



LABORATOIRE
PLURIDISCIPLINAIRE DE
CRIMINALISTIQUE

**Concepts fondamentaux en morphoanalyse
des traces de sang :
Balistique extérieure et terminale**

Par Dr. Guillaume BOUDARHAM

Mai 2019

SOMMAIRE

Partie 1. Introduction générale.....	3
I. La morphoanalyse des traces de sang (adapté d'un cours de l'IRCGN)	4
I.1. Définition générale	4
I.2. Objectifs	4
I.3. Saisines.....	5
Partie 2. Cadre théorique	6
I. Nombres sans dimension.....	6
I.1. Le nombre de Reynolds	6
I.2. Le nombre de Weber	7
I.3. Le nombre de Froude.....	8
Partie 3. Trajectoires aériennes des gouttes de sang.....	10
I.1. Définitions.....	10
I.2. Reconstruction des trajectoires aériennes des gouttes de sang	11
I.3. Equations décrivant les trajectoires aériennes des gouttes de sang.....	13
Ecoulement de Stokes	16
Ecoulement de Newton	18
Ecoulement de Von Allen.....	19
Ecoulement de Lavernia	21
Partie 4. Impacts de gouttes de sang.....	25
I. Impacts de gouttes en incidence normale.....	25
I.1. Modèle de Madejski (1976)	26
I.2. Modèle de Bennett (1993).....	27
I.3. Modèle de Clanet (2004)	28
I.4. Modèle de Nick Laan (2014)	32
II. Étude des splash en incidence normale.....	34
II.1. Seuil de splash.....	36
III. Impacts de gouttes en incidence oblique	37
Conclusion.....	40
Bibliographie	41

PARTIE 1 : INTRODUCTION GENERALE

Un des objectifs de la **morphoanalyse des traces de sang** est de renseigner sur ce qui s'est passé et de définir la situation et les circonstances d'événements sanglants, en essayant de répondre aux questions « où ? », « quand ? », « comment ? » [1]. Pour répondre à la question « comment ? », le morphoanalyste peut examiner les dimensions des traces de sang, leur aspect et leur répartition générale sur la scène de crime. Pour répondre à la question « quand ? », il peut examiner par exemple l'état d'avancement des diverses altérations physiologiques des traces de sang comme le séchage ou la coagulation [2], [3]. Pour répondre à la question « où ? », il peut déterminer où était située la victime sur les lieux au moment des événements sanglants mais aussi sa position (debout, assise, allongée...) en localisant la zone d'origine d'où ont été éjectées les gouttes à l'origine des traces observées sur les lieux.

Une première approche consiste à ne pas tenir compte de l'influence de la gravité et donc de supposer que les gouttes de sang décrivent en vol des trajectoires aériennes rectilignes [4] mais cela amène à surestimer la position verticale de la zone d'origine par rapport aux surfaces impactées. **Cependant, cette approche permet de localiser la zone de convergence des projections, c'est-à-dire la position en deux dimensions (plan noté usuellement Ox, Oy) de la zone d'origine des projections.** Pour localiser la zone d'origine des projections sur les lieux et ainsi avoir accès à la hauteur de la source de sang (selon l'axe noté Oz), il faudrait prendre en compte l'influence de la gravité et de la résistance de l'air sur les gouttes de sang projetées et donc considérer que celles-ci décrivent en vol des quasi-paraboles ou des paraboles (si la résistance de l'air est négligée) [5]. Comme nous le verrons plus loin, pour reconstruire ces trajectoires, il est nécessaire de déterminer l'angle d'impact des gouttes de sang mais aussi leur vitesse d'impact, c'est-à-dire la vitesse à laquelle ces gouttes ont impacté les surfaces. Ce paramètre est le plus difficile à déterminer et peut être obtenu en théorie à partir des dimensions des traces de sang et du nombre de corrugations (épines périphériques) formées autour des traces [6]. En pratique, les opérations décrites précédemment peuvent être difficiles, voire impossibles à mettre en œuvre par les morphoanalystes (nature des surfaces impactées inconnues, complexité des faits...). De nombreux scientifiques ont proposé divers modèles prédisant des relations mathématiques entre la vitesse d'impact de gouttes liquides et les dimensions des traces laissées sur les surfaces impactées [7], [8], [9], [10], [54]. Ces modèles qui sont fondés sur des arguments physiques différents donnent généralement

des relations différentes qui dépendent du régime considéré : visqueux ou capillaire. Il ne semble pas y avoir de consensus très net dans la communauté scientifique notamment à haute vitesse quant à l'utilisation de telle ou telle relation dans les cas pratiques.

Dans la plupart des travaux consacrés aux impacts de gouttes, divers fluides de viscosités différentes sont utilisés et souvent les impacts sont réalisés en laboratoire sur des surfaces idéales. Pour prétendre à de réelles applications en morphoanalyse des traces de sang, il semble difficile de généraliser sans prudence les résultats précédents établis dans des situations très particulières et contrôlées, aux surfaces plus complexes pouvant se trouver sur une scène de crime sanglante et dont les propriétés physiques et les inhomogénéités de surface (présence de graisse...) sont souvent inconnues et pouvant dépendre localement de la zone impactée. Ces expériences ont cependant permis de mieux appréhender les mécanismes physiques fondamentaux mis en jeu lors d'un impact (étalement et rétraction d'une goutte, splash...) et de préciser l'influence des propriétés des surfaces impactées (rugosité, élasticité...) sur ces mécanismes [4], [11], [12].

I. La morphoanalyse des traces de sang (source : IRCGN)

I.1. Définition générale

La morphoanalyse des traces de sang est l'étude des caractéristiques morphologiques des traces de sang afin de déterminer le mécanisme le plus probable à l'origine des traces constatées sur une scène de crime sanglante.

I.2. Objectifs

Elle a pour objectif principal de renseigner sur ce qui s'est passé et de définir la situation et les circonstances d'un événement sanglant

- en déterminant lorsque cela est possible :
 - le scénario le plus probable à l'origine des traces de sang constatées ;
 - le nombre minimum de coups portés ;
 - le type d'arme utilisé (arme blanche, arme à feu...) ;
 - le nombre de manipulations d'objets ensanglantés ;

- la chronologie des événements sanglants ;
 - la position relative des protagonistes pendant les faits (victime(s), agresseur(s)...) ;
 - la ou les zone(s) de commission des faits ;
-
- en analysant la répartition générale des traces de sang, leur forme individuelle (circulaire ou elliptique) et leurs caractéristiques (bords réguliers, présence d'épines périphériques, traces satellites...) ;
 - en confirmant ou pas un témoignage ;
 - en mettant en évidence des traces de sang latentes afin d'en préparer le prélèvement en vue de faire des examens complémentaires (ADN...)...

I.3. Saisines

Le morphoanalyste peut intervenir lors de tous types de faits dès lors qu'il y a du sang, dans le cadre d'une enquête préliminaire (article 77-1 du CPP) ou de l'ouverture d'une information judiciaire (article 156 et suivants du CPP). Il intervient sur une scène de crime ou de délit actuelle ou ancienne en se déplaçant si possible sur les lieux ou sur examen de dossiers photos. Tout élément lié à la scène d'infraction peut être examiné : murs, sol, plafond, objets ensanglantés (vêtements, armes...), cadavres, *etc.*

PARTIE 2 : CADRE THEORIQUE

I. Nombres sans dimension

Nous allons présenter ici les principaux nombres sans dimension qui sont largement utilisés en mécanique des fluides pour caractériser différents régimes d'écoulement dans diverses configurations expérimentales. Cette section est en fait très générale car elle concerne n'importe quel type d'écoulement et fluide de sorte que les expressions obtenues pourront être utilisées plus loin pour décrire des impacts de gouttes de sang et donner les principaux outils pour résoudre le problème difficile de la reconstruction des trajectoires aériennes des gouttes de sang.

I.1. Le nombre de Reynolds

Dans un écoulement quelconque de fluide (transport, impact, étalement...), les deux mécanismes de transport de la quantité de mouvement (convectif et diffusif) existent en même temps mais selon la vitesse et les dimensions caractéristiques de cet écoulement, ils n'auront pas le même ordre de grandeur :

- **convection** : le flux de la quantité de mouvement associé à la convection est de l'ordre de ρU^2 où ρ (kg m^{-3}) est la masse volumique du fluide et U (m s^{-1}) est la vitesse caractéristique de l'écoulement ;
- **diffusion** : le flux de la quantité de mouvement associé à la diffusion est de l'ordre de $\eta U/L$ où η (Pa.s) est la viscosité dynamique du fluide et L (m) est une longueur caractéristique de l'écoulement.

On peut alors former le rapport sans dimension [13] :

$$\frac{\text{flux convectif de la quantité de mouvement}}{\text{flux diffusif de la quantité de mouvement}} = \frac{\rho U^2}{\frac{\eta U}{L}} = \frac{\rho U L}{\eta} = \frac{U L}{\nu} = \text{Re} \quad (1)$$

où $\nu = \eta/\rho$ ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$) est la viscosité cinématique du fluide.

Ce nombre sans dimension s'appelle le **nombre de Reynolds** (noté Re) et caractérise l'importance relative du transport de quantité de mouvement par diffusion et par convection. Il est également utile et plus intuitif de considérer le nombre de Reynolds comme le rapport entre les forces inertielles et les forces visqueuses [13] :

$$\frac{\text{forces inertielles}}{\text{forces visqueuses}} = \frac{UL}{\nu} = Re \quad (2)$$

Dans un écoulement à petit nombre de Reynolds, les forces visqueuses et le transport diffusif associé sont dominants. Conformément à l'expression de Re , ces écoulements seront observés aux basses vitesses et/ou dans des systèmes de très petite taille ou encore pour des fluides très visqueux dans lesquels les forces de frottement entre les couches sont importantes. Il s'agit en général d'écoulements très stables, aux profils bien définis. Au contraire, dans les écoulements à grand nombre de Reynolds, le transport de quantité de mouvement par convection est dominant. Les écoulements correspondants sont beaucoup moins stables et sont observés aux grandes vitesses, dans des fluides peu visqueux et/ou dans des systèmes de grande taille [13].

Comme nous le verrons plus loin, le nombre de Reynolds peut servir également à exprimer la force de frottement exercée par l'air sur une goutte supposée rigide se déplaçant dans l'air [14]. Cette force peut en effet s'écrire d'une manière générale : $\vec{f} = -\frac{1}{2} C_x \pi R^2 \rho_a v \vec{v}$ où C_x est un coefficient appelé « coefficient de traînée », R est le rayon de la goutte, ρ_a est la masse volumique de l'air (ou plus généralement du fluide dans lequel se déplace la goutte), v est l'intensité de la vitesse de la goutte et $\vec{v}$ son vecteur vitesse. En morphoanalyse des traces de sang, il a été montré par Lavernia *et al* [15] que la meilleure expression du coefficient de traînée est $C_x = 0.28 + 6/Re^{0.5} + 21/Re$ (pour $0.1 \leq Re \leq 4\,000$) où $Re = 2R\rho_a v/\eta_a$ avec η_a est la viscosité dynamique de l'air.

I.2. Le nombre de Weber

Le nombre de Weber (noté We) est un nombre sans dimension utilisé pour caractériser l'écoulement d'un fluide à l'interface d'un système multiphasique. Il est égal au rapport entre les forces inertielles et les forces de tension de surface :

$$\frac{\text{forces inertielles}}{\text{forces de tension de surface}} = \frac{\rho U^2 L}{\sigma} = We \quad (3)$$

où σ (N m^{-1}) est le coefficient de tension superficielle du fluide [13].

Le nombre de Weber est principalement utilisé pour l'étude d'un écoulement film et pour caractériser la formation de gouttes, de bulles ou la rupture d'un jet liquide. Si une goutte a un nombre de Weber élevé, les effets inertiels seront importants par rapport à la tension de surface et la goutte ne sera pas stable. La goutte se désagrègera alors en plusieurs petites gouttes lors d'un impact par exemple. En vol, les gouttes pourront également se désagréger si la résistance de l'air est supérieure à la tension de surface, ce qui peut compliquer la reconstruction des trajectoires aériennes de gouttes de sang en morphoanalyse. Plus le volume de la goutte est important et sa vitesse élevée, plus les chances que la goutte se désagrège en petites gouttes sont élevées.

Pour évaluer cette possibilité, l'intensité de la résistance de l'air peut être comparée avec celle de la tension de surface de la goutte. Cette comparaison est exprimée à l'aide du nombre de Weber [16] : $We = \rho_a v^2 d / \sigma$ où ρ_a est la masse volumique de l'air, v la vitesse maximale de la goutte, d son diamètre et σ le coefficient de tension superficielle. Si $We < 1$, la goutte voyagera dans l'air sans se désagréger car alors la tension de surface l'emportera sur la résistance de l'air assurant ainsi sa stabilité. Si $We > 1$, la goutte va se déformer et pour les plus grandes valeurs de We , la déformation sera si importante que la goutte se désagrègera en plus petites gouttes car alors la résistance de l'air sera très supérieure à la tension de surface de la goutte [14].

I.3. Le nombre de Froude

Le nombre de Froude (noté Fr) est un nombre sans dimension qui est égal au rapport entre l'énergie cinétique des « particules de fluide » contenues dans le fluide et leur énergie potentielle de pesanteur :

$$\frac{\text{énergie cinétique}}{\text{énergie potentielle de pesanteur}} = \frac{U^2}{gL} = Fr \quad (4)$$

où $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$ est l'accélération de la pesanteur.

Contrairement aux nombres de Reynolds et de Weber, le nombre de Froude est indépendant des propriétés rhéologiques du fluide. Pour des impacts de gouttes de sang de dimension caractéristique $L \approx 1-5 \text{ mm}$ et de vitesse d'impact $U \approx 1-10 \text{ m/s}$, on obtient $Fr \approx 10-10^4$, c'est-à-dire que : énergie cinétique $\gg$ énergie potentielle de pesanteur si bien qu'au moment de l'impact, l'influence de la gravité pourra être négligée à l'échelle de la goutte.

