



HAL
open science

Etude de la dynamique des poussières lunaires et de leur impact sur les systèmes d'exploration

Amandine Champlain

► **To cite this version:**

Amandine Champlain. Etude de la dynamique des poussières lunaires et de leur impact sur les systèmes d'exploration. Physique de l'espace [physics.space-ph]. INSTITUT SUPERIEUR DE L'AERONAUTIQUE ET DE L'ESPACE (ISAE), 2016. Français. NNT: . tel-01486589

HAL Id: tel-01486589

<https://hal.science/tel-01486589>

Submitted on 10 Mar 2017

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Fédérale



Toulouse Midi-Pyrénées

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)

Présentée et soutenue par :

Amandine CHAMPLAIN

le lundi 19 décembre 2016

Titre :

Étude de la dynamique des poussières lunaires et de leur impact sur les systèmes d'exploration

École doctorale et discipline ou spécialité :

ED GEET : Photonique et Systèmes Optoélectroniques

Unité de recherche :

OLIMPES

Directeur/trice(s) de Thèse :

M. Jean-François ROUSSEL

Jury :

M. Jean-François ROUSSEL, ONERA, DESP, Directeur de thèse

M. Jean-Charles MATÉO-VÉLEZ, ONERA, DESP, Encadrant

Mme Elena SERAN, LATMOS, Rapporteur

M. Jean-Luc REBOUD, Université de Grenoble, Rapporteur

M. Christian GRISOLIA, CEA, Examineur

M. Jean-Pierre BOEUF, LAPLACE, Examineur

M. Vincent GENOT, IRAP, Examineur

M. Fabrice CIPRIANI, ESA, Examineur

AVANT-PROPOS

Ces trois années de thèse resteront pour moi une expérience très enrichissante et formatrice. Je souhaite remercier toutes les personnes qui ont contribué, de près comme de loin, au succès de cette thèse et qui ont rendu ces trois années agréables et inoubliables.

J'aimerais d'abord remercier mes encadrants de thèse, pour m'avoir permis de travailler sur ce sujet original et très intéressant. Merci à Jean-Charles pour ses conseils toujours très avisés, sa patience, sa pédagogie et sa grande curiosité physique sur le sujet. Merci de m'avoir fait confiance lors de ces trois ans et de m'avoir soutenue lorsque cela a été nécessaire. Merci également à Jean-François pour ses conseils et le partage de ses connaissances physiques et sa grande expérience.

Je souhaite également remercier tout particulièrement les techniciens du DESP qui ont toujours partagé avec plaisir leurs connaissances techniques. Merci à Gaël pour ses prêts de matériel, ses dépannages intempestifs et pour sa bonne humeur quotidienne. Merci à Jean-Pierre pour ses coups de mains et ses conseils techniques. Merci à Claude pour ses prêts de matériel.

Merci également à Sébastien et Pierre pour leur assistance, leurs conseils et leurs connaissances sur l'utilisation du logiciel SPIS, dont l'utilisation n'a pas toujours été facile d'un point de vue technique. Merci Sébastien pour ta bonne humeur quotidienne dans le bureau, qui a rendu le travail encore plus agréable.

Je souhaite également remercier toutes les personnes du DESP, pour leur accueil chaleureux au sein du département ainsi que leur disponibilité pour répondre aux questions posées. Merci aux arroseurs spécialisés, aux pâtisseries des pauses café, aux cyclistes passionnés, aux joueurs de football, au boute-en-train des Cévennes, à Marguerite et j'en passe. Je souhaite également bon courage aux futurs docteurs.

Merci à ma famille et à mon compagnon Mathieu pour m'avoir supportée et soutenue lors de ces trois années, dans les moments difficiles comme dans les plus heureux.

Enfin, je souhaite remercier les membres du jury qui ont accepté d'évaluer mon travail et de venir assister à ma soutenance.

TABLE DES MATIÈRES

GLOSSAIRE	4
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION	5
1.1. Contexte général.....	5
1.2. Observations de la dynamique des poussières lunaires.....	7
1.3. L'environnement lunaire.....	10
1.4. Modèles numériques existants.....	12
1.5. Adhésion des poussières.....	14
1.6. Objectifs et démarche scientifique.....	14
1.7. Plan du mémoire.....	16
CHAPITRE 2 : CHARGE DE LA SURFACE LUNAIRE	17
2.1. Présentation des différentes échelles étudiées.....	17
2.2. Charge macroscopique de la surface lunaire.....	18
2.2.1. Présentation générale de l'environnement lunaire.....	18
2.2.2. Phénomènes de charge à la surface de la Lune.....	21
2.2.3. Formation de la gaine.....	22
2.2.4. Collection du plasma du vent solaire.....	25
2.2.5. Potentiels à la surface de la Lune.....	28
2.2.6. Effet de charge d'espace côté jour.....	29
2.3. Effets du relief sur la charge de la surface lunaire.....	34
2.4. Charge du grain à la surface de la couche.....	37
2.5. Charge d'un grain en phase gazeuse.....	44
2.6. Bilan.....	47
CHAPITRE 3 : PROPRIÉTÉS PHYSIQUES ET ÉLECTRIQUES DES POUSSIÈRES	49
3.1. Le régolithe lunaire.....	49
3.1.1. Propriétés générales.....	49
3.1.2. Caractéristiques électriques.....	52
3.1.3. Charge par triboélectricité.....	56
3.2. Les simulants terrestres utilisés.....	57
3.3. Caractérisation expérimentale des propriétés électriques.....	67
3.3.1. Dispositif expérimental.....	67
3.3.2. Photocourant.....	71
3.3.3. Conductivité de volume.....	74
3.3.4. Émission électronique secondaire.....	80
3.4. Bilan.....	82

CHAPITRE 4 : PHÉNOMÉNOLOGIE DE L'ÉJECTION DES POUSSIÈRES.....	83
4.1. Forces appliquées sur les poussières	83
4.2. État de l'art de la mise en évidence du transport des poussières.....	87
4.2.1. Observations en vol.....	87
4.2.2. Observations en environnement plasma	88
4.2.3. Observations en environnement plasma et faisceau d'électrons.....	97
4.2.4. Observations en environnement photonique.....	104
4.3. Enseignements majeurs	109
CHAPITRE 5 : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU TRANSPORT DES POUSSIÈRES.....	112
5.1. Dispositif expérimental de simulation de la surface lunaire	112
5.1.1. Transition ombre/Soleil.....	112
5.1.2. Contamination d'échantillons cibles	117
5.1.3. Actionneur mécanique	118
5.1.4. Contrôle de la température	119
5.1.5. Diagnostic	120
5.2. Mise en évidence des conditions de transport des poussières	121
5.2.1. Configuration expérimentale.....	122
5.2.2. Protocole expérimental	123
5.2.3. Observation du transport des poussières	124
5.2.4. Influence de la température	134
5.2.5. Influence des vibrations	134
5.3. Optimisation expérimentale par simulation numérique	139
5.4. Étude détaillée du transport des poussières	141
5.4.1. Configuration expérimentale.....	142
5.4.2. Protocole expérimental	143
5.4.3. Observation du transport des poussières	144
5.4.4. Influence de la taille des grains	148
5.4.5. Influence de la composition des simulants	151
5.4.6. Influence de la température	159
5.4.7. Influence des vibrations	160
5.5. Bilan	163
CHAPITRE 6 : ANALYSE DE L'ÉJECTION DES POUSSIÈRES.....	165
6.1. Modèle numérique.....	165
6.1.1. Modèle de soulèvement	165
6.1.2. Description des simulations	168
6.2. Amplifications de la force électrostatique.....	173
6.2.1. Analyse préliminaire	174
6.2.2. Analyse détaillée des effets microscopiques.....	181
6.2.3. Bilan	188
6.3. Analyse de la force de cohésion	188
6.3.1. Propreté des poussières	188
6.3.2. Estimation des forces	189
6.3.3. Bilan	194

6.4.	Analyse numérique des résultats	195
6.4.1.	Comparaison avec les expériences.....	195
6.4.2.	Adaptation du modèle	202
6.4.3.	Bilan	203
6.5.	Améliorations du code proposées	204
CHAPITRE 7 : CONCLUSION		206
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES		210
TABLES DES FIGURES.....		216
TABLE DES TABLEAUX		223
ANNEXE		224

GLOSSAIRE

GRANDEUR	NOTATION	UNITÉ
Angle d'incidence des UV	θ	°
Facteur d'amplification géométrique	β	-
Potentiel électrique	ϕ	V
Pulsation	ω	Rad/s
Résistivité	ρ	$\Omega \cdot m$
Permittivité du vide	ϵ_0	F/m
Longueur de Debye	λ_D	m
Rendement d'émission secondaire	δ_e	-
Permittivité relative	ϵ_r	-
Capacité électrique	C	F
Épaisseur de la couche	d	m
Amplitude des vibrations	d_0	m
Taille d'un grain	D_d	m
Champ électrique	E	V/m
Charge élémentaire	e	C
Fréquence	f	Hz
Force de cohésion	F_c	N
Force électrostatique	F_e	N
Force gravitationnelle	F_g	N
Force de Van der Waals	F_{vdW}	N
Force de vibration	F_{vib}	N
Accélération gravitationnelle	g	m/s^2
Courant	I	A
Densité de courant de photoémission à incidence normale	i_{ph}	A/m^2
Densité de courant	J	A/m^2
Facteur de cohésion	KS^2	kg/s^2
Température	kT	eV
Masse	m	kg
Densité	n	m^{-3}
Obscurcissement	O	%
Charge électrique	Q	C
Résistance électrique	R	Ω
Rayon d'un grain	r_d	m
Propreté de la surface d'un grain	S	-
Temps	t	s
Masse volumique	μ	kg/m^3
Conductivité	σ	$\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$

CHAPITRE 1 : INTRODUCTION

1.1. Contexte général

L'exploration lunaire commencée lors des missions Apollo est toujours un sujet d'actualité pour les principales agences spatiales du monde qui prévoient de nombreuses missions lors des années à venir. L'une des plus importantes est sans doute le développement du nouveau véhicule spatial Orion, effectué par la NASA, et dont l'un des objectifs est de pouvoir de nouveau envoyer des équipages sur la Lune. L'agence spatiale européenne (ESA) travaille également sur ce sujet puisqu'elle participe à la mission lunaire Luna-Globe de l'agence russe Rocosmos qui prévoit un alunissage en 2018. La Chine a également envoyé avec succès le rover Yutu en Décembre 2013 à la surface de notre satellite. De plus, plusieurs idées concernant l'établissement d'un village lunaire ont été proposées en Europe, notamment à l'ESA. La Lune reste donc un élément essentiel de l'exploration de l'espace qui se veut de plus en plus lointaine, notamment vers Mars.

Ces différents projets se basent sur les retours des missions Apollo et ont ainsi permis de dégager une problématique importante : l'impact des poussières lunaires sur le bon déroulement des missions. En effet, la surface de la Lune est recouverte d'une couche importante de grains de régolithe, pouvant aller jusqu'à plusieurs mètres d'épaisseur. Ces grains sont plus communément appelés poussières lunaires. Ces particules sont très fines, leur rayon pouvant aller de la dizaine de micromètres à des valeurs inférieures au micron. De plus, elles présentent des propriétés très abrasives et ont tendance à se coller sur tout type de surface. En effet, suite à l'ère Apollo, plusieurs problèmes, causés par les poussières et compromettant la réussite des missions, ont été identifiés et recensés par [Gaier 2005]. La diminution de la visibilité due aux nuages de poussières lors de l'alunissage fut constatée pour chacune des missions Apollo, le degré d'importance variant d'un site d'alunissage à l'autre. Ceci démontre qu'il existe des variations d'épaisseurs de la couche de poussières déposées sur le sol en fonction des zones de la surface lunaire. Le choix des sites d'alunissage

doit donc être effectué avec attention. Le dépôt d'une quantité importante de poussières sur les instruments peut également engendrer une altération des mesures réalisées, une dégradation du matériau recouvert ou encore des dysfonctionnements au niveau du contrôle thermique des équipements. La perte d'adhérence représente également un inconvénient, bien que moins important. Néanmoins, Neil Armstrong a rapporté que la poussière collectée sous ses bottes a rendu plus difficile l'ascension de l'échelle du module lunaire à la fin des expéditions. Dans ce cas, il s'est avéré qu'un simple coup de pied a permis de faire tomber la plupart des poussières collées sur les semelles. L'accumulation de poussières à l'intérieur de mécanismes contenus dans les équipements d'exploration peut par contre entraîner des phénomènes de grippage et représente un problème bien plus inquiétant pour le fonctionnement de rovers lunaires par exemple. La poussière lunaire engendre systématiquement un encombrement des mécanismes qu'ils appartiennent à des appareils de mesure ou aux combinaisons des astronautes, comme les visières solaires des casques ou les fermetures éclair. Enfin, il a été constaté que le dépôt de ces poussières pouvait entraîner une abrasion extrême. Cela représente un inconvénient pour des missions de longues durées sur la Lune, d'autant plus lorsque cela se produit sur les combinaisons d'activité extravéhiculaire.

Cette problématique se retrouve également sur les astéroïdes. En effet, de nombreuses agences ont pour objectifs d'envoyer des appareils à la surface d'astéroïdes proches de la Terre afin d'obtenir, notamment, des données sur les origines de l'univers. Certaines missions ont également pour but de forer la surface de ces astéroïdes dans le but de découvrir des matériaux rares et le ramener sur Terre. Le problème de la contamination de matériel par les poussières est donc important et doit être considéré.

C'est la raison pour laquelle les études développées dans ce contexte veulent identifier et caractériser les phénomènes physiques à l'origine de cette dynamique pour ainsi être en mesure de s'en protéger et assurer le bon déroulement des futures missions.

1.2. Observations de la dynamique des poussières lunaires

Tout d'abord, il semble évident que toute activité humaine et/ou robotique peut provoquer un soulèvement des particules de poussières de la surface. L'alunissage d'un appareil peut ainsi provoquer une diminution de la visibilité due aux nuages de poussières, ce qui a été constaté lors des missions Apollo. Le simple déplacement d'un rover ou même d'un astronaute sur la surface peut aussi générer un déplacement de poussières.

La surface de la Lune est également soumise à de nombreux bombardements de météorites. La fréquence de ces événements dépend de la taille des objets venant impacter la surface lunaire, les plus petits étant les plus fréquemment rencontrés. Jusqu'à récemment, l'étude menée par [Rennilson and Criswell 1974] représentait la théorie suivie par la communauté scientifique. Les auteurs estimaient que les impacts de météorites ne produisent pas d'éjecta possédant une vitesse d'injection suffisante pour qu'ils soient en mesure de rester en suspension de façon stable à l'altitude nécessaire pour former un nuage de poussières au-dessus de la surface de la Lune. De récentes observations par l'instrument Lunar Dust EXperiment (LDEX), embarqué à bord de la mission Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer (LADEE) ont été effectuées en 2014. Cette mission a observé l'environnement lunaire pendant 150 jours à une altitude comprise entre 20 et 100 km. L'orbite suivie est proche de l'orbite équatoriale et est rétrograde avec une vitesse de 1.6 km/s. La distribution de densité de poussières lunaires mesurée est présentée en Figure 1.1. Cette dernière indique que l'instrument LDEX n'a effectué aucune mesure entre 12 et 18 h, heure locale. Les zones en blanc témoignent des zones inexplorées par LADEE. Ces observations montrent toutefois que les densités de poussières rencontrées à des altitudes supérieures à la dizaine de kilomètres sont corrélées à des impacts de micrométéorites [Horányi et al. 2015] plutôt qu'aux effets de champ électrique comme le suggéraient [Rennilson and Criswell 1974]. Le transport électrostatique des poussières serait, quant à lui, à l'origine d'un nuage de poussières se trouvant plus proche de la surface,

c'est-à-dire à moins d'une centaine de mètres d'altitude [Glenar et al. 2011 ; Poppe and Horányi 2010].

Cette assertion a récemment été confortée par des expérimentations réalisées par [Wang et al. 2016].

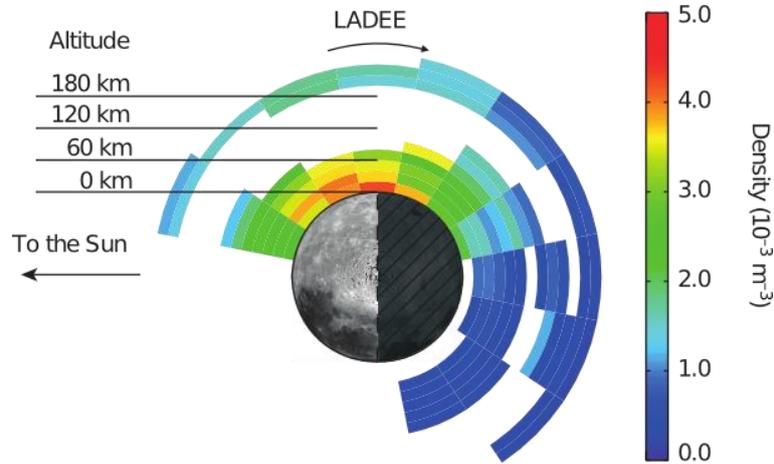


Figure 1.1 : Distribution des densités de poussières lunaires mesurée par LDEX. Résultats uniquement pour des grains supérieurs à $0.3 \mu\text{m}$ de rayon. Projection sur le plan équatorial lunaire [Horányi et al. 2015]

Enfin, lors de la mission Apollo 17, il a été observé que des particules de poussières sont en lévitation à quelques mètres au-dessus de la surface de la Lune, ce que les astronautes ont appelé l'Horizon Glow (HG). Les astronautes, alors en orbite autour de la Lune, ont vu un nuage de poussières en suspension au-dessus de la surface lunaire, créant ainsi un halo de lumière au lever du Soleil. Ce phénomène fut mis en évidence par la suite grâce aux images rapportées par les appareils Surveyor 5, 6 et 7. D'après [Criswell 1973], l'origine de l'HG est issue de phénomènes d'ombrage locaux, induits par le relief, qui génèrent un fort champ électrique, permettant ainsi à la poussière, chargée par les UV du Soleil ou le vent solaire, de décoller de la surface lunaire. En effet, dans le cas d'un cratère par exemple, il est possible qu'une partie de la surface se trouvant à l'intérieur se situe à l'ombre, et soit donc à un potentiel négatif, tandis que le côté opposé est exposé au Soleil et est positif, cf. Figure 1.2. Ainsi, de fortes différences de potentiel se créent à la frontière entre ces deux zones. Les poussières exposées à de tels champs électriques peuvent alors être soulevées de la surface électrostatiquement et se déplacer au-dessus du sol lunaire. Il est également possible que les particules soient éjectées puis retombent. Ces zones de transition entre ombre et lumière sont donc d'un intérêt primordial dans la compréhension du transport électrostatique des poussières lunaires.

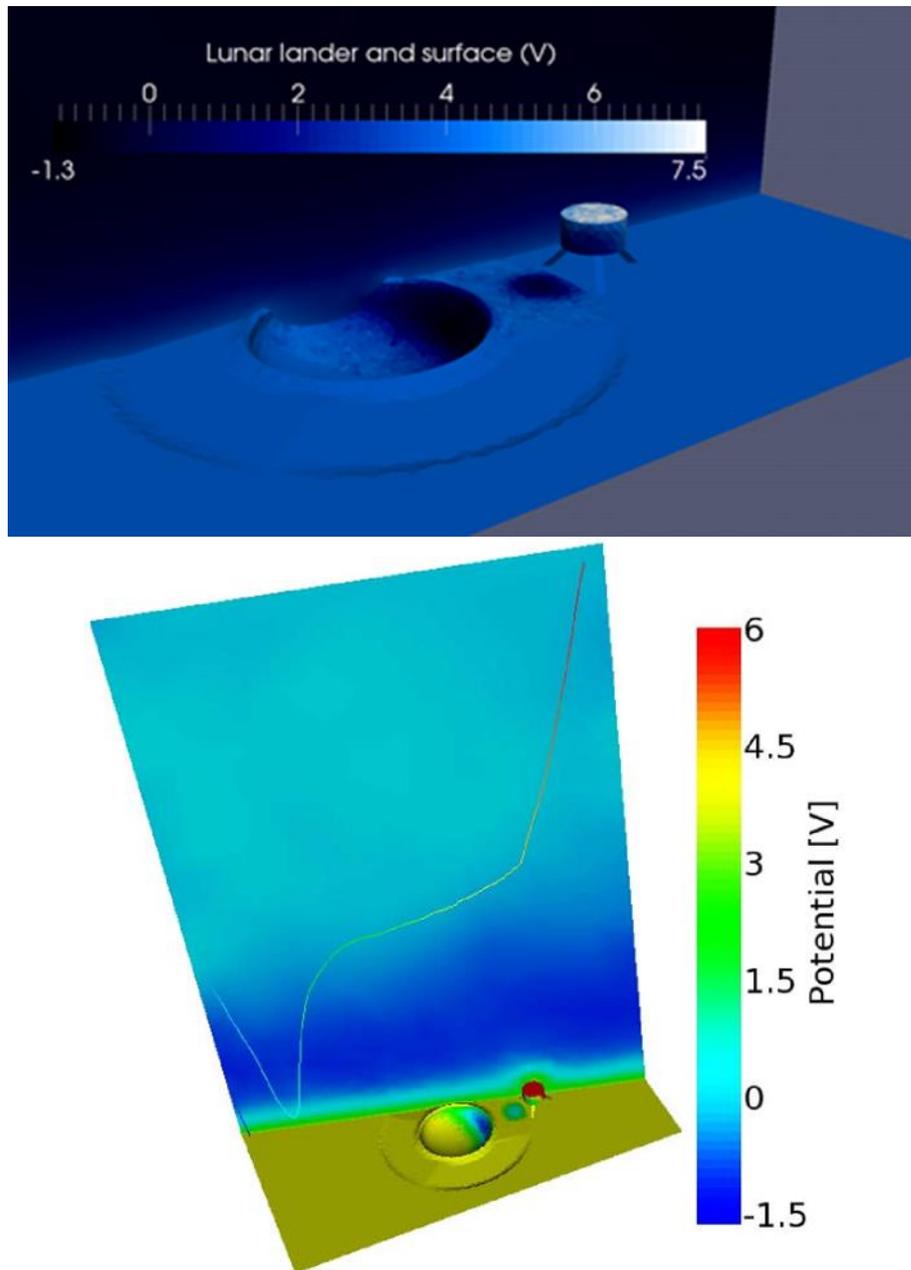


Figure 1.2 : Représentation des potentiels et de la charge de la géométrie lunaire ainsi que de la trajectoire suivie par une poussière dans le cas d'un lander à proximité d'un cratère

Un autre modèle de formation de l'HG fut proposé par [Stubbs, Vondrak, and Farrell 2006]. Ce modèle de fontaine dynamique vise à compléter le précédent en expliquant la présence de grains de diamètre d'environ 10 nm à des altitudes avoisinant la centaine de kilomètres. Dans ce nouveau modèle, il est supposé que l'accélération de la poussière dans la gaine d'accélération est non nulle. Néanmoins, ce modèle reste limité puisqu'il ne tient compte ni de la cohésion des grains dans la couche de poussière,

ni de l'émission secondaire des particules. La composante horizontale du champ électrique est également négligée.

Il ressort de ces travaux que la présence de poussières lunaires à haute altitude est due aux impacts de micrométéorites alors que le soulèvement à basse altitude est dû à des effets électrostatiques.

1.3. L'environnement lunaire

Afin de mieux identifier la physique à l'origine de la dynamique des poussières, il est dans un premier temps nécessaire de connaître l'environnement lunaire. La surface de la Lune présente trois zones d'intérêt majeur pour cette étude : le côté jour, éclairé par le Soleil, le côté nuit et la zone de transition entre les deux, appelée le terminator, comme le présente la Figure 1.3. Du fait de son exposition au Soleil, le côté jour possède une température d'environ $+100\text{ }^{\circ}\text{C}$ à la surface [Colwell et al. 2007]. Durant la révolution de la Lune autour de la Terre, il collecte les électrons et les ions provenant du vent solaire ainsi que le rayonnement UV issu du Soleil, qui induit une émission de photoélectrons depuis la surface, appelée photoémission. Du côté nuit, la température est très basse, égale à $-153\text{ }^{\circ}\text{C}$, comme le rapporte [Colwell et al. 2007].

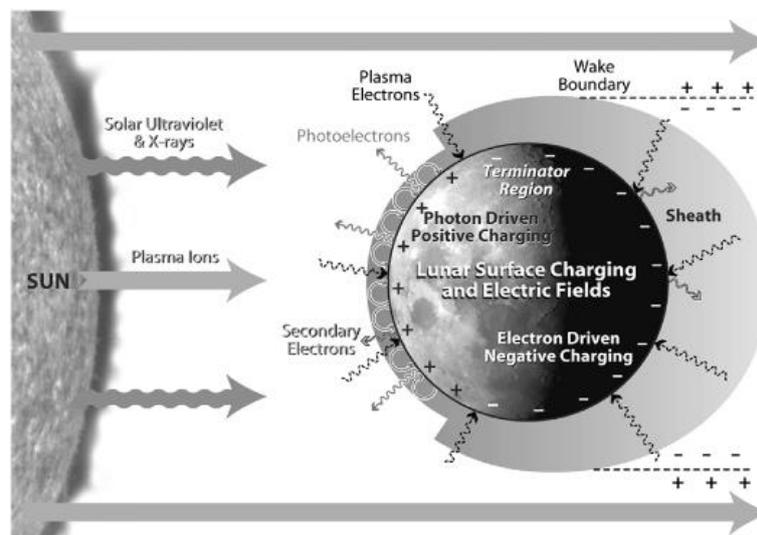


Figure 1.3 : Représentation de l'environnement lunaire [Stubbs et al. 2014]

Du côté jour de la Lune, la surface est frappée par le spectre solaire. Les photons de hautes énergies et ayant des longueurs d'onde comprises entre 0.1 et 200 nm engendrent une éjection d'électrons de la

surface. Si cette photoémission est le courant dominant à la surface, cette dernière perd alors des électrons et devient positivement chargée. Le potentiel correspondant est alors environ égal à l'énergie moyenne des photoélectrons. La valeur de ce potentiel a été mesurée par l'outil Apollo Suprathermal Ion Detector Experiment de l'ordre de +10 V [Colwell et al. 2007]. La longueur de Debye, c'est-à-dire la distance à partir de laquelle les effets du potentiel de surface sur le plasma lunaire ne sont plus ressentis, est de l'ordre du mètre [Stubbs et al. 2014]. Du côté nuit, on observe une collection prépondérante des électrons du vent solaire ce qui induit une charge négative à la surface, en l'absence d'autres courants. Le potentiel correspondant est de l'ordre de l'énergie d'un électron en eV. Il a été mesuré entre -35 et -100 V par l'appareil Lunar Prospector [Colwell et al. 2007], l'émission secondaire d'électrons depuis la surface réduisant la charge négative de cette dernière. La longueur de Debye correspondante est estimée égale à une dizaine de mètres [Stubbs et al. 2014]. Un potentiel négatif a également pu être observé côté jour alors que le courant de photoélectrons est censé l'empêcher. [Halekas, Lin, and Mitchell 2005] ont interprété ce phénomène comme étant une preuve de la forte variabilité dans le courant de photoélectrons de la surface lunaire, qui lui-même pourrait causer des variations temporelles et spatiales du potentiel à la surface du côté jour.

Enfin, au terminator, c'est-à-dire dans la zone de transition entre côté jour et côté nuit, le potentiel a été déterminé égal à -70 V par [Freeman and Ibrahim 1975]. Le passage des potentiels positifs vers les potentiels négatifs a lieu sur la partie éclairée du terminator, là où l'incidence des photons est réduite mais où les électrons thermiques ont toujours accès. La zone du terminator a cependant un potentiel compliqué du fait de la réduction de la photoémission à de faibles angles de zénith solaire sur des échelles spatiales assez grandes et de la présence de zones d'ombre très proche des zones ensoleillées où a lieu la photoémission, au niveau de cratères par exemple. Cela peut produire de forts champs électriques localisés et dus à la variation du courant de photoélectrons entre régions éclairées et à l'ombre. Ces mécanismes sont suspectés comme étant la source d'un transport électrostatique de poussières chargées de la surface.

1.4. Modèles numériques existants

Plusieurs modèles numériques représentant la dynamique et la charge des poussières à la surface de la Lune existent. Ces derniers s'intéressent au nuage de poussières se trouvant à quelques mètres au-dessus de la surface et dû à des effets électrostatiques. [Poppe et al. 2012] ont réalisé des simulations Particle-In-Cell (PIC) de la gaine de photoélectrons au-dessus d'un cratère situé sur le côté jour de la Lune. Leurs résultats n'ont pas mis en évidence le phénomène de « supercharging », c'est-à-dire la formation de champs électriques supérieurs à 10^5 V/m, qui a été proposé par [Criswell and De 1977]. Ce phénomène était censé se produire au niveau du terminator, les zones ensoleillées et à l'ombre étant très proches et présentant ainsi de très importantes différences de potentiel sur de très petites distances. Les simulations réalisées n'ont pas révélé de champs électriques supérieurs à 10 V/m, soit quatre ordres de grandeur plus faibles que ceux prévus par le « supercharging ». Cependant, il a été observé que la topographie de la surface, représentée dans ce cas par un cratère, peut entraîner des amplifications de champs électriques à proximité du relief par rapport aux valeurs observées à des distances plus lointaines. La différence entre les valeurs obtenues par [Poppe et al. 2012] et celles proposées par [Criswell and De 1977] est due à l'écrantage opéré par les électrons du vent solaire et les photoélectrons près de la surface. Les simulations réalisées ont également étudié la charge et le transport électrostatique de grains compris entre 10 nm et 10 μ m de rayon. Il semble que les grains s'accumulent sur les bords du cratère du fait de la présence de champs électriques complexes au-dessus de ces zones. Les grains qui restent piégés à l'intérieur du cratère ont une distribution spatiale équilibrée sur la surface du cratère. Ces résultats mettent donc en évidence le possible transport électrostatique de grains de poussières à proximité des reliefs se trouvant à la surface de la Lune.

Un second modèle fut proposé par [Hartzell and Scheeres 2013], basé sur la simulation du mouvement d'un grain de poussière au sein d'un environnement plasma constant. Ces travaux ont montré

que du côté jour, le champ électrique est le plus fort au niveau du point subsolaire. Plus la particule se rapproche du terminator, plus le champ électrique diminue. Le comportement de la particule au niveau du terminator est difficile à prévoir puisque les variations de potentiel dans cette région de la surface lunaire sont peu connues. Les grains pourraient très bien être éjectés du fait de la présence de forts champs électriques ou bien déposés dans cette région puisque les zones ombragées ont un potentiel de surface négatif. D'après les auteurs, il semble peu probable que la lévitation stable de grains soit possible au terminator, à moins que les oscillations d'altitude soient très petites du fait de la forte variabilité prévue du potentiel. Dans ce modèle, la taille maximum d'une particule en lévitation stable au-dessus de la surface de la Lune est égale à $0.07 \mu\text{m}$, soit bien plus petite que les $10 \mu\text{m}$ proposés par [Rennilson and Criswell 1974]. Pour les auteurs de cette étude, si l'HG observé est dû à des grains de $10 \mu\text{m}$, ces derniers ne peuvent être en lévitation au-dessus de la surface. Ces grains seraient en fait éjectés de la surface et suivraient une trajectoire balistique. Ce modèle met également en défaut l'hypothèse de [Stubbs, Vondrak, and Farrell 2006] selon laquelle des grains de $0.1 \mu\text{m}$ seraient présents à plus de 100 km d'altitude au-dessus de la surface.

