 ⁻⁶
66	1	1,00	3,89	3,05	0,3	11888 /549/ 2,0×10 ⁻³	2,22×10 ⁻⁶	6,67×10 ⁻⁸	4,62×10 ⁻⁶	2,53×10 ⁻⁶
							2,50×10 ⁻⁶	6,68×10 ⁻⁸	4,70×10 ⁻⁶	3,57×10 ⁻⁶
66	1	1,00	3,89	2,18	0,3	8497 /281/ 2,0×10 ⁻³	1,26×10 ⁻⁷	1,99×10 ⁻⁹	2,48×10 ⁻⁷	1,26×10 ⁻⁷
							2,51×10 ⁻⁷	6,69×10 ⁻⁹	7,57×10 ⁻⁷	3,38×10 ⁻⁷

Tension de surface air-liquide γ (mN/m)	Viscosité dynamique du liquide μ_l (mPa.s)	Masse volumique du liquide ρ_l (g/cm ³)	Diamètre de goutte impactante d_i (mm)	Vitesse d'impact de la goutte v_i (m/s)	Paramètre du film S_f	Les nombres adimensionnels correspondant à l'impact $Re/We/Oh$	K_{MES} brut	Incertitude type du K_{MES} brut	K_{MES} corrigé	Incertitude type du K_{MES} corrigé
66	9	1,15	4,30	3,73	0,3	2103 /1042/ 1,5×10 ⁻²	5,19×10⁻⁸	1,54×10 ⁻⁹	-	
66	9	1,15	4,30	3,73	0,6	2103 /1042/ 1,5×10 ⁻²	m < L.D.		-	
66	9	1,15	4,30	3,73	1	2103 /1042/ 1,5×10 ⁻²	m < L.D.		-	
66	9	1,15	4,30	3,07	0,3	1731 /706/ 1,5×10 ⁻²	1,90×10⁻⁸	1,37×10 ⁻⁹	-	
66	9	1,15	4,30	3,07	0,6	1731 /706/ 1,5×10 ⁻²	m < L.D.		-	
66	9	1,15	4,30	2,19	0,3	1235 /359/ 1,5×10 ⁻²	m < L.D.		-	
66	9	1,15	2,40	3,61	0,3	1131 /543/ 2,1×10 ⁻²	m < L.D.		-	
66	1	1,00	3,89	1,64	0,3	6392 /159/ 2,0×10 ⁻³	m < L.D.		-	
66	1	1,00	3,89	1,64	0,6	6392 /159/ 2,0×10 ⁻³	m < L.D.		-	
66	1	1,00	3,89	1,64	1	6392 /159/ 2,0×10 ⁻³	m < L.D.		-	
28	2	0,93	3,87	2,67	0,3	4429 /898/ 6,8×10 ⁻³	8,76×10⁻⁷	7,11×10 ⁻⁹	1,40×10⁻⁶	1,08×10 ⁻⁶
28	2	0,93	3,87	2,67	0,6	2472 /552/ 6,8×10 ⁻³	3,76×10⁻⁷	6,39×10 ⁻⁹	7,20×10⁻⁷	4,62×10 ⁻⁷
28	2	0,93	3,87	2,67	1	5117 /1198/ 6,8×10 ⁻³	2,96×10⁻⁷	6,32×10 ⁻⁹	4,03×10⁻⁷	2,44×10 ⁻⁷
28	2	0,93	2,70	3,6	0,4	4213 /1165/ 8,1×10 ⁻³	6,56×10⁻⁵	1,62×10 ⁻⁶	1,04×10⁻⁴	3,40×10 ⁻⁵
28	2	0,93	2,70	3,6	1	5117 /1198/ 8,1×10 ⁻³	4,92×10⁻⁶	1,84×10 ⁻⁷	6,76×10⁻⁶	3,94×10 ⁻⁶
66	1	1,00	2,54	3,59	0,5	9137 /497/ 2,4×10 ⁻³	5,89×10⁻⁵	1,61×10 ⁻⁶	2,03×10⁻⁴	4,18×10 ⁻⁵
66	1	1,00	2,54	3,59	1	9137 /497/ 2,4×10 ⁻³	3,07×10⁻⁵	2,19×10 ⁻⁷	1,07×10⁻⁴	2,36×10 ⁻⁵

LISTE DES FIGURES

<i>Figure 1. Les différentes étapes lors de l'impact de gouttes sur une surface sèche consistent en un (1) pré-impact, (2) un impact et (3) un post-impact (dépôt, rebond ou éclaboussure), d'après Desjardin (2002).</i>	9
<i>Figure 2. Représentation schématique du dépôt d'une goutte (d'après Duplantier, 2001).</i>	9
<i>Figure 3. Représentation schématique de l'éclaboussure.</i>	10
<i>Figure 4. Représentation schématique du film liquide issu de l'impact d'une goutte sur une surface sèche.</i>	11
<i>Figure 5. L'impact d'une goutte dans l'air sur une surface sèche produit une éclaboussure (à gauche) ; celle dans le vide se dépose (à droite), Xu et al. (2005).</i>	13
<i>Figure 6. Représentation schématique de l'angle de contact θ.</i>	15
<i>Figure 7. Evolution du nombre de digitations calculé avec l'équation 23 en fonction de $D(t)/d_i$ en prenant comme valeur de constante $cst = 0,204$ (Bussmann et al., 2000).</i>	21
<i>Figure 8. Dispositif expérimental de Range et Feuillebois (1998) permettant d'observer le phénomène d'impact de gouttes sur une surface sèche. (1) de dessus et (2) de côté.</i>	23
<i>Figure 9. Evolution du seuil dépôt/éclaboussure décrit par la relation de Cossali et al. (1997) en fonction de v_i, d_i et S_r.</i>	25
<i>Figure 10. Evolution de la vitesse du seuil dépôt/éclaboussure décrite par la relation de Vander Wal et al. (2006c) en fonction de d_i et de différents liquides constituant la goutte (eau, éthanol et un mélange d'eau et de glycérol).</i>	26
<i>Figure 11. Distribution cumulée des gouttes secondaires en nombre lors de l'impact d'une goutte de 2,5 mm de diamètre avec une vitesse d'impact de 4,2 m/s (Levins et Hobbs, 1971).</i>	31
<i>Figure 12. Différents phénomènes rencontrés lors de l'impact d'une goutte sur un film liquide.</i>	33

<i>Figure 13. Photographie de l'éclaboussure précoce lors de l'impact d'une goutte d'eau sur un film liquide ($d_i = 3,9$ mm, $S_f = 1$ et $v_i = 3,70$ m.s⁻¹), le temps entre deux photographies est de 0,25 ms, IRSN-LPMA.</i>	<i>34</i>
<i>Figure 14. Photographie de l'impact d'une goutte d'eau sur un film liquide ($d_i = 3,9$ mm, $S_f = 0,3$ et $v_i = 3$ m/s), IRSN-LPMA.....</i>	<i>35</i>
<i>Figure 15. Représentation schématique de l'impact d'une goutte sur un film liquide.</i>	<i>37</i>
<i>Figure 16. Représentation schématique de la corolle issue de l'impact d'une goutte sur un film liquide.....</i>	<i>37</i>
<i>Figure 17. Spectre granulométrique des gouttes secondaires produites calculé par les relations de Wu (2003) lors de l'impact d'une goutte d'eau de 4 mm de diamètre, pour différentes vitesses d'impact.....</i>	<i>41</i>
<i>Figure 18. Dispositif expérimental de Mundo et al. (1995).....</i>	<i>46</i>
<i>Figure 19. Evolution de la valeur critique K_M en fonction de S_r (Mundo et al., 1998).....</i>	<i>48</i>
<i>Figure 20. Représentation de la frontière entre les deux régimes.</i>	<i>49</i>
<i>Figure 21. Dispositif expérimental de Cossali et al. (1997).</i>	<i>51</i>
<i>Figure 22. Dispositif expérimental de Vander Wal et al. (2006b).....</i>	<i>52</i>
<i>Figure 23. Evolution du nombre de Weber critique en fonction de l'épaisseur du film liquide pour différentes valeurs du nombre d'Ohnesorge (Cossali et al., 1997).</i>	<i>54</i>
<i>Figure 24. Points expérimentaux de dépôt et d'éclaboussure en fonction du nombre d'Ohnesorge et de Reynolds confrontés à la corrélation sur le seuil de Vander Wal et al. (2006c).....</i>	<i>55</i>
<i>Figure 25. Dispositif expérimental de Mundo et al. (1998).....</i>	<i>58</i>
<i>Figure 26. Evolution du diamètre de la goutte secondaire en fonction de la vitesse de la goutte impactante de diamètre 150 μm, calculé par la relation de Mundo et al. (1998)..</i>	<i>58</i>
<i>Figure 27. Représentation schématique des expériences de Samenfink et al. (1999).</i>	<i>60</i>