PARTIE 3 : TRAJECTOIRE AERIENNE DES GOUTTES DE SANG

Un des objectifs de la morphoanalyse des traces de sang est de situer la victime sur les lieux au moment des événements sanglants mais aussi, lorsque cela est possible, de préciser la position dans laquelle elle était (debout, assise, allongée...) en localisant la source d'où ont été éjectées les gouttes de sang à l'origine des traces observées sur les lieux (voir plus loin). Pour cela, le morphoanalyste doit en toute rigueur reconstruire les trajectoires aériennes des gouttes de sang en utilisant un modèle mathématiques précis fondé sur les lois de la physique et en exploitant les caractéristiques morphologiques des traces de sang présentes sur les lieux.

I.1. Définitions

La **zone d'origine** est la région de l'espace où se trouvait la source de sang (blessure...) au moment où les gouttes de sang ont été éjectées. La **zone de convergence** est la représentation en deux dimensions de la zone d'origine des projections [14]. Cette surface contient les intersections des grands axes des traces de sang elliptiques laissées sur la surface impactée (voir Figure 1).

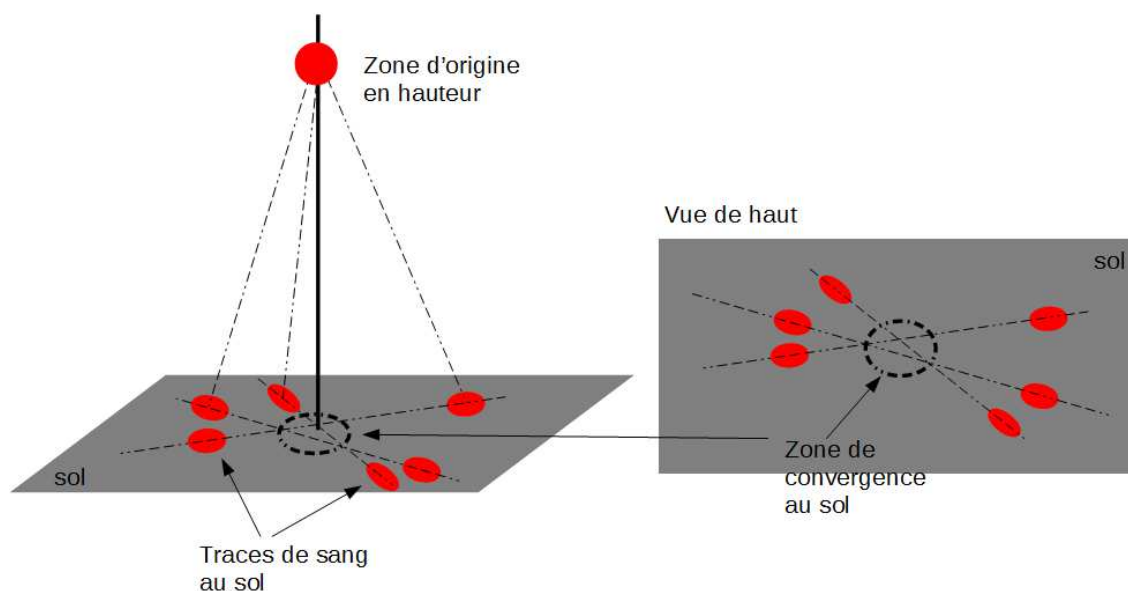


Figure 1 : Définitions des zones de convergence et d'origine.

I.2. Reconstruction des trajectoires aériennes des gouttes de sang

En 1895, le médecin légiste polonais Eduard Piotrowski décrit dans ses travaux la répartition générale des traces de sang créées en frappant une flaque de sang et un lapin respectivement avec un marteau et une hache (ses travaux sont reproduits et commentés dans [20]). Il a observé que l'orientation des traces de sang peut indiquer l'origine des projections. E. Piotrowski et V. Balthazard *et al* [20], [21] indiquent dans leurs travaux que les trajectoires aériennes des gouttes de sang ne sont pas rectilignes. Ces gouttes sont en effet influencées par la gravité et la résistance de l'air et décrivent plutôt en vol des trajectoires paraboliques ou quasi-paraboliques. Une première approche est de supposer que les gouttes de sang projetées à la suite d'un événement sanglant ont des trajectoires aériennes rectilignes (voir Figure 2 (a) - ligne discontinue rouge) [4]. Diverses techniques non informatiques comme la *méthode des ficelles* sont utilisées sur les scènes de crime depuis les années 50 pour reconstruire les trajectoires aériennes des gouttes de sang et déterminer la zone de convergence. D'autres techniques informatiques comme *l'analyse directionnelle*¹ ont ensuite été implémentées et utilisées en routine sur le terrain² [22], [23] : *Back Track Suite* ou *HemoSpat*. Depuis peu, le *scanner 3D* (société FARO) peut être utilisé pour numériser une scène de crime (fixation des lieux) afin d'exploiter les images de points créées et déterminer la zone d'origine des projections.

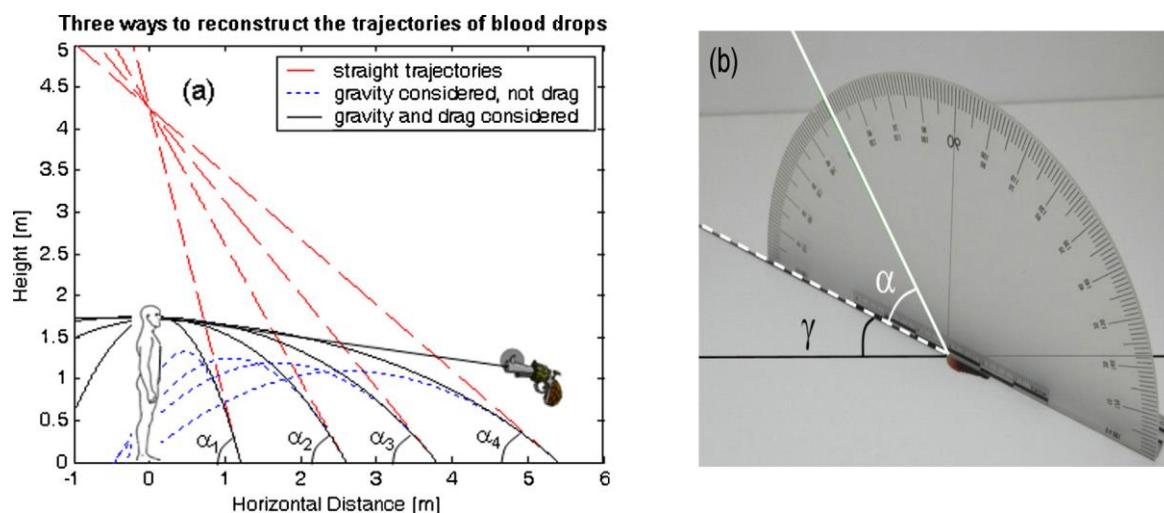


Figure 2 : (a) Reconstruction des trajectoires de gouttes de sang en utilisant des trajectoires rectilignes (rouge) ou incurvées en tenant compte ou pas de la résistance de l'air (noir et bleu). (b) Définition de l'angle d'impact α et de l'angle directionnel γ .

¹ Dans cette approche, il est seulement nécessaire de connaître la position, la forme et la direction des traces de sang.

² D'autres méthodes utilisées sont décrites dans [14].

Après avoir déterminé la zone de convergence à partir de la direction des traces de sang, la zone d'origine peut être localisée en utilisant l'angle d'impact α , qui est l'angle aigu ($\alpha < 90^\circ$) selon lequel la goutte de sang a impacté la surface (voir Figure 2 (b)) [14]. Cet angle peut être calculé à partir des dimensions des traces de sang en utilisant la relation trigonométrique : $\sin \alpha = W/L$ où W et L désignent respectivement le petit et le grand axe de l'ellipse qui s'ajuste au mieux à la trace de sang (voir Figure 3). Les longueurs de ces axes peuvent être déterminées en utilisant un logiciel de traitement d'image dédié.

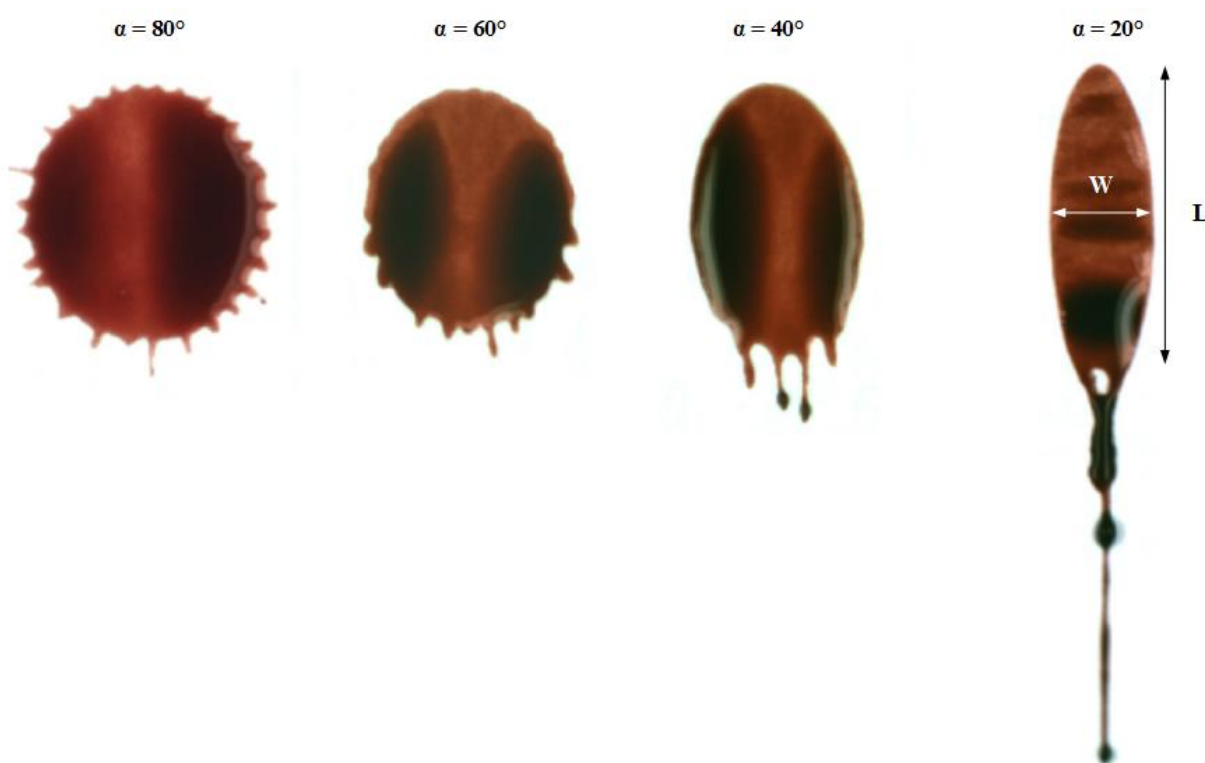


Figure 3 : Morphologie des traces de sang pour différents angles d'impact ($\alpha = 20^\circ - 80^\circ$) et définitions du petit axe W et du grand axe L d'une trace de sang.

La zone d'intersection entre la verticale du lieu passant par la zone de convergence³ et la droite passant par le centre de la trace considérée et formant l'angle α avec la surface impactée donnera la position de la zone d'origine des projections (voir Figure 2 (a)). Sur la Figure 2 (a), la position réelle de la source de sang (zone d'origine) est située à 1.95 m au-dessus du sol. En supposant que les gouttes de sang projetées ont des trajectoires aériennes rectilignes, on trouverait à partir de l'angle d'impact que cette zone est située à 4 m au-dessus du sol, ce qui est très surestimé par rapport à sa position réelle. Afin d'améliorer la localisation de la

³ On suppose ici que la zone de convergence et la trace de sang étudiée sont situées au sol. La zone d'origine est quant à elle située au-dessus du sol.

zone d'origine, il faut prendre en compte en toute rigueur l'influence de la gravité (qui a pour effet de courber les trajectoires) et de la résistance de l'air sur les gouttes de sang projetées.

I.3. Equations décrivant les trajectoires aériennes des gouttes de sang

On va supposer ici que les trajectoires des gouttes de sang projetées sont décrites par le principe fondamental de la dynamique appliqué à une sphère rigide en négligeant donc quelques facteurs comme l'oscillation des gouttes... Dans la suite les trajectoires seront décrites dans le référentiel terrestre muni d'un repère cartésien orthonormé direct ($O, \hat{e}_x, \hat{e}_y, \hat{e}_z$). Nous allons supposer qu'à l'instant initial, le vecteur vitesse $\vec{v}_i$ de la goutte fait un angle α_i par rapport à l'horizontal ($v_{xi} = v_i \cos \alpha_i$ et $v_{zi} = v_i \sin \alpha_i$) et que la goutte est éjectée d'un point de coordonnées (x_i, z_i) avec $y_i = 0$ (voir inset Figure 4).