Enfin, un modèle de la charge de la surface lunaire a été développé au sein de l'Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales (ONERA) de Toulouse. Ce modèle est utilisé dans le logiciel SPIS-Dust, amélioration du logiciel Spacecraft Plasma Interactions Software (SPIS) (www.spis.org) préexistant. Plusieurs études ont reçu le support de l'ESA et ont permis d'étendre les capacités de SPIS. Le logiciel donne à l'utilisateur la possibilité de construire une géométrie de simulation basée sur la topologie lunaire et d'y inclure un lander. Le code numérique a également été enrichi afin de pouvoir traiter la physique de la charge de particules de poussières et donner une meilleure description de la gaine plasma au-dessus de la surface, comme le présente [Hess et al. 2015]. Ce modèle de charge des poussières au sol et de leur éjection tient compte de la distribution de la charge entre les grains et des forces de cohésion (et sismique), et a été confronté à des expériences au sol [Champlain et al. 2016].

1.5. Adhésion des poussières

Depuis la mise en lumière de la problématique des poussières lunaires, de nombreuses études expérimentales ont été menées afin de caractériser les forces d'adhésion et les quantifier. Les méthodes mises en place sont très largement inspirées de celles utilisées dans la xérographie, utilisant un procédé de dépôt électrostatique des particules de toners sur le papier. Les travaux menés par [Dove 2012] ont présenté plusieurs tests d'adhésion des poussières sur différents matériaux et les effets d'une modification de la surface de ces derniers sur l'adhésion des particules. Il a ainsi été mis en évidence qu'une modification de surface par bombardement d'ions entraîne une modification de l'énergie de surface des matériaux. Suite à ce traitement, les surfaces ont été utilisées dans une expérience permettant de calculer la force d'adhésion à partir de la force centrifuge. Cette dernière fut inspirée des travaux de [Mizes et al. 2000] dans le cadre de la xérographie. Durant ces essais expérimentaux, il a été observé que les particules de diamètre inférieur à 8 μm restaient collées sur les surfaces malgré une force centrifuge très importante. De plus, les surfaces traitées par bombardement d'ions ont éjecté les poussières plus rapidement et à des vitesses de rotation moins élevées. Malgré ces résultats, cette force d'adhésion n'est encore que très peu connue. Pourtant, elle représente un point essentiel dans la mise au point d'une méthode de prévention efficace, afin de pouvoir protéger les équipements envoyés sur la Lune.

1.6. Objectifs et démarche scientifique

Les études réalisées sur le sujet donnant des ordres de grandeur différents, il apparaît important d'identifier et de quantifier les phénomènes physiques en jeu lors du transport des poussières lunaires. Ces derniers sont, à l'heure d'aujourd'hui, encore assez méconnus. Le développement d'outils numériques, tels que le logiciel SPIS-Dust, représente un excellent moyen pour prédire les effets des poussières sur les équipements et, ainsi, de les préparer au mieux avant le départ dans l'espace. La Figure 1.4 présente les quatre grandes thématiques autour desquelles la présente thèse est articulée, et qui rejoint les modèles du logiciel SPIS-Dust. Le bloc bleu étudie l'environnement plasma à une échelle mésoscopique autour de la

Lune, c'est-à-dire quelques mètres au-dessus de sa surface. Le bloc vert est représentatif de l'étude de la charge en surface des poussières et de l'influence de l'environnement lunaire sur cette charge. Elle s'intéresse notamment à l'effet que peuvent avoir la topologie de la Lune et les propriétés des poussières sur la collection ou l'émission de particules chargées et sur le potentiel de la surface. Le bloc jaune s'intéresse à l'éjection des poussières depuis la surface du sol lunaire. En particulier, le flux de particules émises depuis la surface par rapport à leur distribution d'origine est étudié. Enfin, le bloc rouge vise à modéliser la dynamique des poussières lunaires et leur charge au sein du plasma lunaire. Le but est de réussir à réaliser un modèle permettant de comprendre l'évolution d'un grain de poussière après qu'il ait quitté la surface de la Lune, c'est-à-dire sa trajectoire, sa charge, etc...

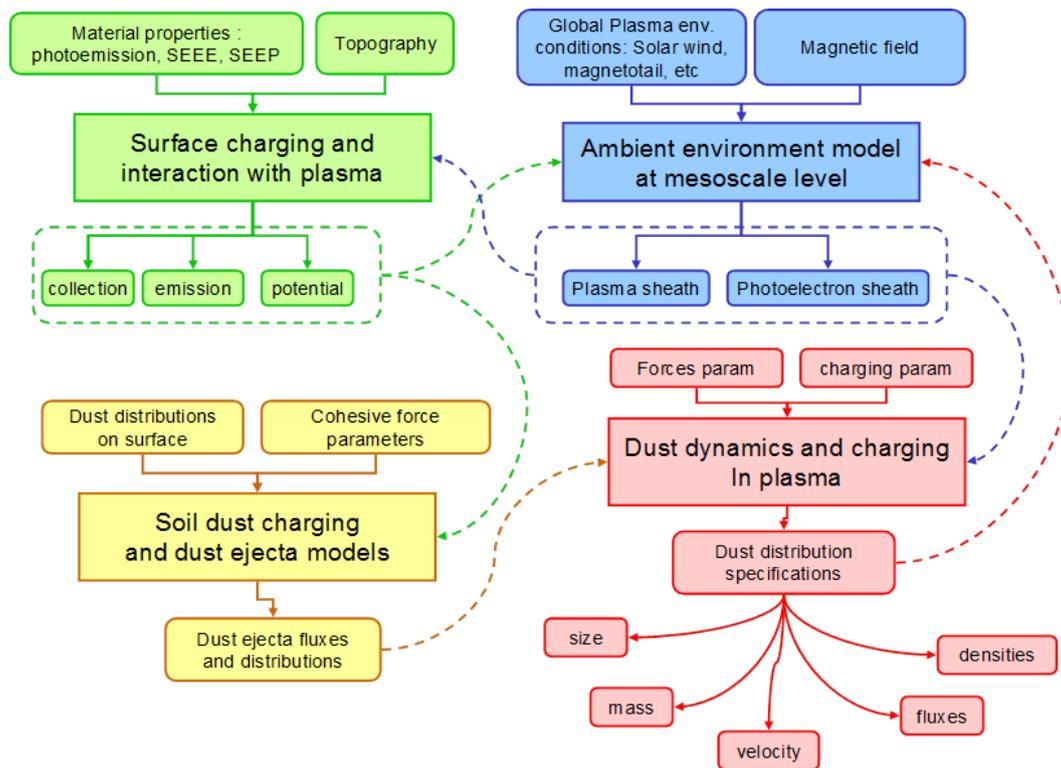


Figure 1.4 : Présentation des diverses études de l'ONERA portant sur les poussières lunaires [ONERA and Artenum 2014]

Suite aux études concernant la dynamique des poussières, des méthodes de prévention efficaces peuvent être alors proposées afin de protéger les instruments. L'objectif premier de cette thèse est donc de caractériser et modéliser la charge et le transport électrostatique des poussières aux interfaces ombre/soleil, dus à l'interaction avec l'environnement lunaire. Grâce aux modèles et hypothèses formulés, le second

objectif est de contraindre les modèles existants à l'aide de la réalisation d'expérimentations de transport électrostatique de simulants de poussières lunaires.

La première étape de ces travaux de thèse a été la conception et le développement d'un moyen expérimental spécifique à l'étude des poussières lunaires. L'installation Dust Regolith Or Particles (DROP) est une enceinte à vide équipée de façon à pouvoir mener des études sur les grains de régolithe dans des conditions expérimentales les plus proches possible de la réalité. Une fois la chambre équipée, des protocoles expérimentaux ont été conçus afin de caractériser la charge des poussières, notamment en étudiant leurs propriétés physiques et électriques. D'autres protocoles ont ensuite été mis en œuvre afin de caractériser et observer le déplacement des poussières, notamment par le biais de la contamination de la surface de plusieurs échantillons. Enfin, les résultats expérimentaux obtenus, tant au niveau de la charge que de la dynamique des poussières, ont été confrontés à des simulations de l'environnement expérimental réalisées avec SPIS-Dust.

1.7. Plan du mémoire

Le présent mémoire s'intéresse d'abord à la charge des poussières sur la surface lunaire en présentant, lors du chapitre 2, les phénomènes de charge présents aux différentes échelles macroscopique, mésoscopique et microscopique. Une présentation des propriétés physiques des poussières est ensuite exposée en section 3, permettant ainsi de préciser les paramètres physiques et électriques les plus importants dans la dynamique des poussières. La phénoménologie de l'éjection des poussières depuis la surface fait l'objet du chapitre 4, en passant notamment par le bilan des forces en présence et l'analyse de résultats expérimentaux issus de la littérature. La suite de cette étude traite du transport des poussières depuis la surface. L'étude expérimentale du transport électrostatique réalisée lors de ces travaux de thèse est détaillée en section 5 avant d'être, dans le chapitre 6, analysée et comparée au modèle numérique de SPIS-Dust. Enfin, le mémoire est clôturé par le chapitre 7 effectuant le bilan des enseignements tirés de ces travaux et les perspectives qui s'ouvrent suite à cette étude.

CHAPITRE 2 : CHARGE DE LA SURFACE LUNAIRE

Ce chapitre présente les phénomènes de charge présents à la surface de la Lune à trois échelles différentes : macroscopique (surface lunaire et son relief), mésoscopique (rochers, cailloux, ...) et microscopique (grain). Nous présenterons ainsi les potentiels et les champs électriques au-dessus de la surface des poussières ainsi des modèles de charge adaptés à chaque échelle.

2.1. Présentation des différentes échelles étudiées

L'étude de la charge de la surface des poussières se réalise à plusieurs échelles. L'échelle macroscopique tient compte des effets du relief à la surface, tels que les cratères, comme le représente la Figure 2.1. Cependant, au sein même d'un cratère, il est possible de trouver des effets géométriques à l'échelle mésoscopique, c'est-à-dire dus à des rochers ou des cailloux bien plus petits que la taille du cratère. À cette échelle, plusieurs types de surface peuvent être rencontrés. Nous pouvons considérer par exemple que la surface de la couche de poussières est tout simplement plane, sans aucun relief à sa surface (zoom 1). Elle peut également présenter quelques aspérités du fait de la rugosité des particules, comme l'ont étudié [Wang et al. 2016] (zoom 2) ou encore posséder des irrégularités géométriques plus importantes, dues à des cailloux (zoom 3). Enfin, l'échelle microscopique décrit ce qu'il se produit à l'échelle des grains (zoom 4) et qui est commune aux configurations 2, 3 et 4.

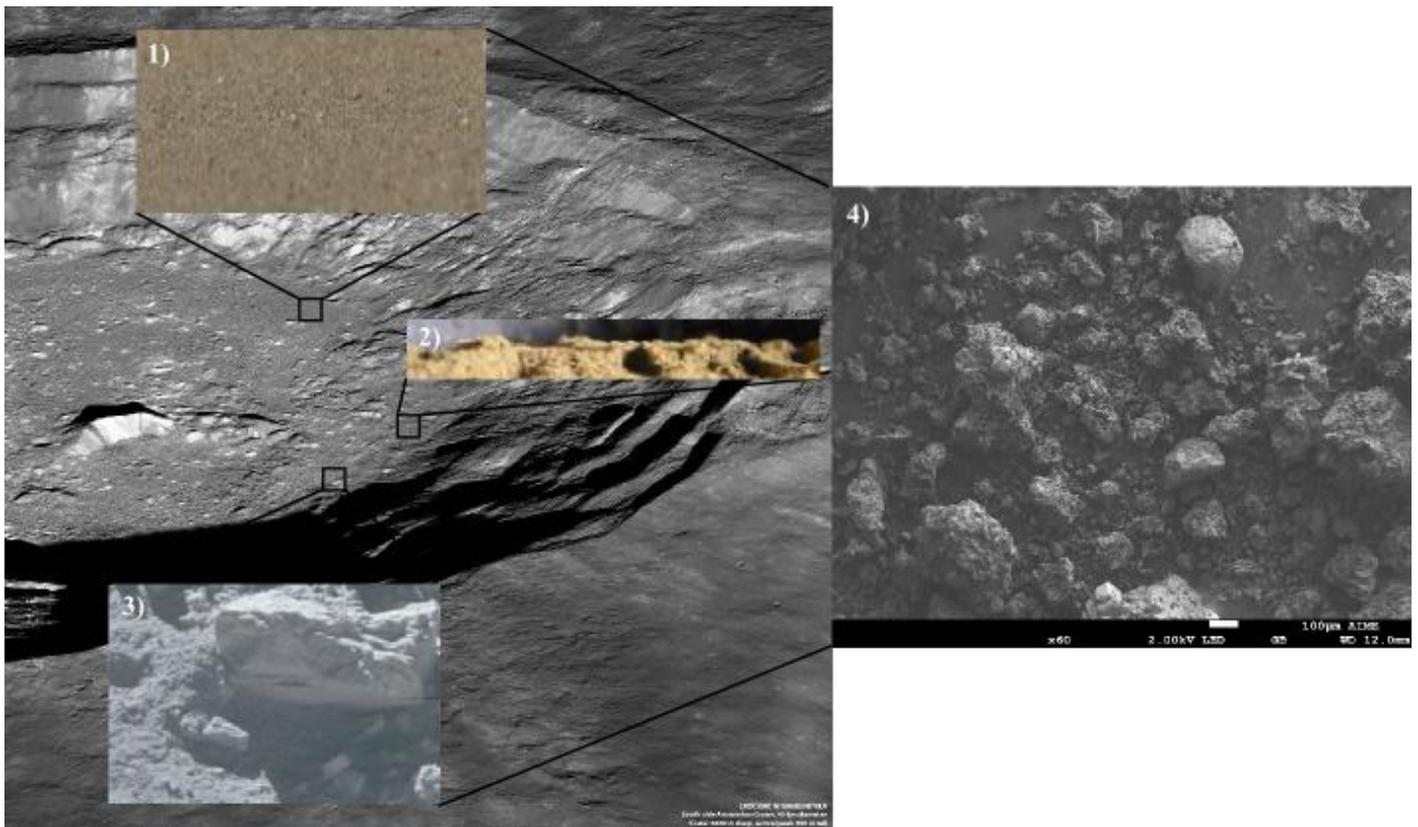


Figure 2.1 : Échelles macroscopique (cratère), mésoscopique (rochers, cailloux, surfaces planes, amas de poussières) et microscopique (grains)

2.2. Charge macroscopique de la surface lunaire

Dans ce paragraphe, nous détaillons les courants incidents sur la surface lunaire, que ça soit côté jour ou côté nuit, en fonction de l'environnement plasma dans lequel elle se situe. Les potentiels à la surface de la Lune ainsi que la création d'une gaine au-dessus de la surface sont également décrits.

2.2.1. Présentation générale de l'environnement lunaire

Il existe, à la surface de la Lune, plusieurs processus de charge qui sont dus à la collection d'électrons et d'ions du plasma de l'environnement lunaire, la photoémission due aux UV du Soleil côté jour et l'émission d'électrons secondaires (non négligeable côté nuit). Sur la Lune, le niveau d'exposition aux UV du Soleil et au plasma ambiant dépend notamment de l'activité solaire mais également du temps local, de la position de la Lune sur son orbite, puisqu'elle passe un tiers de son orbite dans la magnétosphère terrestre, ainsi que de la topologie du sol lunaire. Il ne faut pas oublier que la Lune est également exposée aux rayons

cosmiques solaires et galactiques, qui restent néanmoins plus rares que les particules de vent solaire, bien que de plus haute énergie.

Du côté jour de la Lune, c'est-à-dire sur la face ensoleillée, on observe un flux solaire direct, un flux d'albédo lunaire ainsi que des radiations infrarouges provenant de la surface lunaire. Durant la révolution de la Lune autour de la Terre, le côté jour collecte les électrons et les ions provenant du vent solaire et le rayonnement UV issu du Soleil induit une photoémission. Lorsque ce côté se situe dans la magnétosphère terrestre, le flux d'ions et le plasma complique l'environnement chargé par rapport au reste de la trajectoire de la Lune sur son orbite.

Pendant sa révolution autour de la Terre, la Lune traverse quatre zones distinctes, dont les propriétés plasma, c'est-à-dire la densité n , la température des électrons T_e et la température des ions T_i , sont différentes, comme l'indique la Figure 2.2 issue de [Russell 1972]. Ces dernières sont le vent solaire, la magnétogaine, le feuillet plasma et la queue magnétosphérique. La magnétogaine représente la zone de la magnétosphère terrestre comprise entre l'onde de choc avec le vent solaire (« bow shock » en anglais) et la magnétopause, frontière entre le vent solaire et la magnétosphère terrestre. À l'intérieur de la magnétogaine, l'environnement plasma peut être négligé puisque la taille de la gaine est petite et le temps passé par la Lune à l'intérieur est court par rapport au temps passé dans la queue magnétosphérique. Dans la direction antisolaire, l'effet de soufflage du vent solaire s'étend au-delà de sept rayons terrestres formant ainsi la queue magnétosphérique. À l'intérieur de cette dernière, au niveau des pôles, on retrouve deux cornets évasés vers l'espace, permettant ainsi une pénétration de particules chargées vers la haute atmosphère terrestre. Enfin, le feuillet plasma représente une zone de pseudo-piégeage en périphérie externe des ceintures de radiation terrestres et s'étend dans toute la queue magnétosphérique.

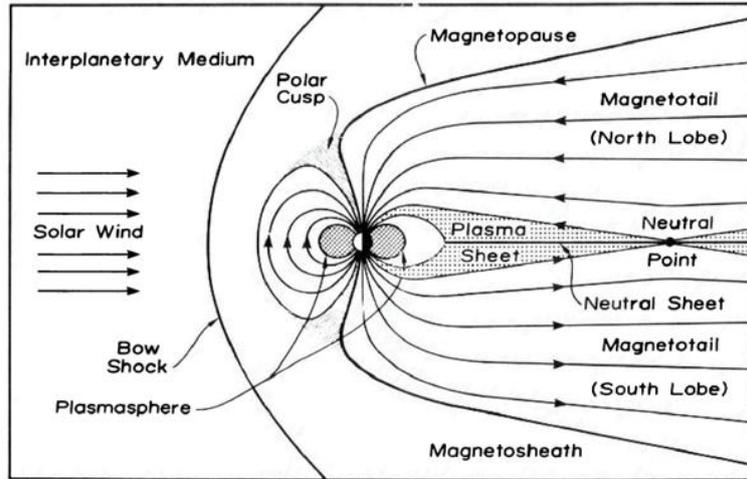


Figure 2.2 : Zones de plasma autour de la Terre [Russell 1972]

En supposant le plasma à l'équilibre thermodynamique, la densité de courant surfacique des électrons au sein du plasma s'exprime selon :

$$J_e = n_e e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \quad (2.1)$$

où n_e est la densité des électrons dans le plasma, e la charge élémentaire, kT_e et m_e la température et la masse des électrons. Les grandeurs plasma associées à ces régions de l'orbite lunaire sont les suivantes, d'après [Kivelson and Russell 1995] et [Manka 1973] :

	Densité n (cm^{-3})	kT_e (eV)	J_e (A/m^2)	kT_i (eV)
Vent solaire	7	10.4	0.6×10^{-6}	12.2
Magnétogaine	2.0 – 50	8.7 – 87	$0.2 - 12 \times 10^{-6}$	43.5 – 434.8
Feuillet	0.1 – 1.0	174 - 1739	$0.04 - 1 \times 10^{-6}$	522 – 8696
Queue magnétosphérique	$10^{-3} - 10^{-2}$	< 86.2	$< 2.5 \times 10^{-9}$	< 861.7

Tableau 2.1 : Propriétés du plasma lunaire

La vitesse du vent solaire est estimée entre 100 et 400 km/s [Gloeckler, Geiss, and Fisk 2001] ce qui donne une énergie de dérive comprise entre 52 et 835 eV pour les ions H^+ . Le nombre de Mach, quant à lui, est égal au rapport de la vitesse de dérive sur la vitesse thermique. Il est donc compris entre 4 et 68. Ainsi, le vent solaire crée un sillage au niveau de la face arrière de la Lune. Dans la suite de ce chapitre,

nous considérons la charge de la surface lunaire lorsque cette dernière se situe loin de la magnétosphère terrestre, c'est-à-dire au sein du vent solaire, où la photoémission, de densité de courant égale à $4.5 \mu\text{A}/\text{m}^2$ [Willis et al. 1973], est prépondérante par rapport à la collection du plasma.

2.2.2. *Phénomènes de charge à la surface de la Lune*

À la surface de la Lune, il existe deux grands phénomènes de charges différents dus aux particules du vent solaire et aux photons des rayons UV du Soleil. La faible conductivité de la surface permet une charge localisée de la surface de la Lune. Il est possible de trouver différents potentiels qui dépendent de l'intensité de chaque courant de charge dans chacune des zones. Ainsi, le potentiel de la surface dépend de l'angle d'incidence du vent solaire, de l'éclairement de la surface et de la topologie du terrain. La faible conductivité de la surface permet également à cette dernière de se charger à la fois positivement et négativement sur de petites échelles de distance et surtout au terminator, région de transition entre le côté jour et le côté nuit de la Lune. Ceci peut engendrer de forts champs électriques supposés être à l'origine du transport des poussières depuis la surface par effet électrostatique.

Les courants principaux à la surface de la Lune sont les courants de collection de particules du vent solaire, I_i pour les ions et I_e pour les électrons, le courant de photoélectrons émis $I_{ph,émis}$, générés par l'effet photoélectrique, le courant de photoélectrons recollectés par la surface $I_{ph,rec}$, le courant d'électrons secondaires émis $I_{sec,émis}$ dus à l'impact d'électrons primaires énergétiques sur la surface lunaire et le courant d'électrons secondaires recollectés par la surface $I_{sec,rec}$. Les signes des courants sont établis en fonction de la charge portée par la particule. De plus, la convention choisie définit le vecteur positif comme allant vers la surface, comme indiqué sur la Figure 2.3. Les courants de particules émises par la surface sont donc de sens opposé.

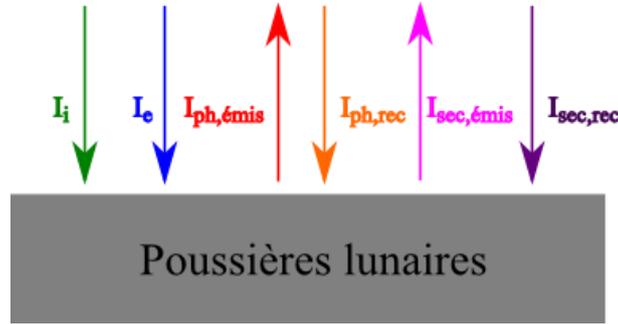


Figure 2.3 : Courants de charge à la surface de la Lune

Suite à ces considérations, on peut déduire l'équation d'équilibre des courants, tout en prenant en compte le signe de chacun des courants dû à la particule qu'ils transportent. En négligeant la conduction, la somme des courants s'écrit :

$$I_i - I_e + I_{ph,émis} - I_{ph,rec} + I_{sec,émis} - I_{sec,rec} = 0 \quad (2.2)$$

L'émission d'électrons depuis la surface entraîne cependant un déséquilibre au sein du plasma qui vient perturber ces courants et impacte en retour la charge de la surface.

2.2.3. Formation de la gaine

Dans le cas général, une surface exposée à un environnement plasma se charge à un potentiel flottant contrôlé par les courants de collection de particules du plasma : ions et électrons. Au sein du plasma, ces particules ont des densités égales rendant ainsi le plasma neutre. Dans le vent solaire, les électrons ont une vitesse thermique plus grande que les ions, leur masse étant plus faible. De ce fait, une surface exposée à ce plasma collecte plus d'électrons que d'ions et se charge donc à un potentiel négatif. Ce déséquilibre au sein du plasma crée une couche non neutre au-dessus de la surface, appelée gaine positive. À l'intérieur de cette gaine, le potentiel varie entre la valeur du potentiel plasma et le potentiel de la surface plus rapidement qu'en l'absence d'un plasma. Ainsi, la gaine permet d'écranter le plasma ambiant des effets de la surface. La distance d'écrantage, qui est l'épaisseur de la gaine, est liée à longueur de Debye λ_D qui s'exprime selon :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_e}{n_e e^2}} \quad (2.3)$$

où ε_0 est la permittivité du vide.

Plusieurs modèles de l'évolution du potentiel plasma au-dessus d'une surface existent, notamment celui de [Nitter, Havnes, and Melandso 1998]. Lors de l'élaboration de ce modèle, les auteurs ont montré que trois profils de potentiel différents peuvent se créer au-dessus de la surface, cf. Figure 2.4. La courbe C représente le cas classique d'une gaine dont le profil de potentiel augmente de façon monotone au-dessus de la surface et dont les asymptotes se situent à zéro et à l'infini. Le cas B est obtenu lorsque la surface se charge positivement par rapport au plasma ambiant. Le profil de potentiel décroît ainsi de façon monotone afin d'atteindre la valeur du potentiel plasma. Enfin, le cas A représente une gaine plus complexe dont le profil de potentiel est non monotone et qui peut se produire lorsque le minimum du potentiel se situe à une altitude donnée au-dessus de la surface. La création d'une gaine au-dessus d'une surface engendre également un champ électrique vertical. Ce dernier peut être, si les conditions de charge sont réunies, à l'origine du déplacement de grains de poussières lunaires.

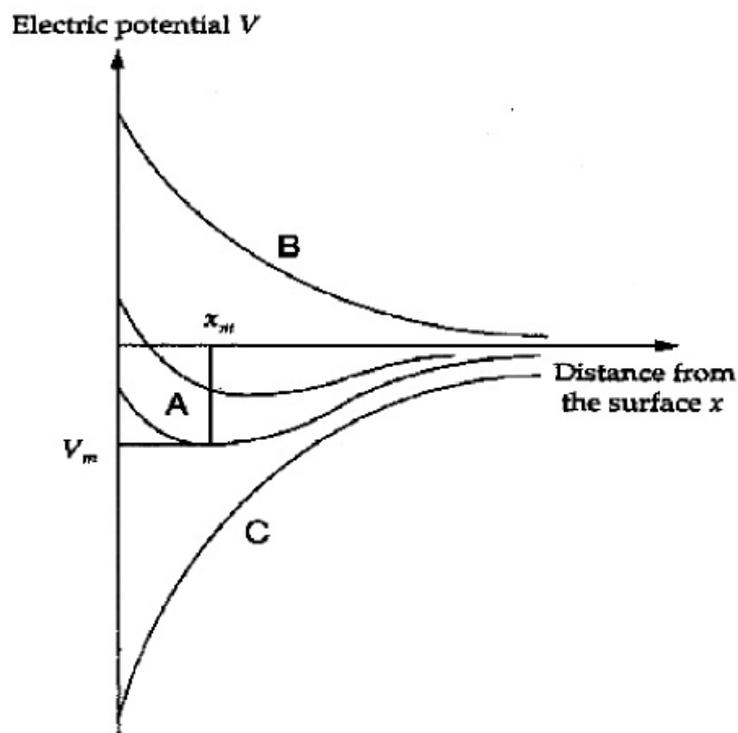


Figure 2.4 : Profils de potentiel théoriques au-dessus de la surface lunaire présentés dans [Nitter, Havnes, and Melandso 1998]

Côté jour, la photoémission crée une densité surfacique de charge positive qui engendre un champ électrique pointant à l'opposé de la surface lunaire, renvoyant les photoélectrons vers la surface. Les photoélectrons ne sont donc émis définitivement vers le plasma que s'ils ont une énergie suffisante pour échapper à la force d'attraction de la surface. Cette recollection empêche donc les photoélectrons de basse énergie de s'échapper de la gaine, où la plupart restent piégés. Seuls les plus énergétiques réussissent à rejoindre le plasma environnant. Lorsque le courant de photoémission domine, ce phénomène limite la charge du côté jour et la gaine plasma proche de la surface devient dominée par les photoélectrons. La formation de cette gaine de photoélectrons a fait l'objet de différents modèles numériques présentés dans la suite de ce chapitre.

Du côté nuit, on observe une collection prépondérante des électrons du vent solaire par la surface lunaire ce qui induit une charge négative à la surface. Cette charge est cependant limitée par l'émission d'électrons secondaires due à l'impact des électrons incidents suffisamment énergétiques. À l'arrière de la Lune, on peut observer un vide d'ions du vent solaire, ces derniers étant supersoniques. Le surplus d'électrons subsoniques crée une polarisation construisant un champ électrique permettant de remplir ce vide avec des ions défléchis et repoussant les électrons les moins énergétiques. Les électrons subsoniques ont un flux constant alors que celui des ions supersoniques est faible. Cela engendre une distribution de densité surfacique de charge négative et permet la création d'un champ électrique pointant vers la surface lunaire. Au premier ordre, on assiste donc à une accélération des ions vers la surface et une répulsion des électrons ce qui permet d'égaliser les flux d'ions et d'électrons à la surface.

2.2.4. Collection du plasma du vent solaire

L'expression des courants de l'équation (2.2) est donnée par [Manka 1973]. Ils dépendent notamment de la nature du plasma, c'est-à-dire de son état stationnaire ou dérivant.