<i>Figure 28. Mesure PDA des gouttes secondaires (Samenfink et al., 1999).</i>	61
<i>Figure 29. Evolution du diamètre des gouttes secondaires en fonction de la vitesse de la goutte impactante de diamètre 150 μm, calculé par les relations de Mundo et al. (1998) et de Samenfink et al. (1999).</i>	64
<i>Figure 30. Dispositif expérimental de Weiss (2005).</i>	65
<i>Figure 31. Distributions log normales du diamètre des gouttes secondaires lors de l'impact sur un film liquide, $d_i = 2 \text{ mm}$ et $v_i = 4 \text{ m/s}$ (Stow et Stainer, 1977).</i>	66
<i>Figure 32. Evolution du diamètre des gouttes secondaires en fonction du nombre adimensionnel $\tau_{Co} = v_i t/d_i$ pour différents paramètres S_f de 0,29, 0,67 et 1,13 (Cossali et al., 2004).</i>	67
<i>Figure 33. Evolution du nombre de gouttes secondaires en fonction du temps adimensionnel $\tau_{Co} = v_i t/d_i$ pour différents paramètres S_f de 0,29, 0,67 et 1,13 (Cossali et al., 2004).</i>	68
<i>Figure 34. Evolution du rapport de masse entre les gouttes secondaires et primaires (impactantes) $R_{s/i}$ en fonction du nombre $K = We Oh^{-0,4}$ (Okawa et al., 2006).</i>	70
<i>Figure 35. Evolution des diamètres moyens en nombre et en volume des gouttes secondaires en fonction du nombre $K = We Oh^{-0,4}$ (Okawa et al., 2006).</i>	70
<i>Figure 36. Comparaison du nombre de gouttes secondaires produites avec la corrélation empirique proposée incluant les effets du nombre $K = We Oh^{-0,4}$ et du paramètre S_f (Okawa et al., 2006).</i>	71
<i>Figure 37. Observations des impacts : sans formation de couronne (NC), avec formation de couronne (CF) et rupture de la couronne (CB) dans le cas de l'impact de gouttes d'eau. Ces résultats sont tracés en fonction des nombres de Weber et d'Ohnesorge (Okawa et al., 2006).</i>	72
<i>Figure 38. Représentation schématique du banc vidéo</i>	76
<i>Figure 39. Représentation schématique du dispositif MESIG.</i>	77
<i>Figure 40. Déroulement d'une expérience.</i>	82

<i>Figure 41. Comparaison entre les valeurs expérimentales du diamètre de la goutte impactante et les valeurs issues du calcul théorique en fonction de la fréquence d'impact.....</i>	<i>85</i>
<i>Figure 42. Comparaison entre les valeurs expérimentales des vitesses de chute de plusieurs gouttes et les valeurs issues de calculs pour le cas d'une goutte d'eau de 1,9 mm de diamètre.....</i>	<i>87</i>
<i>Figure 43. Comparaison entre les valeurs expérimentales des vitesses de chute de plusieurs gouttes et les valeurs issues de calculs pour le cas d'une goutte d'eau de 3,9 mm de diamètre.....</i>	<i>87</i>
<i>Figure 44. Photographie de deux particules "résidus secs de fluorescéine sodée" à l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB).</i>	<i>97</i>
<i>Figure 45. le schéma du dispositif expérimental de traçage gazeux.</i>	<i>104</i>
<i>Figure 46. Représentation schématique du dispositif expérimental sur le traçage particulaire.</i>	<i>107</i>
<i>Figure 47. Evolution de la concentration en SF₆ dans l'enceinte en fonction du temps pour un débit d'extraction de 145 L.min⁻¹.....</i>	<i>109</i>
<i>Figure 48. Evolution du rapport $\ln(C_{SF_6} / C_{SF_6\ eq})$ en fonction du temps dans la phase de décroissance pour un débit d'extraction de 145 L/min.....</i>	<i>110</i>
<i>Figure 49. k₂ gazeux et particulaire en s.m⁻³ calculés et mesurés entre le point d'injection et le point de prélèvement APS en fonction du diamètre aérodynamique de l'aérosol produit (d_{ae}) pour un débit de ventilation Q_{ext} = 145 L.min⁻¹ dans la boîte à gants.....</i>	<i>112</i>
<i>Figure 50. k₁ gazeux et particulaire en s.m⁻³ calculés et mesurés entre le point d'injection et le point de prélèvement filtre en fonction du diamètre aérodynamique de l'aérosol produit (d_{ae}) pour un débit de ventilation Q_{ext} = 145 L.min⁻¹ dans la boîte à gants.....</i>	<i>112</i>
<i>Figure 51. Photographies du régime de dépôt observé lors de l'impact d'une goutte d'eau sur un film liquide (d_i = 3,89 mm, S_f = 0,3 et v_i = 1,55 m.s⁻¹, soit We = 142), où le temps entre deux images est de 0,33 ms.....</i>	<i>117</i>

- Figure 52. Photographies du régime d'éclaboussure précoce seule observé lors de l'impact d'une goutte d'eau sur un film liquide ($d_i = 3,89 \text{ mm}$, $S_f = 0,3$ et $v_i = 1,86 \text{ m.s}^{-1}$, soit $We = 204$) où le temps entre deux images est de 0,25 ms. 117
- Figure 53. Photographies du régime d'éclaboussure précoce et tardive observé lors de l'impact d'une goutte d'eau sur un film liquide ($d_i = 3,89 \text{ mm}$, $S_f = 0,3$ et $v_i = 3,70 \text{ m.s}^{-1}$, soit $We = 808$) où le temps entre deux images est de 0,25 ms. 118
- Figure 54. Photographies de l'éclaboussure précoce lors de l'impact d'une goutte d'eau sur un film liquide ($d_i = 3,89 \text{ mm}$, $S_f = 1$ et $v_i = 3,70 \text{ m.s}^{-1}$) où le temps entre deux photographies est de 0,25 ms. 119
- Figure 55. Photographie de l'éclaboussure tardive prise 4,25 ms après l'impact d'une goutte d'eau sur un film liquide ($d_i = 3,89 \text{ mm}$, $S_f = 1$ et $v_i = 3,70 \text{ m.s}^{-1}$)..... 119
- Figure 56. Influence de la viscosité dynamique et de la tension de surface sur le phénomène d'impact ($d_i = 4 \text{ mm}$, $S_f = 0,3$ et $v_i = 1,96 \text{ m/s}$), le temps entre deux images est de 1 ms. 120
- Figure 57. Impact d'une goutte de solution aqueuse de concentration $C_{\text{flu}} = 10 \text{ g/l}$ avec comme paramètre d'impact : $d_i = 3,89 \text{ mm}$, $S_f = 0,6$ et $v_i = 1,70, 1,96$ et $3,70 \text{ m.s}^{-1}$, le temps entre deux images est de 0,25 ms. 121
- Figure 58. Impact de gouttes d'un mélange 50 % eau / 50 % éthanol de concentration $C_{\text{flu}} = 10 \text{ g/l}$ avec comme paramètre d'impact : $d_i = 3,87 \text{ mm}$, $S_f = 0,6$ et $v_i = 1,46, 2,18$ et $3,69 \text{ m.s}^{-1}$, le temps entre deux images est de 0,25 ms..... 122
- Figure 59. Photographie du régime d'éclaboussure précoce et tardive observé lors de l'impact d'une goutte du mélange 50% eau / 50% éthanol sur un film liquide ($d_i = 3,87 \text{ mm}$, $S_f = 0,3$ et $v_i = 3,80 \text{ m.s}^{-1}$, soit $We = 1860$) où le temps entre deux images est de 0,5 ms..... 122
- Figure 60. Influence de la vitesse de la goutte impactante sur le phénomène d'impact dans le cas du mélange 55 % glycérol / 45 % eau ($d_i = 4,30 \text{ mm}$, $S_f = 0,6$ et $v_i = 1,39, 3,07$ et $3,85 \text{ m.s}^{-1}$), le temps entre deux images est de 0,33 ms. 123