I.3.1. Modélisation sans tenir compte de la résistance de l'air

La goutte est soumise uniquement à son poids et le principe fondamental de la dynamique s'écrit :

$$m\vec{g} = m\vec{a} \rightarrow \vec{a} = \vec{g} \quad (5)$$

A partir des composantes de l'accélération de la goutte, on obtient par intégrations successives par rapport au temps t celles de sa vitesse et de sa position :

$$\vec{a} : \begin{cases} a_x = 0 \\ a_z = -g \end{cases} \rightarrow \vec{v} : \begin{cases} v_x = v_i \cos \alpha_i \\ v_z = -gt + v_i \sin \alpha_i \end{cases} \rightarrow \vec{r} : \begin{cases} x = v_i \cos \alpha_i t + x_i \\ z = -\frac{1}{2}gt^2 + v_i \sin \alpha_i t + z_i \end{cases}$$

En utilisant le fait que $t = (x - x_i)/(v_i \cos \alpha_i)$ afin d'éliminer le temps dans l'expression de z , on obtient l'équation qui décrit la trajectoire aérienne de la goutte :

$$z = z_i - \frac{1}{2}g \frac{(x - x_i)^2}{v_i^2 (\cos \alpha_i)^2} + (x - x_i) \tan \alpha_i \quad (6)$$

L'équation (6) montre que la trajectoire de la goutte est **parabolique**. En imposant $x = x_f$ et $z = z_f$ (position finale de la trace) dans l'expression (6) puis en utilisant le fait que $v_i \cos \alpha_i = v_f \cos \alpha_f$ et $-v_f \sin \alpha_f = -gt_f + v_i \sin \alpha_i$

(t_f est l'instant où $x = x_f$ et $z = z_f$) afin d'éliminer la vitesse initiale et l'angle initial, on obtient après quelques manipulations algébriques [24] :

$$z_i = z_f + (x_f - x_i) \tan \alpha_f - \frac{1}{2} g \frac{(x_f - x_i)^2}{v_f^2 (\cos \alpha_f)^2} \quad (7)$$

L'expression (7) montre que pour déterminer l'altitude initiale de la goutte de sang z_i (zone d'origine), il faut connaître l'altitude de la trace après impact z_f , la distance dans le plan horizontal entre la source et la trace de sang ($x_f - x_i$), l'angle d'impact α_f et la vitesse d'impact v_f . L'altitude de la trace z_f peut être relevée sur les lieux. La distance horizontale ($x_f - x_i$) qui correspond à la distance entre la zone de convergence et la trace peut être déterminée à partir de la direction des traces elliptiques. L'angle d'impact peut être déterminé à partir du rapport entre le petit et le grand axe des traces elliptiques : $\sin \alpha_f = W/L$ (voir Figure 3). La vitesse d'impact est le paramètre le plus difficile à déterminer qui peut être obtenu en théorie à partir d'un modèle mathématiques précis fondé sur les lois de la physique et en exploitant la morphologie des traces de sang (voir partie 4).

Si la gravité n'est pas prise en compte ($g = 0$), l'équation (7) montre que la trajectoire de la goutte de sang est rectiligne. En effet, cette expression se simplifie alors et devient :

$$z_i = z_f + (x_f - x_i) \tan \alpha_f \quad (8)$$

En négligeant la gravité, on remarque que cela revient formellement à annuler le terme négatif proportionnel à $(x_f - x_i)^2$ apparaissant dans l'équation (7). Cela implique que pour déterminer la hauteur de la zone d'origine z_i , il n'y a alors plus besoin de connaître la vitesse d'impact. Cependant, il sera nécessaire de déterminer l'altitude de la trace (z_f), l'angle d'impact (α_f) et la distance entre la zone de convergence et la trace ($x_f - x_i$).

Comme nous l'avons vu plus haut, la zone d'intersection entre la verticale du lieu passant par la zone de convergence et la droite passant par le centre de la trace de sang utilisée et formant un angle α_f avec la surface impactée, c'est-à-dire la droite d'équation $z = z_f + (x_f - x) \tan \alpha_f$ permettra de localiser la zone d'origine des projections mais son altitude sera surestimée par rapport à sa position réelle (voir Figure 2 (a)). Si la gravité est prise en compte (mais en négligeant la résistance de l'air), la même méthode peut être utilisée mais après avoir déterminé l'angle et la vitesse d'impact, la droite précédente devra être remplacée par la parabole d'équation : $z = z_f + (x_f - x) \tan \alpha_f - 1/2 g (x_f - x)^2 / (v_f^2 \cos^2 \alpha_f)$.

Notons enfin que pour déterminer la zone de convergence, il faut s'assurer au préalable que toutes les traces utilisées proviennent bien de la même source ce qui peut être compliqué dans le cas où par exemple différents types de traces se superposent ou s'il y a eu au moment des événements sanglants plusieurs sources de sang.

I.3.2. Modélisations en tenant compte de la résistance de l'air

Dans cette section, on va tenir compte de la résistance de l'air en considérant différents modèles pour représenter la force de frottement de l'air sur la goutte. D'une manière générale, cette force peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{f} = -\frac{1}{2} C_x \pi R^2 \rho_a v \vec{v} \quad (9)$$

où $\rho_a = 1.225 \text{ kg m}^{-3}$ est la masse volumique de l'air, R est le rayon de la goutte, $\vec{v}$ est sa vitesse et C_x est un coefficient positif appelé « coefficient de traînée » et que l'on va expliciter dans la suite.

Remarque : la présence du signe - dans l'expression précédente traduit le fait que la force de frottement est à chaque instant opposée à la vitesse.

▪ Ecoulement de Stokes

Lorsque $Re < 1$, on peut montrer que $C_x = 24/Re$ où $Re = \rho_a v d / \eta_a$ est le nombre de Reynolds, ce qui donne [13] :

$$\vec{f} = -\frac{1}{2} \pi R^2 \rho_a \left(\frac{24}{Re} \right) v \vec{v} = -\frac{1}{2} \frac{24}{\frac{\rho_a v d}{\eta_a}} \pi R^2 \rho_a v \vec{v} = -6 \pi R \eta_a \vec{v} \quad (10)$$

où $\eta_a = 1.8 \cdot 10^{-5} \text{ Pa.s}$ est la viscosité dynamique de l'air.

Le principe fondamental de la dynamique s'écrit :

$$m \vec{g} - 6 \pi R \eta_a \vec{v} = m \vec{a} \rightarrow \vec{g} - \frac{6 \pi R \eta_a}{m} \vec{v} = \vec{a} \quad (11)$$

où $m = \rho_s \frac{4}{3} \pi R^3$ est la masse de la goutte et ρ_s la masse volumique du sang.

$$\text{Posons } k = \frac{6 \pi R \eta_a}{m} = \frac{9 \eta_a}{2 R^2 \rho_s}$$

On obtient :

$$\vec{a} = \vec{g} - k \vec{v} \quad (12)$$

En projetant cette relation vectorielle dans la base utilisée, on obtient les deux équations différentielles suivantes (un point au-dessus d'une variable signifie « dérivée par rapport au temps » d/dt) :

$$\begin{cases} \ddot{x} + k \dot{x} = 0 \\ \ddot{z} + k \dot{z} = -g \end{cases} \quad (13)$$

Résolution de la première équation différentielle : $\ddot{x} + k \dot{x} = 0$

La solution générale de cette équation s'écrit : $\dot{x} = v_x(t) = A e^{-kt}$ où A est une constante d'intégration.

A $t = 0$, $v_x(t = 0) = \dot{x}(t = 0) = v_i \cos \alpha_i$ d'où $A = v_i \cos \alpha_i$ et $v_x(t) = \dot{x} = v_i \cos \alpha_i e^{-kt}$.

En intégrant la solution précédente par rapport au temps, on obtient : $x(t) = -\frac{v_i \cos \alpha_i}{k} e^{-kt} + B$ où B est une constante d'intégration.

A $t = 0$, $x(t = 0) = x_i$ d'où $B = x_i + \frac{v_i \cos \alpha_i}{k}$ et $x(t) = x_i + \frac{v_i \cos \alpha_i}{k} (1 - e^{-kt})$ (14)

Résolution de la seconde équation différentielle : $\ddot{z} + k \dot{z} = -g$

La solution générale de cette équation est la somme d'une solution particulière de cette équation et de la solution générale de cette équation sans second membre :

- une solution particulière de cette équation est : $\dot{z}_p = -\frac{g}{k}$.

- la solution générale de cette équation sans second membre s'écrit : $\dot{z}_0 = C e^{-kt}$ où C est une constante d'intégration.

On a donc $v_z(t) = \dot{z} = C e^{-kt} - \frac{g}{k}$.

A $t = 0$, $v_z(t = 0) = \dot{z}(t = 0) = v_i \sin \alpha_i$ d'où $C = v_i \sin \alpha_i + \frac{g}{k}$ et $v_z(t) = \dot{z} = \left(v_i \sin \alpha_i + \frac{g}{k}\right) e^{-kt} - \frac{g}{k}$

En intégrant la solution précédente par rapport au temps, on obtient : $z(t) = -\frac{1}{k} \left(v_i \sin \alpha_i + \frac{g}{k}\right) e^{-kt} - \frac{g}{k} t + D$ où D est une constante d'intégration.

A $t = 0$, $z(t = 0) = z_i$ d'où $D = z_i + \frac{1}{k} \left(v_i \sin \alpha_i + \frac{g}{k}\right)$ et $z(t) = z_i + \frac{1}{k} \left(v_i \sin \alpha_i + \frac{g}{k}\right) (1 - e^{-kt}) - \frac{g}{k} t$.

Détermination de l'équation de la trajectoire

D'après (14), on a : $1 - e^{-kt} = \frac{k(x-x_i)}{v_i \cos \alpha_i}$ et $t = -\frac{1}{k} \ln \left[1 - \frac{k(x-x_i)}{v_i \cos \alpha_i}\right]$ (15)

En injectant ces deux expressions dans l'équation horaire $z(t)$, on obtient l'équation de la trajectoire après quelques manipulations algébriques :

$$z = z_i + \left(\tan \alpha_i + \frac{g}{k v_i \cos \alpha_i} \right) (x - x_i) + \frac{g}{k^2} \ln \left[1 - \frac{k(x - x_i)}{v_i \cos \alpha_i} \right] \quad (16)$$

En posant $\tau = 1/k$ (constante de temps), on obtient finalement :

- Expression de v_x en fonction du temps : $v_x(t) = v_i \cos \alpha_i e^{-t/\tau} \quad (17)$
- Expression de v_z en fonction du temps : $v_z(t) = (v_i \sin \alpha_i + g \tau) e^{-t/\tau} - g \tau \quad (18)$
- Equation de la trajectoire : $z = z_i + \left(\tan \alpha_i + \frac{g \tau}{v_i \cos \alpha_i} \right) (x - x_i) + g \tau^2 \ln \left[1 - \frac{(x - x_i)}{\tau v_i \cos \alpha_i} \right] \quad (19)$

Expression de la vitesse limite

La vitesse limite de la goutte est atteinte en théorie lorsque $t \rightarrow +\infty$, ce qui donne :

$$v_{x,\text{lim}} = 0 \text{ et } v_{z,\text{lim}} = -g \tau = -\frac{g}{k} = -\frac{2g R^2 \rho_s}{9 \eta_a} \text{ c'est-à-dire en norme : } v_{\text{lim}} = \frac{2g R^2 \rho_s}{9 \eta_a} \quad (20)$$

Cette expression aurait pu être trouvée aussi plus rapidement à partir de (13) en posant $\ddot{x} = \ddot{z} = 0$ puisque l'accélération est nulle lorsque la vitesse limite est atteinte.

▪ Ecoulement de Newton

Lorsque $10^3 < Re < 5 \cdot 10^5$, on peut montrer que pour une goutte de forme sphérique $C_x = 0.44$, ce qui donne :

$$\vec{f} = -0.22 \pi R^2 \rho_a v \vec{v} \quad (21)$$

Le principe fondamental de la dynamique s'écrit :

$$m\vec{g} - 0.22 \pi R^2 \rho_a v \vec{v} = m \vec{a} \rightarrow \vec{g} - \frac{0.22 \pi R^2 \rho_a}{m} v \vec{v} = \vec{a} \quad (22)$$

Posons $k = \frac{0.22 \pi R^2 \rho_a}{m} = \frac{0.165 \rho_a}{R \rho_s}$

On obtient :

$$\vec{a} = \vec{g} - k v \vec{v} \quad (23)$$

En projetant cette relation vectorielle dans la base utilisée, on obtient le système de deux équations différentielles couplées suivant :

$$\begin{cases} \ddot{x} + k \dot{x} \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{z}^2} = 0 \\ \ddot{z} + k \dot{z} \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{z}^2} = -g \end{cases} \quad (24)$$

Ce système a été résolu numériquement et la représentation graphique de la trajectoire $z(x)$ obtenue est montrée en Figure 4.

Expression de la vitesse limite

La vitesse limite est obtenue en imposant $\ddot{x} = \ddot{z} = 0$ dans les deux équations précédentes :

- en utilisant la première équation, on trouve : $v_{x,lim} = \dot{x} = 0$

- en utilisant ensuite la seconde équation, on trouve : $v_{z,lim} = \dot{z} = -\sqrt{\frac{g}{k}} = -\sqrt{\frac{R g \rho_s}{0.165 \rho_a}}$

c'est-à-dire en norme : $v_{lim} = \sqrt{\frac{R g \rho_s}{0.165 \rho_a}} \quad (25)$

▪ Ecoulement de Von Allen

Lorsque $1 < Re < 10^3$, on peut montrer que $C_x = \frac{18.5}{Re^{0.6}}$, ce qui donne :

$$\vec{f} = -\frac{1}{2}\pi R^2 \rho_a \left(\frac{18.5}{Re^{0.6}}\right) v \vec{v} = -\frac{18.5}{2}\pi R^2 \rho_a \left(\frac{2R\rho_a}{\eta_a}\right)^{-0.6} v^{0.4} \vec{v} \quad (26)$$

Le principe fondamental de la dynamique s'écrit :

$$m\vec{g} - \frac{18.5}{2}\pi R^2 \rho_a \left(\frac{2R\rho_a}{\eta_a}\right)^{-0.6} v^{0.4} \vec{v} = m \vec{a} \quad (27)$$

soit

$$\vec{a} = \vec{g} - \frac{18.5}{2} \frac{\pi R^2 \rho_a}{m} \left(\frac{2R\rho_a}{\eta_a}\right)^{-0.6} v^{0.4} \vec{v} \quad (28)$$

Posons $k = \frac{18.5}{2} \frac{\pi R^2 \rho_a}{m} \left(\frac{2R\rho_a}{\eta_a}\right)^{-0.6} = \frac{55.5 \rho_a}{8R\rho_s} \left(\frac{2R\rho_a}{\eta_a}\right)^{-0.6}$

On obtient :

$$\vec{a} = \vec{g} - k v^{0.4} \vec{v} \quad (29)$$

En projetant cette relation vectorielle dans la base utilisée, on obtient le système de deux équations différentielles couplées suivant :

$$\begin{cases} \ddot{x} + k (\dot{x}^2 + \dot{z}^2)^{0.2} \dot{x} = 0 \\ \ddot{z} + k (\dot{x}^2 + \dot{z}^2)^{0.2} \dot{z} = -g \end{cases} \quad (30)$$

Ce système a été résolu numériquement et la représentation graphique de la trajectoire $z(x)$ obtenue est montrée en Figure 4.