Dans le cas où le rayon du corps supposé sphérique est très petit devant la longueur de Debye, et en supposant un plasma isotrope maxwellien et en l'absence de toute autre source de particules, l'expression de ces courants est issue de la théorie OML (Orbital Motion Limited) décrite par [Laframboise 1973 ; Mott-Smith and Langmuir 1926 ; Bernstein and Rabinowitz 1959 ; Laframboise 1966 ; Chen 1965]. Ainsi, une population attirée par la surface génère la densité de courant suivante :

$$J = en \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} (1 - \chi) \quad (2.4)$$

Le terme χ s'écrit :

$$\chi = \frac{q\phi}{kT} \quad (2.5)$$

où ϕ est le potentiel de la surface et q la charge de la particule. Dans le cas d'une particule repoussée par la surface, la densité de courant s'écrit :

$$J = en \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} \exp(-\chi) \quad (2.6)$$

Cependant, lorsque l'objet étudié possède une taille de l'ordre de la longueur de Debye ou supérieure à celle-ci, comme c'est le cas pour la Lune, la variation du potentiel à travers la gaine est importante pour déterminer la valeur du courant collecté, comme nous l'avons expliqué dans la section 2.2.3. D'après [Whipple 1965], il est nécessaire de résoudre l'équation de Poisson à l'intérieur de la gaine en tenant compte de toutes les sources de charge présentes. Cette résolution s'avère être compliquée et est généralement effectuée numériquement. Néanmoins, une simplification du problème pour les particules attirées par la surface a été proposée par [Mott-Smith and Langmuir 1926] :

$$J = en \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} \frac{a^2}{r^2} \left(1 - \frac{a^2 - r^2}{r^2} \exp \left[-\frac{r^2}{a^2 - r^2} \frac{e\phi}{kT} \right] \right) \quad (2.7)$$

où r est le rayon du corps étudié et a le rayon de la gaine, supposée sphérique et concentrique autour de l'objet. Ainsi, $a = r + t$ avec t l'épaisseur de la gaine égale à :

$$t = 0.83\lambda_D \left(\frac{r}{\lambda_D} \right)^{1/3} \left(\frac{e\phi}{kT} \right)^{1/2} \quad (2.8)$$

Ainsi, si $t \gg r$, la théorie OML s'applique et l'on utilise l'expression (2.3), la gaine devenant très grande devant la taille de l'objet. Par contre, pour la charge de la surface lunaire, $t \ll r$ et on obtient la densité de courant thermique suivante :

$$J = en \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} \quad (2.9)$$

Dans le cas d'une surface lunaire se trouvant dans un plasma stationnaire et dont le potentiel ϕ est positif, nous obtenons donc les expressions des densités de courants suivantes :

$$J_i = en_i \sqrt{\frac{kT_i}{2\pi m_i}} \exp \left(-\frac{e\phi}{kT_i} \right) \quad (2.10)$$

$$J_e = en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \quad (2.11)$$

$$J_{ph} = J_{ph,émis} - J_{ph,rec} = i_{ph} \cos(\theta) \exp \left(-\frac{e\phi}{kT_{ph}} \right) \quad (2.12)$$

$$J_{sec} = J_{sec,émis} - J_{sec,rec} = J_e \delta_e \exp \left(-\frac{e\phi}{kT_s} \right) \quad (2.13)$$

avec i_{ph} la densité de photocourant à incidence normale, θ l'angle polaire de la surface locale par rapport au point subsolaire (i.e. l'angle d'incidence des photons), kT_{ph} et kT_s les températures respectives des photoélectrons et des électrons secondaires et δ_e le rendement d'émission secondaire dus aux électrons du

plasma. Si le potentiel de la surface est négatif, cette dernière recollecte peu ou pas d'électrons émis.

Les densités de courants nettes J_{ph} et J_{sec} sont donc constantes. Nous avons alors :

$$J_i = en_i \sqrt{\frac{kT_i}{2\pi m_i}} \quad (2.14)$$

$$J_e = en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{e\phi}{kT_e}\right) \quad (2.15)$$

$$J_{ph} = J_{ph,émis} = i_p \cos(\theta) \quad (2.16)$$

$$J_{sec} = J_{sec,émis} = I_e \delta_e \quad (2.17)$$

Cependant, le plasma du vent solaire est un plasma dérivant possédant une vitesse d'ensemble V_{VS} .

Dans le cas où le potentiel de la surface ϕ est négatif, l'expression de la densité de courants de collection des électrons du plasma reste inchangée par rapport à (2.15). Celle des ions devient [Manka 1973] :

$$J_i = en_i V_{VS} \cos(\theta) \quad (2.18)$$

Pour ϕ positif, la densité de courant des ions reste inchangée puisque ces derniers sont supersoniques et supposés avoir une énergie suffisante pour être collectés malgré le potentiel positif. La densité de courant de collection des électrons quant à elle devient [Manka 1973] :

$$J_e = en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \left(1 + \sqrt{\pi} \frac{V_{VS} \cos(\theta)}{\sqrt{\frac{2kT_e}{m_e}}} \right) \quad (2.19)$$

Les expressions des densités de courants d'émission et de recollection de photoélectrons ainsi que celles des courants d'émission et de recollection d'électrons secondaires restent inchangées par rapport aux expressions (2.12), (2.13), (2.16) et (2.17) puisqu'elles ne sont pas dépendantes de la vitesse du vent solaire.

2.2.5. Potentiels à la surface de la Lune

Le côté jour étant placé directement dans le flux du vent solaire, la surface lunaire est donc en interaction avec un plasma dérivant. Le potentiel de la surface étant positif à l'équilibre du fait de la photoémission dominante, l'équation (2.2) donne alors :

$$en_i V_{VS} \cos(\theta) - en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \left(1 + \sqrt{\pi} \frac{V_{VS} \cos(\theta)}{\sqrt{\frac{2kT_e}{m_e}}} \right) + i_{ph} \cos(\theta) \exp\left(-\frac{e\phi}{kT_{ph}}\right) = 0 \quad (2.20)$$

La recollection des photoélectrons par la surface limite le potentiel positif de cette dernière. Cependant, d'après [Manka 1973], le potentiel est positif jusqu'aux environs du terminator, comme l'indique la Figure 2.5. Lorsque l'on se rapproche de ce dernier, le courant d'électrons du vent solaire domine petit à petit le courant de photoémission et le potentiel devient négatif.

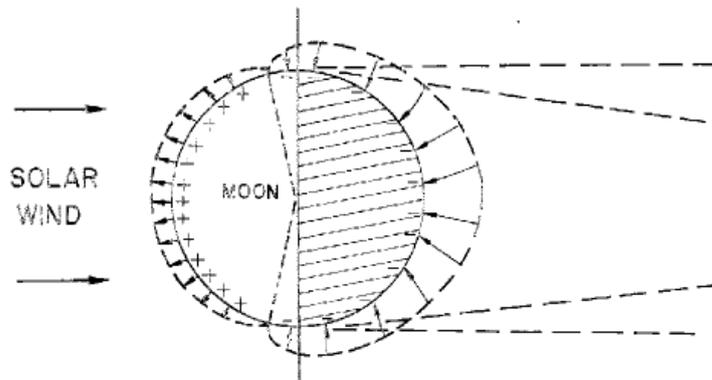


Figure 2.5 : Schéma de la répartition des potentiels à la surface de la Lune dans le vent solaire [Manka 1973]

Côté nuit, il est généralement supposé qu'il y a un vide de plasma dans le sillage du vent solaire. Cependant, il est possible que certaines particules de haute énergie puissent atteindre la surface en voyageant le long des lignes de champ magnétique. Si l'on néglige ce champ magnétique, la condition pour qu'une particule du vent solaire atteigne un point donné de la surface de la Lune est que sa vitesse thermique transverse soit suffisamment grande pour que le vecteur vitesse de la particule dans le système lunaire soit au moins tangent à la surface lunaire en ce point. Ainsi, des énergies de plus en plus élevées sont nécessaires

pour atteindre la surface du côté nuit dans les zones approchant le point antisolaire. Le plasma côté nuit est donc supposé stationnaire. Le potentiel de la surface est négatif à l'équilibre du fait de la collection d'électrons du plasma, bien que ce phénomène soit pondéré par l'émission secondaire d'électrons. Pour que le potentiel reste négatif, il suffit que le rendement d'émission secondaire global soit plus petit que l'unité.

2.2.6. *Effet de charge d'espace côté jour*

Côté jour, le courant dominant est la photoémission. L'émission des photoélectrons depuis la surface lunaire entraîne la formation d'une gaine de photoélectrons, cf. section 2.2.3. La surface flotte alors à un potentiel déterminé par la différence d'énergie entre les photons incidents et le travail de sortie du régolithe lunaire. À l'équilibre, le potentiel de surface est positif. La plupart des photoélectrons n'ont pas l'énergie suffisante pour partir définitivement et sont donc recollectés par la surface de la Lune. Cette gaine de photoélectrons génère en effet un champ électrique vertical qui favorise cette recollection.

[Walbridge 1973] a proposé une théorie générale expliquant le fonctionnement de cette gaine. Pour cela, l'auteur a divisé le spectre d'énergie des photons en trois gammes. Les photoélectrons produits par les photons les plus énergétiques sont négligés dans le modèle parce qu'ils sont peu nombreux par rapport à ceux des deux catégories suivantes. Ceux produits par l'impact des photons les moins énergétiques sont confinés dans une zone de quelques centimètres au-dessus de la surface de la Lune. Enfin, les photoélectrons issus de l'impact des photons appartenant à la gamme d'énergie intermédiaire produisent une gaine de charge d'espace s'étendant jusqu'à deux mètres au-dessus de la surface. La gaine totale au-dessus de la surface côté jour serait donc formée par ces deux composantes.

Un modèle numérique de la gaine de photoélectrons a été proposé par [Poppe and Horányi 2010]. Ce dernier est un modèle 1D basé sur un code Particle-In-Cell (PIC) et représentatif d'une surface plane au midi lunaire local, immergé dans un plasma de vent solaire de température 10 eV et dont la densité est égale à 10^7 m^{-3} . La topographie de la surface de la Lune n'y est donc pas prise en compte. La gaine obtenue met en évidence l'effet de charge d'espace générant un profil de potentiel de type A. La forte densité de

photoélectrons génère un profil de potentiel non monotone. Les auteurs ont également mis en évidence l'importance de la distribution en énergie des photoélectrons qui détermine les caractéristiques de la gaine. Lors de la modélisation de la surface exposée au Soleil et au vent solaire au point subsolaire, la distribution d'énergie lunaire des photoélectrons mesurée par [Feuerbacher et al. 1972] a été intégrée au modèle. Cela a permis de prédire la formation d'une gaine présentant des potentiels et champs électriques obtenus plus faibles dans le cas d'une gaine lunaire composée de tels photoélectrons que dans le cas d'une gaine formée de photoélectrons suivant une distribution maxwellienne en énergie, cf. Figure 2.6. D'après les auteurs, ceci est dû au manque de photoélectrons de haute énergie dans la distribution lunaire, qui réduit donc le courant net de photoémission par une augmentation de la recollection. L'inclusion de la variabilité de l'activité solaire et de l'irradiation UV a permis de constater que la densité de photoélectrons et le champ électrique de la gaine varient en fonction des cycles du Soleil. Cela peut influencer sur l'intensité de l'activité des poussières lunaires. Les profils de densités des populations de particules présentés en Figure 2.7 ont servi de base à l'élaboration du modèle utilisé dans le logiciel SPIS-Dust, comme l'a présenté [Hess et al. 2015].

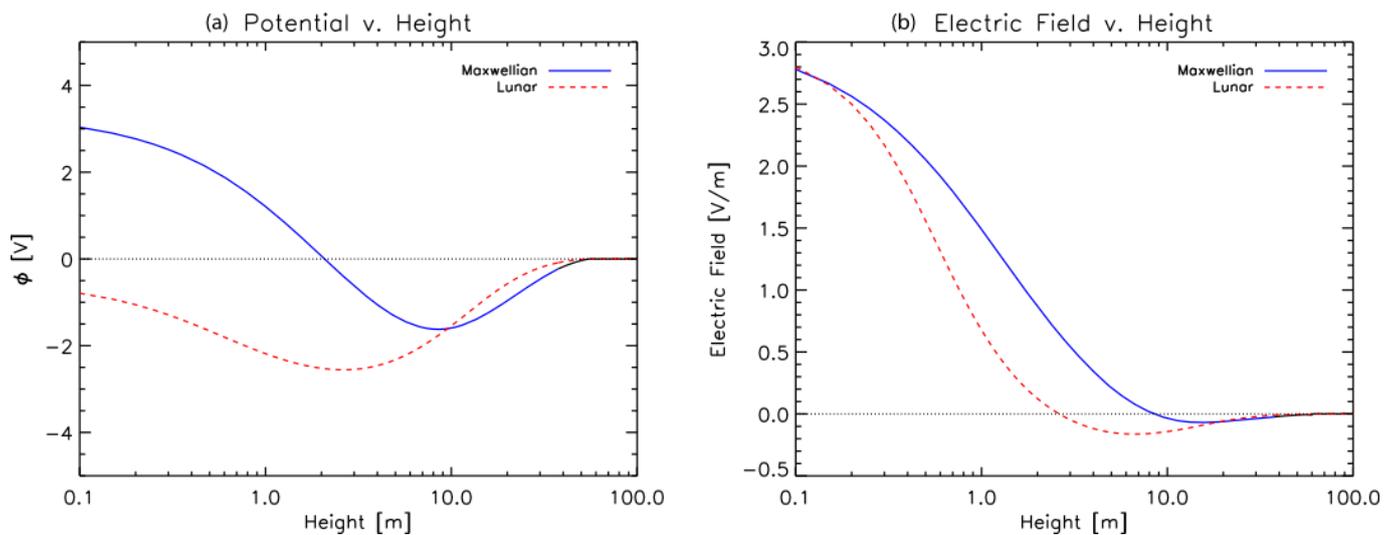


Figure 2.6 : Profils de potentiel (gauche) et de champ électrique (droite) obtenus au-dessus de la surface lunaire côté jour avec le modèle de [Poppe and Horányi 2010]

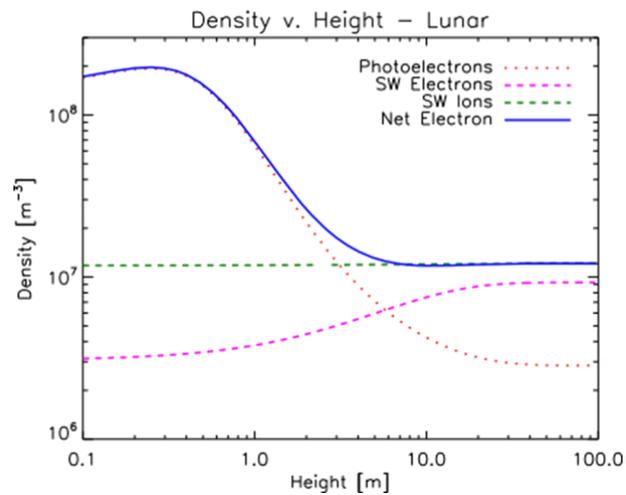


Figure 2.7 : Densités des particules à l'intérieur de la gaine dans les conditions de la Figure 2.6 [Poppe and Horányi 2010]

Le modèle de gaine plasma présenté par [Hess et al. 2015] est un modèle quasi 1D dans lequel la surface de la Lune est représentée par un volume possédant une frontière ouverte par laquelle le vent solaire est injecté, une surface lunaire absorbant ce plasma et émettant des photoélectrons ainsi que des particules de poussière et des frontières latérales soit réfléchissantes, c'est-à-dire que la particule rebondit sur la paroi, soit périodiques, c'est-à-dire qu'une particule sortant du volume par un côté est réintroduite par le côté opposé. Dans cette configuration, la quasi-neutralité du plasma au niveau de la frontière ouverte n'est pas assurée car une gaine négative repousse une partie des électrons du vent solaire mais aucun de ses ions. Ceci entraîne une différence dans les densités d'ions et d'électrons à travers le volume de calcul, y compris à la frontière ouverte. De plus, certains photoélectrons émis depuis la surface peuvent atteindre la frontière ouverte. Ainsi, la quasi-neutralité du plasma doit être imposée. Le logiciel SPIS-Dust, dans lequel est implémenté ce modèle, calcule analytiquement et ajuste automatiquement le flux incident d'électrons du vent solaire pour assurer une quasi-neutralité de la frontière ouverte. Ce calcul est basé sur le mouvement des différentes populations le long d'un profil de potentiel du type A, cf. Figure 2.4. SPIS est un logiciel open-source initié par l'ESA dans les années 2000 et développé principalement par l'ONERA et par ARTENUM avec le soutien de l'ESA et du CNES (www.spis.org). Il a récemment été amélioré de façon à pouvoir modéliser la charge et le transport de poussières notamment à la surface de corps célestes ne possédant pas d'atmosphère [Hess et al. 2015].

Puisque la vitesse de dérive des ions est plus grande que leur vitesse thermique et suffisante pour dépasser les effets du potentiel électrique, la densité d'ions dans le volume de calcul est constante. La densité de photoélectrons à la frontière ouverte est obtenue à partir du courant de photoélectrons et de leur vitesse en ce point. La vitesse est estimée à partir des énergies potentielles et thermiques des photoélectrons au maximum de la barrière de potentiel de la gaine. Le courant à la frontière ouverte est égal à celui du maximum de la barrière de potentiel de la gaine et est estimé à partir des courants émis par la surface et de la différence de potentiel à travers la gaine. La densité de courant de la surface pour une incidence normale des rayons solaires est modulée par l'inclinaison relative du Soleil par rapport à la normale de la surface. Pour des surfaces non planes, le calcul du courant de photoélectrons ne tient compte que d'une fraction de la distribution des photoélectrons correspondante aux électrons émis vers des altitudes positives. La densité de courant au maximum de la barrière de potentiel est celle émise à la surface moins la recollection, qui dépend elle-même de la fonction de distribution des photoélectrons et de la différence entre le potentiel de la surface et le potentiel de la barrière de potentiel. Les surfaces diélectriques introduisent une différence entre le potentiel local de la surface et le potentiel moyen de toute la surface, entraînant ainsi un décalage de la fonction de distribution qui peut être estimé à partir du ratio entre les énergies potentielle et cinétique.

Comme la vitesse thermique des électrons du vent solaire est plus grande que leur vitesse d'ensemble et comme leur énergie cinétique est du même ordre que leur énergie potentielle, la distribution des électrons du vent solaire à la frontière ouverte n'est pas maxwellienne. En effet, bien que les électrons allant vers le bas (vers la surface) aient une vitesse de dérive, ceux allant vers le haut n'en n'ont pas. Ainsi, la densité d'électrons du vent solaire à la frontière ouverte n'est pas celle d'une population maxwellienne dérivante arrivant du vent solaire mais possède un terme de correction par rapport à cette valeur. Le logiciel SPIS-Dust détermine la densité de population maxwellienne à injecter dans la simulation. C'est ainsi que la quasi-neutralité est imposée à la frontière ouverte du domaine de calcul.

La Figure 2.8 présente le potentiel électrique et les profils de densité pour le cas test réalisé dans ce modèle. La différence entre les résultats de ce modèle et ceux de [Poppe and Horányi 2010] est due à l'utilisation de conditions aux limites légèrement différentes, d'angle de zénith solaire différents et de la présence d'un cratère dans le modèle de [Hess et al. 2015]. Le profil est calculé sur une ligne passant par le centre de ce dernier. Les résultats convergent toutefois convenablement.

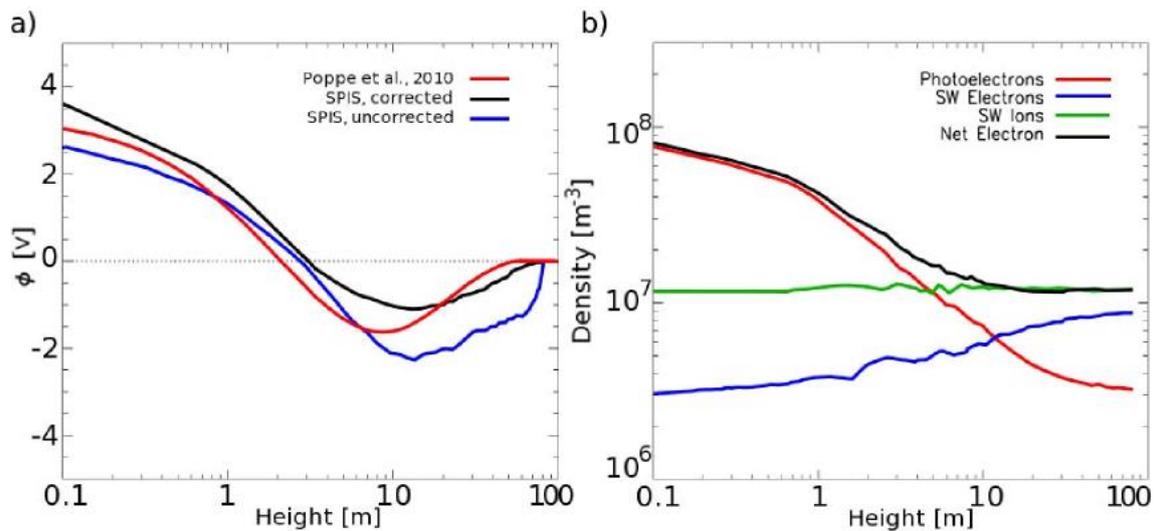


Figure 2.8 Gauche : Profils de potentiel obtenus par [Hess et al. 2015] dans les conditions de simulation de [Poppe and Horányi 2010] (rouge) et du cas test avec (noir) et sans (bleu) la correction du flux d'électrons du vent solaire ; Droite : Profils de densité pour le cas test avec la correction du flux entrant d'électrons

Une étude de l'influence de l'activité solaire a également été réalisée dans ce modèle et a montré que la densité d'électrons proche de la surface augmente lorsque le courant de photoélectrons est supérieur aux conditions nominales. Le champ électrique semble également augmenter dans ce cas. L'influence de la densité du vent solaire a également été testée. En utilisant une densité plus faible, il a été constaté que le potentiel de la surface augmente sensiblement. La chute de potentiel maximale n'est pas impactée mais son altitude augmente, suivant approximativement la longueur de Debye du vent solaire. Ces deux résultats sont cohérents avec ceux de [Poppe and Horányi 2010].

2.3. Effets du relief sur la charge de la surface lunaire

À la surface de la Lune, les reliefs rencontrés et les distances entre zones ombragées et zones ensoleillées ont différentes échelles, comme expliqué en section 2.1. À une échelle macroscopique, la zone de transition est le terminator lui-même. Les potentiels passent de valeurs positives à des valeurs négatives sur quelques dizaines de mètres de distance, comme décrit sur la Figure 2.5. Les cratères et montagnes qui parsèment la surface lunaire procèdent également de cette échelle macroscopique. [Poppe et al. 2012] ont modélisé en 3D une zone ensoleillée se trouvant à proximité d'un cratère mesurant 7 m de diamètre et d'une profondeur de 1 m. Le but était ainsi d'étudier l'effet combiné de la variation de l'angle de zénith solaire et la présence d'un relief modéré à la surface. Loin du cratère, les potentiels et le champ électrique à l'intérieur de la gaine de photoélectrons sont semblables à ceux obtenus lors du modèle 1D de [Poppe and Horányi 2010]. À l'intérieur du cratère cependant, la gaine de photoélectrons est plus faible puisque le sol incliné du cratère émet moins de photoélectrons et donc se charge moins. Comme présenté sur la Figure 2.9, le cratère entraîne un creux dans les isopotentielles se trouvant au-dessus. Ceci est dû à la fois à la photoémission réduite mais aussi à la position plus basse du fond du cratère par rapport à la surface environnante. De ce fait, les lignes isopotentielles chutent d'environ un mètre au-dessus du cratère. L'angle d'incidence des UV a également une influence sur l'évolution de ces isopotentielles. Comme l'indiquent les trois premières images de la Figure 2.9, lorsque l'angle de zénith solaire (SZA) varie entre 0 et 30 °, deux changements principaux apparaissent. En dehors du cratère, la gaine devient de plus en plus faible, c'est-à-dire que l'isopotentielle à 4 V descend jusqu'à atteindre la surface. Le potentiel de surface devient alors égal à 4 V au lieu de 5 V à incidence normale. À l'intérieur du cratère, la morphologie de la gaine est plus complexe. Le potentiel de la surface est maximal au niveau du point où la normale à la surface est parallèle à la direction du flux incident UV. Ce point se décale au fur et mesure de l'inclinaison de l'irradiation UV et se déplace vers le bord gauche du cratère. Le potentiel du côté du cratère qui est moins ensoleillé devient plus faible du fait de la plus faible photoémission et de la plus forte recollection de

photoélectrons provenant de zones voisines dont la photoémission est plus importante. Lorsque l'angle d'incidence est égal à 45° , le côté droit du cratère passe en partie à l'ombre. Le potentiel juste au-dessus de cette zone tombe à zéro tandis que le potentiel en dehors du cratère continue de décroître. Lorsque le SZA est égal à 60° , la zone à l'ombre s'agrandit à l'intérieur du cratère et les deux tendances dégagées à 45° continuent. Le potentiel à l'ombre devient négatif. Cette zone négative se situant entre deux zones chargées positivement, de forts champs électriques horizontaux se créent. Enfin, lorsque le SZA est de 75° , une structure dipolaire est créée à l'intérieur du cratère puisque près de la moitié du cratère est à l'ombre.

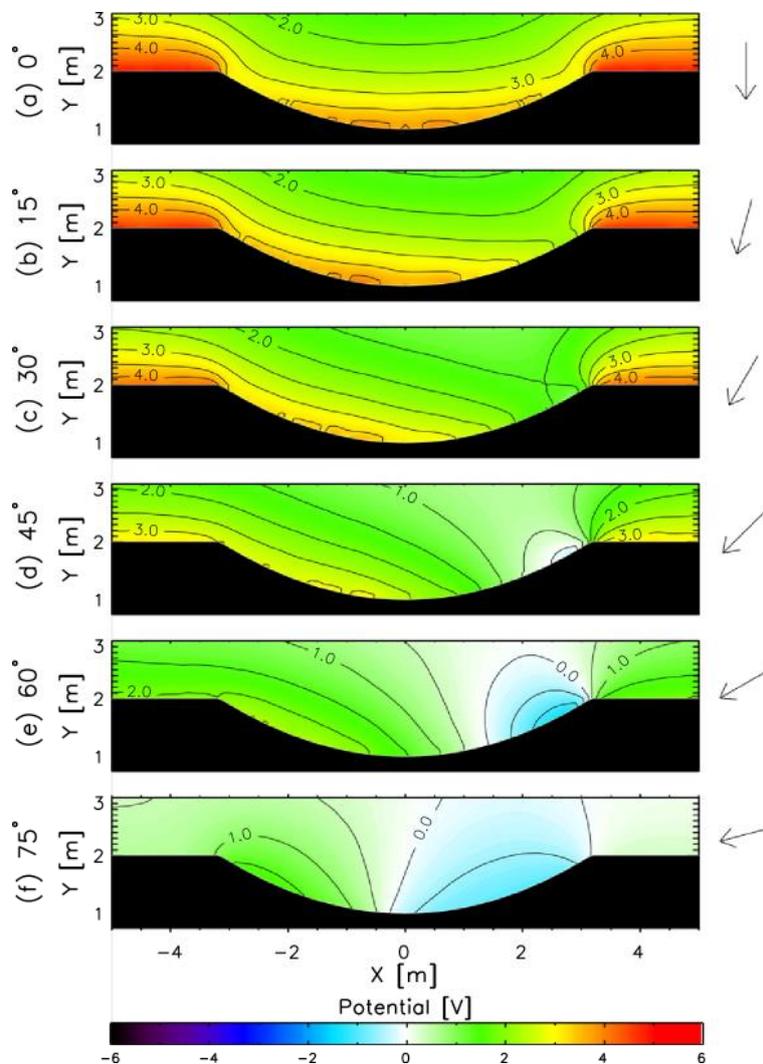


Figure 2.9 : Évolution des lignes isopotentiennes au-dessus de la surface d'un cratère en fonction de l'angle d'incidence des rayons UV [Poppe et al. 2012]

Grâce aux résultats obtenus dans ce modèle, les auteurs ont fait des hypothèses sur ce qu'il pourrait se passer à proximité d'un cratère aux bords plus abrupts ou dans le cas d'un cratère moins profond. Si la profondeur est réduite, les variations d'angles entre la normale à la surface et l'incidence des UV et du vent solaire sont plus petites ce qui entraîne de plus faibles modifications dans l'intensité de la photoémission et dans la charge de la surface. On s'attend ainsi à de plus faibles variations spatiales des isopotentielles ce qui créerait de plus faibles champs électriques au niveau des bords du cratère. De plus, quand le cratère est moins profond, il y a moins de possibilité d'avoir des zones à l'ombre au fond du cratère et donc de zones chargées négativement. Dans le cas d'un cratère aux bords plus abrupts, l'effet inverse est attendu puisque les variations du SZA et donc de la photoémission sont plus importantes. Cependant, si le cratère devient trop abrupt, la zone à l'ombre sera considérablement agrandie, diminuant ainsi de façon importante la gaine de photoélectrons à l'intérieur du cratère.

La modélisation d'un lander ayant aluni à proximité d'un cratère situé côté jour est présentée sur la Figure 2.10 [Hess et al. 2015]. Le cratère mesure 5 m de rayon et possède une profondeur de 2 m. Il est entouré par un bord se présentant sous la forme d'une petite dune de 0.5 m de large. L'incidence des UV étant de 45° dans la simulation, la surface du cratère se charge de façon différentielle. Le lander est modélisé par un cylindre de 3 m de large et 1.5 m de hauteur, placé sur trois pieds de 2 m de long et inclinés de 45° . Le sommet et le bas du cylindre sont recouverts de polyimide, les pieds sont en aluminium et les côtés du cylindre sont faits de verre de protection de cellules solaires. Contrairement au modèle de [Poppe and Horányi 2010], la simulation est réalisée avec une distribution maxwellienne de photoélectrons de 2.2 eV. Comme représenté sur la Figure 2.10, les zones les plus négatives de la surface correspondent aux zones situées à l'ombre alors que les pieds du lander se chargent positivement. La barrière de potentiel négative due à la charge d'espace des photoélectrons est visible à quelques mètres au-dessus de la surface. Elle est suffisamment épaisse pour cacher les variations spatiales se trouvant dessous et offre des conditions pratiquement 1D au-dessus d'elle.

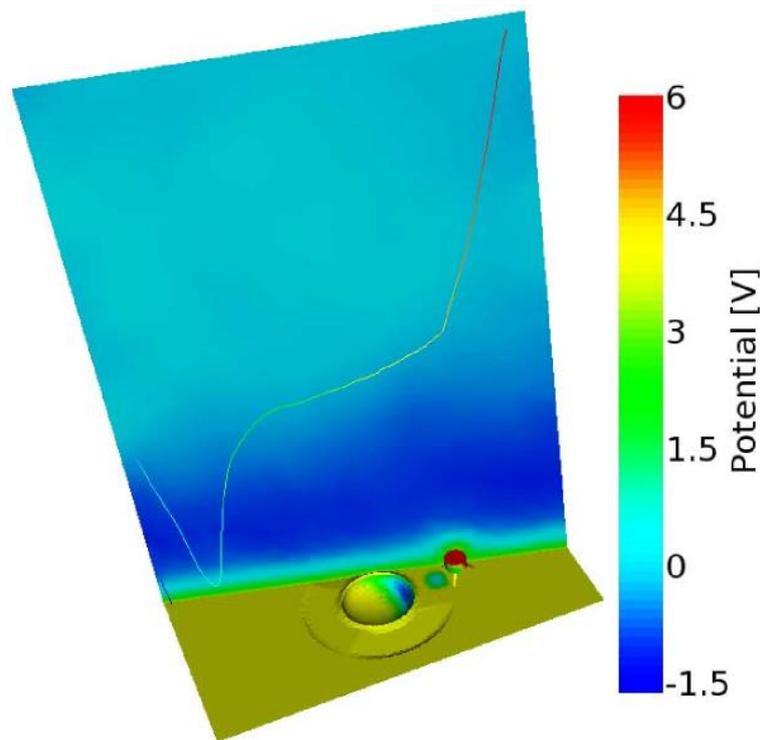


Figure 2.10 : Potentiels à la surface et au-dessus d'un cratère lunaire dans le vent solaire et trajectoire d'une poussière [Hess et al. 2015]

Bien que ce modèle puisse représenter efficacement les cratères et la présence d'un équipement spatial, il apparaît difficile de modéliser la présence d'objets plus petits tels que les rochers et autres cailloux (cf. zoom 3 de la Figure 2.1), dont l'échelle est intermédiaire, dite mésoscopique, à moins de disposer d'un modèle adapté qui permettent de considérer que les gradients de potentiels peuvent s'établir sur quelques centimètres.