- Figure 61. Influence du diamètre de la goutte impactante d_i sur le phénomène d'impact ($d_i = 3,89$ et $1,90$ mm, $v_i = 3$ m/s, $S_f = 1$), le temps entre deux photographies est de 0,25 ms..... 123
- Figure 62. Influence du diamètre de la goutte impactante d_i sur le phénomène d'impact dans le cas du mélange 50 % eau / 50 % éthanol ($d_i = 3,87$ et $1,96$ mm, $v_i = 3$ m/s, $S_f = 1$), le temps entre deux images est de 0,25 ms. 124
- Figure 63. Influence du diamètre de la goutte impactante d_i sur le phénomène d'impact dans le cas du mélange 55 % glycérol / 45 % eau ($d_i = 4,3$ mm, $S_f = 0,6$ $v_i = 3,73$ m/s et $d_i = 2,39$ mm, $v_i = 3,71$ m/s, $S_f = 0,5$), le temps entre deux images est de 0,25 ms. 124
- Figure 64. Influence du paramètre de film S_f lors de l'impact d'une goutte de solution aqueuse de concentration $C_{flu0} = 10$ g/l avec comme paramètres d'impact : $d_i = 3,89$ mm, $v_i = 1,96$, $S_f = 0,3$, $0,6$ et 1 , le temps entre deux images est de 0,25 ms..... 125
- Figure 65. Influence du paramètre de film S_f sur le phénomène d'impact dans le cas du mélange 55 % glycérol / 45 % eau ($d_i = 4,30$ mm, $v_i = 3,07$ m/s, $S_f = 0,3$, $0,6$ et 1), le temps entre deux images est de 0,33 ms. 125
- Figure 66. Phénomène d'impact dans le cas d'une goutte du mélange 50 % eau / 50 % éthanol ($d_i = 3,87$ mm, $v_i = 4$ m/s, $S_f = 0,3$), le temps entre deux images est de 0,33 ms..... 126
- Figure 67. Bulle formée après l'impact d'une goutte du mélange 50 % eau / 50 % éthanol ($d_i = 3,87$ mm, $v_i = 4$ m/s, $S_f = 0,3$), le temps entre deux images est de 0,5 ms. 126
- Figure 68. Comparaison des relations de seuil de Cossali et al. (1997), de Vander Wal et al. (2006) et de Okawa et al. (2006) avec les observations de dépôt, d'éclaboussure précoce et tardive en fonction du nombre de Weber et du paramètre S_f ($Oh = 2,0 \times 10^{-3}$ et $d_i = 3,89$ mm)..... 127
- Figure 69. Comparaison des relations de seuil de Cossali et al. (1997), de Vander Wal et al. (2006) et de Okawa et al. (2006) avec les observations de dépôt, d'éclaboussure précoce et tardive en fonction du nombre de Weber et du paramètre S_f lors de l'impact de gouttes avec $Oh = 2,4 \times 10^{-3}$ et $d_i = 2,54$ mm (figure de gauche), et avec $Oh = 2,8 \times 10^{-3}$ et $d_i = 1,90$ mm (figure de droite). 128

- Figure 70. Comparaison des relations de seuil de Cossali et al. (1997), de Vander Wal et al. (2006) et de Okawa et al. (2006) avec les observations de dépôt, d'éclaboussure précoce et tardive en fonction du nombre de Weber et du paramètre S_f lors de l'impact de goutte avec $Oh = 6,8 \times 10^{-3}$ et $d_i = 3,87$ mm..... 129
- Figure 71. Comparaison des relations de seuil de Cossali et al. (1997), de Vander Wal et al. (2006) et de Okawa et al. (2006) avec les observations de dépôt, d'éclaboussure précoce et tardive en fonction du nombre de Weber et du paramètre S_f lors de l'impact de goutte où $Oh = 8,1 \times 10^{-3}$ et $d_i = 2,70$ mm (figure de gauche), et avec $Oh = 9,5 \times 10^{-3}$ et $d_i = 1,96$ mm (figure de droite). 130
- Figure 72. Comparaison des relations de seuil de Cossali et al. (1997), de Vander Wal et al. (2006) et de Okawa et al. (2006) avec les observations de dépôt, d'éclaboussure précoce et tardive en fonction du nombre de Weber et du paramètre S_f lors de l'impact de goutte où $Oh = 1,54 \times 10^{-2}$ et $d_i = 4,30$ mm. 131
- Figure 73. Evolution des masses collectées des particules mises en suspension en fonction du nombre de Weber et du paramètre S_f ($Oh = 2,0 \times 10^{-3}$ avec $d_i = 3,9$ mm à gauche, et, $Oh = 2,8 \times 10^{-3}$ avec $d_i = 1,9$ mm à droite). 136
- Figure 74. Evolution des masses collectées des particules mises en suspension en fonction du nombre de Weber et du paramètre S_f ($Oh = 6,8 \times 10^{-3}$ avec $d_i = 3,9$ mm à gauche, et, $Oh = 9,5 \times 10^{-3}$ avec $d_i = 1,9$ mm à droite). 138
- Figure 75. Evolution des masses collectées des particules mises en suspension en fonction du nombre de Weber et du paramètre S_f ($Oh = 1,5 \times 10^{-2}$ $d_i = 4,3$ mm). 140
- Figure 76. Granulométrie en nombre par μm des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes ($\gamma = 66$ mN/m, $S_f = 1$, $d_i = 3,89$, $2,53$ et $1,9$ mm et les vitesses proches correspondantes à $v_i = 3,70$, $3,59$ et $3,49$ m/s). 148
- Figure 77. Granulométrie en nombre par μm des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes ($\gamma = 28$ mN/m, $S_f = 1$, $d_i = 3,87$, $2,70$ et $1,9$ mm et vitesses proches correspondantes à $v_i = 3,70$, $3,59$ et $3,49$ m/s). 150