Expression de la vitesse limite

La vitesse limite est obtenue en imposant $\ddot{x} = \ddot{z} = 0$ dans les deux équations précédentes :

- en utilisant la première équation, on trouve : $v_{x,\text{lim}} = \dot{x} = 0$

- en utilisant ensuite la seconde équation, on trouve : $v_{z,\text{lim}} = \dot{z} = -\left(\frac{g}{k}\right)^{-1.4}$

c'est-à-dire en norme : $v_{\text{lim}} = \left(\frac{g}{k}\right)^{-1.4}$ où $k = \frac{55.5 \rho_a}{8R\rho_s} \left(\frac{2R\rho_a}{\eta_a}\right)^{-0.6}$ (31)

▪ Ecoulement de Lavernia

Lorsque $0.1 < Re < 4\,000$, Lavernia et al ont montré qu'en morphoanalyse des traces de sang, la meilleure expression du coefficient de traînée est $C_x = 0.28 + \frac{6}{Re^{0.5}} + \frac{21}{Re}$ [15] ce qui donne :

$$\vec{f} = -\frac{1}{2}\pi R^2\rho_a \left(0.28 + \frac{6}{Re^{0.5}} + \frac{21}{Re}\right) v \vec{v} \quad (32)$$

soit

$$\vec{f} = -\frac{1}{2}\pi R^2\rho_a \left[0.28 + 6\left(\frac{2R\rho_a}{\eta_a}\right)^{-0.5} v^{-0.5} + 21\left(\frac{2R\rho_a}{\eta_a}\right)^{-1} v^{-1}\right] v \vec{v} \quad (33)$$

Le principe fondamental de la dynamique s'écrit :

$$m\vec{g} - \frac{1}{2}\pi R^2\rho_a \left[0.28 + 6\left(\frac{2R\rho_a}{\eta_a}\right)^{-0.5} v^{-0.5} + 21\left(\frac{2R\rho_a}{\eta_a}\right)^{-1} v^{-1}\right] v \vec{v} = m \vec{a} \quad (34)$$

soit

$$\vec{a} = \vec{g} - \frac{\pi R^2\rho_a}{2m} \left[0.28 + 6\left(\frac{2R\rho_a}{\eta_a}\right)^{-0.5} v^{-0.5} + 21\left(\frac{2R\rho_a}{\eta_a}\right)^{-1} v^{-1}\right] v \vec{v} \quad (35)$$

Posons $k_1 = 0.28 \frac{\pi R^2\rho_a}{2m}$ $k_2 = 6 \frac{\pi R^2\rho_a}{2m} \left(\frac{2R\rho_a}{\eta_a}\right)^{-0.5}$ et $k_3 = 21 \frac{\pi R^2\rho_a}{2m} \left(\frac{2R\rho_a}{\eta_a}\right)^{-1}$

On obtient :

$$\vec{a} = \vec{g} - (k_1 v + k_2 v^{0.5} + k_3) \vec{v} \quad (36)$$

En projetant cette relation vectorielle dans la base utilisée, on obtient le système de deux équations différentielles couplées suivant :

$$\begin{cases} \ddot{x} + [k_1(\dot{x}^2 + \dot{z}^2)^{0.5} + k_2(\dot{x}^2 + \dot{z}^2)^{0.25} + k_3] \dot{x} = 0 \\ \ddot{z} + [k_1(\dot{x}^2 + \dot{z}^2)^{0.5} + k_2(\dot{x}^2 + \dot{z}^2)^{0.25} + k_3] \dot{z} = -g \end{cases} \quad (37)$$

Ce système a été résolu numériquement et la représentation graphique de la trajectoire $z(x)$ obtenue est montrée en Figure 4.

Remarque : en présence de frottements, on a vu que lorsque la vitesse limite est atteinte on doit avoir nécessairement $v_{x,\text{lim}} = 0$, ce qui signifie que la composante du vecteur vitesse selon l'axe Ox (axe horizontal) est nulle, c'est-à-dire que le vecteur vitesse est vertical. Ce résultat était tout à fait prévisible puisque lorsque la vitesse limite est atteinte, l'accélération de la goutte est nulle et d'après le principe fondamental de la dynamique la somme vectorielle des forces extérieures s'exerçant sur la goutte est nulle, soit $m\vec{g} + \vec{f} = \vec{0}$ ou $\vec{f} = -m\vec{g}$. Lorsque la vitesse limite est atteinte, la force de frottement $\vec{f}$ a donc la même direction que $\vec{g}$, c'est-à-dire qu'elle est verticale et comme $\vec{f} \propto \vec{v}$ cela signifie aussi que $\vec{v}$ est vertical. Ce résultat implique qu'une trace de sang formée sur une surface horizontale impactée par une goutte ayant atteint sa vitesse limite (angle d'impact = 90°) sera circulaire. Notons que lorsque la vitesse limite d'une goutte est atteinte avant l'impact, il n'est plus possible de reconstruire sa trajectoire aérienne.

Toutes les équations précédentes ont été résolues numériquement sous Matlab en utilisant la méthode de Runge-Kutta pour une goutte de sang de rayon $R = 1 \text{ mm}$, éjectée d'une hauteur de $h = 1.5 \text{ m}$ à une vitesse de $v_0 = 20 \text{ m s}^{-1}$ et selon un angle de $\alpha_0 = 45^\circ$ par rapport à l'horizontal. Nous constatons que les modèles de Newton et Lavernia donnent des résultats comparables. Les modèles de Newton, Lavernia et Von Allen donnent des résultats significativement différents de ceux de Stokes et sans frottement. Notons que dans cet exemple, on a $Re \approx 3\,000$ si bien que les modèles de Newton et Lavernia sont les plus légitimes à utiliser.

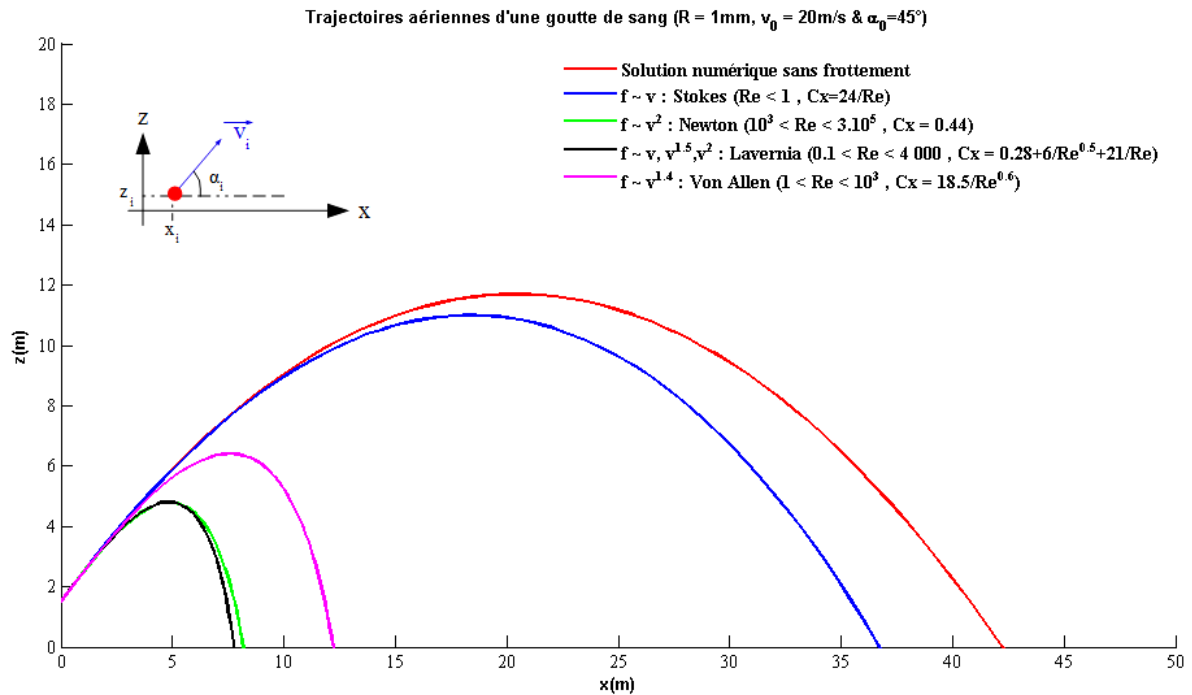


Figure 4 : Trajectoires d'une goutte de sang obtenues en utilisant différentes expressions pour la force de frottement dans l'air.

De nombreux auteurs ont proposé des méthodes pour reconstruire précisément les trajectoires aériennes des gouttes de sang en prenant en compte l'influence de la gravité et de la résistance de l'air [5], [25], [26] ce qui nécessite de déterminer au préalable l'angle d'impact α_f et la vitesse d'impact v_f des gouttes de sang. Comme nous le verrons plus loin, la vitesse d'impact pourra être déterminée en théorie à partir des dimensions des traces de sang laissées sur les surfaces impactées et du diamètre initial des gouttes de sang.

A titre indicatif, nous montrons en Figure 5 l'effet produit sur la détermination de l'altitude de la zone d'origine lorsqu'on commet une erreur sur l'estimation de l'angle d'impact [27], [28], [29], de la vitesse d'impact [30] ou du diamètre initial des gouttes de sang [30].

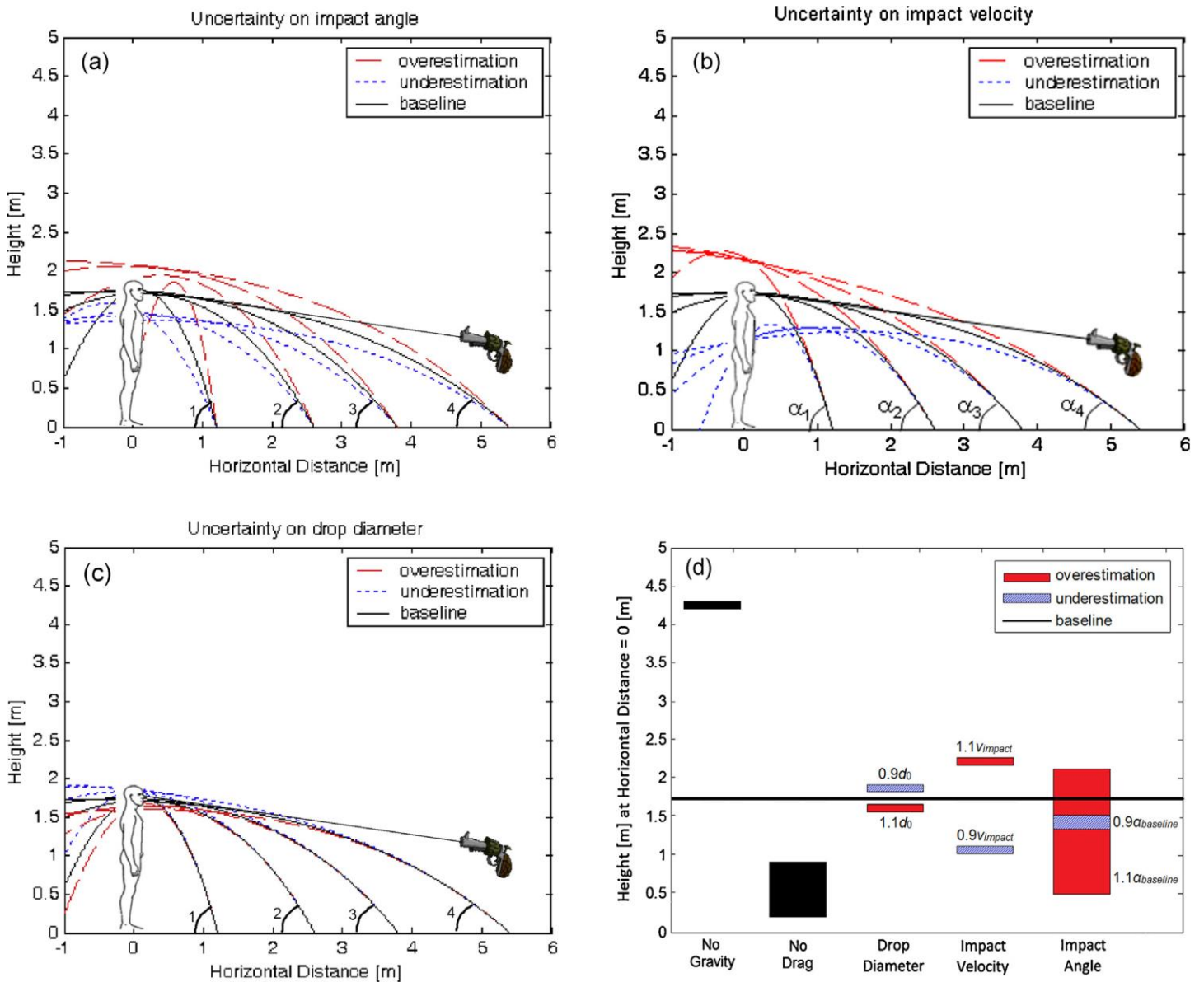


Figure 5 : Effet d'une erreur commise sur l'angle d'impact (a), la vitesse d'impact (b) et le diamètre des gouttes de sang sur la position verticale de la zone d'origine. (d) récapitule les principaux effets et ce qui se passe en négligeant l'influence de la gravité et de la résistance de l'air.