2.4. Charge du grain à la surface de la couche

Dans la section 2.3, nous avons discuté des effets du relief aux échelles macroscopique sur la charge de la surface lunaire. [Poppe et al. 2012] et [Hess et al. 2015] ont mis en évidence une accentuation des champs électriques au-dessus des bords d'un cratère. Cependant, à l'échelle microscopique, il est également possible de retrouver ce type d'effets. En effet, les aspérités des grains et les effets de la granulométrie entraînent la formation de reliefs à échelle du grain ou d'un agglomérat de grains, comme présenté schématiquement sur la Figure 2.11. Ces irrégularités sont formées par un empilement aléatoire de grains et par la géométrie désordonnée des poussières. Comme expliqué dans [Hess et al. 2015], elles peuvent

entraîner des amplifications locales du champ électrique par effet de pointe. Par ailleurs, le grain se trouvant au sommet de la pile peut voir sa charge augmenter par conduction d'une partie de la charge des grains se trouvant dessous. De plus, ces pointes peuvent créer des zones d'ombre microscopiques, amplifiant ainsi le champ électrique se trouvant au-dessus, comme dans le cas d'un cratère.

Cette rugosité de la surface peut également avoir des effets sur la recollection des photoélectrons. En effet, au lieu d'être directement émis dans le plasma, un photoélectron peut être recollecté par une partie de la surface se trouvant à l'ombre d'un relief, cf. Figure 2.11. Ainsi, toute la surface ne possède pas le même potentiel, ce qui participe aux amplifications de champ électrique mentionnées plus haut. Ces effets de rugosité peuvent se retrouver à la surface même d'un grain puisque la forme des particules de poussières lunaires est très irrégulière, comme nous le montrerons dans le chapitre 3. La surface de la couche représentée sur la Figure 2.11 pourrait tout aussi bien être la surface d'un grain.

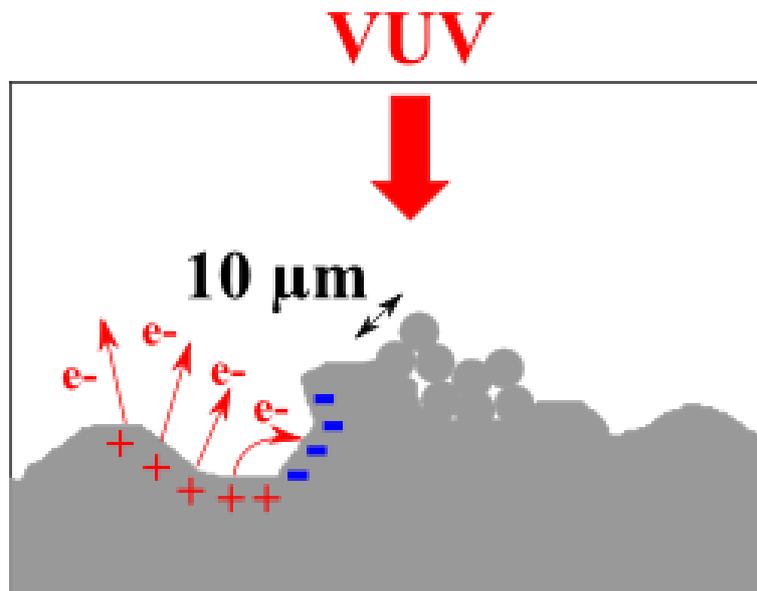


Figure 2.11 : Schéma de la rugosité de la surface d'une couche de poussières

Ces considérations suggèrent que la taille des grains formant la couche de poussière est d'une grande importance. Ces effets de rugosité devraient être plus importants dans une couche dont la distribution est polydisperse, c'est-à-dire dont la distribution en taille des grains formant la couche est étendue.

À notre connaissance, il existe deux modèles de la charge des grains de poussière se trouvant à la surface de la couche de régolithe. [Hess et al. 2015] ont présenté le modèle implémenté dans le logiciel SPIS-Dust. Le potentiel de la surface de la couche de poussières y est régi par l'équilibre des courants provenant du plasma et ceux issus des émissions et recollection d'électrons par impact d'électrons, de protons et de photons. Il dépend également des courants de conduction entre les éléments triangulaires composant le maillage de surface de la Lune mais aussi de ceux se trouvant entre chaque triangle et un plan de masse situé à une distance d sous la surface. Ces différents courants sont calculés en injectant des particules numériques (modèle PIC) sur la frontière du domaine de calcul, selon le modèle présenté auparavant en section 2.2.6.

La charge surfacique est calculée en utilisant le théorème de Gauss dans la couche de poussière de la Figure 2.12 supposée unidimensionnelle, bornée par la surface (champ électrique externe) et par le plan de référence à la masse situé à la distance d (champ électrique interne). Il est alors supposé que toute la charge est concentrée à la surface tout en émettant l'hypothèse que d est infini. À notre connaissance, il n'existe pour l'heure aucun modèle de la distribution de la charge en profondeur dans un sol granulaire. La charge de la surface s'écrit alors :

$$Q_{surface} = \epsilon_0 \epsilon_r E_{externe} A_{surface} \quad (2.21)$$

avec ϵ_r la permittivité relative prise égale à 3 et $A_{surface}$ l'aire de la couche de poussières.

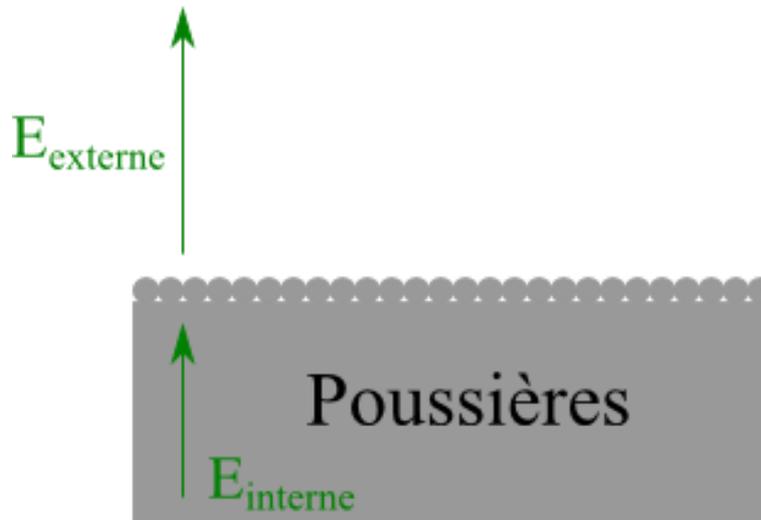


Figure 2.12 : Schéma des champs électriques à travers une couche de poussières en supposant que la répartition de la charge s'effectue sur une distance faible par rapport à l'épaisseur de la couche

La charge moyenne d'équilibre des grains est supposée être proportionnelle à leur rayon r_d . La charge n'est donc pas répartie de façon homogène parmi les poussières. En supposant que le potentiel du grain est égal à celui de la surface et que sa capacitance est celle d'une sphère de même taille, la charge moyenne s'exprime selon :

$$Q_{\text{grain}} \propto r_d Q_{\text{surface}} \quad (2.22)$$

Ainsi, la charge moyenne pour une particule d'un micron se trouvant à la surface de la couche est d'environ $10^{-4} e$ (soit $1.6 \times 10^{-23} \text{ C}$) pour un champ électrique typique de 2 V/m trouvé lors des simulations. Dans le logiciel SPIS-Dust, un modèle de charge inhomogène est construit et basé sur une analogie des effets de pointe. Il est supposé qu'il existe des pointes de taille r et de hauteur L . Ces pointes sont séparées d'une distance L . Ainsi il existe des zones dans lesquelles la charge et le champ électrique sont amplifiés. Ce modèle de pointe est simplifié mais constitue une première approximation qui permet de combler l'absence de modèles de charge de poussières.

Lorsque les conditions sont réunies, certains grains sont éjectés depuis la surface. La charge des particules mises à nu n'est toutefois pas immédiate. Le temps de charge de ces nouvelles particules est supposé être régi par la conduction entre grains plutôt que par la collection de charges électriques provenant de la phase gazeuse. En effet, en utilisant les paramètres usuels de vent solaire, le temps de charge dû à la

collection du plasma est de l'ordre de plusieurs milliers de secondes. Le temps de charge par conduction de la surface, c'est-à-dire en représentant les poussières comme les composants d'un circuit RC dont la résistivité de surface est égale à $10^{11} \Omega.m$, valeur mesurée par [Strangway et al. 1972] pour des poussières lunaires dans un environnement neutre de faible densité, est, quant à lui, d'environ 10 s soit trois ordres de grandeur plus faible que le précédent. Il s'exprime selon :

$$\tau = RC = \rho \varepsilon_0 \quad (2.23)$$

où R est la résistance électrique des poussières, C leur capacité électrique et ρ leur résistivité. Ainsi, il est supposé dans le modèle de [Hess et al. 2015] qu'à l'échelle microscopique du grain le temps de charge des particules au sol est le temps de charge par conduction. Au sein d'un plasma et exposées à des rayons UV, les poussières composant le sol peuvent cependant être plus conductrices, comme nous le présenterons dans le chapitre 3. Ainsi, une résistivité de surface de $10^9 \Omega.m$ est utilisée dans le modèle, valeur donnée par [Heiken, Vaniman, and French 1991]. Le temps de déplacement des charges par conduction est dans ce cas d'environ 0.01 s.

Un autre modèle récent de la charge de grain de poussières à la surface de la Lune a été proposé par [Wang et al. 2016]. Le modèle suppose une représentation de la charge totale d'un grain de poussière sous forme de zones de charge opposée appelées patchs. Il est basé sur la production de photoélectrons et/ou d'électrons secondaires et sur la présence de microcavités entre des particules voisines situées sous la surface. Ce modèle montre que les interactions entre les poussières isolantes et les radiations UV et/ou le plasma interviennent dans le volume et que la surface d'interaction n'est pas simplement plane. Comme le présente la Figure 2.13, la surface bleue est chargée à une valeur Q_b à un potentiel ϕ_b par rapport au potentiel du plasma ϕ_p du fait de l'exposition aux UV et/ou au plasma. Les photons et/ou électrons et ions du plasma peuvent passer par des interstices et atteindre des grains se trouvant sous la surface, générant ainsi des photoélectrons et/ou des électrons secondaires. Une fraction de ces particules émises peut être absorbée dans les microcavités et collectée par les zones rouges des grains voisins. Ces patchs rouges sont protégés des

particules incidentes et sont donc chargés à un potentiel négatif ϕ_r à l'équilibre, c'est-à-dire que les électrons émis dont l'énergie est inférieure à $-e(\phi_r - \phi_b)$ ne peuvent atteindre les patches rouges et la charge Q_r est atteinte. L'amplitude de cette énergie minimale est principalement déterminée par les composantes de très haute énergie dans la distribution d'énergie des électrons émis qui peuvent être égales à quelques fois la température des électrons émis. D'après la loi de Gauss, la charge à la surface de la particule est proportionnelle au champ électrique environnant qui est significativement différent entre les patches bleus et rouges. Le champ électrique au-dessus du patch bleu E_b est le champ de la gaine et dépend donc de la longueur de Debye. Le champ électrique au-dessus du patch rouge E_r est quant à lui le champ électrique de Coulomb et dépend de la taille de la particule. En général, la longueur de Debye est supérieure à la taille du grain alors que $\phi_r - \phi_p$ est comparable à $\phi_b - \phi_p$. Ainsi, le champ E_r est très grand devant le champ E_b et donc on a $Q_r \gg Q_b$. La charge nette du grain est donc environ égale à Q_r .

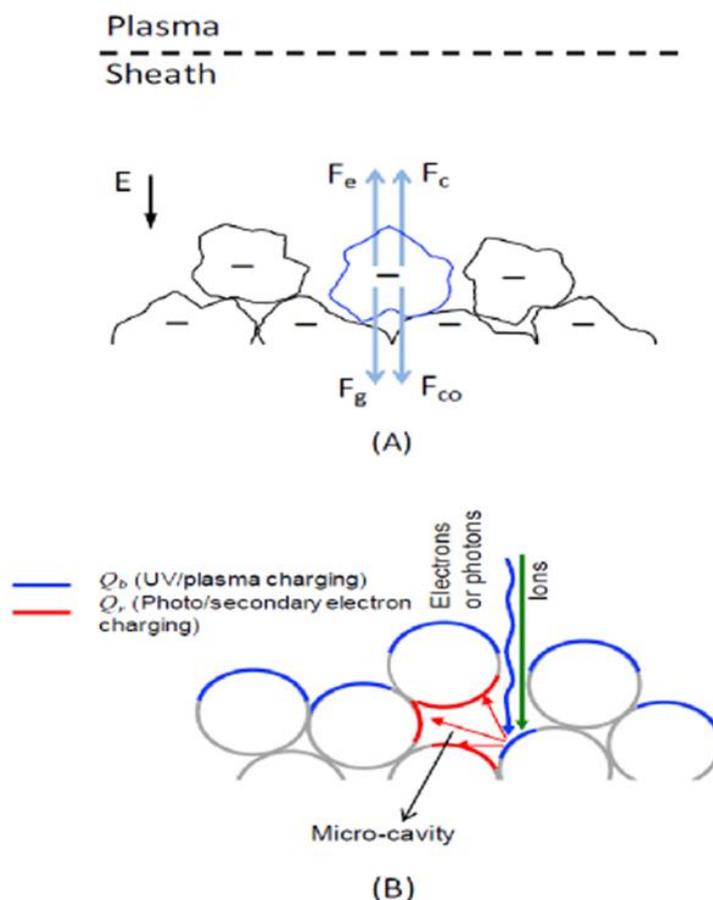


Figure 2.13 : Modèle de patches de [Wang et al. 2016]. (A) : Modèles actuels ; (B) Modèle proposé

Les auteurs ont testé expérimentalement leur modèle en utilisant une double sonde composée de deux disques plans diélectriques identiques mis dos à dos. Cette sonde est située au-dessus d'un plateau conducteur placé dans trois conditions expérimentales différentes : environnement plasma, plasma et faisceau d'électrons et enfin irradiation UV. Le disque supérieur et le plateau sont exposés aux UV ou à un plasma tandis que le disque du bas de la sonde reste à l'abri de ces radiations, imitant ainsi la configuration des patches de la Figure 2.13. Les mesures de potentiel ont montré que la sonde du haut et le plateau ont des potentiels similaires. Le disque du bas, quant à lui, a un potentiel plus négatif du fait de la collection de photoélectrons ou d'électrons secondaires émis par le plateau. Ces mesures ont mis en évidence que Q_r est deux ordres de grandeur plus grande que Q_b , en accord avec les prédictions du modèle. Ainsi, la force de Coulomb entre deux particules de charge nette Q est estimée comme étant supérieure à la force électrostatique due au champ électrique de la gaine d'un ordre de grandeur. La force électrostatique nette est donc environ égale à l'interaction coulombienne et supérieure à la force gravitationnelle dans les trois conditions expérimentales étudiées par les auteurs. Les forces de cohésion estimées pour des particules sphériques sont environ égales à la force électrostatique nette comme l'ont montré [Hartzell et al. 2013]. Cependant, les forces de cohésion dépendent grandement de la surface de contact entre les poussières. Pour les particules de forme irrégulières utilisées dans les expériences, ces forces de cohésion sont difficiles à estimer. Elles peuvent être négligeables lorsque les particules n'ont qu'un point de contact alors qu'elles peuvent devenir très grandes si les aires de contact sont importantes. Ainsi, les poussières soumises à de faibles forces de cohésion seront les premières à bouger.

Contrairement au modèle implémenté dans SPIS-Dust qui suppose une couche d'épaisseur très grande, le modèle de charge utilisé dans cette thèse considère une épaisseur finie de poussière et tient compte à la fois du champ électrique extérieur mais également du champ électrique intérieur à la couche. Ainsi, la charge surfacique de la couche de poussière ne s'écrit plus selon (2.21) mais devient :

$$Q_{surface} = \varepsilon_0 \varepsilon_r (E_{externe} - E_{interne}) A_{surface} \quad (2.24)$$

Nous ne reposons pas notre travail sur le modèle récent de [Wang et al. 2016] et la charge Q_r est ici négligée au profit de Q_b . De plus, nous avons choisi de répartir la charge surfacique proportionnellement à la surface des grains. La charge moyenne d'un grain s'exprime alors selon :

$$Q_{grain} = \varepsilon_0 \varepsilon_r (E_{externe} - E_{interne}) \pi \left(\frac{D_d}{2} \right)^2 \quad (2.25)$$

où D_d est le diamètre d'un grain supposé sphérique. Le champ interne à la couche est, quant à lui, calculé selon :

$$E_{interne} = - \frac{\phi_{surface}}{d} \quad (2.26)$$

avec $\phi_{surface}$ le potentiel de la surface de la couche et d son épaisseur.

2.5. Charge d'un grain en phase gazeuse

Lors de ces travaux de thèse, un modèle statique de l'évolution d'un grain de poussière en phase gazeuse a été réalisé. Cette étude théorique s'est intéressée au devenir d'une particule qui a déjà quitté la surface de la Lune en prenant en compte les conditions environnementales des côtés jour et nuit et en utilisant des données d'entrée issues de la littérature. Ceci permet de calculer la charge du grain ainsi que la force électrostatique qu'il subit. En comparant la vitesse de déplacement du grain et le temps nécessaire à l'équilibre de la charge, il apparaît que les particules nanométriques comme micrométriques n'ont pas le temps d'atteindre l'équilibre de potentiel local le long de leur trajectoire. Il apparaît que la charge acquise au sol est conservée sur d'assez grandes distances.

Dans tous les cas, les limites des modèles analytiques concernent principalement les hypothèses d'isotropie et de distribution maxwellienne des populations chargées. Il s'avère que les ions sont généralement supersoniques. Ayant une vitesse de dérive bien supérieure à leur vitesse thermique, le modèle OML n'est que très approximatif. Par ailleurs, la barrière de potentiel due à la charge d'espace des photoélectrons côté jour (Figure 2.6) ralentit d'abord les électrons de l'environnement se déplaçant vers la surface et les photoélectrons se déplaçant vers le plasma puis accélère ceux dont l'énergie était suffisante

pour passer la barrière. On retrouve donc des populations tronquées aux faibles énergies au-delà de la barrière, ce qui est évidemment difficile à prendre en compte par un modèle analytique. En conclusion, un couplage direct entre la dynamique du plasma et la charge des poussières paraît nécessaire, si possible en 3D. C'est ce qui est réalisé dans le code SPIS-Dust et décrit dans [Hess et al. 2015].

Le potentiel de la poussière est dans un premier temps calculé selon l'expression donnée par [Whipple, Northrope, and Mendis 1985], en considérant le modèle de couplage capacitif suivant, permettant de rejoindre les modèles de gaine épaisse et fine à la limite λ_D grand et faible respectivement :

$$\phi_d(t) = \frac{Q_d(t)}{4\pi\epsilon_0 r_d \left(1 + \frac{r_d}{\lambda_D}\right)} \quad (2.27)$$

À partir de la valeur de ce potentiel, la densité de courant collectée J_c est calculée à partir de la théorie OML (en faisant l'hypothèse de grains fins par rapport à la longueur de Debye) où les moments de la fonction de distribution des électrons sont calculés localement à partir des méthodes Particle-In-Cell (PIC). Ceci permet de représenter le plus fidèlement les populations électroniques du plasma mais aussi les populations d'électrons émises par la surface lunaire. Son expression est donc :

$$J_c = en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \left(1 + \frac{e(\phi_d(t) - \phi_p)}{kT_e}\right) \quad (2.28)$$

où ϕ_p est le potentiel du plasma et n_e et T_e les moments locaux de la fonction de distribution des électrons.

Le potentiel de la poussière influe sur l'émission secondaire par le biais des énergies de collection des électrons primaires et des électrons secondaires. La densité de courant nette d'émission secondaire J_s dépend de la différence de potentiel entre la poussière et le plasma, de la même façon que pour les photoélectrons. Elle s'exprime selon :

$$J_s = J_c < \delta_e > \exp\left(-\frac{e(\phi_d(t) - \phi_p)}{kT_s}\right) \quad (2.29)$$

avec $\langle \delta_e \rangle$ le ratio global entre les courant d'électrons secondaires émis et le courant d'électrons incidents collecté lorsque la poussière est au potentiel du plasma. Pour ce calcul, le modèle de [Chow, Mendis, and Rosenberg 1993] est implémenté.

Enfin, la densité de courant nette de photoémission J_p s'exprime selon :

$$J_p = J_{ph} \exp\left(-\frac{e(\phi_a(t) - \phi_p)}{kT_{ph}}\right) \quad (2.30)$$

où J_{ph} est la densité de photocourant à incidence normale. À la surface de la Lune, ce dernier est modéré par l'angle d'incidence du Soleil. Par contre, pour une particule dans le plasma, il est soit maximal lorsque la poussière est irradiée par les UV, soit égal à zéro lorsque le grain est à l'ombre d'un élément de la surface. Le courant de photoémission est la multiplication de la densité de courant de photoémission par la section efficace du grain. À la surface de la Lune, la fonction de distribution de la vitesse des photoélectrons est maxwellienne par défaut, avec une température de 2.2 eV. Pour les particules se trouvant en phase gazeuse, la distribution de [Feuerbacher et al. 1972] est utilisée.

La charge totale de la particule est définie par l'équilibre des courants :

$$\frac{dQ_d}{dt} = J_c + J_s + J_p \quad (2.31)$$

Une fois éjectée de la surface, la poussière n'est plus soumise aux forces de cohésion et sismique qui deviennent nulles. Elle est cependant sujette au champ magnétique et à la pression des photons. La force électrostatique appliquée sur les grains est calculée sans les facteurs d'amplification présentés en section 2.4 puisqu'elle ne résulte plus d'inhomogénéités locales microscopiques du champ à la surface.

Les nouvelles capacités du logiciel SPIS-Dust permettent de suivre le devenir des poussières éjectées depuis la surface. Il est notamment possible d'obtenir le facteur d'obscurcissement dû aux poussières, c'est-à-dire la fraction de surface recouverte par les particules. Il est également possible d'obtenir les vitesses des particules selon les trois composantes du repère, la densité de poussières dans le volume ainsi que les distributions de rayon des grains. Ces dernières sont calculées par un nouvel outil du logiciel qui permet à

l'utilisateur d'afficher les particules de poussières à l'intérieur d'un volume sphérique à travers leurs propriétés individuelles, leurs distributions et leurs valeurs moyennes. La densité des poussières en fonction de l'altitude au-dessus de la surface et de leur taille est déterminée par le modèle en calculant la trajectoire des particules traversant la limite ouverte du domaine de calcul, en supposant que leur charge ne change pas une fois qu'elles ont quitté le domaine de calcul. L'accélération radiale des particules de poussière dépend de leur vitesse tangentielle, de la gravité ainsi que de la force électrostatique sur une longueur de Debye.

2.6. Bilan

La charge d'une couche de poussière soumise aux irradiations UV est principalement gérée par la gaine de photoélectrons se trouvant au-dessus de la surface. La création de cette gaine induit la formation d'un champ électrique externe juste au-dessus de la surface de la couche et pouvant être à l'origine du déplacement de certains grains.

L'analyse de la charge de la surface lunaire à échelle macroscopique peut s'avérer suffisante pour estimer le potentiel et la charge moyenne d'une surface plane ou présentant des reliefs de grande échelle tels que des cratères. La prise en compte de reliefs précis nécessite cependant d'affiner les modèles existants pour mettre en évidence l'amplification du champ électrique se trouvant notamment au-dessus des bords d'un cratère. On suppose que le même phénomène existe à l'échelle de plus petites irrégularités telles que les rochers, cailloux et autres amas. Cette échelle mésoscopique est le théâtre naturel d'amplification des forces électriques.

Enfin, les modèles concernant la charge de grains de poussières à la surface de la Lune sont très peu nombreux. Ceux proposés par [Hess et al. 2015] et [Wang et al. 2016] sont pour l'heure les plus aboutis et il paraît nécessaire d'en tester la robustesse. Ce point nécessite donc une étude plus approfondie qui fera l'objet de chapitres suivants. L'étude de la charge des poussières en phase gazeuse est quant à elle plus directe, lorsque l'on s'affranchit du phénomène d'éjection, à condition de privilégier une approche dynamique couplant la charge et le transport des particules comme celle utilisée dans SPIS-Dust. Cependant,

le modèle proposé dans ce logiciel reste perfectible puisqu'il ne tient pas bien compte de la rugosité de la surface en ce sens qu'il n'est généralement pas possible de représenter la géométrie et de mailler toutes les aspérités (rochers, cailloux, etc ...). Il dispose cependant d'un modèle de charge à l'échelle du grain reposant sur des hypothèses d'amplification locale de la charge et du champ électrique.

Cette étude de la charge de la surface de la Lune à différentes échelles a également permis de mettre en évidence les propriétés physiques et électriques des poussières auxquelles nous devons nous intéresser afin d'étudier le transport des grains au-dessus de la surface. La présentation et la caractérisation expérimentale de ces propriétés font l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE 3 : PROPRIÉTÉS PHYSIQUES ET ÉLECTRIQUES DES POUSSIÈRES

Ce chapitre présente les propriétés générales du régolithe lunaire issues de la littérature et des observations effectuées lors des missions Apollo. Les caractéristiques des simulants d'origine terrestre de ces poussières seront ensuite détaillées et comparées à ces données. Enfin, on exposera la caractérisation expérimentale des propriétés électriques des simulants terrestres utilisés dans ce travail, intervenant dans la charge des poussières étudiée dans le chapitre précédent.

3.1. Le régolithe lunaire

3.1.1. Propriétés générales

La surface lunaire est recouverte d'une épaisse couche de régolithe, pouvant varier de quelques mètres à une vingtaine de mètres d'épaisseur. Ce manteau, constitué de poussières fines, est généralement plus épais dans les régions appelées « highlands », plutôt montagneuses et anciennes, que dans les « mare », zones plus plates. D'un point de vue global, le régolithe lunaire est composé de basaltes foncés dans les « mare » lunaires et de roches riches en feldspaths, plus claires, dans les « highlands ». Contrairement au sol terrestre, cette couche de régolithe est plutôt uniforme en termes de composition et de minéralogie. Des analyses au microscope d'échantillons ramenés par les missions Apollo ont montré la présence de particules de nano-ferrite à l'intérieur des grains de régolithe, due aux impacts de micrométéorites sur la surface de la Lune. Ces particules de fer se retrouvent essentiellement à l'intérieur d'agrégats formés par de très petites particules de sol lunaire, liées entre elles par du verre [Heiken, Vaniman, and French 1991]. Ces grains représentent en moyenne 25 à 30 % de la totalité du sol lunaire. Cependant, ces estimations varient en fonction de la zone lunaire étudiée. Certaines régions peuvent présenter seulement 5 % de particules de nano-ferrite tandis que d'autres contiennent 65 % de ces particules.

Les particules de régolithe sont de formes très irrégulières du fait de leur formation par les impacts de micrométéorites et de l'absence d'érosion à la surface de la Lune. Les poussières lunaires sont donc très tranchantes et très abrasives. La taille moyenne des grains du sol lunaire est comprise entre 45 et 100 μm , en fonction de leur localisation. [Heiken, Vaniman, and French 1991] proposent une distribution cumulative en taille des grains de poussière lunaire, représentée en Figure 3.1. Il s'agit d'une fonction qui cumule les grains dont la taille est supérieure à une taille donnée. Cette répartition ne tenant pas compte des grains possédant une taille inférieure à 2 μm , il a été choisi d'extrapoler cette distribution en réalisant une approximation du type [Hess et al. 2015] :

$$f(r) = A \times r^2 \times \exp(-2 \times 10^{11} r^2) \quad (3.1)$$

où $f(r)$ est la fonction de distribution exprimée en m^{-1} , r le rayon de la particule exprimé en m et A une constante. On obtient ainsi une distribution ressemblant à une maxwellienne et qui est égal à zéro lorsque le rayon de la particule est nul. La nouvelle distribution en taille obtenue est présentée en Figure 3.2.

Le Tableau 3.1 présente les compositions minérales d'échantillons qui se trouvaient sur les sites d'alunissage des différentes missions Apollo. Il y est visible que les grains de poussière lunaire sont principalement composés de silice (SiO_2). Ce sol lunaire possède une densité globale de 1.5 g/cm^3 [Colwell et al. 2007].