<i>Figure 78. Granulométrie en nombre par μm des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes ($\gamma = 66 \text{ mN/m}$, $d_i = 3,89 \text{ mm}$, $S_f = 0,3$ et $v_i = 3,70, 3,05 \text{ m.s}^{-1}$ et $2,18 \text{ m/s}$).</i>	153
<i>Figure 79. Granulométrie en nombre par μm des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes ($\gamma = 28 \text{ mN/m}$, $d_i = 3,87 \text{ mm}$, $S_f = 0,3$ et $v_i = 3,69, 3,05 \text{ m.s}^{-1}$ et $2,64 \text{ m/s}$).</i>	154
<i>Figure 80. Granulométrie en nombre par μm des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes ($\gamma = 66 \text{ mN/m}$, $d_i = 3,89 \text{ mm}$, $v_i = 3,70 \text{ m.s}^{-1}$, $S_f = 0,3, 0,6$ et 1).</i>	155
<i>Figure 81. Granulométrie en nombre par μm des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes ($\gamma = 28 \text{ mN/m}$, $d_i = 3,87 \text{ mm}$, $v_i = 3,69 \text{ m.s}^{-1}$, $S_f = 0,3, 0,6$ et 1).</i>	155
<i>Figure 82. Granulométrie en nombre par μm des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes ($d_i = 3,9 \text{ mm}$; $v_i = 3,1 \text{ m.s}^{-1}$, $S_f = 0,3$, $\gamma = 66$ et 28 mN/m).</i>	156
<i>Figure 83. Granulométrie en nombre par μm des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes ($d_i = 3,9 \text{ mm}$; $v_i = 3,7 \text{ m.s}^{-1}$, $S_f = 0,3$, $\gamma = 66$ et 28 mN/m).</i>	157
<i>Figure 84. Granulométrie en nombre par μm des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes ($d_i = 4 \text{ mm}$; $v_i = 3,7 \text{ m.s}^{-1}$, $S_f = 0,3$, $\gamma = 66 \text{ mN/m}$ et $\mu_l = 1$ et 9 mPa.s).</i>	157
<i>Figure 85. Distributions cumulées en % du nombre de microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes d'eau de diamètre $3,89 \text{ mm}$ (à gauche et à droite) et $2,53 \text{ mm}$ (à droite) avec différents paramètres v_i et S_f ($\gamma = 66 \text{ mN/m}$).</i>	159
<i>Figure 86. Distribution de la fraction en nombre / μm (à gauche) et distribution de la fraction en nombre / $\Delta \ln ds$ (à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes d'eau de diamètre $3,89 \text{ mm}$, avec les paramètres d'impact $v_i = 3,7 \text{ m/s}$ et $S_f = 0,3$ ($\gamma = 66 \text{ mN/m}$).</i>	160
<i>Figure 87. Distributions cumulées en % du nombre de microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes de diamètre $3,87 \text{ mm}$ (à gauche et à droite) et de $2,70 \text{ mm}$ (à droite) d'un mélange 50% eau / 50% éthanol ($\gamma = 28 \text{ mN/m}$) avec différents paramètres v_i et S_f.</i>	161

- Figure 88. Distribution de la fraction en nombre / μm (à gauche) et distribution de la fraction en nombre / $\Delta \ln ds$ (à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes d'un mélange en volume de 50 % eau / 50 % éthanol ($\gamma = 28 \text{ mN/m}$) de diamètre 3,87 mm avec comme paramètre d'impact $v_i = 3,7 \text{ m/s}$ et $S_f = 0,3$ 163
- Figure 89. Distributions cumulées en volume (%) (à gauche) et distribution en volume (m^3) / μm (à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes d'eau ($\gamma = 66 \text{ mN/m}$) de diamètre 3,89 mm avec différents paramètres v_i et S_f 164
- Figure 90. Distributions cumulées en volume (%) (à gauche) et distribution en volume (m^3) / μm (à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes d'eau ($\gamma = 66 \text{ mN/m}$) de diamètre 3,89 et 2,53 mm. 165
- Figure 91. Distribution de la fraction en volume / μm (à gauche) et distribution de la fraction en volume / $\Delta \ln ds$ (à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes d'eau ($\gamma = 66 \text{ mN/m}$) de diamètre 3,89 mm avec comme paramètre d'impact $v_i = 3,7 \text{ m/s}$ et $S_f = 0,3$ 166
- Figure 92. Distributions cumulées en volume (%) (à gauche) et distribution en volume (m^3) / μm (à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes d'un mélange 50 % eau / éthanol ($\gamma = 28 \text{ mN/m}$) de diamètre 3,87 mm avec différents paramètres v_i et S_f 167
- Figure 93. Distributions cumulées en % du volume (à gauche) et distribution en volume (m^3) / μm (à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes d'un mélange 50 % eau / éthanol ($\gamma = 28 \text{ mN/m}$) avec différents paramètres d_i 168
- Figure 94. Distribution de la fraction en volume / μm (à gauche) et distribution de la fraction en volume / $\Delta \ln ds$ (à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes de diamètre 3,87 mm d'un mélange 50 % eau / éthanol ($\gamma = 28 \text{ mN/m}$) avec comme paramètre d'impact $v_i = 3,7 \text{ m/s}$ et $S_f = 0,3$ 168
- Figure 95. Distributions cumulées en volume (%) (à gauche) et distributions en volume (m^3) / μm (à droite) des microgouttelettes émises lors de l'impact d'un train de gouttes d'un mélange 50 % eau / 50 % éthanol et d'une solution aqueuse avec des paramètres d'impact similaires (v_i et S_f). 169

<i>Figure 96. Distributions granulométriques différentielles en masse des résidus secs mesurés lors de l'impact d'un train de gouttes d'un mélange en volume 50% eau / 50% éthanol ($d_i = 3,87 \text{ mm}$, $v_i = 3,7 \text{ m/s}$, $S_f = 0,3$ et $\gamma = 28 \text{ mN/m}$).</i>	170
<i>Figure 97. Distributions granulométriques des résidus secs émis produits lors de l'impact d'un train de gouttes d'une heure d'un mélange 50 % eau / éthanol ($d_i = 3,87 \text{ mm}$, $v_i = 3,7 \text{ m/s}$, $\gamma = 28 \text{ mN/m}$ et $S_f = 0,3, 0,6$ et 1).</i>	171
<i>Figure 98. Distributions cumulées en masse des résidus secs produits lors de l'impact d'un train de gouttes d'un mélange en volume 50 % eau / 50 % éthanol ($d_i = 3,87 \text{ mm}$, $v_i = 3,7 \text{ m/s}$, $\gamma = 28 \text{ mN/m}$ et $S_f = 0,3$).</i>	172
<i>Figure 99. Distributions cumulées en masse des résidus secs et distribution granulométrique différentielle en masse (mesurée par l'Andersen) pour l'impact d'un train de gouttes d'une solution aqueuse ($d_i = 3,89 \text{ mm}$, $v_i = 3,7 \text{ m/s}$, $\gamma = 66 \text{ mN/m}$ et $S_f = 0,3$).</i>	173
<i>Figure 100. Evolution du K_{MES} brut et du K_{MES} corrigé avec le modèle de transfert en fonction du nombre de Weber et du paramètre S_f ($Oh = 2 \times 10^{-3}$ et $6,8 \times 10^{-3}$).</i>	175
<i>Figure 101 Relation sous forme d'une loi puissance décrivant le K_{MES} en fonction des nombres adimensionnels Oh, We, S_f et (d_{50V}/d_i).</i>	180
<i>Figure 102. Relation sous forme d'une loi exponentielle décrivant le K_{MES} en fonction des nombres adimensionnels Oh, We, S_f et (d_{50V}/d_i).</i>	182
<i>Figure 103. Photographie du dispositif MESIG</i>	189
<i>Figure 104. Photographie du banc vidéo</i>	189
<i>Figure 105. Schéma du principe de l'Aérodynamique Particle Sizer (APS-3321) – Documentation TSI.</i>	191
<i>Figure 106. Schéma du principe d'impaction inertielle</i>	192
<i>Figure 107. Schéma du principe de l'Electrical Low Pressure Impactor « ELPI » - Documentation Dekati</i>	193
<i>Figure 108: Spectre obtenu des particules avec l'émission de rayon X</i>	194