PARTIE 4 : IMPACTS DE GOUTTES DE SANG

En 1939, V. Balthazard *et al* [21] ont étudié expérimentalement la relation entre la hauteur de chute de gouttes de sang et les dimensions des traces de sang laissées sur une surface impactée pour des impacts perpendiculaires ($\alpha = 90^\circ$) et obliques ($\alpha < 90^\circ$). Leurs travaux ont montré que plus la hauteur de chute est élevée plus la taille des traces de sang produites est importante. Depuis, d'autres expériences d'impacts de gouttes liquides ont été réalisées et plusieurs relations ont été proposées entre les dimensions des traces laissées sur les surfaces impactées, la vitesse d'impact, l'angle d'impact et le diamètre initial des gouttes. Rappelons qu'en morphoanalyse des traces de sang, la détermination de ces paramètres est importante pour reconstruire les trajectoires aériennes des gouttes de sang si l'on tient compte de la gravité afin de localiser précisément la zone d'origine des projections. Nous présentons dans la section suivante quelques modèles mathématiques permettant d'estimer la vitesse d'impact de gouttes de sang à partir des dimensions des traces laissées sur les surfaces impactées. Les lecteurs intéressés trouveront dans [8] une revue plus complète décrivant d'autres modèles.

I. Impacts de gouttes en incidence normale

D'une manière très générale, lorsqu'une goutte liquide, de diamètre initial D_0 , impacte une surface en incidence normale ($\alpha = 90^\circ$), elle s'étale d'abord sur celle-ci en formant un film liquide circulaire très fin⁴ (voir Figure 6).

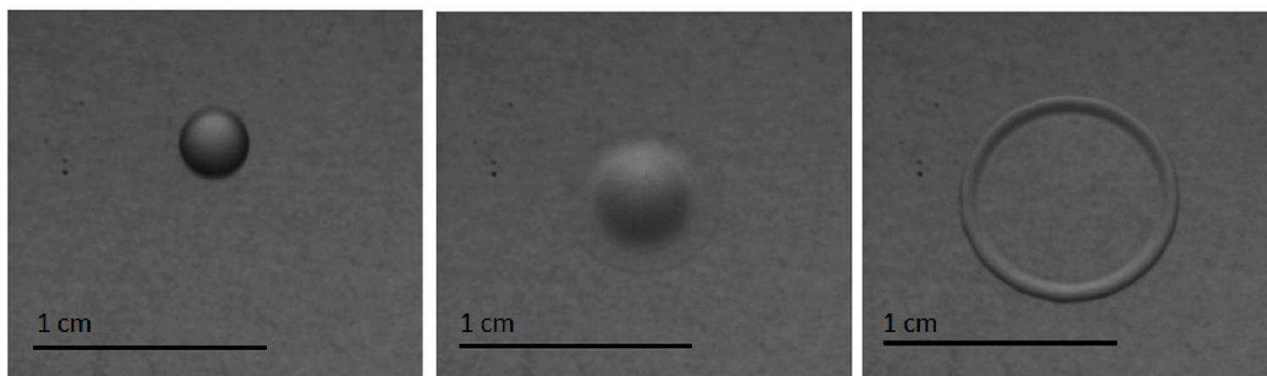


Figure 6 : De gauche à droite : évolution d'une goutte liquide (mélange eau-glycérol : $\eta=6\text{mPa.s}$) au cours du temps (2 000 images/s) avant, pendant et après impact sur une vitre en verre. Le diamètre initial de la goutte est d'environ $D_0 = 3 \text{ mm}$ et la hauteur de chute est $h=20 \text{ cm}$ (crédits : G. Boudarham, 2014).

⁴ La formation éventuelle d'épines périphériques ou de projections secondaires sera abordée plus loin.

Ce mécanisme d'expansion est gouverné par l'inertie de la goutte et contraint par les forces capillaires et visqueuses [11]. En mécanique des fluides, l'importance relative de ces forces est quantifiée d'une part en terme du rapport entre les forces inertielles et les forces capillaires (nombre de Weber) et d'autre part en terme du rapport entre les forces inertielles et les forces visqueuses (nombre de Reynolds) (voir partie 1). Quelques millisecondes après l'impact, le film liquide atteint son diamètre maximum $D_{\max}$ qui va ensuite se rétracter plus ou moins à cause de sa tension de surface (analogue à celle d'une « membrane élastique ») et selon l'affinité du substrat avec le fluide impactant. Sur un substrat hydrophobe ou super-hydrophobe, si le fluide est aqueux, le film peut se rétracter de façon spectaculaire jusqu'à reprendre une forme parfaitement sphérique posée sur la surface. Au contraire, si le substrat est hydrophile, le film va très peu se rétracter et rester étalé sur la surface [13].

La façon dont varie $D_{\max}$ en fonction des paramètres de l'expérience (vitesse d'impact, angle d'impact, propriétés rhéologiques du fluide, nature du substrat impacté...) est encore sujet à débats dans la communauté scientifique. Dans la littérature on trouve différents modèles prédisant une relation entre le rapport sans dimension $D_{\max}/D_0$ appelé « facteur d'étalement » et les nombres de Reynolds et de Weber pour divers fluides⁵.

I.1. Modèle de Madejski (1976)

En 1976, Madejski *et al* [7] ont proposé un modèle d'impact de gouttes prenant en compte à la fois la dissipation visqueuse due aux frottements à l'intérieur du fluide et les effets de la tension superficielle. Les auteurs ont supposé que la goutte s'étale sur le substrat en gardant une symétrie circulaire. Après avoir supposé une certaine distribution des vitesses dans le fluide, la dissipation visqueuse a pu être exprimée en terme du taux de cisaillement et du gradient de vitesse dans le fluide. Ils ont alors trouvé que le facteur d'étalement $\beta = D_{\max}/D_0$ vérifie l'équation :

$$\frac{3\beta^2}{We} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\beta}{1.2941} \right)^5 = 1 \quad (38)$$

⁵ Dans les problèmes d'impacts de gouttes, Re et We dépendent de la vitesse d'impact et du diamètre de la goutte incidente et donc ces modèles prédisent aussi une relation entre $D_{\max}/D_0$ et la vitesse d'impact.

Dans le régime capillaire où la viscosité peut être négligée devant la tension de surface ($1/Re \rightarrow 0$), l'équation (38) se simplifie et devient, si $We > 100$:

$$\frac{D_{\max}}{D_0} = \frac{1}{\sqrt{3}} We^{1/2} \quad (39)$$

Au contraire, dans le régime visqueux où la tension de surface peut être négligée devant la viscosité ($1/We \rightarrow 0$) (énergie cinétique de la goutte entièrement dissipée par viscosité), l'équation (38) devient, si $Re > 100$:

$$\frac{D_{\max}}{D_0} = 1.2941 Re^{1/5} \quad (40)$$

I.2. Modèle de Bennett (1993)

En 1993, Bennett *et al* [8] ont complété le modèle de Madejski en prenant en compte la tension de surface de la goutte avant son impact sur le substrat. En supposant que l'angle de contact entre le fluide et le substrat est de 90° , les auteurs ont trouvé que le facteur d'étalement $\beta = D_{\max}/D_0$ vérifie l'équation :

$$\frac{\left(\frac{\beta}{1.2941}\right)^5}{Re} + \frac{3(\beta^2 - 4)}{We} = 1 \quad (41)$$

Dans le cas où la tension de surface peut être négligée devant la dissipation visqueuse ($1/We \rightarrow 0$), on retrouve l'expression (40) de Madejski. Au contraire, quand la dissipation visqueuse peut être négligée devant la tension de surface ($1/Re \rightarrow 0$) (énergie cinétique de la goutte entièrement convertie en énergie de surface), l'expression (41) se simplifie et devient :

$$\frac{D_{\max}}{D_0} = \left(\frac{We}{3} + 4\right)^{1/2} \quad (42)$$

L'expression (42) montre que $D_{\max}/D_0$ se comporte comme $We^{1/2}$ et lorsque le nombre de Weber est suffisamment élevé : $We \gg 12$, on retrouve l'expression (40) de Madejski.

I.3. Modèle de Clanet (2004)

En 2004, Clanet *et al* ont proposé une autre expression de $D_{\max}/D_0$ obtenue à partir d'expériences réalisées avec des fluides de basse viscosité (eau, mercure...) et un substrat super-hydrophobe [10]. L'idée originale de ce modèle est d'introduire une « gravité effective » qui tient compte de la décélération importante de la goutte au moment de l'impact. Cela a permis aux auteurs d'obtenir dans le régime capillaire une nouvelle expression de $D_{\max}/D_0$ en fonction du nombre de Weber :

$$\frac{D_{\max}}{D_0} = We^{1/4} \quad (43)$$

L'étude numérique menée en 2010 par J. Eggers *et al* [11] a montré que dans ce régime, le modèle de Bennett donne une meilleure prédiction de $D_{\max}/D_0$ que celui de Clanet.

I.4. Modèles de Pasandideh-Fard (1996)

En 1996, Pasandideh-Fard *et al* [9] ont étudié numériquement et expérimentalement différents impacts de gouttes d'eau sur un substrat en acier inoxydable, ce qui leur a permis de développer un nouveau modèle fondé sur la conservation de l'énergie mécanique de la goutte. Ce modèle est utilisé par certains morphoanalystes pour déterminer la vitesse d'impact de gouttes de sang à partir des dimensions des traces laissées sur le substrat impacté. Dans la suite, nous allons décrire précisément ce modèle tel qu'il a été établi initialement par les auteurs puis les corrections de celui-ci proposées en 2012 par Craig D. Adam [40].

I.4.1. Modèle originel de Pasandideh-Fard

A cause de la viscosité du fluide, une partie de l'énergie cinétique initiale de la goutte va être dissipée lorsque la goutte va s'étaler sur le substrat. La variation de l'énergie mécanique de la goutte est égale au travail mécanique des forces de frottement à l'origine de cette dissipation⁶, ce qui s'écrit [9] :

⁶ Nous avons gardé ici les notations utilisées dans [9].

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\pi \rho d^3}{6} \right) v^2 + \pi \gamma d^2 = \frac{\pi \gamma D^2}{4} (1 - \cos \theta_e) + \frac{\pi}{3\sqrt{\text{Re}}} \rho v^2 d D^2 \quad (44)$$

où v est la vitesse d'impact de la goutte, d est le diamètre de la goutte, D est le diamètre maximal du film liquide à l'étalement, θ_e est l'angle de contact à l'équilibre du fluide avec le substrat impacté, ρ est la masse volumique du fluide et γ son coefficient de tension superficielle. Le premier terme représente l'énergie cinétique initiale de la goutte ($E_c = 1/2 mv^2$ avec $m = 4/3\pi\rho(d/2)^3$), le second et le troisième termes désignent respectivement la tension de surface de la goutte avant et après impact et le dernier terme, qui est le plus difficile à déterminer, représente le travail des forces visqueuses à l'origine de la dissipation d'énergie dans la goutte.

A partir de l'équation (44), on peut obtenir l'expression du facteur d'étalement en fonction des nombres de Reynolds et de Weber [9] :

$$\beta = \frac{D}{d} = \left(\frac{\text{We} + 12}{3(1 - \cos\theta_e) + 4\text{We} \text{Re}^{-1/2}} \right)^{1/2} \quad (45)$$

Pour des impacts à haute vitesse, on peut négliger l'influence de la tension de surface et considérer que l'énergie cinétique initiale de la goutte est entièrement dissipée par viscosité (régime visqueux) et dans cette limite l'expression (45) devient, si $\text{We} \gg \text{Re}^{1/2}$:

$$\beta = \frac{D}{d} = \frac{1}{2} \text{Re}^{1/4} \quad (46)$$

I.4.2. Modèle de Pasandideh-Fard après corrections

La *Figure 7* montre les résultats expérimentaux obtenus en 2012 par Craig D. Adam dans le cas d'impacts de gouttes de sang en incidence normale sur du papier pour des gouttes de diamètres 3.28 mm, 4.21 mm et 5.15 mm [40]. On observe que les points expérimentaux sont très proches des droites théoriques (traits discontinus) données par l'expression (46) plutôt pour les gouttes les plus petites et pour des vitesses d'impact élevées⁷ telles que $v^{1/4} > 1.4 \text{ (m/s)}^{1/4}$ (soit $v > 4 \text{ m/s}$). Ce dernier résultat était prévisible puisque l'expression (46) a été obtenue dans le régime visqueux valable à haute vitesse.

⁷ Sur la *Figure 7*, il faut lire ici « équation 46 » et non « équation 3 ».