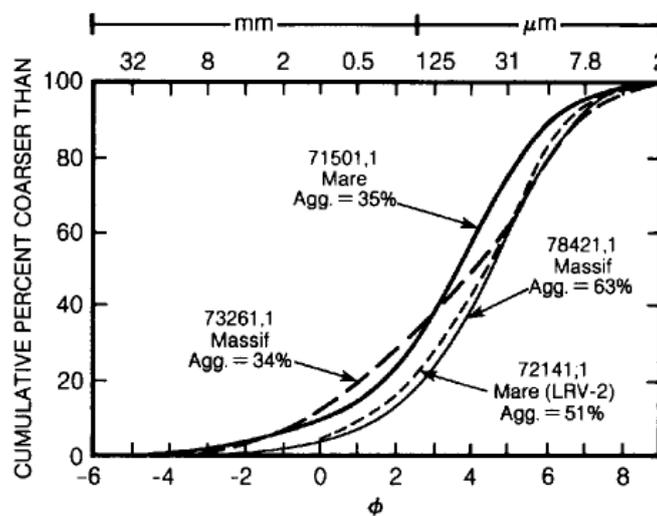


Figure 3.1 : Distribution en taille du sol lunaire [Heiken, Vaniman, and French 1991], p. 306

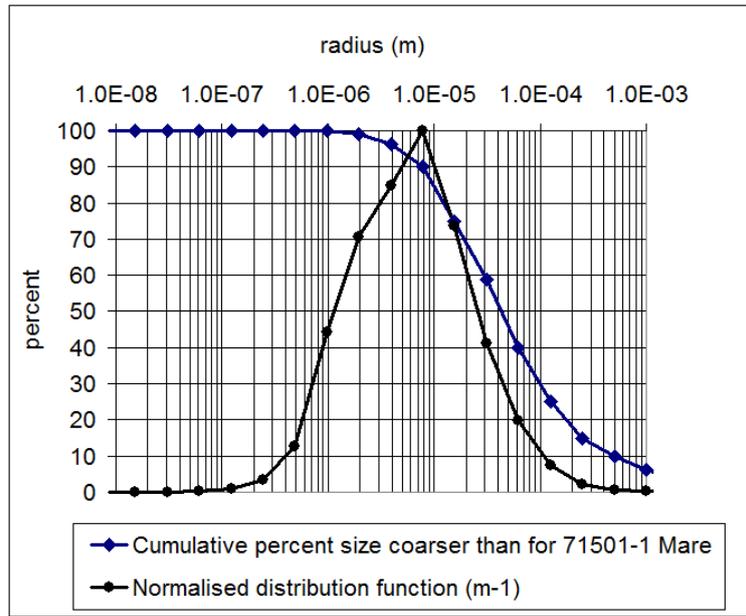


Figure 3.2 : Distribution en taille normalisée à partir des données 71501-1 Mare d'[Heiken, Vaniman, and French 1991]

Oxyde	Apollo 11 (wt. %)	Apollo 12 (wt. %)	Apollo 14 (wt. %)	Apollo 15 (wt. %)	Apollo 16 (wt. %)	Apollo 17 (wt. %)
SiO ₂	42.2	46.3	48.1	46.8	45.0	43.2
TiO ₂	7.8	3.0	1.7	1.4	0.54	4.2
Al ₂ O ₃	13.6	12.9	17.4	14.6	27.3	17.1
FeO	15.3	15.1	10.4	14.3	5.1	12.2
MnO	0.20	0.22	0.14	0.19	0.30	0.17
MgO	7.8	9.3	9.4	11.5	5.7	10.4
CaO	11.9	10.7	10.7	10.8	15.7	11.3
Na ₂ O	0.47	0.54	0.70	0.39	0.46	0.40
K ₂ O	0.16	0.31	0.55	0.21	0.17	0.13
P ₂ O ₃	0.05	0.40	0.51	0.18	0.11	0.12
Cr ₂ O ₃	0.30	0.34	0.23	0.36	0.33	0.33
S	0.12	-	-	0.06	0.07	0.09

Tableau 3.1 : Composition chimique moyenne des sols au niveau des sites d'alunissage [Heiken, Vaniman, and French 1991]

Sur la Lune, le vide est poussé, avec une pression d'environ un nano-Pascal, et il n'y a présence d'oxygène et d'eau qu'en de très faibles quantités. Cela influe largement sur la surface des grains de poussières et notamment sur la propreté de cette dernière. De plus, la gravité étant plus faible sur la Lune que sur la Terre, le régolithe existe sous des forces de gravité plus faible que sur la Terre. Ces différences seront donc à prendre en compte lors d'expériences menées sur Terre.

3.1.2. Caractéristiques électriques

Puisque le sol lunaire est principalement composé de silice, les propriétés électriques du régolithe sont très proches de celles des silicates. Ainsi, le régolithe lunaire est caractérisé par une conductivité relativement faible. En l'absence d'eau, la conductivité électrique σ à l'ombre et à 300 K peut varier de $10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ pour le sol lunaire à $10^{-9} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ pour des blocs ou des rochers [Heiken, Vaniman, and French 1991]. Les irradiations du Soleil peuvent entraîner une augmentation supérieure à 10^6 de cette conductivité par rapport à l'ombre, que ça soit pour les grains de régolithe ou les rochers, du fait de la hausse de température et de la photoconductivité. Ces importantes variations de la conductivité en fonction de l'ensoleillement peuvent produire de forts mouvements des charges électriques en surface le long du terminator, entraînant des potentiels différents sur des zones très proches les unes des autres, cf. section 2.2.2. Comme la conductivité électrique est la plus faible lors de la nuit lunaire ou dans les zones à l'ombre, les poussières ont la plus forte capacité à se charger électriquement lorsqu'elles sont placées à l'ombre.

En ce qui concerne les propriétés de photoémission du sol lunaire, des mesures ont été réalisées par [Feuerbacher et al. 1972] et ont permis d'établir que le travail de sortie du régolithe lunaire, c'est-à-dire l'énergie nécessaire pour arracher un électron de la surface, est égal à 5 eV. Les études menées par [Willis et al. 1973] sur des échantillons provenant des missions Apollo 14 et 15 ont permis d'observer que le maximum du rendement photoélectrique est obtenu pour des photons de 14 eV. De plus, le courant de photoémission du sol lunaire à incidence normale est calculé égal à $4.5 \mu\text{A}/\text{m}^2$ et l'énergie moyenne des photoélectrons émis est d'environ 2.2 eV.

Du côté nuit, il est supposé que l'émission d'électrons secondaires devient importante lorsque la Lune traverse la magnétosphère terrestre. Pour des échantillons issus des missions Apollo 14 et 15, le rendement d'émission secondaire est maximum entre 300 et 700 eV [Willis et al. 1973]. Dans certaines conditions, les échantillons peuvent émettre plus d'électrons qu'ils n'en reçoivent, c'est-à-dire que le

rendement d'émission secondaire devient supérieur à un. La courbe générale de rendement donnée sur la Figure 3.3 définit dans ce cas deux points limites de la zone de rendement supérieur à l'unité. En deçà et au-delà de cet intervalle, le rendement d'émission secondaire est inférieur à l'unité, c'est-à-dire que les échantillons émettent moins d'électrons qu'ils n'en reçoivent. Les énergies correspondantes sont appelées énergies de premier et second cross-over, respectivement E_1 et E_2 . Pour les deux échantillons lunaires mentionnés ci-dessus, les énergies du premier et second cross-over se situent à 100 et 2000 eV respectivement [Willis et al. 1973]. De plus récentes études menées par [Dukes and Baragiola 2013] sur des échantillons provenant de la mission Apollo 16 ont donné des valeurs d'énergie de cross-over légèrement différentes. Ces dernières ont été mesurées égales à 80 eV pour le premier et au-delà de 2000 eV pour le second, cf. Figure 3.4. Ces résultats sont cependant à utiliser avec précaution puisque le rendement semble proche de l'unité sur toute la gamme d'énergie, ce qui laisse craindre un biais expérimental. Les auteurs ont également mis en évidence que les rendements d'électrons varient en fonction du flux de particules incidentes, de la taille des grains, de la composition et des propriétés diélectriques du régolithe. Ainsi, le faible rendement d'émission secondaire du sol lunaire par rapport à des diélectriques oxydés planaires est probablement dû à la recollection d'électrons éjectés dans les cavités microscopiques présentes au sein du matériau granulaire et à la recollection d'électrons immédiatement après leur émission par les surfaces voisines.

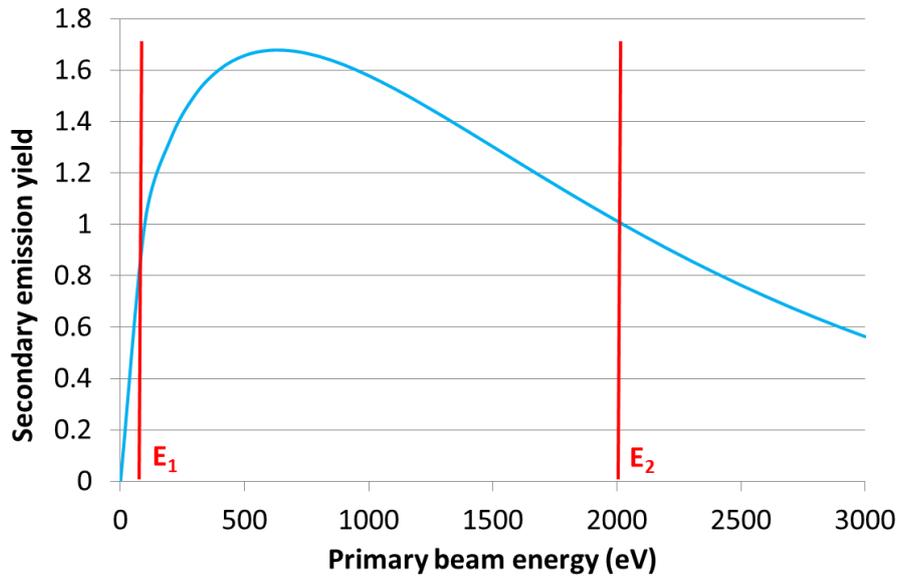


Figure 3.3 : Courbe typique de rendement d'émission secondaire en fonction de l'énergie primaire incidente, avec les deux énergies de cross-over E_1 et E_2

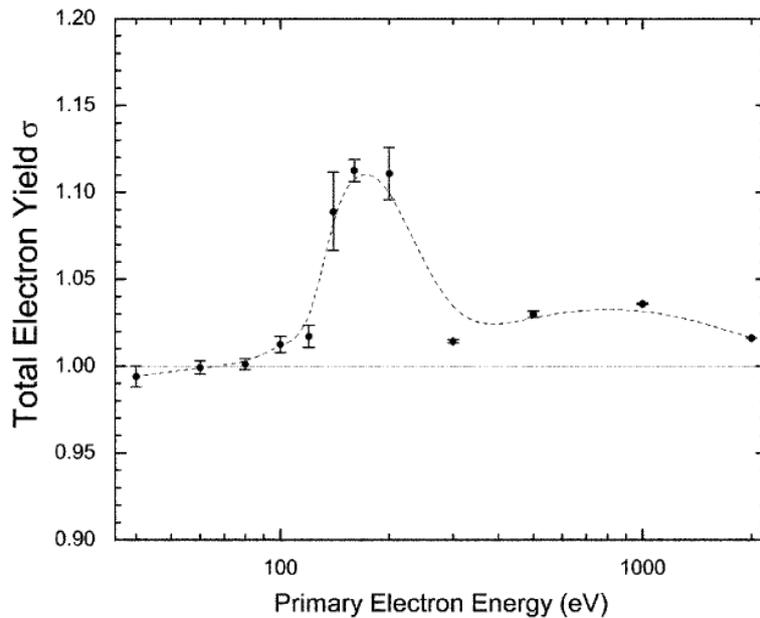


Figure 3.4 : Rendement d'émission secondaire pour l'échantillon Apollo 16 de [Dukes and Baragiola 2013]

Une étude théorique de l'influence de la taille des grains sur l'émission secondaire a été réalisée par [Chow, Mendis, and Rosenberg 1993]. En supposant que les grains sont sphériques, l'expression du rendement d'émission secondaire a été exprimé selon :

$$\delta_e = \frac{1}{2} \int_0^{\min[D, x_{max}]} Ka \left[(eV_p)^2 - ax \right]^{-\frac{1}{2}} f(x) dx \quad (3.2)$$

où D est le diamètre du grain, x_{max} la profondeur de pénétration maximum de l'électron primaire, K une constante représentative de l'efficacité avec laquelle l'énergie perdue par l'électron primaire excite les électrons secondaires dans un matériau donné, a la constante de Whiddington, eV_p l'énergie initiale de l'électron primaire, x la profondeur atteinte par l'électron primaire. La fonction $f(x)$ s'écrit $f(x) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{2} \sin(\varphi) \exp(-al(x, \varphi)) d\varphi$ où α est l'inverse de la longueur d'absorption pour les secondaires et $l(x, \varphi)$ est la distance qu'un électron secondaire doit parcourir afin d'atteindre la surface du grain depuis une profondeur x et selon un angle φ par rapport au parcours de l'électron primaire. Ainsi, la valeur du rendement d'émission secondaire en fonction de l'énergie des électrons primaires a été estimée pour des grains diélectriques de diamètres égaux à 0.01, 0.05, 0.1 et 1 μm , cf. Figure 3.5. Il est constaté qu'à faible énergie primaire, les grains inférieurs à 0.05 μm ont des rendements plus élevés que les grains dont le diamètre est plus grand. Ceci est dû à la distance plus courte que les électrons secondaires excités ont à parcourir pour atteindre la surface du grain lorsque ce dernier est plus petit. Cependant, lorsque l'énergie des électrons primaires est plus élevée, les plus gros grains ont des rendements supérieurs. La décroissance rapide du rendement pour les grains les plus petits s'explique par la taille elle-même du grain. En effet, une fois que x_{max} est supérieure au diamètre du grain, la borne supérieure de l'intégrale de (3.2) devient égale à D . De plus, la loi de Whiddington sur la perte d'énergie montre que la plus grosse perte d'énergie a lieu à la fin du parcours de l'électron primaire [Whiddington 1912]. Ainsi, la plupart des électrons secondaires sont excités lorsque l'électron primaire est stoppé par la perte du reste de son énergie. Lorsque l'énergie de l'électron primaire est supérieure à E_{min} , énergie minimale pour qu'un électron primaire traverse le grain de poussière, une quantité moindre d'électrons secondaires est excitée. Il est donc possible pour un gros grain d'avoir un rendement d'émission secondaire plus grand que celui d'un petit grain pour deux raisons. Dans le cas où l'énergie primaire est supérieure à E_{min} , vu que le diamètre du gros grain est supérieur à celui du petit, la borne supérieure d'intégration de (3.2) est augmentée, donnant ainsi une valeur de rendement plus importante. Dans le cas où l'énergie primaire est telle que $E_{min \text{ petit grain}} < E < E_{min \text{ gros grain}}$, il y aura plus

d'électrons secondaires excités à l'intérieur du gros grain, ce qui augmente donc le rendement d'émission secondaire. Ces deux raisons tendent à montrer que les grains les plus gros ont des rendements plus importants que les petits. Pourtant, le fait qu'un électron secondaire ait une distance plus courte à parcourir pour sortir des plus petits grains favorise plutôt de forts rendements pour ces derniers. L'importance d'un effet par rapport à l'autre dépend essentiellement du diamètre D de la particule mais aussi de la constante a et de la profondeur à laquelle sont émis les électrons secondaires. La distribution en taille des grains joue donc un rôle sur le rendement d'émission secondaire du régolithe.

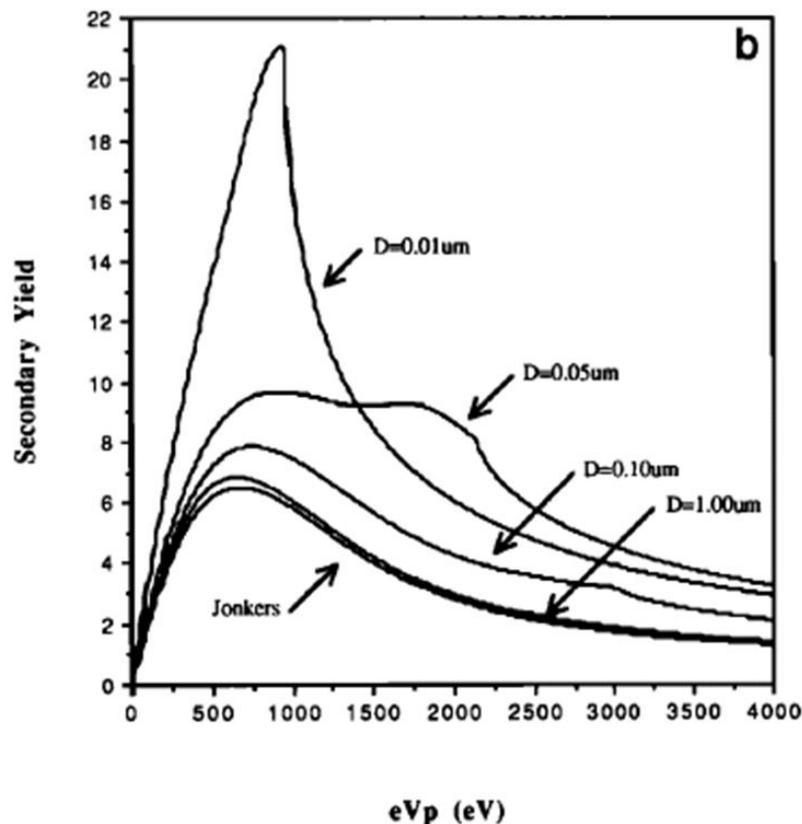


Figure 3.5 : Valeurs du rendement d'émission secondaire pour des grains diélectriques en fonction de l'énergie primaire [Chow, Mendis, and Rosenberg 1993]

3.1.3. Charge par triboélectricité

Même en l'absence de photoémission ou d'émission secondaire, une charge des grains de poussière s'opère. Celle-ci est due aux différences de potentiel lors du contact des grains entre eux et aux transferts de charges par friction lors de ces contacts. C'est ce que l'on appelle la charge triboélectrique. Ce transfert n'est

pas un transfert de charge nette, c'est-à-dire que cette dernière reste inchangée. Il consiste plutôt en une redistribution de la charge à la surface du grain. Ce phénomène peut être équilibré par des échanges de charges avec le plasma et/ou les charges créées par la photo-ionisation. Cela influe donc sur l'attraction et l'adhésion de la particule sur les équipements.

Plusieurs expériences ont été menées et ont montré qu'en l'absence d'application de champ électrique ou de bombardement UV, la charge nette Q des grains non-conducteurs sur des surfaces conductrices est approximée par la formule [Colwell et al. 2007] :

$$Q = C\phi \quad (3.3)$$

avec C la capacitance entre le grain et la surface conductrice et ϕ le potentiel de charge, calculé à partir de la différence de travail de sortie entre le grain et la surface. Des expériences ont été réalisées sur le simulant JSC-1, présenté plus tard dans paragraphe 3.2, et ont permis de montrer que le taux de chargement est proportionnel à la différence de travail de sortie entre les éléments. Cela signifie que plus la différence de travail de sortie est grande, plus l'effet triboélectrique est grand et plus la charge différentielle est grande. Le travail de sortie de la JSC-1 est d'environ 5.9 eV [Walton 2007]. Aucune valeur n'est connue pour le régolithe lunaire.

3.2. Les simulants terrestres utilisés

Les simulants sont des poussières fabriquées sur Terre et possédant à peu près les mêmes propriétés physiques et chimiques que celles que l'on peut trouver sur le sol lunaire. À ce jour, plusieurs simulants de régolithe lunaire ont été confectionnés à partir de cendres volcaniques. Développée dans les années 90, la JSC-1 représente à l'heure actuelle le standard industriel. Cette poussière est dérivée de cendres volcaniques composées essentiellement de roches basaltiques. Ce produit est donc représentatif du sol trouvé dans la région des « mare » lunaires. Lors des travaux réalisés dans le cadre de ce rapport, le simulant JSC-1 utilisé a été fourni par l'entreprise américaine Orbitec [Orbitec 2005] et possède une masse volumique de $2.9 \times 10^3 \text{ kg/m}^{-3}$.

En Europe, le simulant DNA-1 a été développé en 2013 par l'entreprise Monolite UK. Sa masse volumique est égale à $2.9 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$. Son analyse a permis de montrer qu'il possède des propriétés physiques et chimiques très proches de celles de la JSC-1 [Monolite UK 2014]. Ce simulant est dérivé de cendres volcaniques basaltiques, riches en verre. Une dérivation de ce dernier a également été conçue en mélangeant 90 % de DNA-1 avec 10 % de MDS1 produit par l'Université Polytechnique de Turin, qui est principalement composé de zéolites synthétiques 4A dans lequel des ions Fe^{2+} sont ajoutés. Le simulant obtenu contient donc des particules de nano-ferrite. Ces informations font l'objet d'une communication privée avec l'Université Polytechnique de Turin dans le cadre du projet ESA/ESTEC Co 4000108213/13/NL/PA.

Enfin, des billes de verre sphériques et calibrées, comprises entre 10 et 50 μm de diamètre, ont été utilisées. Leur forme régulière est censée aider l'analyse des résultats expérimentaux obtenus, notamment pour le calcul des forces appliquées sur les particules. Ces billes sont composées de verre sodocalcique, soit de $\text{SiO}_2 70/\text{Na}_2\text{O} 15/\text{CaO} 10/\text{MgO}/\text{B}_2\text{O}_3/\text{Al}_2\text{O}_3$.

Le Tableau 3.2 présente la composition des deux simulants mentionnés précédemment (les informations du troisième n'étant pas encore disponibles) et issue des données des fabricants. La comparaison de ces valeurs à celle du Tableau 3.1 permet de constater la proximité de ces simulants fabriqués sur Terre par rapport aux échantillons ramenés depuis la Lune, à l'exception notable de la présence de Fe_2O_3 dans les simulants contrairement au régolithe lunaire.

Lors des essais réalisés dans le cadre de ce travail, les poussières DNA-1 ont été tamisées afin d'obtenir cinq gammes de tailles différentes : $< 25 \mu\text{m}$, $[25 - 50] \mu\text{m}$, $[50 - 100] \mu\text{m}$, $> 100 \mu\text{m}$ et toutes tailles comprises, dans le but de mesurer et de comparer les propriétés électriques et la dynamique des grains en fonction de leur taille. Dans ce mémoire, on parlera en termes de taille de grain et non de rayon. La taille d'un grain est définie comme étant la distance la plus grande entre deux points de la surface du grain. Elle peut être assimilée au diamètre d'une sphère. Plusieurs clichés des grains de simulants DNA-1 et des

billes de verre ont été pris au Microscope Électronique à Balayage (MEB) du laboratoire AIME sur le campus de l'INSA Toulouse. Ces clichés, présentés de la Figure 3.7 à la Figure 3.6, permettent dans un premier temps d'observer que les grains ont une forme très irrégulière et plutôt tranchante. La Figure 3.6 permet bien d'observer que les billes de verre sont parfaitement sphériques mais présentent quelques aspérités à leur surface. D'après la Figure 3.15, il semble que les grains de la gamme > 100 µm présentent plus de trous à leur surface et ont l'air plus poreux que les autres. Il est également possible de constater que le tamisage n'empêche pas les grains les plus petits de la distribution en taille de se retrouver parmi les gammes les plus grandes. Ces derniers sont en effet collés sur des grains plus gros et sont donc toujours présents, bien qu'en moins grande quantité, comme le présente la Figure 3.16.

Oxyde	JSC-1A (wt. %)	DNA-1 (wt. %)
SiO₂	46.67	50.75
TiO₂	1.71	1.16
Al₂O₃	15.79	18.77
Fe₂O₃	3.41	-
FeO	5.57	8.81
MnO	0.19	-
MgO	9.39	2.78
CaO	9.90	7.63
Na₂O	2.83	4.90
K₂O	0.78	5.21
P₂O₅	0.71	-

Tableau 3.2 : Composition chimique des simulants utilisés lors des essais expérimentaux