<i>Figure 109: évolution de la fraction pénétrante en fonction du diamètre aérodynamique d'une particule traversant un ou deux coudes d'angle droit (90°) dans nos conditions expérimentales.....</i>	<i>195</i>
<i>Figure 110. k_1 gazeux et particulaire en $s.m^{-3}$ calculés et mesurés entre le point d'injection et le point de prélèvement filtre en fonction du diamètre aérodynamique de l'aérosol produit (d_{ae}) pour un débit de ventilation $Q_{ext} = 99 L.min^{-1}$ dans la boîte à gants.</i>	<i>198</i>
<i>Figure 111. k_2 gazeux et particulaire en $s.m^{-3}$ calculés et mesurés entre le point d'injection et le point de prélèvement APS en fonction du diamètre aérodynamique de l'aérosol produit (d_{ae}) pour un débit de ventilation $Q_{ext} = 99 L.min^{-1}$ dans la boîte à gants.</i>	<i>198</i>
<i>Figure 112. k_1 gazeux et particulaire en $s.m^{-3}$ calculés et mesurés entre le point d'injection et le point de prélèvement filtre en fonction du diamètre aérodynamique de l'aérosol produit (d_{ae}) pour un débit de ventilation $Q_{ext} = 194 L.min^{-1}$ dans la boîte à gants.</i>	<i>199</i>
<i>Figure 113. k_2 gazeux et particulaire en $s.m^{-3}$ calculés et mesurés entre le point d'injection et le point de prélèvement APS en fonction du diamètre aérodynamique de l'aérosol produit (d_{ae}) pour un débit de ventilation $Q_{ext} = 194 L.min^{-1}$ dans la boîte à gants.....</i>	<i>199</i>
<i>Figure 114. Distribution du nombre des résidus secs émis mis en suspension / μm lors de l'impact d'un train de gouttes d'eau de diamètre 3,89 mm avec comme paramètre d'impact $v_i = 3,7 m/s$ et $S_f = 0,3$.....</i>	<i>200</i>
<i>Figure 115. Distribution du nombre des microgouttelettes émises / μm lors de l'impact d'un train de gouttes d'eau de diamètre 3,89 mm avec comme paramètres d'impact $v_i = 3,7 m/s$ et $S_f = 0,3$.....</i>	<i>200</i>
<i>Figure 116. Distributions de la fraction en nombre / μm de particules mesurées par l'APS lors de l'impact dans les mêmes situations d'impact ($d_i = 3,89 mm$, $v_i = 3,7 m/s$ et $S_f = 0,3$) mais dans des conditions d'humidité relative différentes (50 % et 10 %)......</i>	<i>201</i>

LISTE DES TABLEAUX

<i>Tableau 1. Comparaison du nombre de digitations observé et calculé par la relation 20 lorsque le film atteint le diamètre D_{max}, Bussmann et al. (2000).</i>	19
<i>Tableau 2. Synthèse des paramètres étudiés dans les études expérimentales sur le seuil dépôt/éclaboussure dans le cas de l'impact sur une surface sèche.</i>	24
<i>Tableau 3. Synthèse des relations semi-empiriques déterminant le seuil dépôt/éclaboussure dans le cas de l'impact sur une surface sèche.</i>	28
<i>Tableau 4. Description des paramètres des études de Levins et Hobbs (1971) et de Stow et Stainer (1977) sur le nombre de gouttes secondaires produites dans le cas de l'impact sur une surface sèche.</i>	30
<i>Tableau 5. Description des paramètres des études de Yarin et Weiss (1995) et de Mundo et al. (1995) sur le seuil dépôt/éclaboussure.</i>	47
<i>Tableau 6. Synthèse des études expérimentales sur le seuil dans le cas d'impact de train de gouttes micrométriques sur une surface mouillée.</i>	51
<i>Tableau 7. Description des paramètres des études de Cossali et al. (1997) et de Vander Wal et al. (2006b) sur le seuil dépôt/éclaboussure.</i>	53
<i>Tableau 8. Relations de seuil dépôt/éclaboussure et leurs gammes de validité dans le cas d'impact de gouttes millimétriques sur un film liquide.</i>	56
<i>Tableau 9. Relations décrivant le nombre et le diamètre des gouttes secondaires produites lors de l'impact d'un train de gouttes d'une centaine de micromètres sur un film liquide.</i>	63
<i>Tableau 10. Nombre de gouttes secondaires mesuré par Stow et Stainer (1977) pour différentes hauteurs de film liquide impacté ($d_i = 2\text{mm}$ et $v_i = 4\text{ m/s}$).</i>	66
<i>Tableau 11. Gammes d'études de Okawa et al. (2006).</i>	69

<i>Tableau 12. Diamètres de coupure de l'impacteur Andersen Mark II pour un débit volumique de prélèvement égal à 28,3 L/min.....</i>	<i>80</i>
<i>Tableau 13. Diamètres de coupure de l'ELPI pour un débit de prélèvement égal à 10 L/min.</i>	<i>80</i>
<i>Tableau 14. Propriétés des différents liquides à la température de 25°C.....</i>	<i>81</i>
<i>Tableau 15. Les mesures de la longueur des aiguilles (équivalente à une hauteur de la pointe de l'aiguille au dessus de la surface de la plaque) et les valeurs obtenues pour le paramètre S_f dans le cas de diamètre de goutte impactante de 1,96 et 3,90 mm.</i>	<i>89</i>
<i>Tableau 16. Propriétés des liquides utilisés.....</i>	<i>90</i>
<i>Tableau 17. Grille expérimentale réalisée avec la solution aqueuse et le mélange 50 % eau / éthanol.</i>	<i>91</i>
<i>Tableau 18. Expériences complémentaires, notamment réalisées avec un liquide ayant une viscosité dynamique de 9 mN/m, et des diamètres et vitesses de gouttes impactantes intermédiaires aux bornes fixées dans notre première grille expérimentale.</i>	<i>91</i>
<i>Tableau 19. Temps d'évaporation et temps caractéristique de résidence pour des gouttes de solution aqueuse de fluorescéine sodée ($C_{fluo} = 10 \text{ g.l}^{-1}$) et pour les diamètres équivalents en volume et aérodynamiques correspondant aux résidus secs.</i>	<i>100</i>
<i>Tableau 20. Valeurs théoriques et expérimentales du taux et du temps de renouvellement dans l'enceinte ventilée.</i>	<i>110</i>
<i>Tableau 21. k_1 (s/m^3) au niveau du filtre et k_2 au niveau de l'APS pour un débit d'extraction de 145 L/min.</i>	<i>111</i>
<i>Tableau 22. Nombres moyens de microgouttelettes produites, comptages de particules par l'APS et régimes d'impact observés lors de l'impact de gouttes de solution aqueuse ($C_{fluo} = 10 \text{ g/l}$). Les résultats obtenus dans différentes expériences sont présentés (exp1/exp2/exp3).....</i>	<i>143</i>

<i>Tableau 23. Nombres moyens de microgouttelettes produites, comptages de particules par l'APS et régimes d'impact observés lors de l'impact de gouttes d'un mélange en volume 50 % eau- 50 % éthanol ($C_{flu0} = 10$ g/l).</i>	145
<i>Tableau 24. Nombres moyens de microgouttelettes produites, comptages de particules par l'APS et régimes d'impact observés lors de l'impact de gouttes d'un mélange en volume 45% eau- 55% glycérol ($C_{flu0} = 10$ g/l).</i>	147
<i>Tableau 25. Diamètres statistiques représentatifs des distributions granulométriques en nombre de microgouttelettes produites lors de l'impact de gouttes de 3,89 mm de diamètre ($\gamma = 66$ mN/m).</i>	159
<i>Tableau 26. Diamètres statistiques représentatifs des distributions granulométriques en nombre de microgouttelettes produites lors de l'impact de gouttes de 3,87 mm et 2,7 mm de diamètre d'un mélange en volume de 50 % eau / 50 % éthanol ($\gamma = 28$ mN/m).</i>	162
<i>Tableau 27. Diamètres statistiques représentatifs des distributions granulométriques en volume de microgouttelettes produites lors de l'impact de gouttes d'eau ($\gamma = 66$ mN/m) de 3,89 et 2,53 mm de diamètre.</i>	165
<i>Tableau 28. Diamètres statistiques représentatifs des distributions granulométriques en volume de microgouttelettes produites lors de l'impact de gouttes de 3,87 et 2,7 mm de diamètre d'un mélange en volume de 50 % eau / 50 % éthanol ($\gamma = 28$ mN/m).</i>	167
<i>Tableau 29. Comparaison entre le nombre de particules comptées à l'aide de l'APS et du CNC sur le même volume mesuré (78 litres) lors de l'impact de 1440 gouttes millimétriques sur un film liquide avec différentes conditions d'impact (d_i, v_i, S_f et γ).</i>	173
<i>Tableau 30. Résultats moyennés de $R_r(h^{-1})$ pour différents débits d'extraction.</i>	197
<i>Tableau 31. Résultats moyennés de $k(s/m^3)$ pour différents débits d'extraction.</i>	197
<i>Tableau 32. Temps d'évaporation des gouttes de solution aqueuse de fluorescéine sodée ($C_{flu0} = 10$ g.l⁻¹) et des diamètres équivalents en volume et aérodynamiques des résidus secs avec différentes conditions d'humidité relative (50% et 10%).</i>	202

LISTE DES RÉFÉRENCES

Allen, R.F. (1975) The role of surface tension in splashing, *J. Colloid Interface Sci.*, **51**, 350-351.