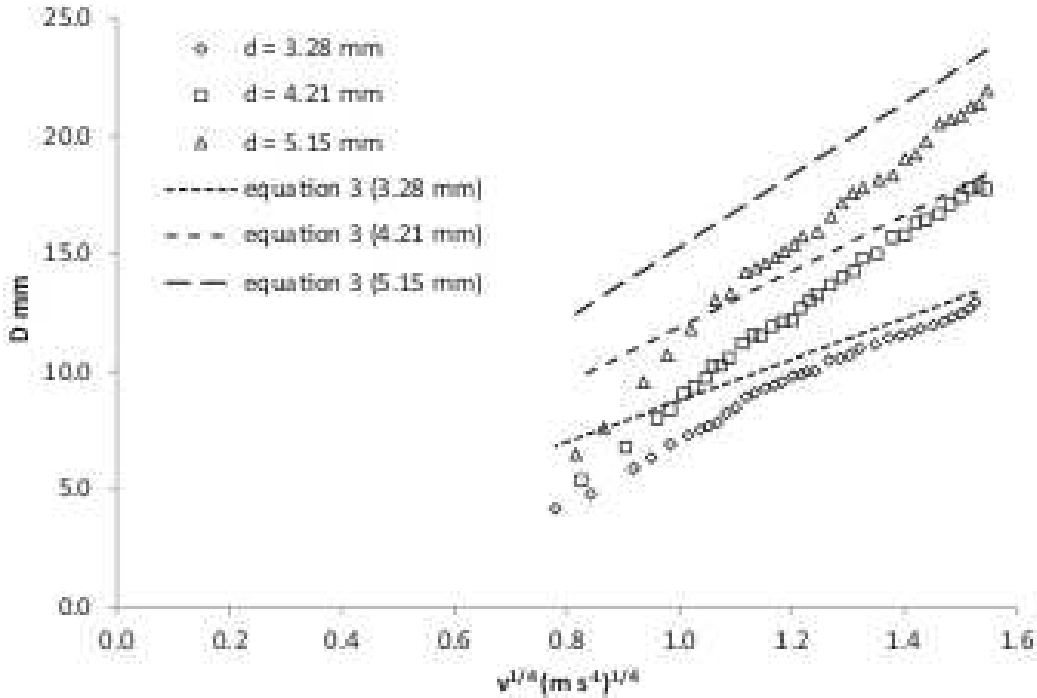


Figure 7 : Diamètre des traces de sang circulaires en fonction de $v^{1/4}$ pour des gouttes de sang de diamètres différents [40].

Cet auteur a alors proposé une correction du modèle de Pasandideh-Fard afin de diminuer l'écart entre les prédictions théoriques et les résultats expérimentaux quelque soit la taille des gouttes incidentes. Il a supposé qu'en plus de l'énergie perdue par viscosité, une partie de l'énergie cinétique initiale de la goutte incidente est également perdue dans le substrat impacté du fait de sa rugosité ou de son élasticité.

Cette hypothèse revient à ajouter dans le membre de droite de l'équation (44) une contribution supplémentaire que l'auteur suppose proportionnelle à la surface maximale de la trace, soit $\sim D^2$ [40] :

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\pi \rho d^3}{6} \right) v^2 + \pi \gamma d^2 = B D^2 + \frac{\pi \gamma D^2}{4} (1 - \cos \theta_e) + \frac{\pi}{3\sqrt{Re}} \rho v^2 d D^2 \quad (47)$$

où B est un coefficient non prédit par ce modèle et qui dépend de la nature du substrat impacté.

Cette nouvelle expression permet de déterminer une équation algébrique pour le facteur d'étalement $\beta = D/d$ en fonction des nombres de Reynolds et de Weber :

$$(We + 12)\beta = 8 + \beta^3(A + 4We Re^{-1/2}) \quad (48)$$

où A est un coefficient qui dépend de la nature du substrat impacté et qui peut être déterminé à partir des données expérimentales⁸.

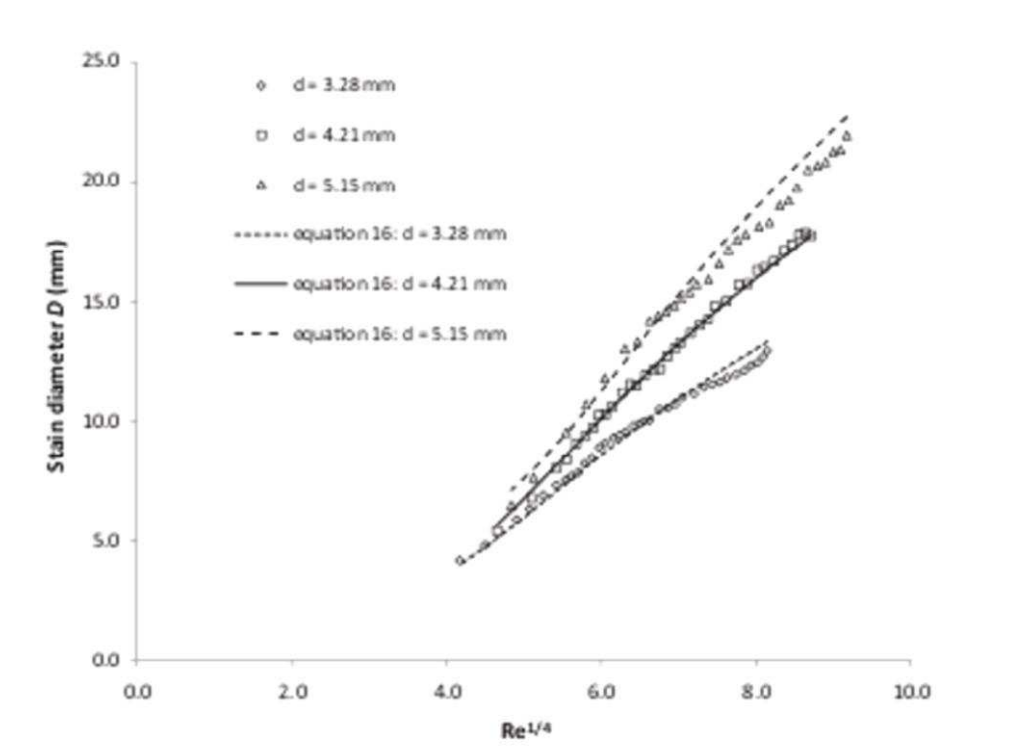


Figure 8 : Diamètre des traces de sang en fonction de $Re^{1/4}$ après correction [40].

Comme le montre la Figure 8, après avoir ajusté la valeur de A à partir des données expérimentales, on obtient après cette correction une meilleure correspondance entre les points expérimentaux et les prédictions théoriques données par l'équation (48) quelque soit le diamètre des gouttes. Notons que le terme supplémentaire ajouté par Adam qui est proportionnel à D^2 peut également être vu formellement comme une redéfinition de la tension de surface de la goutte après impact.

⁸ L'équation (48) est une équation du troisième degré en β que l'on peut résoudre par exemple par dichotomie.

I.4. Modèle de Nick Laan (2014)

I.4.1. Impacts de gouttes en incidence normale

Dans leur étude [54], Nick Laan *et al* ont réalisé des impacts de gouttes avec quatre fluides de viscosités différentes : de l'eau ($\eta \approx 1$ mPa.s), deux mélanges eau-glycérol ($\eta \approx 6$ mPa.s et $\eta \approx 51$ mPa.s) et du sang ($\eta \approx 4.8$ mPa.s) sur une surface en acier inoxydable impactée en incidence normale. Plusieurs hauteurs de chute des gouttes ont été choisies afin d'obtenir différentes vitesses d'impact. Une caméra rapide a été utilisée pour enregistrer les impacts de gouttes générées par une seringue. Ce dispositif a permis dans un premier temps de représenter graphiquement le rapport expérimental $D_{\max}/D_0$ en fonction du nombre de Reynolds ou de Weber. Les résultats obtenus par ces auteurs ont montré qu'aucun comportement asymptotique déjà reporté dans la littérature valable dans le régime visqueux ou capillaire : $D_{\max}/D_0 \propto Re^{1/5}$, $Re^{1/4}$, $We^{1/2}$ ou $We^{1/4}$ ne permet de reproduire leurs résultats expérimentaux. Pour chacune des lois de puissance considérée, les nuages de points expérimentaux correspondant aux différents fluides ne se rassemblent pas sur la même courbe, ce qui suggère que dans ces expériences, il n'est pas possible d'observer un régime purement visqueux ou capillaire. Selon les auteurs les trois forces mises en jeu : inertielles, capillaires et visqueuses ont en fait le même ordre de grandeur c'est-à-dire que dans leurs expériences il y a un recouvrement entre les régimes visqueux et capillaire. En s'inspirant des travaux menés par J. Eggers *et al* en 2010 [11], les auteurs ont alors cherché la fonction rationnelle se comportant en $We^{1/2}$ dans le régime capillaire et en $Re^{1/5}$ dans le régime visqueux.

En utilisant l'approximant de Padé au premier ordre, ils ont ainsi obtenu la relation suivante :

$$\frac{D_{\max}}{D_0} Re^{-1/5} = \frac{P^{1/2}}{A + P^{1/2}} \quad (49)$$

où $P = We Re^{-2/5}$ et A est un coefficient non prédit par le modèle mais qui peut être ajusté à partir des données expérimentales. Cette fois les nombres de Reynolds et de Weber interviennent ensemble dans (49) ce qui n'était pas le cas des expressions asymptotiques décrites précédemment valables dans la limite visqueuse ou capillaire. Comme le montre la *Figure 9*, sur un large domaine, les points expérimentaux se rassemblent autour d'une courbe unique (discontinue) dont l'équation est donnée par l'expression (49) avec $A = 1.24$.

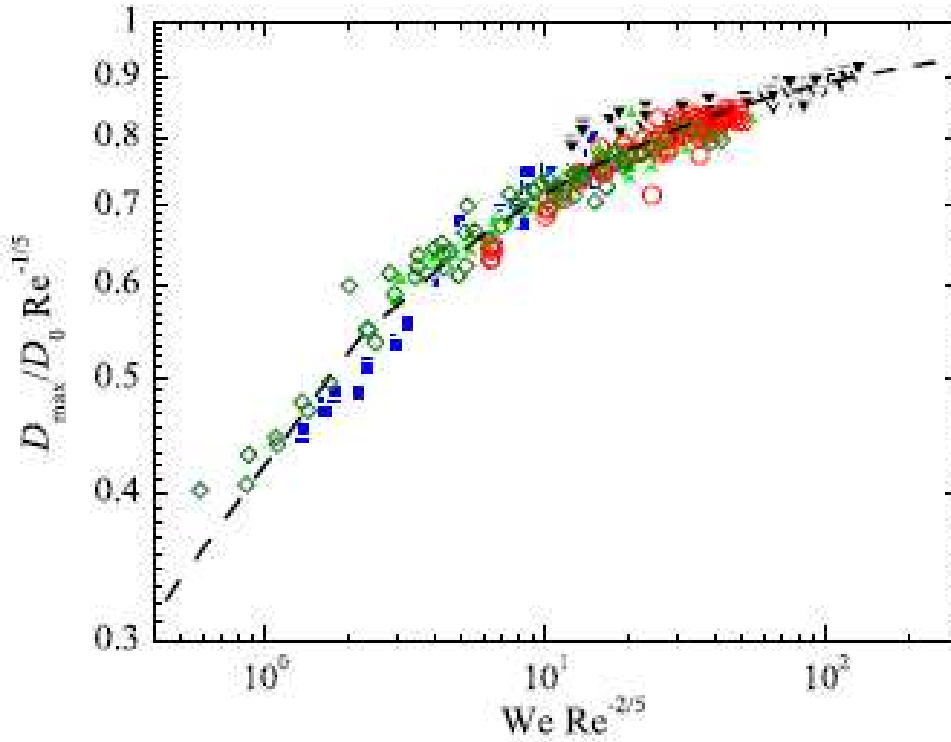


Figure 9 : $D_{\max}/D_0 Re^{-1/5}$ en fonction de $We Re^{-2/5}$ pour l'eau (carrés), pour le mélange eau-glycérol à 6 mPa.s (triangles verts), pour le mélange eau-glycérol à 51 mPa.s (triangles noirs) et du sang (cercles) [54].

I.4.2. Impacts de gouttes en incidence oblique

Les auteurs ont considéré aussi des impacts obliques de gouttes de sang et d'eau ($10^\circ < \alpha < 90^\circ$) sur quatre autres substrats : verre, PMMA, trespas et POM. Pour de grosses gouttes et des angles d'impact élevés, le fluide continue à s'écouler le long du substrat après l'impact ce qui augmente la longueur de la trace. Celle-ci prend alors la forme d'une ellipse suggérant d'utiliser la longueur du petit axe W comme paramètre pertinent pour caractériser l'extension maximale de la trace. La vitesse d'impact peut être décomposée en une composante tangentielle et normale au substrat : $v_{||} = v \cos \alpha$ et $v_{\perp} = v \sin \alpha$ respectivement. Pour des impacts obliques, les auteurs ont utilisé la relation (49) mais en remplaçant $D_{\max}$ par W et la vitesse d'impact par sa composante normale dans les expressions de Re et We :

$$\frac{W_{\max}}{D_0} Re^{-1/5} = \frac{P^{1/2} \sin \alpha}{A + P^{1/2} \sin^{4/5} \alpha} \quad (50)$$

Les auteurs ont vérifié que la vitesse d'impact d'une goutte de sang pouvait être déterminée précisément en utilisant les expressions précédentes. Pour cela, ils ont comparé les vitesses d'impact mesurées directement à l'aide d'une caméra rapide avec celles calculées et ils ont obtenu un bon accord entre ces deux méthodes de détermination.

L'application directe des relations précédentes en morphoanalyse des traces de sang peut être compliquée puisque si l'on veut les utiliser pour estimer la vitesse d'impact d'une goutte, il est nécessaire de connaître son diamètre initial D_0 . Le diamètre maximal $D_{\max}$ pourra quant à lui être mesuré sur les lieux à condition bien sûr de s'être assuré que la trace ne s'est pas rétractée après son étalement sur le substrat. Dans la section suivante, nous allons voir que le nombre d'épines périphériques pouvant se former autour d'une trace après impact peut être utilisé en complément des expressions précédentes pour déterminer la vitesse d'impact et le diamètre initial d'une goutte. Notons également que sur certains substrats, la goutte pourrait se rétracter après s'être étalée sur la surface ne permettant ainsi pas d'accéder à son diamètre maximal [11].