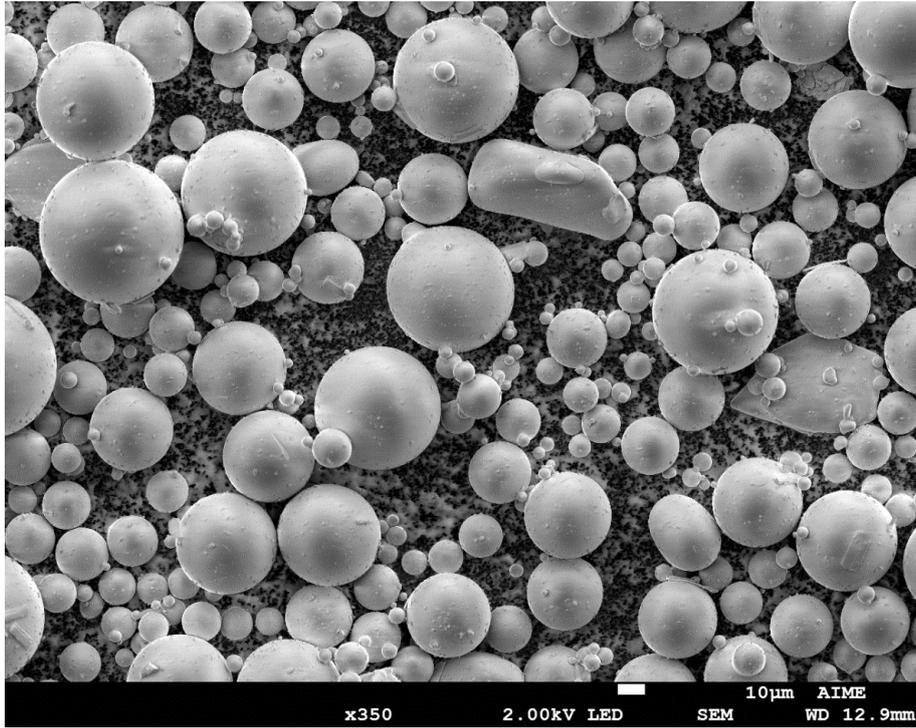


Figure 3.6 : Observation au MEB des billes de verre [10 – 50] µm

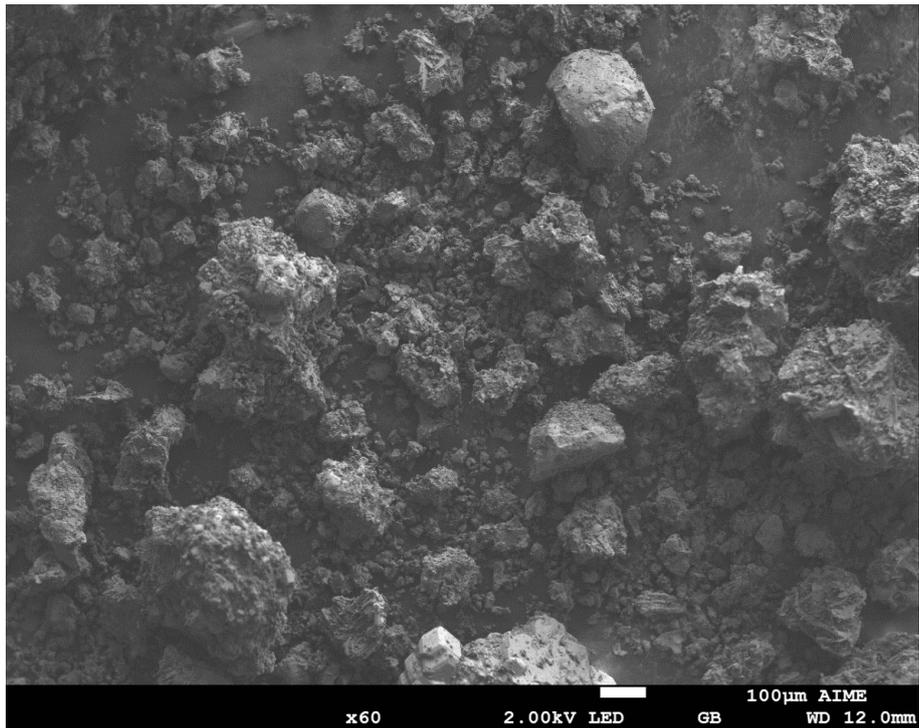


Figure 3.7 : Observation au MEB de la DNA-1 toutes tailles

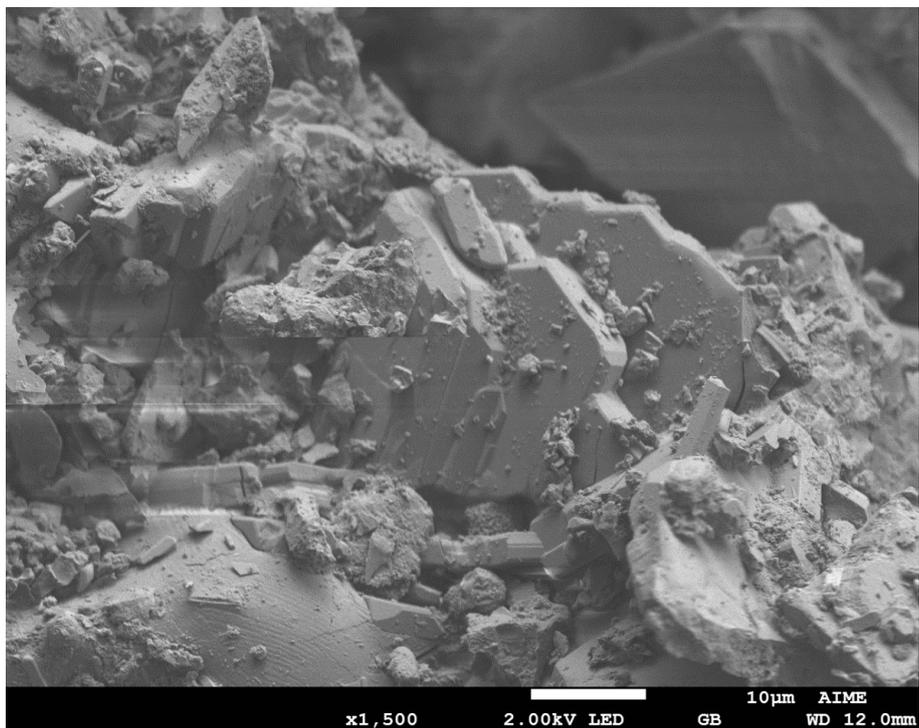


Figure 3.8 : Observation au MEB zoomée de la DNA-1 toutes tailles

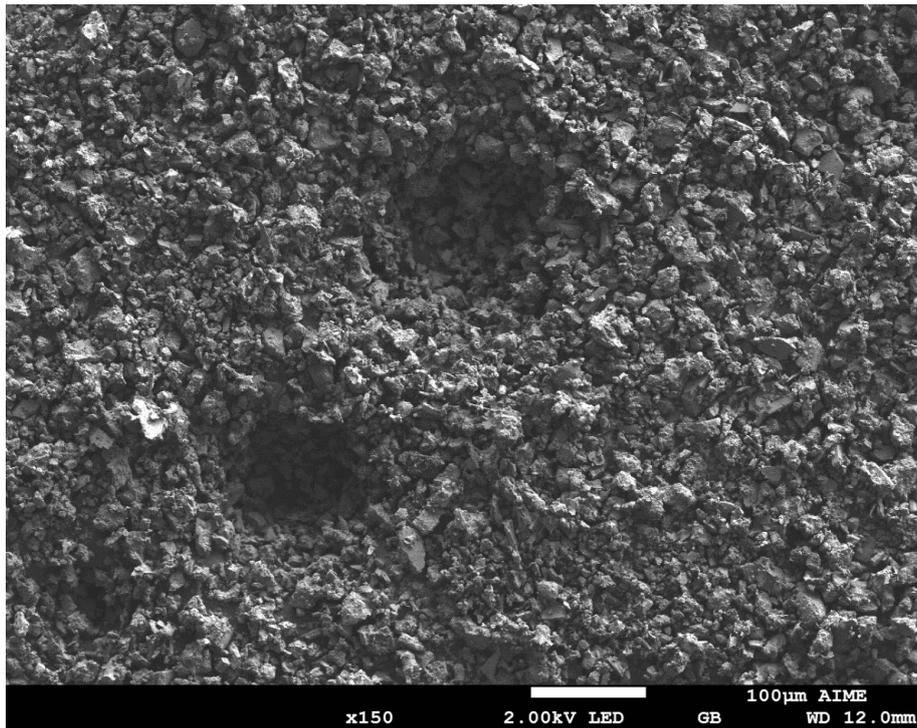


Figure 3.9 : Observation au MEB de la DNA-1 [< 25] μm

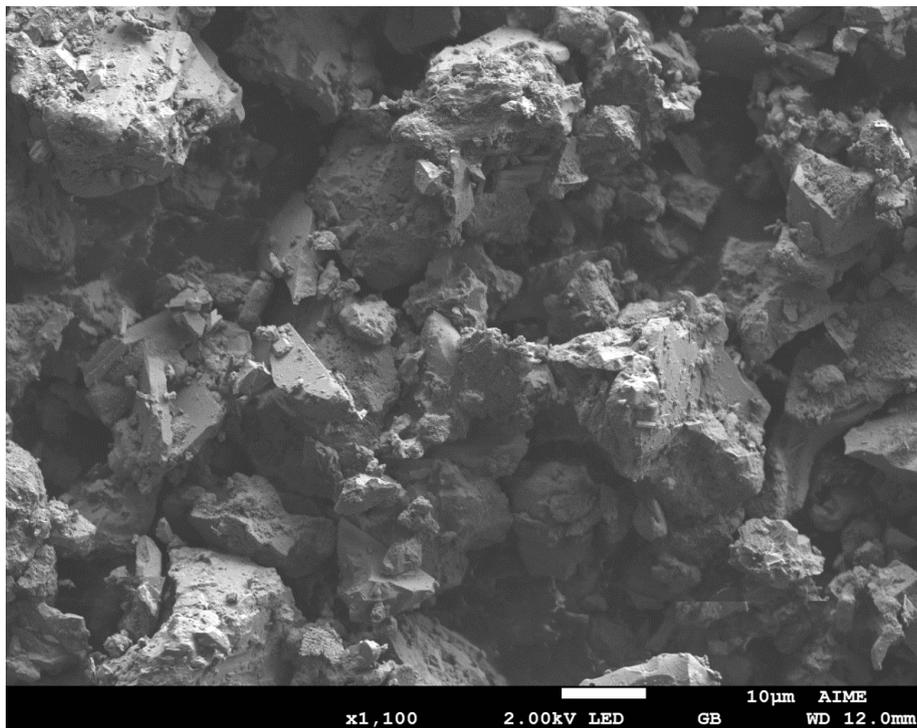


Figure 3.10 : Observation au MEB zoomée de la DNA-1 [< 25] μm

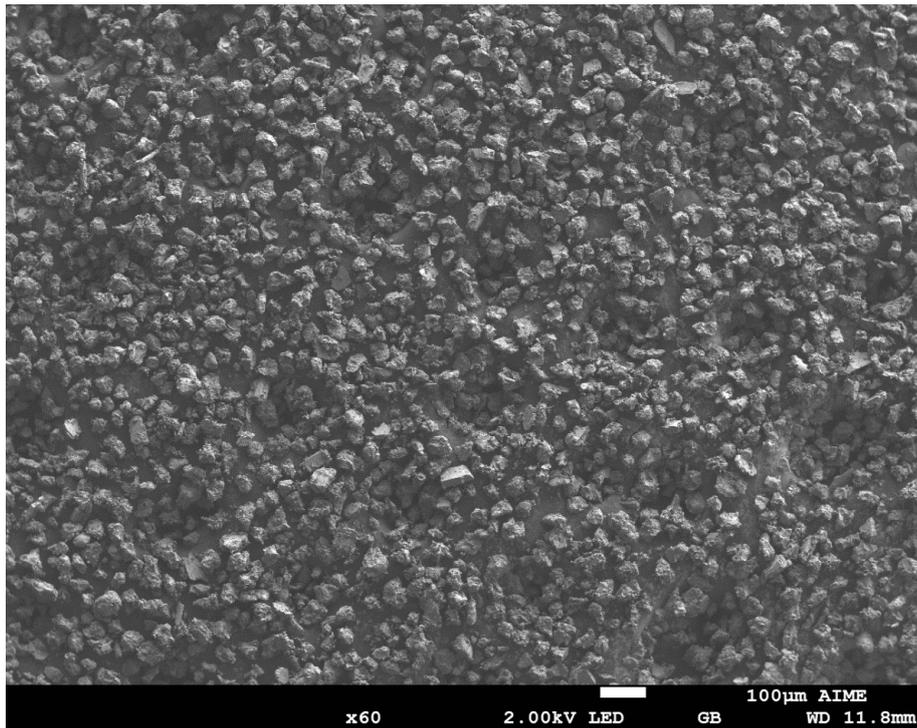


Figure 3.11 : Observation au MEB de la DNA-1 [25 – 50] μm

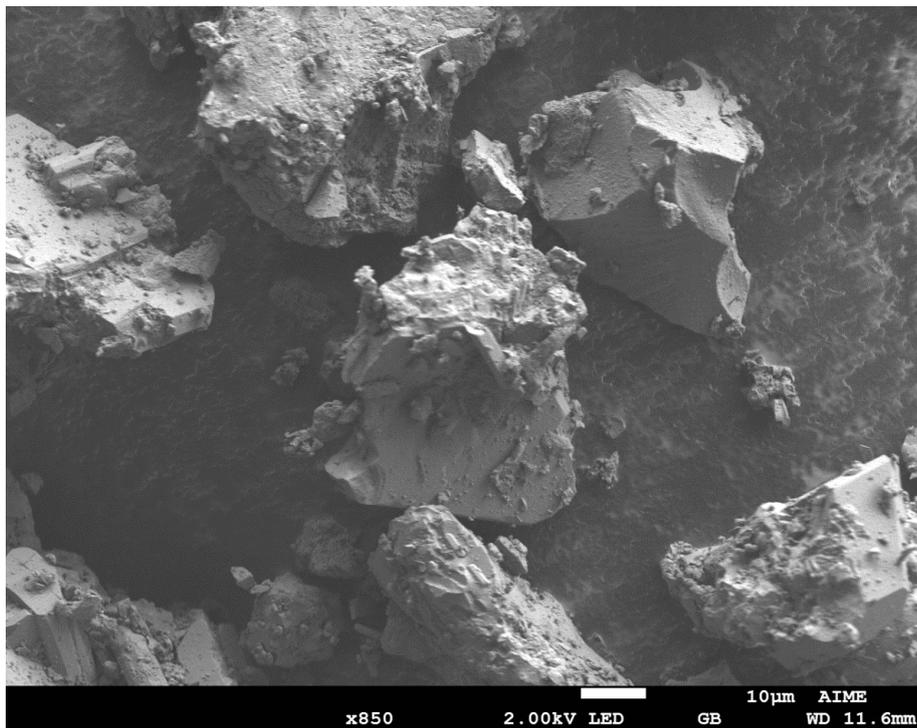


Figure 3.12 : Observation au MEB zoomée de la DNA-1 [25– 50] μm

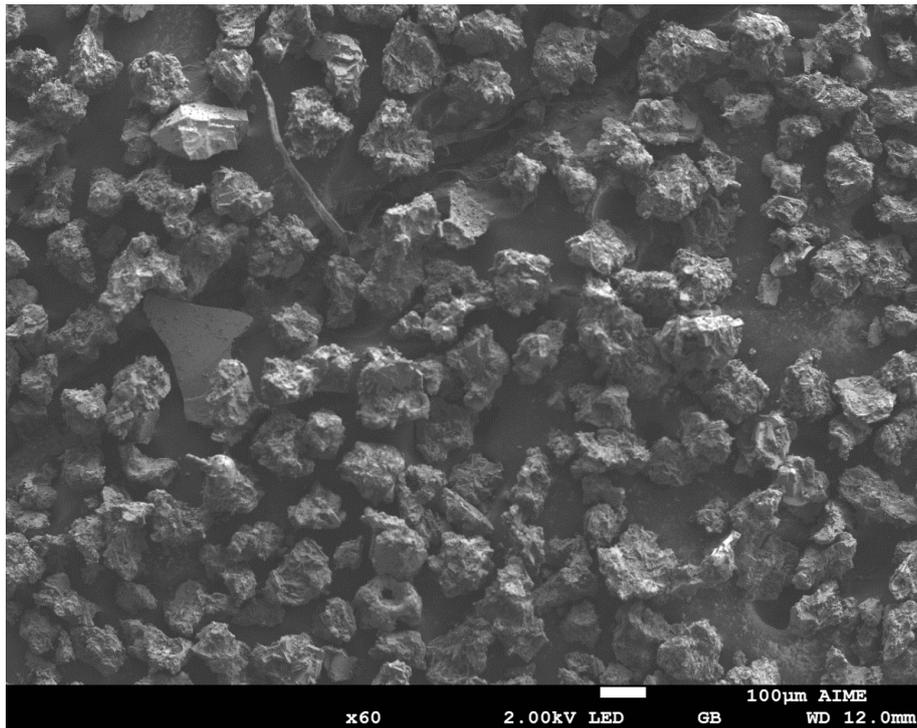


Figure 3.13 : Observation au MEB de la DNA-1 [50– 100] µm

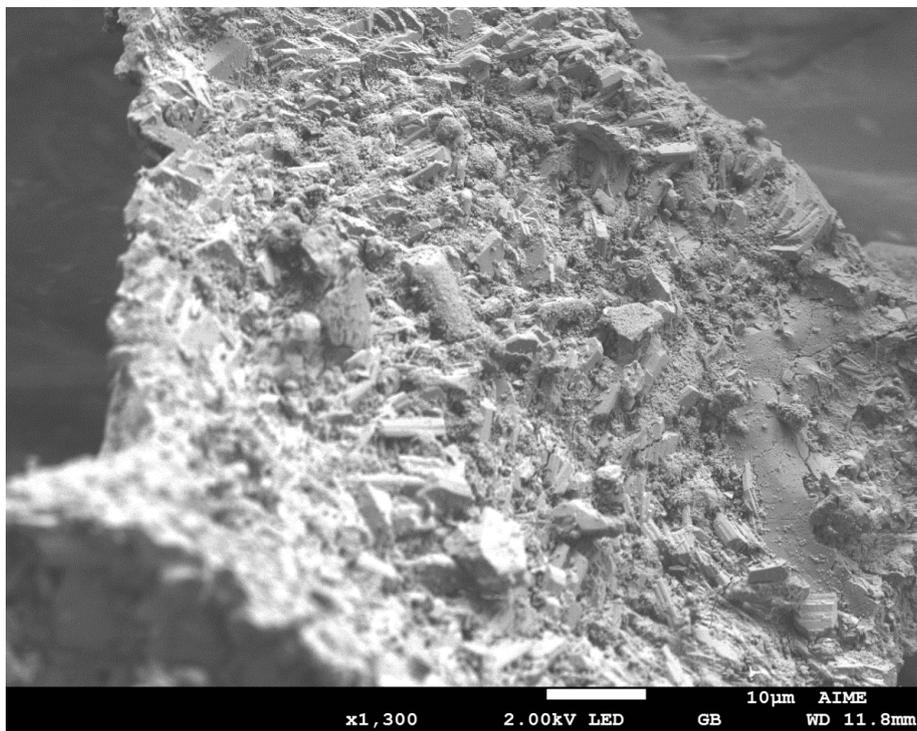


Figure 3.14 : Observation au MEB zoomée de la DNA-1 [50– 100] µm

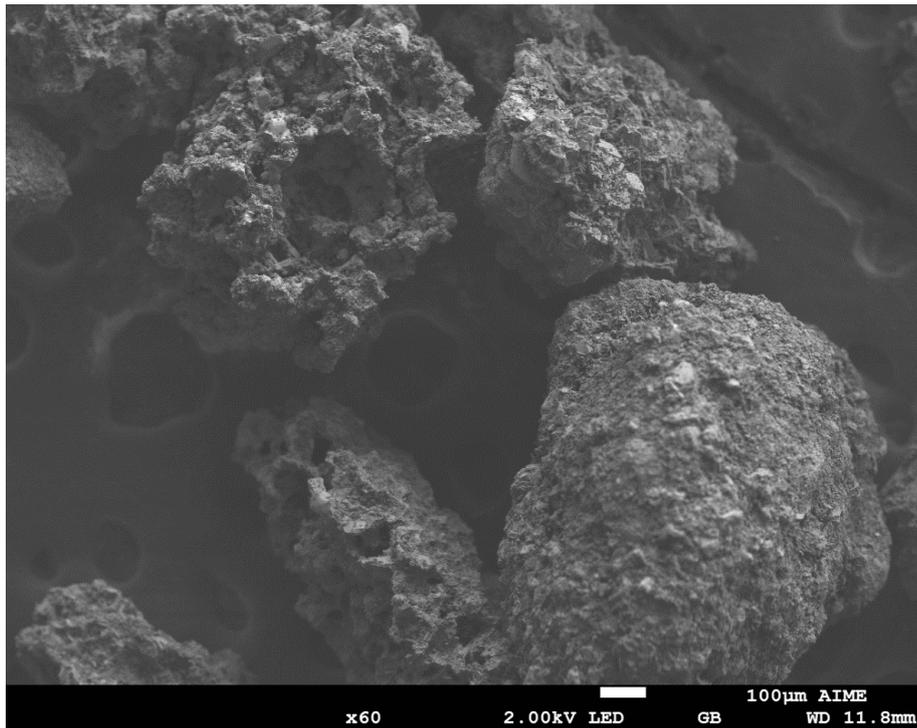


Figure 3.15 : Observation au MEB de la DNA-1 [> 100] μm

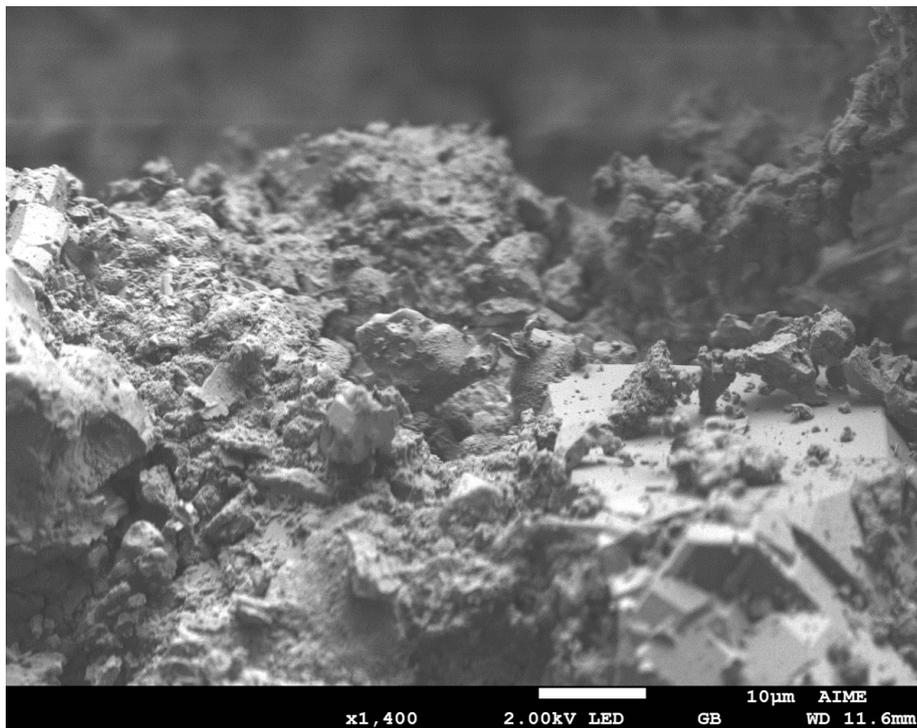


Figure 3.16 : Observation au MEB zoomée de la DNA-1 [> 100] μm

Nous avons également effectué une étude de la distribution en taille initiale au sein des gammes toutes tailles, [50 – 100] μm , [25 – 50] μm et < 25 μm pour la DNA-1. Les résultats ont été obtenus en saupoudrant les poussières à l'aide d'un tamis sur une plaque d'aluminium. Les quantités obtenues sont présentées dans le Tableau 3.3. Nous pouvons constater que le tamisage des poussières n'est pas un procédé fiable à 100 %. Lors du tamisage, les poussières toutes tailles sont dans un premier temps passées dans un tamis de 100 μm . Ainsi, les particules restant dans le tamis appartiennent à la gamme > 100 μm . Celles qui ont traversées sont de nouveau tamisées à l'aide d'une grille de 50 μm . Les poussières n'ayant pas traversé le tamis appartiennent à la gamme [50 – 100] μm et le reste est tamisé une dernière fois avec une grille de 25 μm . Ainsi, nous obtenons les gammes [25 – 50] μm et < 25 μm . Cependant, ce procédé semble laisser un nombre important de particules inférieures à 25 μm dans les gammes de particules plus grosses. Il serait donc intéressant de trouver un moyen de trier les poussières de façon plus fiable, peut-être en les mouillant par exemple.

Gamme de taille testée	N_{total} (#/cm ²)	$N_{< 25 \mu\text{m}}$ (#/cm ²)	$N_{[25 - 50] \mu\text{m}}$ (#/cm ²)	$N_{> 50 \mu\text{m}}$ (#/cm ²)
DNA-1 toutes tailles	149330	143150	4660	1520
DNA-1 [50 – 100] μm	134000	131610	1390	1000
DNA-1 [25 – 50] μm	150230	149160	1070	0
DNA-1 < 25 μm	202080	202080	0	0

Tableau 3.3 : Distributions en taille initiales pour les différentes gammes de DNA-1 utilisées

3.3. Caractérisation expérimentale des propriétés électriques

Le but de cette section est de présenter les mesures expérimentales des propriétés électriques des simulants de poussières lunaires effectuées dans le dispositif expérimental DROP, adapté pour les besoins de cette thèse. Nous présentons donc le moyen d'essai ainsi que trois caractérisations visant à déterminer le courant de photoémission dans les conditions expérimentales (qui peuvent être différentes des conditions rencontrées sur la Lune et dans la littérature scientifique expérimentale), la conductivité électrique volumique des grains après avoir été chargée sous irradiation ultra-violette, et les points de cross-over de l'émission secondaire d'électrons par impact d'électrons primaires. Ces résultats serviront de base pour l'analyse des observations réalisées par la suite.

3.3.1. Dispositif expérimental

La caractérisation des propriétés électriques des simulants de poussières lunaires utilisés a été réalisée à l'intérieur de la chambre à vide DROP de l'ONERA à Toulouse. C'est une enceinte cylindrique qui mesure 40×40 cm et qui est refermée par un couvercle hémisphérique, cf. Figure 3.17. Un vide de 10^{-7} mbars est obtenu à l'intérieur à l'aide d'une pompe cryogénique. Le caisson est équipé d'une lampe VUV Deutérium (Heraeus D200 VUV), placée sur le dessus du couvercle, émettant deux raies spectrales intenses à 120 et 160 nm et un faible flux continu compris entre 112 et 370 nm. Le spectre de cette lampe entre 115 et 180 nm est présenté en Figure 3.18. La lampe est alimentée par un courant de 0.8 A. Elle est caractérisée au préalable à l'aide d'un damier de patches de cuivre, possédant chacun une surface de 1 cm^2 et collés sur un disque en téflon, comme présenté sur la Figure 3.19. Ce dernier est placé à la position exacte des poussières dans le caisson. Chacun des patches est connecté à une source de tension et polarisé à -20 V qui permet également de mesurer le courant fourni. En sortie de l'appareil, le courant reçu par les patches et correspondant au flux délivré par la source UV est ainsi mesuré. Les résultats obtenus pour la lampe Heraeus D200 VUV sont présentés en Figure 3.20. Les valeurs correspondant à des emplacements sans patches sur le damier sont calculées en faisant la moyenne des valeurs obtenues sur les patches voisins. Grâce à

cette caractérisation initial et à la mesure du courant de photoémission d'un patch de cuivre placé à demeure dans le caisson à proximité des poussières, il est possible d'approcher la densité de courant de photoémission des poussières. Lors des irradiations par électrons, cette lampe est remplacée par un canon à électron, d'énergie comprise entre 50 et 5000 eV.

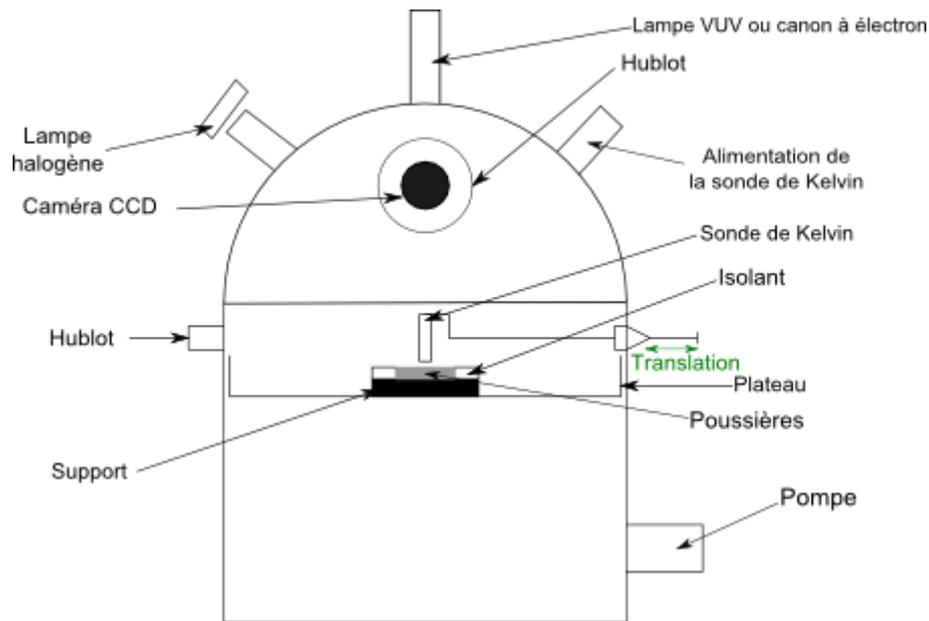


Figure 3.17 : Schéma de la chambre DROP

Spectral Energy Distribution in VUV range

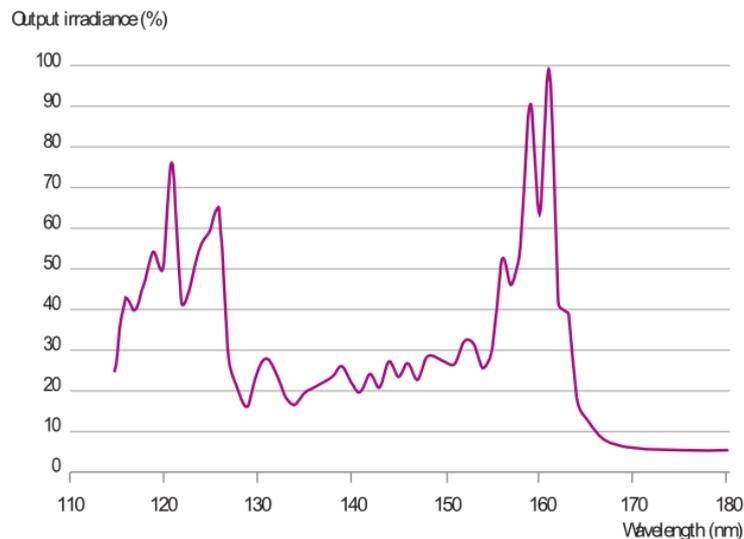


Figure 3.18 : Spectre relatif de la lampe VUV Heraeus D200 de la partie VUV

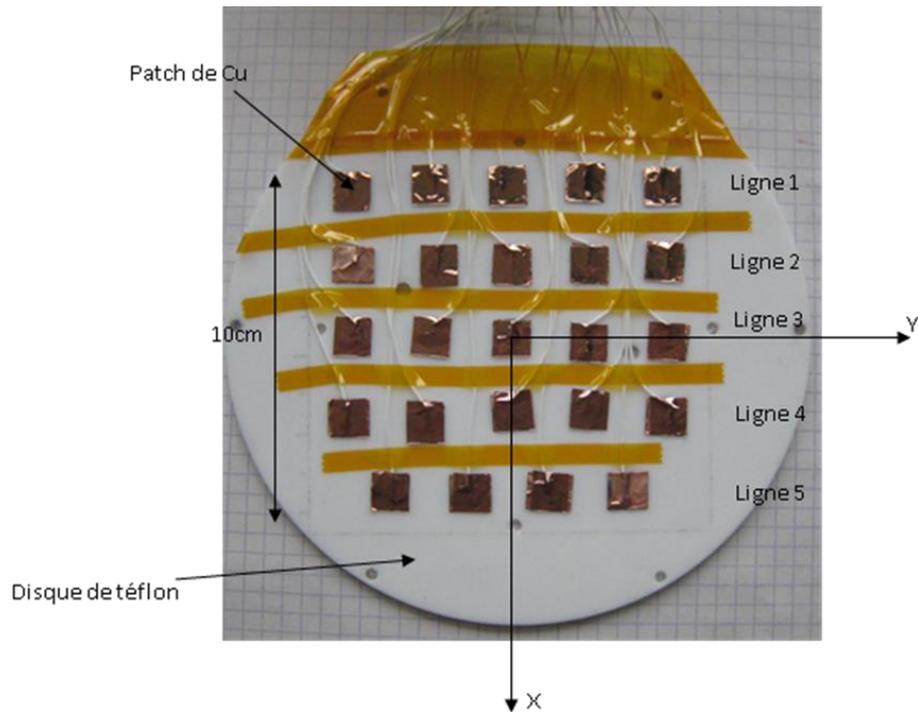


Figure 3.19 : Damier de patchs de cuivre utilisé pour mesuré le flux des lampes UV

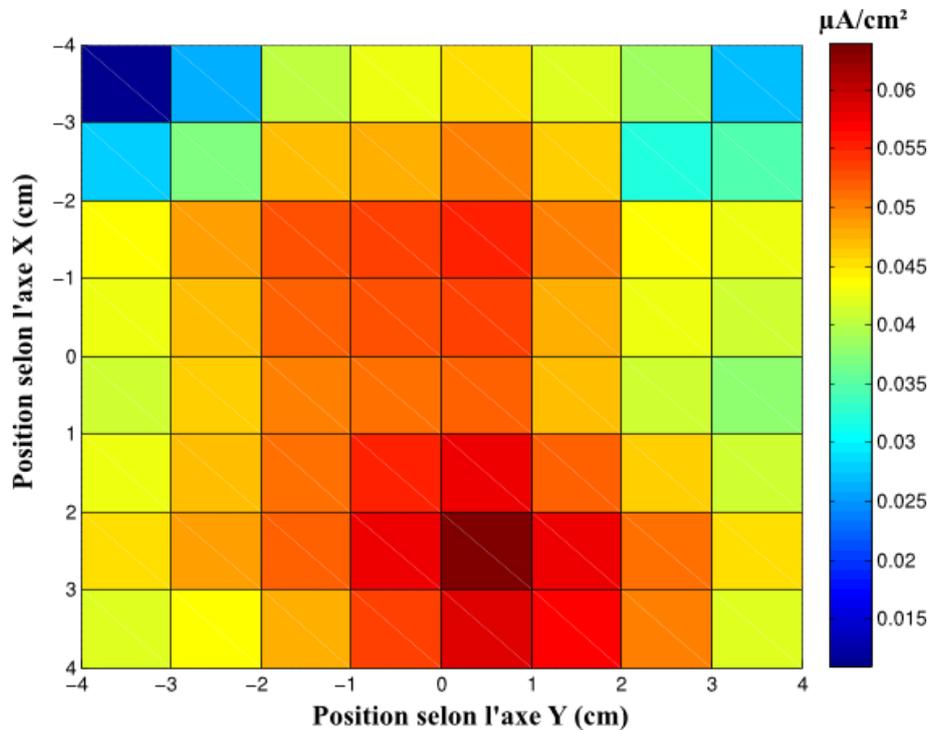


Figure 3.20 : Densités de courant mesurées par les patchs pour la lampe VUV Heraeus D200

Les poussières sont placées sur un bloc de graphite mesurant 5×5 cm et encerclées par un emporte-pièce de 6 mm d'épaisseur. Ainsi, une tâche de 3 cm de diamètre et de 6 mm d'épaisseur est obtenue, comme le montre la Figure 3.21. L'utilisation d'une telle pièce permet de contenir correctement les

poussières et d'obtenir une surface de la tâche relativement plane. Plusieurs types d'emporte-pièce ont été envisagés : conducteur flottant (c'est-à-dire isolé électriquement du support et de la masse du caisson), conducteur polarisé (en contact avec le support lui-même polarisé ou connecté à la masse du caisson), isolant et flottant donc au potentiel imposé par le couplage avec les conditions de tests. Il a été jugé qu'une pièce isolante serait plus représentative des poussières du point de vue de la conduction des charges à la surface. La conduction intervenant dans la plupart des essais réalisés dans ce travail, nous avons systématiquement opté pour un emporte-pièce en Téflon®, très bon isolant. De la sorte, nous pensons réduire l'écoulement des charges par la circonférence des poussières et simplifions le problème à une géométrie quasi 1D dans l'épaisseur de la couche, comme représenté schématiquement sur la Figure 3.22.

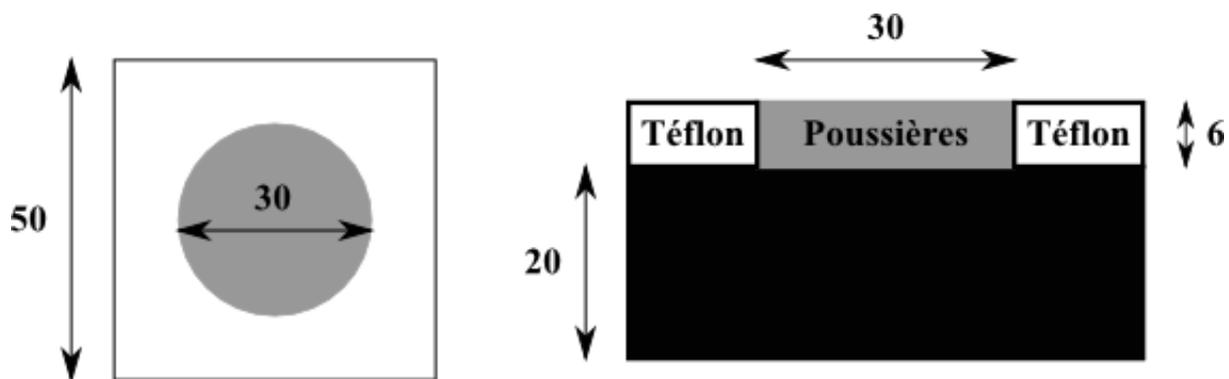


Figure 3.21 : Configuration expérimentale avec dimensions exprimées en mm

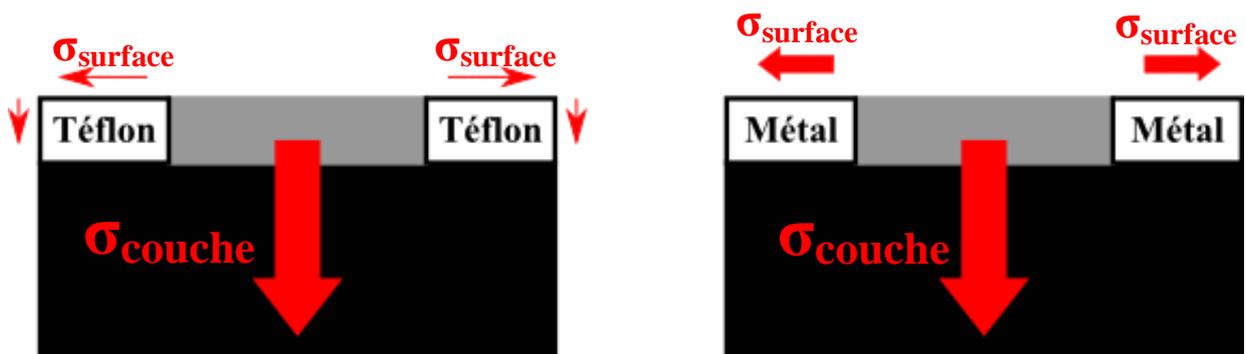


Figure 3.22 : Effets de conductivité au travers et à la surface de la couche de poussières, avec amplification du transport de charge lors de l'utilisation d'un conducteur connecté au support

Une sonde de Kelvin montée sur un axe de translation permet de mesurer le profil de potentiel à la surface des poussières.