Aziz, S.D. et Chandra, S. (2000) Impact, recoil and splashing of molten metal droplets. *Int. J. Heat Mass Transf.*, **43**, 2841-2857.

Baron, P. Willeke, K. (2001) Aerosol Measurement - Principles, Techniques, and Applications. *Wiley inter-science*, second edition.

Bernardin, J.D., Stebbins, C.J. et Mudawar, I. (1997) Mapping of impact and heat transfer regimes of water drops impinging on a polished surface. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **40**, 247–267.

Bertozzi, A.L. et Brenner, M.P. (1997) Linear stability and transient growth at driven contact lines. *Phys. Fluids*, **9**, 530-539.

Bhola et Chandra, S. (1999) Parameters controlling solidification of molten wax droplets falling on a solid surface. *J. Mater. Sci.*, **34**, 4883-4894.

Blanchard, D.C. et Syzdek, L.D. (1988) Film drops production as a function of bubble size. *J. of geophysical research*, **93**, 3649-3654.

Bouilloux, L. (1998) Etude de la mise en suspension physico-chimique des oxydes de plutonium et d'uranium lors de la combustion de polycarbonate et de ruthénium lors de la combustion des solvants de retraitement du combustible irradié. *Thèse de l'Institut Polytechnique de Grenoble*, Rapport CEA-R-5821.

Brouwer, D.H., Gijssbers, J.H.S. et Lurvink, M.W.M. (2004) Personal exposure to ultrafine particles in the workplace: exploring sampling techniques and strategies. *Ann. Occup. Hyg.*, **48** (5), 439-453.

Bussmann, M., Chandra, S. et Mostaghimi, J. (2000) Modeling the splash of a droplet impacting a solid surface. *Phys. Fluid*, **12**, 3121-3132.

Cai, Y.K. (1989) Phenomena of a liquid drop falling to a liquid surface. *Exp Fluids*, **7**, 388–394.

Chandra, S. et Avedisian, C.T. (1991) On the collision of a droplet with a solid surface. *Proc. R. Soc. London A*, **432**, 13-41.

Coghe, A., Cossali, G.E. et Marengo, M. (1995) A first study about single drop impingement on thin film liquid film in a low laplace number range. Proc. PARTEC95, Nurnberg.

Coghe, A., Brunello, G., Cossali, G.E. et Marengo, M. (1999) Single drop splash on thin film: measurements of crown characteristics. *ILASS*, Europe 1999.

Cossali, G.E., Coghe, A. et Marengo, M. (1997) The impact of a single drop on a wetted solid surface. *Exp. Fluids*, **22**, 463-472.

Cossali, G.E., Marengo, M., Coghe, A. et Zhdanov, S. (2004) The role of time in single drop splash on thin film. *Exp Fluids*, **36**, 888-900.

Cossali, G.E., Marengo, M. et Santini, M. (2007) Splashing characteristics of multiple and single drop impacts onto a thin liquid film. 6th International Conference on Multiphase Flow, Leipzig, Germany.

Davidson, M.R. (2002) Spreading of an inviscid drop impacting on liquid film. *Chem. Eng. Sci.*, **57**, 3639-3647.

Davies, C. (1978) Evaporation of airborne droplets. *Fundamentals of Aerosol Science*, D.T. Shaw (Ed.), Wiley, New York.

De Gennes, P.G., Brochard-Wyart, F. et Quéré, D. (2002) Gouttes, Bulles, Perles et Ondes. Ed. by Belin, collection Echelles.

Desjardin, P.E., Peter, C.P., Disimile, J. et Tucker, J.R. (2002) A droplet impact model for agent transport in engine nacelles. *Proceedings of HOTWC-2002 12th Halon Options Technical Working Conference*, Albuquerque, NM, 20 Avril –2 Mai.

Duplantier, S. (2001) Analyse des conditions de dispersion d'un gaz liquéfié en champ proche en présence d'obstacles. *Rapport INERIS*, DRA-01.

Edgerton, H.E. et Killian, J.R. (1954) Flash! Seeing the unseen by ultra high-speed photography. *2nd Edn. Boston C.T. Brandford*, boston.

Engel, O. G. (1966) Crater depth in fluid impacts. *J. Appl. Phys.*, **37**, 1798-1808.

Engel, O.G. (1967) Initial pressure, initial flow velocity and the time dependence of crater depth in fluid impact. *J. Appl. Phys.*, **38**, 3935-3940.

Fuchs, N.A. (1964) The Mechanics of Aerosols. *Pergamon Press*, London.

Fullana, J. M. et Zaleski, S. (1999) Stability of a growing end rim in a liquid sheet of uniform thickness. *Phys. Fluid*, **11**, 952-954.

Georgescu, S.C, Achard, J.L, Canot, E. (2002) Jet drops ejection in bursting gaz bubble processes. *European journal of mechanics*, **21**, 265-280.

Gottfried, B.S., Lee, C.J. et Bell, K.J. (1966) The Leidenfrost phenomenon : film boiling of liquid droplets on a flat plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **9**, 1167-1187.

Gregory, P.H., Guthrie, E.J. et Bunce, M.E. (1959) Experiments on splash dispersal of fungus spores. *J. Gen. Microbiol.*, **20**, 328-354.

Gueyffier, D. et Zaleski, S. (1998) Formation de digitations lors de l'impact d'une goutte sur un film liquide. *C. R. Acad. Sci. Paris. Série II*, **326**, 839-844.

Gueyffier, D. (2000) Etude de l'impact de gouttes sur un film liquide mince : Développement de la corolle et formation de projections. *Thèse de doctorat*, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France.

Hardalupas, Y., Taylor, A.M.K.P., Wilkins, J.H. (1999) Experimental investigation of sub-millimeter droplet impingement onto spherical surfaces. *Int. J. Heat Fluid Flow*, **20**, 477–485.

Hinds, W. (1999) Aerosol Technology- Properties, behavior, and measurement of airborne particles. *Wiley-interscience*, second edition.

Hobbs, P.V. et Osheroff, T. (1967) Splashing of drops on shallow liquids. *Science*, **158**, 1184-1186.

Josserand, C. et Zaleski, S. (2003) Droplet splashing on a thin liquid film. *Physics of Fluids*, **15**, 1650-1657.

Kang, B.S. et Lee, D.H. (2000) On the dynamic behavior of a liquid droplet impacting upon an inclined heated surface. *Exp. Fluids*, **29**, 380–387.

Karl, A. et Frohn, A. (2000) Experimental investigation of interaction processes between droplets and hot walls. *Phys. Fluids*, **12**, 785–796.

Kersten, B., Ohl, C.D. et Prosperetti, A. (2003) Transient impact of a liquid column on a miscible liquid surface. *Phys. Fluids*, **15**, 821–824

Kim, H.Y., Feng, Z.C. et Chun, J.H. (2000) Instability of a liquid jet emerging from a droplet upon collision with a solid surface. *Phys. Fluids*, **12**, 531-541.

Ko, Y.S. et Chung, S.H. (1996) An experiment on the breakup of impinging droplets on a hot surface. *Exp. Fluids*, **21**, 118–123.

Koch, M.K., Vonacke, A, Starflinger, J., Schütz, W. et Unger, H. (2000) Radionuclide re-entrainment at bubbling water pool surfaces. *J. aerosol. Science*, **31**, 1015-1028.

Lavergne, G. et Platet, B. (2000) Droplet impingement on cold and wet wall. *In: ILASS-Europe*, VII:12.1–12.7, 11–13 September 2000.

Levin, Z. et Hobbs, P.V. (1971) Splashing of water drops on solid and wetted surfaces: hydrodynamics and charge separation. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 1200(269), 555–585.