II. Étude des splash en incidence normale

Lors d'un l'impact, quand l'énergie transférée à la goutte est suffisante, il apparaît soit une ondulation (« scallop ») soit des épines périphériques (« spines » ou « spikes ») autour de la trace [40] (voir *Figure 10*). On constate expérimentalement que le nombre de ces corrugations augmente avec la hauteur de chute impliquant une augmentation de la vitesse d'impact et donc de l'énergie transférée à la goutte au moment de l'impact.



Figure 10 : Formation d'une ondulation (à gauche) et d'épines périphériques (à droite) autour d'une trace de sang.

En 1999, Bhola *et al* [41] ont proposé une relation donnant le nombre d'épines périphériques formées au bord de la trace après impact en fonction des nombres de Reynolds et de Weber :

$$N = \sqrt{\frac{We Re^{1/2}}{48}} \quad (51)$$

En 2005, Hulse-Smith *et al* [6] ont proposé une autre relation donnant le nombre d'épines périphériques en fonction du nombre de Weber seulement :

$$N = C \sqrt{We} \quad (52)$$

où C est un coefficient d'ordre 1 qui dépend du substrat impacté et dont la valeur peut être ajustée à partir des données expérimentales. MacDonell a montré également que la rugosité du substrat peut accroître le nombre d'épines périphériques présentes [4].

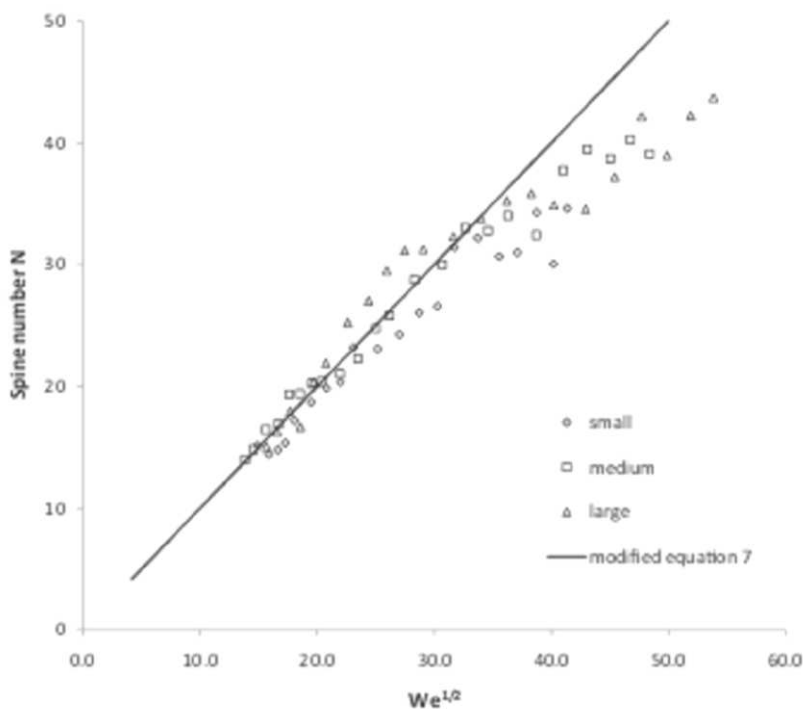


Figure 11 : Nombre d'épines périphériques formées autour d'une trace de sang en fonction de $We^{1/2}$ pour des gouttes de tailles différentes [40].

La Figure 11 montre le nombre d'épines périphériques formées autour d'une trace de sang en fonction de $We^{1/2}$ pour des impacts de gouttes de différentes tailles sur du papier. On observe que les points expérimentaux sont très proches de la droite théorique donnée par l'équation (52) (avec $C = 1$) pour des nombres de Weber tels que $We^{1/2} < 35$, soit $We < 1\,225$.

Hulse-Smith *et al* ont alors proposé d'utiliser la « méthode des spines » qui consiste à combiner les expressions (17) et (52) pour déterminer à la fois la vitesse d'impact et le diamètre initial des gouttes à partir des dimensions des traces laissées sur la surface impactée⁹ et en comptant le nombre d'épines périphériques formées autour des traces. Comme le mentionne Adam dans [40], cette méthode ne pourra pas être appliquée en l'absence d'épine périphérique si la vitesse d'impact est insuffisante ou en cas de saturation lorsque le nombre de Weber est trop élevé.

II.1. Seuil de splash

En 1981, Stow *et al* [42] ont proposé une condition pour que des épines périphériques puissent se former autour des traces lors d'un impact en incidence normale :

$$We Re^{1/2} > K \quad (53)$$

où K est un coefficient appelé « seuil » qui dépend du substrat impacté et en particulier de sa rugosité [4].

De nombreux auteurs ont montré que les propriétés des substrats impactés qui influencent de façon significative le comportement d'une goutte au moment de l'impact sont l'élasticité [12], [43], la perméabilité, la porosité [44], la rugosité [4] et la mouillabilité [45]. La rugosité du substrat semble ne pas avoir d'effet sur l'étalement de la goutte [6], [9], [12], [48] mais plutôt sur la valeur du coefficient K . Une augmentation de la rugosité réduit la valeur de K et facilite ainsi la formation d'épines périphériques, alors qu'un substrat parfaitement lisse implique une grande valeur de K et rend plus difficile la formation d'épines. L'élasticité du substrat affecte également la valeur de K [43]. Une surface rigide impliquera un seuil relativement bas mais celui-ci sera d'autant plus élevé que l'élasticité sera grande puisqu'une partie de l'énergie cinétique initiale de la goutte sera perdue et convertie en énergie élastique dans le substrat. D'autres travaux décrivant les effets des propriétés du substrat sur le comportement d'une goutte au moment de l'impact peuvent être trouvés dans [49], [50], [51] et [52].

⁹ En supposant que $D_{\max} = D_{\text{final}}$ ce qui n'est vérifié *a priori* que pour certains substrats.

III. Impacts de gouttes en incidence oblique

Les impacts de gouttes en incidence oblique (angle d'impact $< 90^\circ$) sont plus complexes à décrire que ceux résultant d'impacts perpendiculaires. Les traces laissées sur le substrat n'ont alors plus une forme circulaire mais elliptique (voir *Figure 3*). Rappelons que dans ce cas, l'angle d'impact α s'exprime en fonction des dimensions de l'ellipse [40] :

$$\frac{W}{L} = \sin \alpha \quad (54)$$

où W et L désignent respectivement le petit et le grand axe de la trace.

Il a été montré dans [53] que la composante normale $v_n = v \sin \alpha$ de la vitesse d'impact détermine les caractéristiques physiques de la trace lorsque la goutte arrive sur le substrat en incidence oblique. En utilisant l'expression (52) (avec $C = 1.14$) et en remplaçant la vitesse d'impact par sa composante normale, Adam a proposé une nouvelle expression donnant le nombre d'épines périphériques formées en fonction du nombre de Weber et de l'angle d'impact [40] :

$$N = 1.14 We_n^{1/2} = 1.14 We^{1/2} \sin \alpha \quad (55)$$

Cette expression montre que le nombre d'épines périphériques diminue lorsque l'angle d'impact diminue, ce que l'on observe bien expérimentalement (voir *Figure 3*). Adam a supposé aussi que la largeur de la trace W dépend aussi de v_n . En utilisant l'expression (46) et en remplaçant la vitesse d'impact par sa composante normale, il propose une relation donnant la largeur de la trace en fonction du nombre de Reynolds et de l'angle d'impact :

$$W = \frac{d}{2} Re_n^{1/4} = \frac{d}{2} Re^{1/4} \sin^{1/4} \alpha \quad (56)$$

où d est le diamètre de la goutte. La *Figure 12* montre la largeur W des traces de sang en fonction de $v_n^{1/4}$ pour des impacts sur du papier selon différents angles d'impact. On constate que les points expérimentaux sont proches de la droite théorique donnée par l'expression (56) pour des vitesses d'impact suffisamment élevées telles que $v^{1/4} > 1.4 \text{ (m/s)}^{1/4}$, soit $v > 4 \text{ m/s}$. Ce dernier résultat est identique à celui trouvé précédemment pour des impacts en incidence normale.

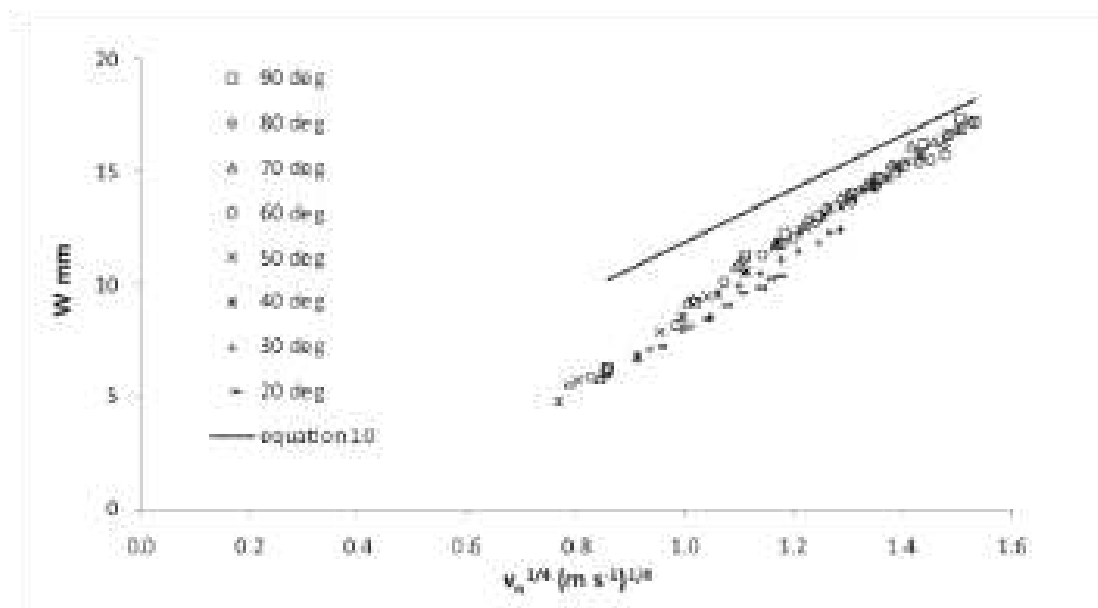


Figure 12 : Largeur des traces de sang en fonction de $v_n^{1/4}$ [40].

Pour des impacts obliques, on observe une asymétrie dans la répartition des épines périphériques préférentiellement distribuées vers l'avant du mouvement et absentes du côté opposé (voir *Figure 3* pour $\alpha = 40^\circ$). Notons qu'en morphoanalyse des traces de sang ce résultat est exploité pour déterminer le sens de déplacement d'une source de sang (victime ensanglantée qui se déplace...). En 2009, cette asymétrie a été étudiée par J. C Bird *et al* [53] mais au lieu de considérer explicitement des impacts obliques sur un substrat fixe, les auteurs ont considéré des impacts en incidence normale sur un substrat animé d'un mouvement de translation à la vitesse v_t . Cette configuration expérimentale est en fait analogue à celle où l'impact est oblique sur un substrat fixe, à condition d'imposer à la vitesse du substrat d'être égale à la vitesse tangentielle de la goutte au moment de l'impact $v_t = v \cos \alpha$ où α est l'angle d'impact.

Les résultats obtenus en 2012 par Adam lui ont permis de supposer que pour des impacts obliques, la composante tangentielle de la vitesse d'impact est responsable de l'exaltation ou de la suppression du splash causant l'asymétrie observée. En reprenant les résultats de J. C Bird *et al*, il a proposé une expression donnant le seuil de splash K pour des impacts obliques [40] :

$$We_n Re_n^{1/2} [1 \pm k Re_n^{-1/2} \cotan \alpha]^2 > K \quad (57)$$

où $\cotan \alpha = v_t/v_n$ est le rapport entre les composantes tangentielle ($v_t = v \cos \alpha$) et normale ($v_n = v \sin \alpha$) de la vitesse d'impact, k est un coefficient d'ordre 1. Dans le cas d'un impact normal ($\alpha = 90^\circ$), on retrouve bien l'expression (53).

La Figure 13 montre le nombre d'épines périphériques formées autour des traces de sang en fonction de $We_n^{1/2}$ pour différents angles d'impact. On constate que le nombre d'épines périphériques augmente avec l'angle d'impact. Par ailleurs, les points expérimentaux s'éloignent de la droite théorique (trait plein) donnée par l'équation (55) d'autant plus que l'angle d'impact est faible. Pour résoudre ce problème, Adam a proposé de multiplier le membre de gauche de cette équation (en fixant le préfacteur à 1) par la dépendance en $\sin \alpha$ qui apparaît dans le pré-facteur de l'équation (57) soit $We_n Re_n^{1/2} \sim \sin^{5/2} \alpha$ [40] :

$$N = We_n^{1/2} \sin^{5/2} \alpha = We^{1/2} \sin^{7/2} \alpha \quad (58)$$

Cette expression est très proche de celle obtenue expérimentalement par Knock *et al* en 2007 [24] et dépend maintenant explicitement de l'angle d'impact alors que ce n'était pas le cas de l'expression (55) dans laquelle $N \sim We_n^{1/2}$. Sur la Figure 13, l'auteur a représenté en trait discontinu le nombre théorique d'épines formées donné par l'expression (58) en fonction de $We_n^{1/2}$. Après correction, le nombre théorique d'épines périphériques formées diminue avec l'angle d'impact et les points expérimentaux se rassemblent mieux autour des droites théoriques. Comme le signale Adam, un travail supplémentaire est malgré tout encore nécessaire pour obtenir une relation plus précise et fiable entre le nombre d'épines périphériques et l'angle d'impact.