La manipulation des simulants de poussières lunaires requiert quelques précautions. En effet, il est conseillé de travailler avec des gants et de porter un masque à l'intérieur du laboratoire. L'inhalation de grandes quantités de particules sub-micrométriques contenant de la silice peut avoir de graves conséquences, ce produit étant cancérigène. De plus, le contact de poussières avec les yeux peut causer des irritations et des brûlures. D'un point de vue mécanique, l'adhésion de grains de poussières à l'intérieur de la pompe cryogénique peut détériorer le matériel (toutefois de façon moins grave que pour une pompe turbomoléculaire). C'est pourquoi le support des poussières est placé, au sein de l'enceinte DROP, sur un plateau possédant des rebords de deux centimètres de hauteur, et que des précautions sont prises pour limiter le transport de poussières vers les pompes (notamment lors de la mise sous vide).

3.3.2. Photocourant

Dans un premier temps, des tests visant à déterminer le courant de photoélectrons émis par la couche de poussières de manière directe ont été menés. Durant ces expérimentations, le support des poussières est polarisé négativement, jusqu'à $\phi_0 = -10$ kV. Les grains de simulants sont alors irradiés par les UV pendant une seconde, de façon à limiter le potentiel acquis par les poussières. La valeur de l'équilibre est proche de 0 V, valeur de la barrière de potentiel établie au-dessus de la surface des poussières. On ne mesure pas directement le courant émis mais on remonte à lui par la mesure du potentiel de surface. Un modèle de charge est donc nécessaire. En supposant que la couche de poussières est unidimensionnelle et modélisable par une capacité en parallèle avec une résistance, l'équation décrivant l'évolution du potentiel de surface est :

$$C_{diél} \frac{d(\phi_{surface} - \phi_0)}{dt} = -I_{hv,émis} + I_{hv,recollecté} - \frac{\phi_{surface} - \phi_0}{R} \quad (3.4)$$

où $C_{diél}$ est la capacité électrique de la couche de poussières, $\phi_{surface}$ le potentiel à la surface de la couche et R la résistance de la couche de simulants. En supposant un transport de charge et un couplage capacitif 1D à travers la couche, $R = d/\sigma S = 4,9 \times 10^{13} \Omega$ et $C_{diél} = \epsilon_0 \epsilon_r S/d = 3,1 \times 10^{-12} F$, avec d l'épaisseur de la couche et

S sa surface. À l'instant initial $t = 0$ s, les potentiels $\phi_{surface}$ et ϕ_0 sont égaux. Il est également supposé que le courant de photoélectrons recollectés $I_{hv,recollectés}$ (courant de signe négatif) est négligeable devant le courant de photoélectrons émis par la surface des poussières $-I_{hv,émis}$ (courant de signe positif), ce qui est vrai à l'instant initial ($t = 0$) et si ϕ_0 est très petit devant zéro. L'équation (3.4) devient alors :

$$C_{diél} \frac{d\phi_{surface}}{dt} + \frac{\phi_{surface}}{R} = -I_{hv,émis} + \frac{\phi_0}{R} \quad (3.5)$$

La solution de cette équation différentielle s'écrit :

$$\phi_{surface}(t) = RI_{hv,émis} \times \exp\left(-\frac{t}{RC_{diél}}\right) + \phi_0 - RI_{hv,émis} \quad (3.6)$$

Ainsi, d'après la solution (3.6), il existe deux régimes possibles. Si $\phi_0 - RI_{hv,émis}$ est négatif, la résistivité des poussières est suffisamment faible pour que le potentiel d'équilibre soit négatif. Si au contraire $\phi_0 - RI_{hv,émis}$ est positif, la couche peut théoriquement flotter à ce potentiel positif. Toutefois, cela ne se produit pas puisque le courant $I_{hv,recollectés}$ compense le courant $I_{hv,émis}$ lorsque le potentiel atteint des valeurs positives proches de l'énergie des photoélectrons, qui sont alors défléchis vers la surface des poussières. Il s'agit là d'un effet de barrière de potentiel où les parois du caisson sont répulsives pour les électrons émis par la surface positive des poussières. Dans tous les cas, la pente de la courbe $\phi_{surface}(t = 0)$ permet de remonter à la valeur de $I_{hv,émis}$.

Une fois les UV éteints, le potentiel au centre de la tâche est mesuré pendant cinq minutes. Ce temps de relaxation écoulé, la polarisation du support est mise à la masse. Les potentiels sont remis à zéro en irradiant avec la lampe UV la tâche de poussières pendant deux minutes. La barrière de potentiel à 0 V créée au-dessus de la couche de poussières attire les photoélectrons émis depuis la surface des simulants. Comme elle est plus positive, les photoélectrons s'échappent facilement. Ceci a lieu jusqu'à ce le potentiel de la surface devienne légèrement positif. À partir de ce moment là, les photoélectrons sont plutôt recollectés par la surface des poussières, maintenant ainsi un potentiel d'équilibre autour de 0 V. Le protocole est ensuite répété de façon à obtenir l'évolution du potentiel en fonction de la durée de l'irradiation en UV : 2, 3,

4, 5, 10, 15 et 20 secondes. Lors de la phase de relaxation, le courant d'émission de photoélectrons est nul puisque la lampe est éteinte. L'équation (3.4) devient alors :

$$\frac{d(\phi_{surface} - \phi_0)}{dt} = -\frac{\phi_{surface} - \phi_0}{RC_{diél}} \quad (3.7)$$

La solution de cette équation différentielle s'exprime selon :

$$\phi_{surface}(t) = (\phi_1 - \phi_0) \times \exp\left(-\frac{t - t_1}{RC_{diél}}\right) + \phi_0 \quad (3.8)$$

où t_1 correspond à l'instant de coupure de la lampe UV et ϕ_1 est le potentiel mesuré à la surface des poussières à l'instant t_1 .

Ces essais de photoémission n'ont permis d'obtenir qu'une borne inférieure du courant de photoélectrons émis par les poussières. En effet, malgré la forte polarisation négative du support, les simulants se chargent trop rapidement pour permettre une possible estimation de ce courant. Il a donc été estimé que, dans les conditions expérimentales utilisées, le courant de photoémission de la DNA-1 est supérieur à 10^{-5} A/m², soit plus de deux fois supérieur à la valeur mesurée par [Willis et al. 1973]. Le dispositif expérimental tend donc à surestimer le flux de photoélectrons émis par les poussières. La mesure de ce flux n'a pas été effectuée plus précisément dans ce travail mais une estimation peut être effectuée à partir du flux mesuré sur l'échantillon de référence en cuivre présent dans le caisson lors des essais, à savoir environ 50 nA/cm² alors que le flux à 1 UA (Unité Astronomique) du Soleil est de 1 nA/cm² typiquement. On peut donc estimer que la photoémission surestime les conditions lunaires d'un facteur 10 environ.

3.3.3. Conductivité de volume

Afin de déterminer la conductivité électrique de volume de la couche de poussières, nous avons réalisé des mesures de déclin de potentiel sur des poussières chargées par des UV. Dans cette configuration, le support des poussières est polarisé à -3000 V. La lampe UV est ensuite allumée et les poussières sont irradiées en incidence normale pendant dix minutes, temps largement suffisant pour assurer la charge complète et homogène de la surface de la couche de poussières. Une fois ce temps écoulé, la lampe UV est éteinte et l'évolution du potentiel au centre de la surface des poussières est mesurée pendant dix minutes à l'aide de la sonde de Kelvin. Afin d'observer l'effet de la répartition en taille des grains de poussières sur la conductivité volumique de la couche, nous avons effectués ces essais à la fois sur une tâche composée de toutes les tailles de grains de DNA-1 et sur les quatre gammes de tailles décrites en section 3.2 ainsi qu'avec les billes de verre, la DNA-1 mélangée à la MDS1 et la JSC-1. Ici le flux de photoémission importe assez peu puisqu'il est toujours suffisant pour neutraliser le potentiel initial des poussières. On vérifiera a posteriori que la résistivité des poussières permet d'étendre les résultats au flux réel de $4,5 \mu\text{A}/\text{m}^2$ en utilisant l'équation (3.4).

Les résultats obtenus lors de ces essais de relaxation de potentiel sont présentés en Figure 3.23. Il s'agit de la différence de potentiel entre la surface des poussières et leur support à -3000 V. Comme la photoémission tend à neutraliser le potentiel de surface, on s'attend à ce que la différence de potentiel maximale soit de $+3000$ V. On constate que les gammes de taille les plus petites ont une décharge beaucoup plus lente que la gamme toutes tailles et les poussières $> 100 \mu\text{m}$. Les billes de verre et la DNA-1 mélangée à de la MDS1 ont une décroissance de potentiel plus rapide que celle de la DNA-1 toutes tailles, contrairement à la JSC-1 qui se comporte à peu près de la même façon. De plus, on observe que le premier point de ces courbes est inférieur à $+3000$ V. Cela peut être dû au temps nécessaire à la mise en place de la sonde de Kelvin au-dessus des poussières. Ce déplacement effectué manuellement dure une dizaine de secondes. Il semble que ce laps de temps soit suffisant pour que la couche de poussières se décharge après la

coupure de l'irradiation UV. Dans le cas de la DNA-1 mélangée à la MDS1, il semble toutefois que cette décharge se fasse bien plus rapidement que dans les autres cas, probablement à cause des particules de nano-ferrite présentes dans le matériau qui améliorent la conduction des charges à travers la couche. À partir de ces mesures, la conductivité volumique de chacune des couches peut être obtenue en utilisant l'équation suivante :

$$\sigma_{couche}(t) = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{d\phi}{dt} \frac{1}{\phi(t)} \quad (3.9)$$

où σ_{couche} est la conductivité volumique de la couche de poussière. Cette relation exprime une conductivité volumique qui évolue en fonction du temps, présentée pour chaque simulant en Figure 3.23. On donne la valeur obtenue à $t = 60$ s dans le Tableau 3.4. Sur les courbes, on observe toutefois que la conductivité volumique varie de moins d'un ordre de grandeur au cours des dix minutes de la relaxation.

Il est constaté que la gamme de taille la plus petite, c'est-à-dire $< 25 \mu\text{m}$, est la plus résistive. La gamme de taille la plus conductrice pour la DNA-1 est celle avec des grains supérieurs à $100 \mu\text{m}$. Nous supposons que la résistance de contact est un frein au transport des charges par rapport à la conductivité à travers un grain. La forte résistivité des gammes de taille les plus petites peut s'expliquer par un nombre de contacts plus important sur une distance donnée par rapport à ce qu'il se passe à l'intérieur de la gamme de grains supérieurs à $100 \mu\text{m}$, comme illustré schématiquement sur la Figure 3.24. Ainsi, l'accumulation des résistances de contact rencontrées par une charge lors de son transfert de grain en grain freinerait sa migration et justifierait ainsi la faible conductivité volumique de la gamme $< 25 \mu\text{m}$. Cette résistance au transfert de charge grain à grain, participant à la charge par triboélectricité, affecte donc l'écoulement de la charge dans le volume c'est-à-dire sur l'épaisseur de la couche de poussières. Les valeurs de conductivité obtenues expérimentalement sont tout de même cohérentes avec celles rapportées par [Heiken, Vaniman, and French 1991] et présentées dans le paragraphe 3.1.2. De plus, le courant de fuite à travers la couche des poussières reste, pour tous les simulants, négligeable devant le courant de photoémission égal au minimum à 10^{-5} A/m^2 , cf. section 3.3.2.

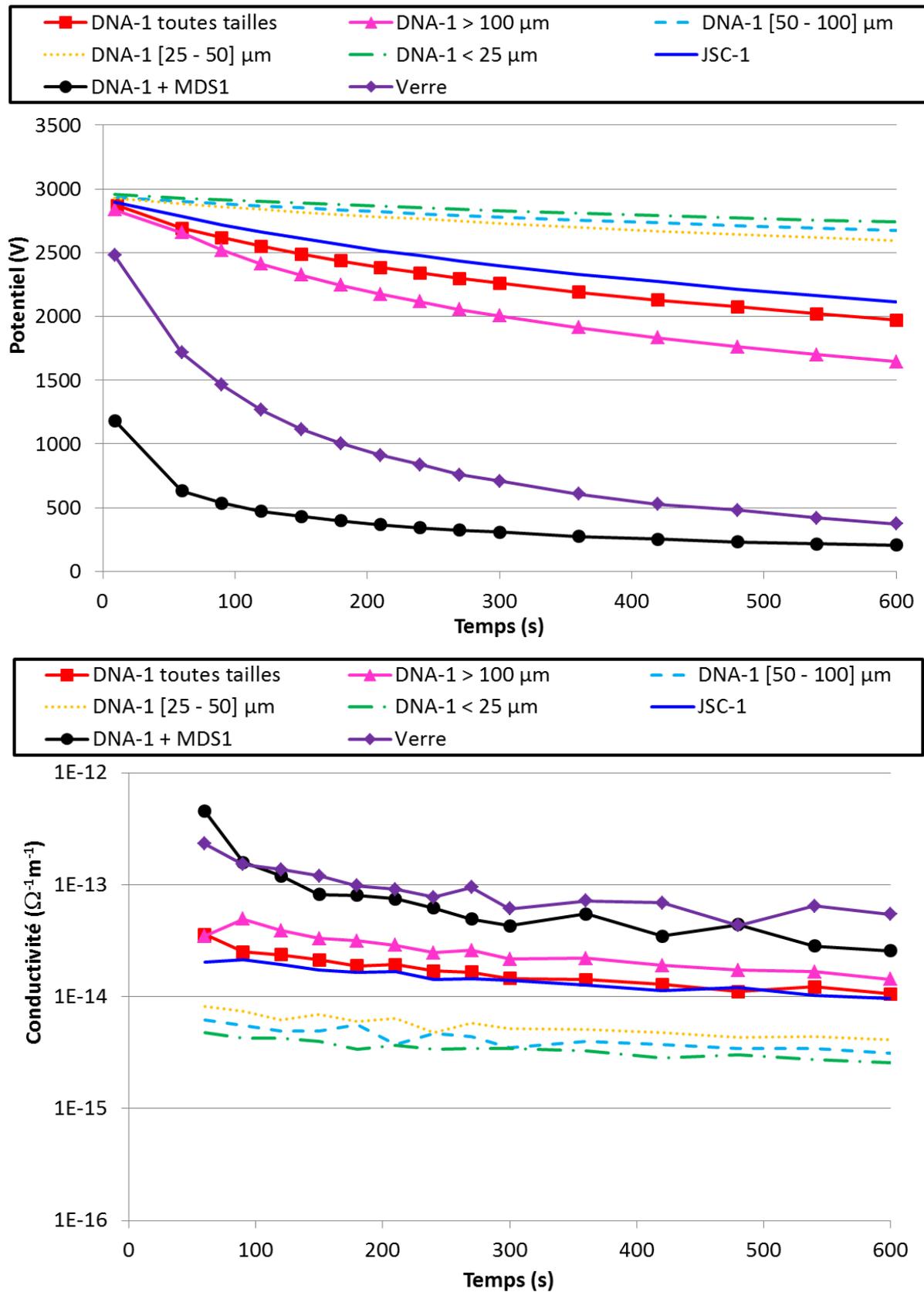


Figure 3.23 Haut : Déclins de potentiel au centre de la tâche de poussières pour les cinq gammes de taille étudiées ; Bas : Conductivités correspondantes calculées à partir de l'équation (3.9)

Simulant	Conductivité à $t = 60$ s ($\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$)	Courant de fuite (A/m ²)
DNA-1 toutes tailles	3.6×10^{-14}	1.80×10^{-8}
DNA-1 $> 100 \mu\text{m}$	3.5×10^{-14}	1.75×10^{-8}
DNA-1 [50 – 100] μm	5.5×10^{-15}	2.75×10^{-9}
DNA-1 [25 – 50] μm	8.1×10^{-15}	4.05×10^{-9}
DNA-1 $< 25 \mu\text{m}$	4.8×10^{-15}	2.40×10^{-9}
Verre [10 – 50] μm	2.3×10^{-13}	1.15×10^{-7}
JSC-1	2.0×10^{-14}	1.0×10^{-8}
DNA-1 + MDS-1	4.5×10^{-13}	2.25×10^{-7}

Tableau 3.4 : Conductivité de chaque simulant à $t = 60$ s

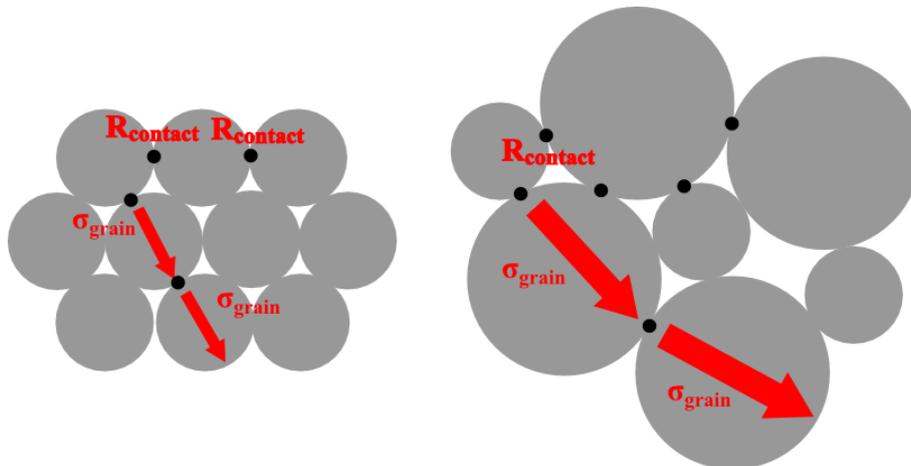


Figure 3.24 : Transport des charges entre les grains et à travers la couche

La décroissance de potentiel obtenue n'est ohmique pour aucun des simulants, et en particulier pour la DNA-1 de toutes tailles, cf. Figure 3.25. Elle présente les résultats expérimentaux et la courbe théorique d'une décroissance ohmique selon l'équation (3.4) d'un condensateur plan de même capacité électrique et de même résistance, en supprimant les courants chargeants UV. Cette dernière est calculée à partir de la conductivité volumique obtenue expérimentalement. La différence avec la courbe théorique peut être une nouvelle fois due à la résistance de contact rencontrée entre les grains. Contrairement à un matériau plein, pour lequel l'équation (3.4) peut déjà s'avérer insuffisante en environnement spatial (puisque'elle suppose que la charge est déposée à la surface et que le matériau se comporte comme un isolant sans niveau de piégeage pour les électrons et les trous), les poussières possèdent des aspérités à l'intérieur de la couche et la

nature granulaire du simulant peut ralentir d'autant plus le transport des charges du fait de l'important nombre de contacts à traverser avant de parcourir toute l'épaisseur de la couche. Le niveau et le nombre de pièges semblent supérieurs mais il est très difficile de les quantifier. Ce comportement a également été observé par [Buhler et al. 2002] sur du simulant de régolithe martien.

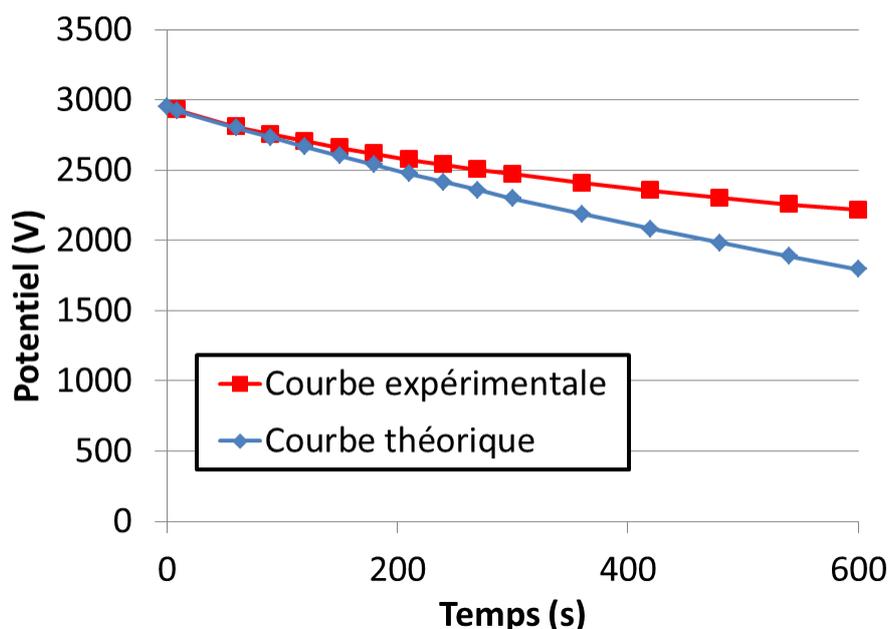


Figure 3.25 : Comparaison des résultats expérimentaux de la DNA-1 toutes taille avec la théorie

L'effet de la température sur la conductivité des poussières a également été testé. Nous avons constaté que l'augmentation de la température de la couche de poussières à 55, 80 et 100 °C a pour conséquence d'accroître la conductivité, comme le montre la Figure 3.26 et le Tableau 3.5. Nous constatons qu'une augmentation de 100 °C entraîne une augmentation de la conductivité d'environ un ordre de grandeur. Ceci est cohérent avec les observations rapportées par [Heiken, Vaniman, and French 1991] sur les effets de la température. La décroissance initiale du potentiel est très marquée. De plus, les poussières sont plus résistives après avoir été chauffée qu'avant. Cela montre que le transfert de charge se réalise moins efficacement après le chauffage. L'augmentation de la température modifie donc clairement les propriétés électriques des poussières. Le courant de fuite à travers la couche de poussières reste toujours négligeable devant le courant de photoélectrons émis par les poussières.

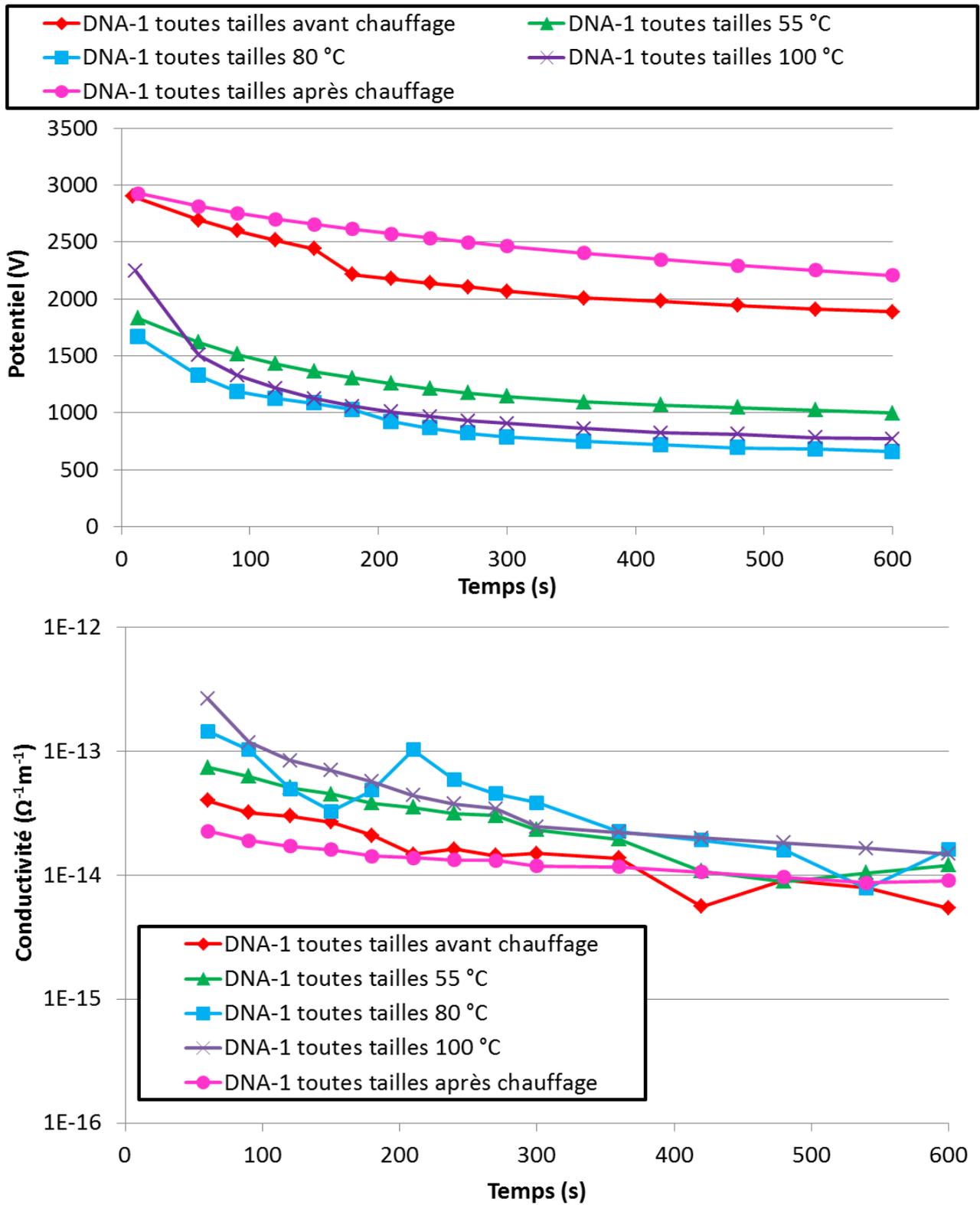


Figure 3.26 : Déclins de potentiel obtenus en fonction de la température

Simulant	Conductivité à $t = 60$ s ($\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$)	Courant de fuite (A/m^2)
DNA-1 avant chauffage	4.0×10^{-14}	2.0×10^{-8}
DNA-1 55 °C	7.4×10^{-14}	3.7×10^{-8}
DNA-1 80 °C	1.5×10^{-13}	7.5×10^{-8}
DNA-1 100 °C	2.7×10^{-13}	1.35×10^{-7}
DNA-1 après chauffage	2.3×10^{-14}	1.15×10^{-8}

Tableau 3.5 : Conductivité à $t = 60$ s lors des essais en température

3.3.4. Émission électronique secondaire

Afin de caractériser l'émission électronique induite par l'impact d'électrons primaires, il existe deux méthodes de mesures principales, présentées par [Tondu, Belhaj, and Inguibert 2010]. Dans la première, un collecteur est placé au-dessus de l'échantillon et polarisé positivement de façon à récupérer tous les électrons émis par l'échantillon sous incidence des électrons du canon, cf. Figure 3.27. L'incidence du faisceau d'électron est choisie normale à la surface de l'échantillon. Cette méthode est d'une grande précision mais ne fonctionne que pour les matériaux conducteurs car les isolants flottent rapidement à un potentiel différent, ce qui peut entraîner la déflexion du faisceau incident mais aussi la recollection des électrons secondaires si le potentiel atteint quelques Volts positifs.

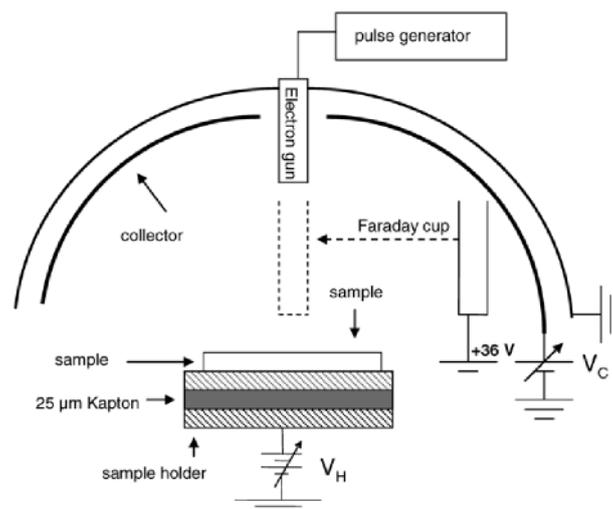


Figure 3.27 : Dispositif expérimental de mesure de courant d'émission secondaire à l'aide d'un collecteur

La seconde méthode consiste à irradier le matériau avec des pulses de faisceau d'électrons dont la durée est maîtrisée. Une sonde de Kelvin est utilisée pour mesurer le potentiel à la surface de l'échantillon avant et après l'irradiation. Ainsi, il est possible de calculer la différence de potentiel obtenue pendant la durée du pulse. L'équilibre des courants s'écrit :

$$C \frac{d\phi}{dt} = I_{incident} - I_{emis} \quad (3.10)$$

où $d\phi$ la différence de potentiel mesurée à la sonde de Kelvin, dt la durée du pulse, $I_{incident}$ le courant d'électrons incidents et I_{emis} le courant d'électrons secondaires émis par le matériau. La valeur de ce courant est donc obtenue en résolvant l'équation (3.10) et en supposant que la conductivité est négligeable.

L'étude de la charge des poussières sous faisceau électrons n'étant pas le point central de cette thèse, les tests effectués n'ont pas été réalisés avec des méthodes aussi efficaces. Lors de ces essais, la configuration expérimentale utilisée lors des mesures de conductivité est adaptée en ajoutant une cage de Faraday sur l'axe de translation en plus de la sonde de Kelvin. Cela permet de mesurer en temps réel le flux d'électrons envoyé par le canon. Les essais ont permis d'identifier une valeur d'énergie de premier cross-over d'environ 100 eV et nous supposons que le second cross-over se trouve au-delà d'une énergie de 4000 eV (limite du canon à électrons utilisé) car les poussières se chargent positivement au-dessus de 100 eV et ce pour toutes les énergies testées.

Ces observations restent cohérentes avec celles données par [Dukes and Baragiola 2013] présentées en section 3.1.2. On retrouve bien un premier point de cross over aux alentours de 100 eV et un deuxième repoussé au-delà de 2000 eV. Cependant, les essais présentés dans ce chapitre n'ont pas été réalisés sous ultravide comme ceux de [Dukes and Baragiola 2013] effectués à 10^{-10} mbars. Or, il est connu que la contamination de la surface d'un matériau par les éléments se trouvant dans l'atmosphère terrestre a des effets sur son émission secondaire d'électrons, comme l'a étudié [Gineste 2015]. Les résultats présentés ici ne constituent qu'une approximation de la charge des poussières sous faisceau d'électrons qui nécessite une étude bien plus approfondie.