Lide, D. R. CRC Handbook of Chemistry and Physics, 85th Edition, *CRC Press*.

Loehr, K.F. (1990) Etallement et éclatement de gouttes. *Ph.D. thèse*, Université Pierre et Marie Curie.

Macklin, W.C. et Metaxas, G.J. (1976) Splashing of drops on liquid layers. *J. Appl. Phys.*, **47**, 3963-3970.

Manzello, S.L. et Yang, J.C. (2002a) An experimental study of a water droplet impinging on a liquid surface. *Exp. Fluids*, **32**, 580–589.

Manzello, S.L. et Yang, J.C. (2002b) On the collision dynamics of a water droplet containing an additive on a heated solid surface. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 458, 2417–2444.

Mao, T. (1996) Impact of liquid droplets on solid surfaces and its application to carryover deposition in kraft recovery boilers, *Thèse de doctorat*, Université de Toronto, Canada.

Marengo, M., Rioboo, R., Sikalo, S. et Tropea, C. (1998) Time evolution of drop spreading onto dry, smooth solid surfaces. *Proceedings of the 14th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, Manchester, UK, edited by A. J. Yule.

Marmanis, H. et Thoroddsen, S.T. (1996) Scaling of the fingering pattern of an impacting drop. *Phys. Fluids*, **8**, 1344-1346.

McMurray, P.H. (2000) The history of condensation nucleus counters. *Aerosol Science and Technology*, **33**, 296-322.

- Morelli, J., Buart-Ménard, P. et Chesselet, R. (1974) Production expérimentale d'aérosols à la surface de mer. *J. de Recherches Atmosphériques*, **8**, 961-986.
- Morton, D., Rudman, M., et Jong-Leng, L. (2000) An investigation of flow regimes resulting from splashing drops. *Phys. Fluids*, **12**, 747-763.
- Mundo, C., Sommerfeld, M. et Tropea, C. (1995) Droplet-wall collisions: experimental studies of the deformation and breakup process. *Int. J. Multiphase Flow*, **2**, 151-173.
- Mundo, C., Sommerfeld, M. et Tropea, C. (1998) On the modeling of liquid sprays impinging on surfaces. *Atomization and Sprays*, **8**, 625-652.
- Naber, J.D. et Reitz, R.D. (1988) Modelling Engine Spray/Wall Impingement. *Soc. Automotive Engines*, Report No. 880107.
- Nikolopoulos, N., Theodorakakos, A. et Bergeles, G. (2005), Normal Impingement of a Droplet onto a Wall Film: A Numerical Investigation", *Int. J. Heat Fluid Flow*, **26**, 119-132.
- Oguz, H.N. et Prosperetti, A. (1989) Surface tension effects in the contact of liquid surfaces. *J. Fluid Mech.*, **203**, 149-171.
- Oguz, H.N. et Prosperetti, A. (1990) Bubble entrainment by the impact of drops on liquid surface. *J. Fluid Mech.*, **219**, 143-179.
- Okawa, T., Shiraishi, T. and Mori, T. (2006) Production of secondary drops during the single water drop impact onto a plane water surface, *Experiments in Fluids*, **41**, 965-974.
- Pasandideh-Fard, M., Qiao, Y.M., Chandra, S. et Motaghimi, J. (1996) Capillary effects during droplet impact on a solid surface. *Phys. Fluids*, **8**, 650-659.
- Pigeonneau, E. et Feuillebois, F. (2004) Impact of a drop on a thin film of the same liquid (PE, PA). *Multiphase Science and Technology*, **16**, 105-109.

Pradel, J. et Brion, J. (1968) Méthode sensible de mesure de l'efficacité des filtres à haute efficacité au moyen d'un aérosol d'uranine. *Rapport CEA-N-976*.

Prevost, C. (1997) Etude d'un dispositif de comptage en continu d'un aérosol fluorescent. *Rapport CEA-R-5763*.

Prevost, C. (2003) Spécifications techniques des essais dédiés à l'étude de la dispersion d'un gaz lourd dans un local ventilé. *Rapport IRSN/DPEA/SERAC/LECEV 03-31*.

Prunet-Foch, B., Legay, F., Vignes-Adler, M. et Delmotte, C. (1998) Impacting emulsion drop on a steel plate: Influence of the solid substrate. *J. Colloid Interface Sci.*, **199**, 151-169.

Pumphrey, H.C. et Elmore, P.A. (1990) The entrainment of bubbles by drop impacts. *J. Fluid Mech.*, **220**, 539–567.

Quééré, D. (2005) Impact on Everest. *Nature*, **435**, 1168-1169.

Ramirez de Santiago, M. (1991) Etude de l'entraînement de gouttelettes à la surface libre du liquide dans une colonne à bulles, *Thèse de doctorat*, Université Joseph Fourier, Grenoble, France.

Range, K. (1995) Impact, étalement et éclatement de gouttes sur diverses surfaces horizontales ou inclinées. *Thèse de doctorat*, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France.

Range, K. et Feuillebois, F. (1998) Influence of surface roughness on liquid drop impact. *J. Colloid. Interf. Sci.*, **203**, 16–30.

Rein, M. (1993) Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces. *Fluid. Dyn. Res.*, **12**, 61–93.

Rein, M. (1996) The translational regime between coalescing and splashing drops. *J. Fluid Mech.*, **306**, 145–165

Renoux, A. et Boulaud, D. (1998) Les aérosols. Physique et Métrologie. *Ed Lavoisier, Technique et Documentation*, Paris.

Richtmyer, R.D. (1960) Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids. *Comm. Pure Appl. Math.*, **8**, 297-319.

Rieber, M. et Frohn, A. (1998) Numerical simulation of splashing drops. *in Proceedings of the 14th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, Manchester, UK, edited by A. J. Yule.

Rieber, M. et Frohn, A. (1999) A numerical study on the mechanism of splashing. *Int. J. Heat Fluid Flow*, **20**, 455-461.

Rioboo, R., Tropea, C. et Marengo, M. (2001) Outcomes from a drop impact on solid surfaces. *Atomization and Sprays*, **11**, 155–165.

Rioboo, R., Bauthier, C., Conti, J., Voue, M. et De Connick, J. (2003) Experimental investigation of splash and crown formation during single drop impact on wetted surfaces. *Exp. Fluids*, **35**, 648–652.

Roisman, I.V. et Tropea, C. (2002) Impact of drop onto a wetted wall :description of crown formation and propagation. *J. fluid. Mech.*, **472**, 373-397.

Samenfink, W., Elsaber, A., Dullenkopf, K. et Wittig, S. (1999) Droplet interaction with shear-driven liquid film: analysis of deposition and secondary droplet characteristics. *Int J Heat Fluid Flow*, **20**, 462–469.

Savic, P. et Boulton, G.T. (1955) The fluid flow associated with the impact liquid drops with solid surfaces. *National Research Council of Canada*, Rep. No. MT-26.

Scheller, B.L. et Bousfield, D.W.(1995) Newtonian drop impact with a solid surface. *AIChE J.*, **41**, 1357-1367.

Sehmel, G.A. (1967) The density of uranine particles produced by a spinning disc aerosol generator. *Amer. Ind. Hyg. Ass J.*, **28**, 491-492.

Shin, J. et McMahon, T.A. (1990) The tuning of a splash. *Phys. Fluids*, **A2**, 1312–1317.

Shiraishi, T., Tada, T., Okawa, T. et Kataoka, I (2007) Visualisation of the impacts of single water drops onto falling water films. 6th International Conference on Multiphase Flow, Leipzig, Germany.

Sikalo, S. et Ganic, E.N. (2006) Phenomena of droplet-surface interactions. *Experimental Thermal and Fluid Science*, **31**, 97-110.

Sivakumar, D. et Tropea, C. (2002) Splashing impact of a spray onto a liquid film. *Phys. Fluids*, **14**, L85–L88.

Spiel, D. (1998) On the births of film drops from bubbles bursting on seawater surface, *J. of geophysical research*, **103**, 24907-24918.