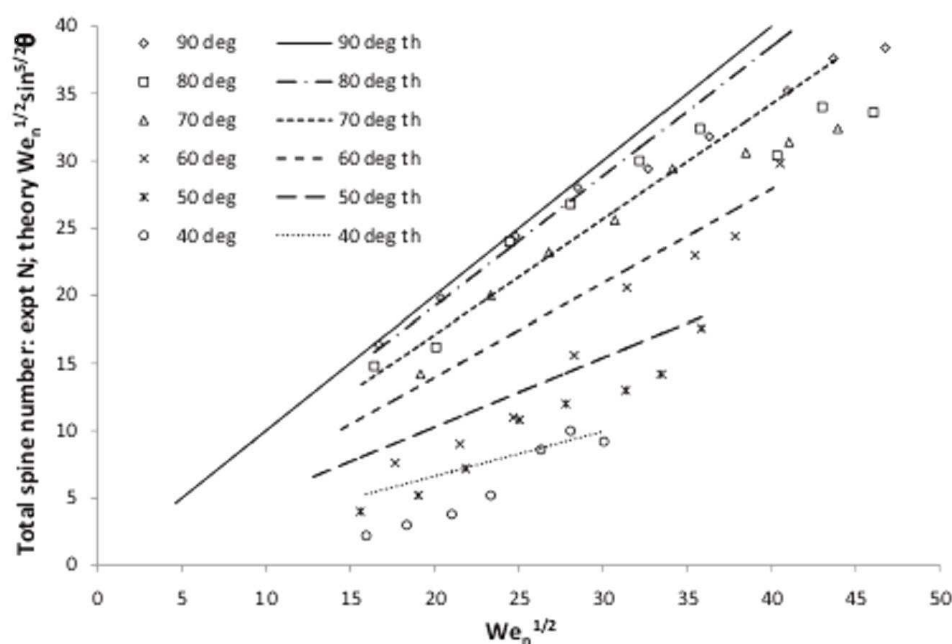


Figure 13 : Nombre d'épines périphériques présentes autour des traces de sang en fonction de $We_n^{1/2}$.

CONCLUSIONS

La morphoanalyse des traces de sang a pour objectif principal de renseigner sur ce qui s'est passé et de définir la situation et les circonstances d'un événement sanglant en analysant notamment la répartition générale des traces de sang, leur forme individuelle et leurs caractéristiques. Une première approche consiste à ne pas tenir compte de l'influence de la gravité et ainsi à supposer que les gouttes de sang décrivent en vol des trajectoires rectilignes. Cette approche permet en pratique de localiser la zone de convergence mais elle conduit à surestimer l'altitude de la zone d'origine des projections. Pour localiser précisément la zone d'origine des projections, il est nécessaire de prendre en compte l'influence de la gravité et de la résistance de l'air afin de permettre de reconstruire plus rigoureusement la trajectoire aérienne des gouttes de sang projetées. Comme nous l'avons vu, il est alors nécessaire de déterminer l'angle d'impact et la vitesse d'impact des gouttes de sang. Dans ce cours, nous avons résolu numériquement les équations du mouvement d'une goutte de sang (supposée rigide) soumise à la gravité et à la résistance de l'air en considérant différentes expressions de la force de frottement en fonction du nombre de Reynolds. Nous avons aussi décrit différents modèles proposés par les scientifiques prédisant des relations mathématiques entre la vitesse d'impact d'une goutte liquide et les dimensions de la trace laissée sur la surface impactée. Même si ces modèles académiques sont difficilement applicables sur le terrain (certains paramètres sont en effet inconnus), ils ont permis de

mieux comprendre les phénomènes physiques mis en jeu lors de l'impact d'une goutte de sang sur une surface. Des travaux complémentaires sont nécessaires notamment pour prendre en compte les propriétés physiques des surfaces impactées, l'oscillation des gouttes de sang en vol et leur fragmentation si leur vitesse est trop importante.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] S. H. James, P. E. Kish, T. P. Sutton, Principles of bloodstain pattern analysis : theory and practice, Taylor and Francis (2005).
- [2] R. H. Bremmer, K. G. de Bruin, M. J. C. van Gemert, T. G. van Leeuwen, M. C. G. Aalders, Forensic quest for age determination of bloodstains, Forensic Science International **216** (2012) 1-11.
- [3] G. Edelman, V. Manti, S. M. van Ruth, T. V. Leeuwen, M. Aalders, Identification and age estimation of bloodstains on colored backgrounds by near infrared spectroscopy, Forensic Science International **220** (2012) 239-244.
- [4] H. L. MacDonell, Bloodstain Patterns, Laboratory of Forensic Science (1997).
- [5] P. A. Pizzola, S. Roth, P. R. Deforest, 3D bloodstain pattern analysis : Ballistic reconstruction of the trajectories of blood drops and determination of the centres of origin of the bloodstains, Forensic Science International **206** (2011) 22-28.
- [6] L. Hulse- Smith, N. Z. Mehdizadeh, S. Chandra, Deducing drop size and impact velocity from circular bloodstains, J. Forensic Sci. **50** (2005) 54-63.
- [7] J. Madejski, Solidification of droplets on a cold surface, Int. J. Heat Mass Transfer. **19** (1976) 1009-1013.
- [8] T. Bennett, D. Poulikakos, Splat-quench solidification : estimating the maximum spreading of a droplet impacting a solid surface, Journal of Materials Science **28** (1993) 963-970.
- [9] M. Pasandideh-Fard, Y. M. Qiao, S. Chandra, and J. Mostaghimi, Capillary effects during droplet impact on a solid surface, Phys. Fluids **8** (1996) 650-659.
- [10] C. Clanet, C. Béguin, D. Richard, D. Quéré, Maximal deformation of an impacting drop, J. Fluid Mech. **517** (2004) 199-208.
- [11] J. Eggers, M. A. Fontelos, C. Josserand, S. Zaleski, Drop dynamics after impact on a solid wall : theory and simulations, Physics of fluids **22** (2010).

- [12] M. Rein, Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surface, *Fluid Dynamics Research* **12** (1993) 61-93.
- [13] E. Guyon, J-P. Hulin, L. Petit, *Hydrodynamique physique*, CNRS EDITIONS (2001).
- [14] D. Attinger, C. Moore, A. Donaldson, A. Jafari, H. A. Stone, Fluid dynamics topics in bloodstain pattern analysis : Comparative review and research opportunities, *Forensic Science International* **231** (2013) 375-396.
- [15] E. J. Lavernia, E. M. Gutierrez, J. Szekely, N. J. Grant, A mathematical model for the liquid dynamic compaction process. Part 1 : Heat flow in gaz atomization, *Int. J. Rapid Solid.* **4** (1988) 89-124.
- [16] P. A. Pizzola, J. M Buszka, N. Marin, N. D. K. Petraco, P. R. De Forest, Spread and rebound of liquid droplets upon impact on flat surfaces, *AIChE J.* **39** (2007) 419-446.
- [17] P. A. Pizzola, S. Roth, P. R. Deforest, Blood droplet dynamics - II, *Journal of Forensic Sciences* **31** (1986) 50-64.
- [18] E. Ghiringhelli, *Viscoélasticité du sang et du caillot (thèse)*, 2006.
- [19] M. Benecke, L. Barksdaleb, Distinction of bloodstain patterns from fly artifacts, *Forensic Science International* **137** (2003) 152-159.
- [20] K. Walcher, *The shape of bloodstains*, Springer (1939).
- [21] V. Balthazard, R. Piédelièvre, H. Desoille, L. Dérobert, *Étude des gouttes de sang projeté*, XXII^e congrès de médecine légale (1939).
- [22] A. L. Carter, The directional analysis of bloodstain patterns Theory and experimental validation, *Can. Soc. Forens. Sci. J* **34** (2001) 173-189.
- [23] M. Illes, M. Boué, Robust estimation for area of origin in bloodstain pattern analysis via directional analysis, *Forensic Science International* **226** (2013) 223-229.
- [24] C. Knock, M. Davison, Predicting the Position of the Source of Bloodstains for Angled Impacts, *J. Forensic Sci.* **52** (2007) 1044-1049.
- [25] C. R. Varney, F. Gittes, Locating the source of projectile fluid droplets, *Am. J. Phys.* **79** (2011) 838-842.
- [26] P. A. Pizzola, J. M Buszka, N. Marin, N. D. K. Petraco, P. R. De Forest, Commentary on "3D bloodstain pattern analysis : Ballistic reconstruction of the trajectories of blood drops and determination of the centres of origin of the bloodstains" by Buck *et al.*, *Forensic Science International* **220** (2012).
- [27] C. Willis, A. K. Piranian, J. R. Donaggio, R. J. Barnett, W. F. Rowe, Errors in the estimation of the distance of fall and angles of impact blood drops, *Forensic Science International* **123** (2001) 1-4.
- [28] W. F. Rowe, Errors in the determination of the point of origin of bloodstains, *Forensic Science International* **161** (2006) 47-51.

- [29] C. Connolly, M. Illes, J. Fraser, Affect of impact angle variations on area of origin determination in bloodstain pattern analysis, *Forensic Science International* **223** (2012) 233-240.
- [30] L. Hulse-Smith, M. Illes, A Blind Trial Evaluation of a Crime Scene Methodology for Deducing Impact Velocity and Droplet Size from Circular Bloodstains, *J. Forensic Sci.* **52** (2007) 65-69.
- [31] M. A. Raymond, E. R. Smith, J. Liesegang, Oscillating blood droplets - implications for crime scene reconstruction, *Sci. Justice - J. Forensic Sci. Soc.* **36** (1996) 161-171.
- [32] M. A. Raymond, E. R. Smith, J. Liesegang, High speed cinematography of blood droplet deformation in flight - implications for crime scene reconstruction - in *advances in forensic sciences* (1993).
- [33] R. H. Bremmer, K. G. de Bruin, M. J. C. van Gemert, T. G. van Leeuwen, M. C. G. Aalders, Fluid dynamics topics in bloodstain pattern analysis : Comparative review and research opportunities, *Adv. Heat Transfer* **28** (1996) 1-74.
- [34] S. Haferl, Z. Zhao, J. Giannakouros, D. Attinger, D. Poulikakos, Transport phenomena in the impact of a molten droplet on a surface : macroscopic phenomenology and microscopic considerations, *Annual Review of Heat Transfer* **11** (2000) 65-144.
- [35] A. L. Yarin, Drop impact dynamics : splashing, spreading, receding, bouncing, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **38** (2005).
- [36] F. H Harlow, J. P. Shannon, The splash of a liquid drop, *J. Appl. Phys.* **38** (1967) 3855-3866.
- [37] M. Bertagnolli, M. Marchese, G. Jacucci, I. St. Doltsinis, S. Noelting, Thermomechanical Simulation of the Splashing of Ceramic Droplets on a Rigid Substrate, *Journal of computational physics* **133** (1997) 205-221.
- [38] J. Fukai, Y. Shiiba, T. Yamamoto, O. Miyatake, D. Poulikakos, C. M. Megaridis, Z. Zhao, Wetting effects on the spreading of a liquid droplet colliding with a flat surface : Experiment and modeling, *Phys. Fluids* **7** (1995) 236-247.
- [39] Z. Zhao, D. Poulikakos, J. Fukai, Heat transfer and fluid dynamics during the collision of a liquid droplet on a substrate - II. Experiments, *Int. J. Heat Mass Transfer.* **39** (1996) 2791-2802.
- [40] C. Adam, Fundamental studies of bloodstain formation and characteristics, *Forensic Science International* **219** (2012) 76-87.
- [41] R. Bhola, S. Chandra, Parameters controlling solidification of molten wax droplets falling on a solid surface, *J. Mater. Sci* **34** (1999) 4883-4894.
- [42] C. D. Stow, M. G. Hadfield, An experimental investigation of fluid flow resulting from the impact of a water drop with an unyielding dry surface, *Rev. Mod. Phys.* **373** (1981) 419-441.

- [43] R. E. Pepper, L. Courbin, H. A. Stone, Splashing on elastic membranes : the importance of early-time dynamics, *Phys. Fluids* **20** (2008) 082103.
- [44] J. Bear, *Dynamics of fluids in Porous Media*, Dover (1988).
- [45] R. E. Ford, C. G. L. Furmidge, Impact and spreading of spray drops on foliar surfaces, *Soc. Chem. Industry Monograph* **25** (1967) 417-432.
- [46] S. Mandre, M. P. Brenner, The mechanism of a splash on a dry solid surface, *J. Fluid Mech.* **690** (2012) 148-172.
- [47] L. Xu, Liquid drop splashing on smooth, rough and textured surfaces, *Physical Review E* **75** (2007).
- [48] S. Chandra, C. T. Avedisian, On the Collision of a Droplet with a Solid Surface, *Proceedings of the Royal Society A* **432** (1991) 13-41.
- [49] R. Rioboo, C. Bauthier, J. Conti, M. Voue, J. De Coninck, Experimental investigation of splash and crown formation during single drop impact on wetted surfaces, *Experiments in Fluids* **35** (2003) 648-652.
- [50] P. Roura, J. Fort, Comment on effects of the surface roughness on sliding angles of water droplets on superhydrophobic surfaces, *Langmuir* **18** (2002) 566-569.
- [51] T. Mao, D. C. S. Kuhn, H. Tran, Spread and rebound of liquid droplets upon impact on flat surfaces, *AIChE J.* **43** (1997) 2169-2179.
- [52] C. Josserand, L. Lemoyne, R. Troeger, S. Zaleski, Droplet impact on a dry surface : triggering the splash with a small obstacle, *J. Fluid Mech* **524** (2005) 47-56.
- [53] J. C. Bird, S. S. H. Tsai, H. A. Stone, Inclined to splash : triggering and inhibiting a splash with tangential velocity, *New Journal of Physics* **11** (2009).
- [54] N. Laan, K. G. de Bruin, D. Bartolo, D. Bonn, The maximum diameter of impacting liquid droplets, *Phys. Rev. Applied* **2**, (2014).