Stanton, D.W. et Ruthland, C.J. (1998) Multi-dimensional modeling of thin liquids films and spray-wall interactions resulting from impinging sprays. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **21**, 3037-3054.

Stow, C.D. et Hadfield, M.G. (1981) An experimental investigation of fluid flow resulting from the impact of a water drop with an unyielding dry surface. *Proc. R. Soc. Lond. A.*, **373**, 419-441.

Stow, C.D. et Stainer, R.D. (1977) The physical products of a splashing water drop. *J. Met. Soc. Jpn.*, **55**, 518–531.

Suzuki, T. et Mitachi, K. (1995) Experimental observation of the droplet ejection due to gas bubble bursting at gas liquid interface, Proceeding of International Conference on Multiphase flow, Kyoto, Japan, IP2.3- IP2.9.

Thoroddsen, S.T. et Sakakibara, J. (1998) Evolution of the fingering pattern of an impacting drop, *Phys. Fluids*, **10**, 1359-1374.

Thoroddsen, S.T. et Takehara, K. (2000) The coalescence cascade of a drop. *Phys. Fluids*, **12**, 1265–1267.

Thoroddsen, S.T. (2002) The ejecta sheet generated by the impact of a drop. *J. fluid Mech.*, **451**, 373–381.

Urban, J., Weigand, B., Roth, N., Eyselein, M., Trackl, K., Tatschl, R. et Raulot, A. (2007) Modeling of droplet Wall interaction. 6th International Conference on Multiphase Flow, Leipzig, Germany.

Vander Wal, R.L., Berger, G.M. et Mozes, S.D. (2006a) The combined influence of a rough surface and thin fluid film upon the splashing threshold and splash dynamics of a droplet impacting onto them. *Exp. Fluids*, **40**, 23-32.

Vander Wal, R.L., Berger, G.M. et Mozes, S.D. (2006b) Droplets splashing upon films of the same fluid of various depths. *Exp. Fluids*, **40**, 33-52.

Vander Wal, R.L., Berger, G.M. et Mozes, S.D. (2006c) The splash/non-splash boundary upon a dry surface and thin fluid film. *Exp. Fluids*, **40**, 53-59.

Vignes-Adler, M., Legay-Désésquelles, F. et Prunet-Foch, B. (1993) Instabilités de ligne de contact observées lors de l'écrasement de gouttes. *C. R. Acad. Sci. Ser. II: Mec. Phys. Chim. Sci. Terre Univers*, **317**, 303-306.

Wachters, L.H.J., Smulders, L., Vermeulen, J. R., et Kleiweg, H. C. (1966) The heat transfer from a hot wall to impinging mist droplets in the spheroidal state. *Chemical Engineering Science*, **21**, 1231-1238.

Walzel, P. (1980) Zerteilgrenze beim Tropfenaufprall. *Chem. Ing. Tech.*, **52**, 338-339.

Wang, D.M., et Watkins, A.P. (1993) Numerical modelling of diesel spray wall impact phenomena. *Int. J. Heat Fluid Flow*, **14**, 301-312.

Wang, A.B. et Chen, C.C. (2000) Splashing impact of a single drop onto very thin liquid films. *Phys. Fluids*, **12**, 2155–2158.

Weiss, C. (2005) The liquid deposition fraction of sprays impinging vertical walls and flowing films. *Int. J. Multiphase Flow*, **31**, 115-140.

Witschger, O. (1999) Mise en suspension de contamination particulaire radioactive. Rapport IPSN/SERAC/LPMA/99-13, 127-133.

Worthington, A.M. (1876) On the form assumed by drop of liquids falling vertically on horizontal plate. *Proc. London Roy. Soc.*, London, **25**, 261-271.

Worthington, A.M. (1907) *The Splash of a Drop*. The Society for Promoting Christian Knowledge, London.

Wu, Z. N.(1992) Modélisation et calcul implicite multidomaine d'écoulements diphasiques gaz-gouttelettes. *Thèse de doctorat*, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France.

Wu, Z.N. (2003) Prediction of the size distribution of secondary ejected droplets by crown of droplets impinging on a solid wall. *Prob. Eng. Mech.*, **18**, 241-249.

Xu, H., Liub, Y., HE, P. et Wang, H. (1998) The TAR Model for calculation of Droplet/Wall Impingement. *Journal of Fluids Engineering*, **120**, 593-597.

Xu, L. et al. (2005) In a Vacuum, No one sees you splatter. *Science*, **308**, 190-191.

Yarin, A.L. et Weiss, D.A. (1995) Impact of drops on solid surfaces: self-similar capillary waves, and splashing as a new type of kinematics discontinuity. *J. Fluid Mech.*, **283**, 141-173.

Yarin, A.L. et Weiss, D.A. (1999) Single drop impact onto liquid films: neck distortion, jetting, tiny bubble entrainment, and crown formation. *J. Fluid Mech.*, **385**, 229-254.

Yarin, A.L. (2006) Drop impact dynamics: splashing, spreading, receding, bouncing....
Annual Review of Fluid Mechanics, **38**, 159-192.

Zhang, S. et Gogos, G. (1991) Film evaporation of a spherical droplet over a hot surface: fluid mechanics and heat/mass transfer analysis. *J. Fluid Mechanics*, **222**, 543-563.

Titre de la thèse : ETUDE DE LA MISE EN SUSPENSION DE PARTICULES LORS DE L'IMPACT DE GOUTTES

Résumé:

L'impact de gouttes sur des surfaces est rencontré dans de nombreux procédés industriels et lors de processus naturels. L'étude de ce phénomène est fondamentale afin d'évaluer les sources potentielles de contamination dans le cas de scénarios de chutes de liquide sous forme de train de gouttes. Il y a très peu de données dans la littérature sur la mise en suspension dans le cas de l'impact de gouttes millimétriques. Le but de nos travaux est d'étudier expérimentalement l'émission de particules pendant l'impact de gouttes sur un film liquide. Des expériences ont été réalisées afin d'étudier l'influence de la vitesse d'impact et du diamètre des gouttes, de l'épaisseur du film liquide, de la tension de surface et de la viscosité du liquide sur la mise en suspension de microgouttelettes. Nos résultats, originaux, ont permis de valider l'utilisation de relations semi-empiriques déjà existantes, décrivant la transition entre les régimes de dépôt et d'éclaboussure, afin de déterminer la présence ou non de particules mises en suspension. Les microgouttelettes émises, de diamètre inférieur à cinquante micromètres, ont été caractérisées en termes de quantité et de distribution granulométrique. Nos résultats montrent l'influence combinée des paramètres étudiés sur la mise en suspension. Pour cette raison, il est intéressant d'utiliser les nombres adimensionnels, permettant de décrire le rapport entre les forces inertielles, de viscosité et de tension de surface, afin de comprendre physiquement la mise en suspension des particules.

Mots clés : impact, goutte, aérosol, mise en suspension, éclaboussure, film liquide, industrie nucléaire, particules.

Thesis title: STUDY OF AIRBORNE PARTICLES GENERATED BY THE IMPACT OF DROPLETS

Abstract :

A liquid droplet impinging onto surfaces occurs in many industrial and natural processes. The study of this phenomenon is fundamental in order to determine the potential sources of contamination in the case of scenarios of liquid falls such as dripping. There are very few data in the literature in the case of the impact of millimeter-size droplets. The purpose of our work is to study experimentally the particle emission during the impact of droplets onto a liquid film. Experiments were conducted to study the influence of the velocity and the diameter of the droplets, the height of the liquid film, the surface tension and viscosity of the liquid on the airborne particles. Our results, original, have made it possible to examine the relevance of existing relations, describing the transition between deposition and splash regimes, in order to determine the presence or not of airborne particles. The microdroplets produced, with diameters less than fifty micrometers, are characterised in terms of total mass and size distribution. Our results also show the influence of a combination of several factors on the production of airborne particles. For this reason, it is interesting to use dimensionless numbers, to describe the relationship between the inertial, viscosity and surface tension forces, in order to understand physically the emission of airborne particles.

Keywords: impact, droplet, aerosol, airborne particles, splash, liquid film, nuclear facilities.