3.4. Bilan

Après avoir présenté les propriétés physiques générales des poussières, nous avons mis en évidence dans ce chapitre, les propriétés électriques influant sur la charge de ces dernières. Nous avons notamment constaté que la distribution en taille des grains a une influence sur la conductivité volumique de la couche de poussières. Le nombre de contact semble jouer un rôle important dans l'écoulement de la charge à travers la couche et entre les grains. Cette observation rejoint les hypothèses émises précédemment selon lesquelles la charge d'un grain à la surface d'une couche de poussière dépend de phénomènes se produisant à l'échelle microscopique. Une telle surface nécessite de s'éloigner ou du moins d'adapter des modèles de charge plus classiques de surface homogène et plane.

La charge des poussières à la surface de la couche et leurs propriétés électriques étant maintenant connues, il est nécessaire d'identifier les mécanismes d'éjection des grains depuis la surface. Cette étude fait l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE 4 : PHÉNOMÉNOLOGIE DE L'ÉJECTION DES POUSSIÈRES

Ce chapitre décrit la phénoménologie du soulèvement des particules de poussières lunaires. Le bilan des forces subies par les particules est présenté dans un premier temps. Ensuite, sur une analyse des expérimentations réalisées dans la littérature est effectuée en regard de l'étude de la charge et des propriétés physiques des poussières réalisée dans les chapitres précédents. Il s'agit enfin d'en déduire les enseignements principaux à prendre en compte dans le travail expérimental et numérique proposé par la suite.

4.1. Forces appliquées sur les poussières

Les expressions des forces données dans ce document sont écrites en supposant les grains de poussières sphériques. Peu de modèles concernant des grains de forme irrégulière existent. À ce jour, le plus proche de la réalité des poussières est celui de [Soltani and Ahmadi 1999]. Leur modèle est basé sur la présence de « bumps » à la surface de la sphère, similaires à de petites aspérités hémisphériques. Ce modèle n'est pas appliqué dans les travaux décrits ici car il reste de toute manière inefficace pour les simulants de poussières présentés dans le chapitre 3. Il représente cependant une perspective de travail intéressante en ce qui concerne les billes de verre utilisées comme substitut.

À la surface de la couche de poussières, les grains sont soumis à quatre forces principales. La première est la force gravitationnelle qui s'écrit :

$$F_g = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{D_d}{2}\right)^3 \mu g \quad (4.1)$$

avec D_d la taille du grain. Dans cette équation, μ est la masse volumique des poussières lunaires et g est l'accélération gravitationnelle qui vaut 9.81 m/s^2 sur la Terre et 1.62 m/s^2 sur la Lune. Dans le cas de la DNA-1 utilisée dans nos essais, $\mu = 2.9 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, cf. section 3.2.

La deuxième force agissant sur la particule est représentative de la cohésion entre les grains et est issue des interactions de Van der Waals. Son expression dépend de la nature du contact qu'elle caractérise. Dans le cas d'un contact entre deux particules de tailles différentes, en supposant ces dernières sphériques, cette interaction s'exprime [Israelachvili 2011] :

$$F_{vdW,particule} = \frac{A}{6d^2} \frac{D_1 D_2}{2(D_1 + D_2)} \quad (4.2)$$

où d est la distance entre les deux particules, D_i la taille de la particule i et A la constante d'Hamaker. Cette constante est une propriété matérielle des deux objets et s'exprime, d'après [Burnham et al. 1990] :

$$A = 12\pi D_0^2 \Delta\gamma \quad (4.3)$$

où $D_0 \sim 0,2$ nm est la distance minimale entre les deux particules en contact et $\Delta\gamma = \sqrt{\gamma_1 \gamma_2}$ avec γ_i l'énergie de surface de la particule i . L'énergie de surface est le travail nécessaire pour décoller deux surfaces en contact et les séparer. L'équation (4.3) indique que la force de cohésion lors d'un contact est directement proportionnelle à l'énergie de surface du matériau. La connaissance de l'aire de contact la plus précise possible est également un élément clé pour prévoir ces forces d'adhésion. [Perko, Nelson, and Sadeh 2001] ont donné une autre expression de cette force, introduisant la propreté de la surface du grain de poussière. Ce paramètre dépend de l'épaisseur de la couche de molécules adsorbées par le grain de poussière et influe beaucoup sur l'interaction décrite ici. La propreté S de la surface est définie par :

$$S = \frac{B}{t} \quad (4.4)$$

où B est le diamètre de l'ion oxyde O^{2-} , égal à 1.32×10^{-10} m, et t l'épaisseur de molécules adsorbées par les grains, c'est-à-dire la distance entre le centre d'une molécule constitutive de la particule minérale placée à sa surface et le centre de la molécule adsorbée la plus lointaine de la surface de la poussière. Une surface est parfaitement « propre » lorsque S est égal à un, ce qui signifie qu'aucune molécule n'est adsorbée. Dans ce cas, l'épaisseur de la couche adsorbée est en fait l'épaisseur de la couche de molécules minérales la plus externe. La plupart des sols minéraux sont constitués de silice ou d'alumine. Le rayon de ces molécules

minérales étant proche de celui de l'ion oxyde, c'est pour cela que B est pris comme paramètre de normalisation dans le calcul de S . D'après [Perko, Nelson, and Sadeh 2001], le gaz présent dans l'atmosphère lunaire qui produit la couche adsorbée la plus épaisse contrôle la propreté de surface du sol. Sur la Lune, les produits adsorbés sont la vapeur d'eau, le dioxyde de carbone, l'ammoniac et le méthane. Ce sont la vapeur d'eau et l'ammoniac qui donnent la valeur la plus faible de propreté de surface, estimée égale à 0.88 côté jour. Durant la nuit lunaire, les températures plus froides entraînent une plus grande adsorption de ces gaz. La valeur de S à l'ombre est estimée égale à 0.75. L'interaction entre deux particules de même taille peut alors être exprimée, en supposant $d = 2t$, selon [Perko, Nelson, and Sadeh 2001] :

$$F_{VdW,particule} = KS^2 \left(\frac{D_d}{2} \right) \quad (4.5)$$

où $K = 5.14 \times 10^{-2} \text{ kg/s}^2$. Le produit KS^2 est donc égal à :

$$KS^2 = \frac{A}{12d^2} \quad (4.6)$$

Dans le cas du contact d'une particule de taille D_d sur une surface plane, la force de cohésion s'écrit [Israelachvili 2011] :

$$F_{VdW,surface} = \frac{AD_d}{12d^2} \quad (4.7)$$

soit, en faisant intervenir la propreté de surface :

$$F_{VdW,surface} = 2KS^2 \left(\frac{D_d}{2} \right) \quad (4.8)$$

La force de cohésion entre les grains au sein de la couche de poussières est donc comprise entre ces deux valeurs :

$$\frac{1}{2}KS^2D_d \leq F_c \leq KS^2D_d \quad (4.9)$$

L'étude numérique menée par [Hartzell and Scheeres 2011] a montré qu'en prenant les valeurs de propreté de surface S proposées par [Perko, Nelson, and Sadeh 2001], les grains ayant une taille de 100 μm ne peuvent décoller qu'à l'aide d'un champ électrique théorique égal à 10^6 V/m. Cette valeur est obtenue à partir du bilan des forces s'exerçant sur le grain. Elle est supérieure à celle proposée par [Criswell and De 1977], de 10^5 V/m, obtenue à l'aide d'un modèle numérique de la charge de zones ensoleillées proches d'une zone d'ombre. Ceci est dû à une surestimation des forces de cohésion par rapport aux valeurs de la force électrostatique sous-estimant l'éjection des poussières. En analysant des résultats expérimentaux de déplacement de poussières soumises à un plasma dense et reposant sur un support polarisé négativement, la valeur préconisée par [Hartzell and Scheeres 2011] est égale à 10^{-6} kg/s² soit quatre ordres de grandeur plus faible que la valeur issue de [Israelachvili 2011].

La force électrostatique est estimée en multipliant le champ électrique E_{externe} macroscopique au-dessus de la surface des poussières par la charge au sol du grain Q_{grain} définie en section 2.4 dans l'équation (2.25) et tenant compte du champ électrique à l'intérieur de la couche des poussières. Ainsi, la force électrostatique résultante s'écrit :

$$F_e = Q_{\text{grain}} \times E_{\text{externe}} = \varepsilon_0 \pi \left(\frac{D_d}{2} \right)^2 (E_{\text{externe}} - E_{\text{interne}}) E_{\text{externe}} \quad (4.10)$$

[Hess et al. 2015] ont proposé un modèle où la force électrostatique subie par un grain de poussière est amplifiée par des effets de pointes, cf. section 2.4. Dans ce modèle, les irrégularités microscopiques de la surface d'un grain sont prises en compte ainsi que les pointes formées par empilement des grains les uns sur les autres de façon aléatoire. Ces pointes peuvent entraîner non seulement des amplifications localisées du champ électrique E_{externe} mais également des amplifications de charge. En effet, le grain se trouvant au sommet de la pointe voit sa charge augmenter par conduction d'une partie de la charge des grains voisins. Il devient alors suffisamment chargé pour être soulevé par la force électrostatique. Selon ce modèle, cette force peut s'écrire :

$$F_e = \beta_1 Q_{\text{grain}} \times \beta_2 E_{\text{externe}} \quad (4.11)$$

où β_1 et β_2 sont les facteurs d'amplification de la charge et du champ électrique respectivement. Dans le modèle de [Hess et al. 2015], $\beta_1 = \beta_2 = \beta$. En comparaison de l'équation (4.10), le modèle suppose que le champ électrique interne est négligeable, approximation justifiée pour une épaisseur de régolithe importante devant la longueur de Debye.

Les grains peuvent également être soumis à une force mécanique, par exemple sismique sur la surface lunaire. Expérimentalement, il est aussi possible d'invoquer les vibrations induites par un actionneur piézoélectrique, comme présenté plus tard dans ce manuscrit.

Ainsi, pour que le grain puisse décoller de la surface, il est nécessaire que la force électrostatique soit supérieure à la somme des forces gravitationnelle et de cohésion.

4.2. État de l'art de la mise en évidence du transport des poussières

Il s'agit ici de présenter et d'analyser en détail les observations et expérimentations de la littérature démontrant le soulèvement et le transport de poussières par effet électrostatique.

4.2.1. Observations en vol

Comme présenté lors du chapitre 1 de ce manuscrit, la mission LADEE lancée en 2014 a permis de mettre en évidence la corrélation entre les impacts de météorites et la densité de poussières se trouvant à quelques kilomètres au-dessus de la surface de la Lune. Le bombardement de la surface lunaire par des micrométéorites peut en effet éjecter des particules de régolithe jusqu'à plusieurs dizaines de kilomètres d'altitude [Horányi et al. 2015].

En ce qui concerne le déplacement de poussières par effet électrostatique, les observations des astronautes lors des missions Apollo laissent penser qu'il s'agit d'un mécanisme très probable lors du phénomène d'Horizon Glow se déroulant au terminator. Il est également supposé que les « Eros ponds » en sont issus. Les images obtenues par l'appareil NEAR-Shoemaker de la surface de l'astéroïde 433 Eros

montrent que plus de 200 cratères répartis à sa surface sont partiellement remplis de dépôts de particules, appelés « ponds », et se présentant sous forme de dunes très arrondies. Les analyses spectrales suggèrent qu'ils peuvent être formés par des particules de taille très inférieure à 50 μm . En couplant ces observations avec la concentration de ces « ponds » à faible altitude, la très petite taille des particules suggère que ces dépôts peuvent être issus d'un transport électrostatique de poussières près du terminator local [Robinson et al. 2001]. Plusieurs modèles théoriques et numériques ont été réalisés sur le transport électrostatique des poussières dans les cratères d'Eros [Hughes, Colwell, and DeWolfe 2008 ; Colwell et al. 2005] et corroborent ces hypothèses.

Enfin, les photos obtenues lors de la mission Rosetta de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko montrent des amas de poussières [Steffl et al. 2015], ressemblant à de petites dunes, qui sont principalement dus à la sublimation des gaz de la comète mais qui pourraient également être issus des effets électrostatiques [Thomas et al. 2015]. Ils sont différents des déplacements obtenus par la sublimation de l'eau contenue par la comète à l'approche du Soleil.

Des expérimentations ont également mis en évidence le transport de poussières par effet électrostatique. Il est important de les analyser en détail pour déterminer leur représentativité par rapport aux cas spatiaux et pour préparer les essais réalisés au cours de cette thèse. C'est l'objet des paragraphes suivants.

4.2.2. Observations en environnement plasma

Dans ce paragraphe, deux études menées à 7 ans d'intervalle sont analysées. La première est présentée en deux temps dans [Sickafoose 2002] et [Sickafoose et al. 2002]. Elle a été menée dans une chambre à vide en acier inoxydable au sein de laquelle est généré un plasma. Un gaz d'argon est introduit dans l'enceinte à une pression de 1.5×10^{-4} mbars et ionisé à l'aide d'un filament de tungstène polarisé à -40 V et produisant un courant d'émission de 350 mA. Ce courant et cette tension génèrent des électrons primaires d'énergie suffisante pour ioniser les atomes d'argon et former un plasma d'ions argon et

d'électrons de plus faible énergie. Le plasma obtenu est supposé sans collisions et maxwellien. Le filament est placé en dessous de la surface sur laquelle repose les poussières, empêchant théoriquement ces dernières d'être chargées par les électrons primaires énergétiques. La densité du plasma ainsi obtenu au-dessus des poussières est égale à $2 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ et la température des électrons est de 3.6 eV. Le potentiel du plasma, quant à lui, est d'environ 1.7 V. Ces valeurs sont mesurées à l'aide d'une sonde de Langmuir et donnent une longueur de Debye égale à environ 0.3 cm. Les poussières reposent, au centre de la chambre, sur un support en acier inoxydable polarisé et une sonde émissive mesure le potentiel local au-dessus d'elles. La sonde se déplace de façon à établir un profil de potentiel vertical. Enfin, un système d'agitation constitué d'un marteau diélectrique et actionnable à la main depuis l'extérieur du caisson est installé sous le support des poussières, en cas de nécessité. Afin d'observer le phénomène de soulèvement des particules, les poussières sont éclairées par un faisceau laser d'argon, refroidi à l'air. Ce faisceau, produit à l'extérieur de l'enceinte sous vide, passe à travers une lentille cylindrique de façon à produire soit une nappe laser horizontale au-dessus de la surface à une hauteur spécifique, soit une nappe laser verticale. Une caméra est placée au niveau d'une ouverture perpendiculaire au faisceau laser incident. Elle est précédée d'un filtre permettant de laisser passer la lumière laser réfléchie par les poussières tout en éliminant la lumière issue du filament et de l'extérieur de la chambre. Les expériences ont été menées avec deux types de poussières différentes : des microsphères de polystyrène divinylbenzénique mesurant environ $10 \mu\text{m}$ et de la JSC-1 inférieure à $25 \mu\text{m}$. Ces deux simulants sont diélectriques.

L'étude menée par [Wang, Horányi, and Robertson 2009] a été réalisée dans des conditions similaires. Les essais sont effectués dans une chambre à vide avec un plasma d'argon de densité 10^8 cm^{-3} et de température 4 eV. La longueur de Debye est de 0.15 cm. Le simulant de poussières martiennes JSC-Mars-1, non conducteur et dont la densité de masse est égale à 1.76 g/cm^3 , est utilisé. La poussière est tamisée pour ne garder que les grains dont la taille est inférieure ou égal à $25 \mu\text{m}$. La pile de poussières mesure environ 0.6 cm de diamètre pour 0.1 cm d'épaisseur. Elle est placée au centre d'une plaque de

graphite mesurant 22 cm de diamètre. Lorsque la surface est électriquement isolée, son potentiel flottant est égal à -18 V, conséquence de la présence d'électrons de quelques eV dans le plasma.

Dans la première étude, la sonde émissive mesure le potentiel au-dessus de la surface des poussières à des altitudes comprises entre 0.6 et 7 cm. Les profils de potentiel sont présentés en Figure 4.1 pour différentes polarisations du support des poussières, de -80 à -40 V. Ils sont fittés par une fonction du type :

$$\varphi_s(z) = a - be^{-cz} \quad (4.12)$$

où z est l'altitude au-dessus de la surface, a correspond au potentiel plasma, b au potentiel de la surface et c est un paramètre libre de choix. L'extrapolation des valeurs de potentiel en-deçà de 0.6 cm jusqu'à la surface est obtenue en supposant que :

$$\Phi = \Phi_0 \exp\left(-\frac{h}{s}\right) \quad (4.13)$$

où Φ_0 est le potentiel du support des poussières, h la hauteur de la sonde au-dessus de la tâche de simulant et s l'épaisseur de la gaine plasma, calculée à partir de la longueur de Debye. Ce modèle suppose une gaine 1D. Sous les conditions typiques du plasma, le potentiel flottant du support est mesuré égal à -29 V. Cette valeur est très négative par rapport au potentiel du plasma. Cela vient sans doute du fait que certains des électrons primaires émis par le filament chargent négativement le support des poussières se trouvant juste au-dessus. Si le potentiel servant à polariser le support des poussières est plus négatif que le potentiel flottant, la hauteur de la gaine peut être bien plus grande que la longueur de Debye. Le critère de Bohm, s'exprimant selon $\varphi_p - \varphi_0 = 1/2kT_e = 1.8$ V, est satisfait pour $\varphi_0 = -0.1$ V, φ_0 étant le potentiel obtenu à la limite de la gaine. Lorsque le potentiel du support est égal à -40 V, cette condition est vérifiée à une hauteur de 2.7 cm au-dessus de la surface.

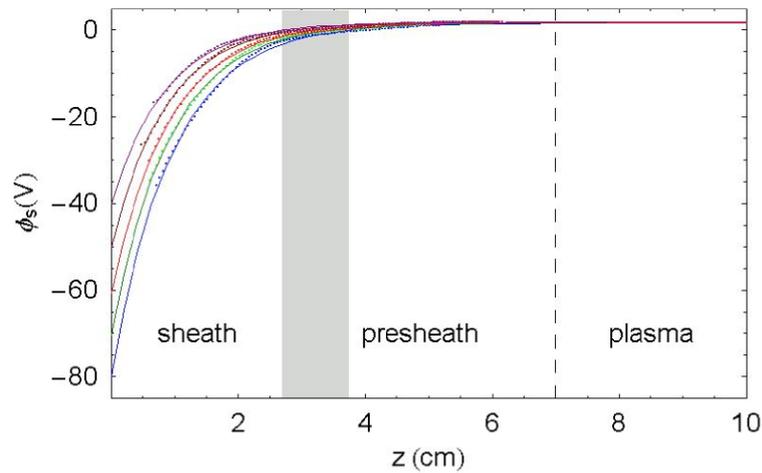


Figure 4.1 : Évolution du potentiel en fonction de l'altitude au-dessus des poussières pour des potentiels de support de -80, -60, -40 et -20 V [Sickafoose et al. 2002] NB : L'extrapolation en-deçà de 5 mm proposée par les auteurs suppose un profil monotone, ce qui est invalidé par les résultats de [Wang, Horányi, and Robertson 2009].

Dans l'étude de [Wang, Horányi, and Robertson 2009], il est montré que l'hypothèse d'une gaine 1D n'est pas réaliste et qu'une gaine 3D avec potentiels d'influence est plutôt rencontrée. En effet, lorsque la plaque support est polarisée au potentiel de -60 V, les particules de poussière commencent à se répandre uniformément dans toutes les directions au bout d'une minute, comme l'illustre la Figure 4.2. Au bout de 20 minutes, un motif en « œil de bœuf » se forme, avec une tâche centrale et un anneau de poussière autour d'un rayon extérieur d'environ un centimètre. Au bout de 45 minutes, la propagation des poussières semble s'être arrêtée en un anneau diffus.

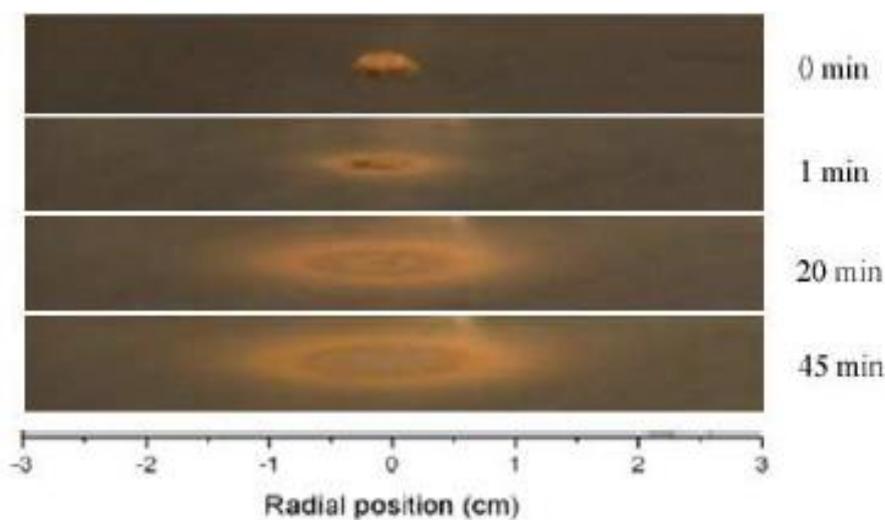


Figure 4.2 : Images de la tâche de JSC-Mars-1 à $t = 0, 1, 20,$ et 45 minutes après l'activation du plasma [Wang, Horányi, and Robertson 2009]

Dans les deux études présentées ici, les poussières reposent sur un support polarisé négativement. Leur potentiel est donc dans un premier temps négatif. Ainsi, les ions du plasma sont accélérés vers la surface des poussières tandis que les électrons sont repoussés. Cette collection d'ions entraîne une charge positive des poussières, les empêchant a priori d'être éjectées de la surface. Par contre, une particule ayant décollé de la surface se charge par collection des électrons et ions du plasma. Dans l'expérimentation de [Sickafoose et al. 2002], il est implicitement supposé qu'elle se charge plutôt négativement, en particulier au-delà de la gaine non-neutre positive. La première information nouvelle apportée par l'étude de [Wang, Horányi, and Robertson 2009] est la mise en évidence d'une force radiale pointée vers l'extérieur de la tâche de simulants, entraînant ainsi l'épanchement de la tâche. Cet épanchement est également visible sur les profils de potentiel de la Figure 4.3 montrant une couverture plus importante du support à mesure que le temps s'écoule.

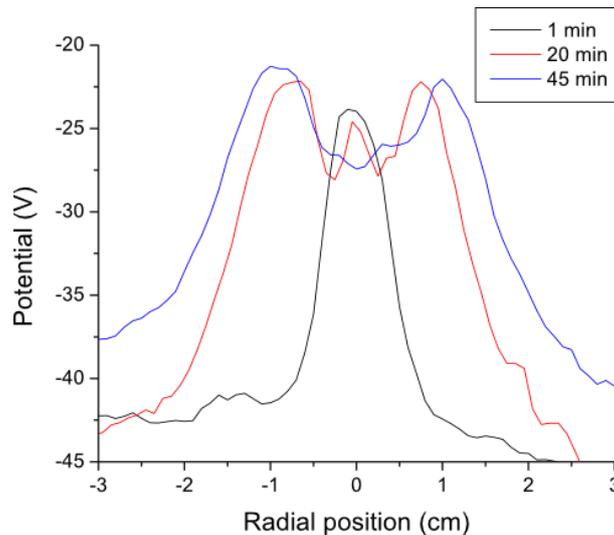


Figure 4.3 : Mesures radiales du potentiel plasma à 2 mm au-dessus de la couche de poussières [Wang, Horányi, and Robertson 2009]

Les essais de [Sickafoose et al. 2002] ont permis de constater que plus le support en acier est polarisé négativement, plus les grains sont soulevés à une hauteur élevée. Ce résultat semble cohérent puisque le champ électrique augmente dans la gaine lorsque l'on polarise la surface de plus en plus négativement, comme indiqué sur la Figure 4.1. Lorsque le support est polarisé à -50 V, la hauteur de lévitation d'un grain

de polystyrène obtenue est égale à 1.62 cm, ce qui correspond à une charge portée par la particule d'environ -5.8×10^{-15} C, calculée à l'aide de l'expression suivante :

$$Q_d(z) = 4\pi\epsilon_0 r_d \varphi_d(z) \quad (4.14)$$

où $\varphi_d(z)$ est le potentiel de la particule à l'altitude z . Cette expression n'est pas rigoureusement la bonne car il faut référencer le potentiel de la poussière par rapport au potentiel local. Le champ électrique subi par ce grain à l'intérieur de la gaine et à cette hauteur est d'environ -923 V/m, selon :

$$E(z) = -\frac{\partial \varphi_s(z)}{\partial z} \quad (4.15)$$

avec $\varphi_s(z)$ le potentiel au sein de la gaine plasma, représenté en Figure 4.1. Pour la même valeur de polarisation du support, seuls les grains de JSC-1 de 2 à 10 μm ont effectué une suspension stable au-dessus de la surface, grâce à un équilibre des forces en présence sur les particules. Néanmoins, de plus grosses particules peuvent être levées en polarisant plus négativement le support. Les hauteurs de lévitation mesurées sont comprises entre 0.8 et 2 cm.

La plus grosse difficulté constatée lors de ces essais a été l'obtention de forces électriques suffisantes permettant de contrebalancer la force de cohésion avec le support. Il a été déterminé qu'une force électrique de 5.7×10^{-11} N était nécessaire pour contrer la force d'adhésion subie par les poussières inférieures à 25 μm et initier la suspension lorsque le support des poussières est polarisé à -30 V. Cependant, la charge du grain étant positive et le champ électrique étant orienté vers la surface des poussières, la force électrostatique subie par le grain est donc orientée vers le support des poussières. Il semble donc impossible de soulever les poussières. Comment donc justifier les observations obtenues par les auteurs ?

La réponse à ces interrogations est apportée par [Wang, Horányi, and Robertson 2009]. Une mesure de la hauteur de décollement a en effet été réalisée dans les mêmes conditions expérimentales. Lors de ces essais, deux piles de poussières sont placés dans des configurations différentes. La première est déposée sur un support diélectrique, afin de servir d'étalon. La seconde est disposée à même la plaque de graphite et à 3 mm d'un bloc diélectrique mesurant 6 mm de hauteur. Une fois le plasma activé dans le vide, il a été

observé que la pile se trouvant sur la plaque diélectrique ne se déplace pas. On suppose que les poussières et l'isolant flottent à un potentiel assez proche, incapable de générer une force électrostatique suffisante. Dans ce cas, le champ électrique est maximal à la jonction entre le diélectrique et le support, c'est-à-dire loin des poussières. En revanche, le tas posé à même le support se répand sur les côtés et le dessus du bloc diélectrique à proximité. Ces particules se sont donc levées d'au moins 6 mm, comme il est possible de le constater sur la Figure 4.4 obtenue après 45 minutes. Cela suppose la présence d'une force électrostatique suffisamment forte pour contrebalancer la force d'adhésion subie par les poussières.

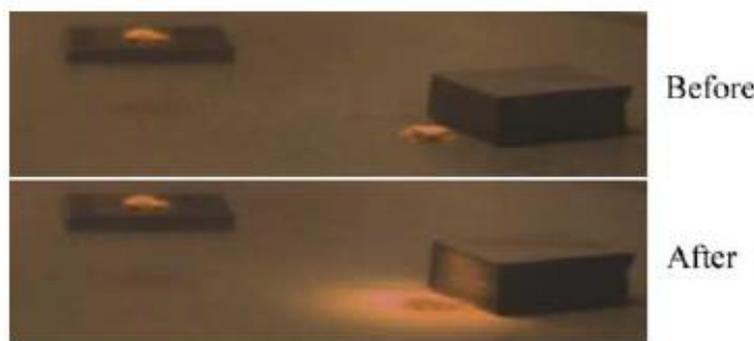


Figure 4.4 : Observations de la lévitation des poussières JSC-1 jusqu'à 6 mm au-dessus du sol
[Wang, Horányi, and Robertson 2009]

En voulant s'affranchir des problèmes de propagation de poussière, les auteurs ont mesuré les distributions des potentiels verticaux au-dessus d'un disque diélectrique mesurant 1.1 cm de diamètre et servant à représenter la pile de poussière. La densité du plasma utilisé lors de ces tests est de 10^7 cm^{-3} et la température des électrons de 4 eV de façon à obtenir une longueur de Debye d'environ 0.4 cm, soit plus grande que lors des essais précédents. Ceci facilite la mesure de la distribution de potentiel proche du disque diélectrique.

Il est alors constaté que les profils de potentiel changent en fonction de la polarisation imposée au support de graphite. Lorsque ce dernier est polarisé à un potentiel proche du potentiel flottant, -25 V dans le cas présenté ici, un comportement monotone du potentiel plasma est observé au fur et à mesure que la sonde se rapproche du disque. Le potentiel plasma devient de plus en plus négatif de façon linéaire en se rapprochant de la surface des poussières. Lorsque le support est polarisé à -60 V, le profil de potentiel n'est

plus monotone. En effet, la courbe de potentiel croît en valeur absolue jusqu'à environ 0.5 – 1 cm au-dessus de la surface du disque avant de diminuer en s'éloignant de la surface. Ce creux obtenu dans le profil de potentiel est accentué lorsque le potentiel du support de graphite est égal à -80 V. Lorsque le rayon et l'épaisseur de la pile de poussières sont plus petits que l'épaisseur de la gaine de la surface conductrice servant de support, l'allure du potentiel au-dessus des poussières est principalement déterminée par la gaine de la surface. Une barrière de potentiel négative dans la gaine repousse la plupart des électrons vers le plasma et accélère les ions vers la surface et les poussières, comme le représente la Figure 4.5 pour -80 V. Du fait de la longueur de Debye de 4 mm, la présence de zones conductrices négatives à proximité de la circonférence des poussières est ressentie au-dessus du disque de poussières de 11 mm de diamètre. Selon les potentiels appliqués, un potentiel plasma plus négatif peut survenir, comme représenté sur la Figure 4.5. Ceci a pour effet de favoriser le transport vertical, en complément du transport horizontal. C'est le deuxième enseignement de ce papier qui finit de combler les incertitudes laissées lors du travail de [Sickafoose et al. 2002]. On peut donc supposer que les observations d'éjection du travail de [Sickafoose et al. 2002] sont en fait dues à un transport radial et vertical des poussières induit par une charge positive des poussières couplée à un champ électrique pointant de la surface vers le haut et radialement.

Lorsque le support est polarisé à un potentiel proche du potentiel flottant, le champ électrique pointe vers le bas et est égal à environ 100 V/m d'après la Figure 4.6. La charge des poussières étant positive, la force électrostatique n'est pas orientée dans le sens d'un décollage des poussières depuis la surface. Dans le cas de polarisations du support plus négatives, -80 V par exemple, les effets de la barrière de potentiel créent un champ électrique pointant vers le haut, au plus près du disque, égal à 1000 V/m. De ce fait, la force électrostatique qui agit sur les grains chargés positivement est orientée vers le haut et s'oppose ainsi à la force gravitationnelle. Si le champ électrique est suffisamment fort, il peut faire lever les poussières qui retombent dans une zone à proximité de leur point de départ.

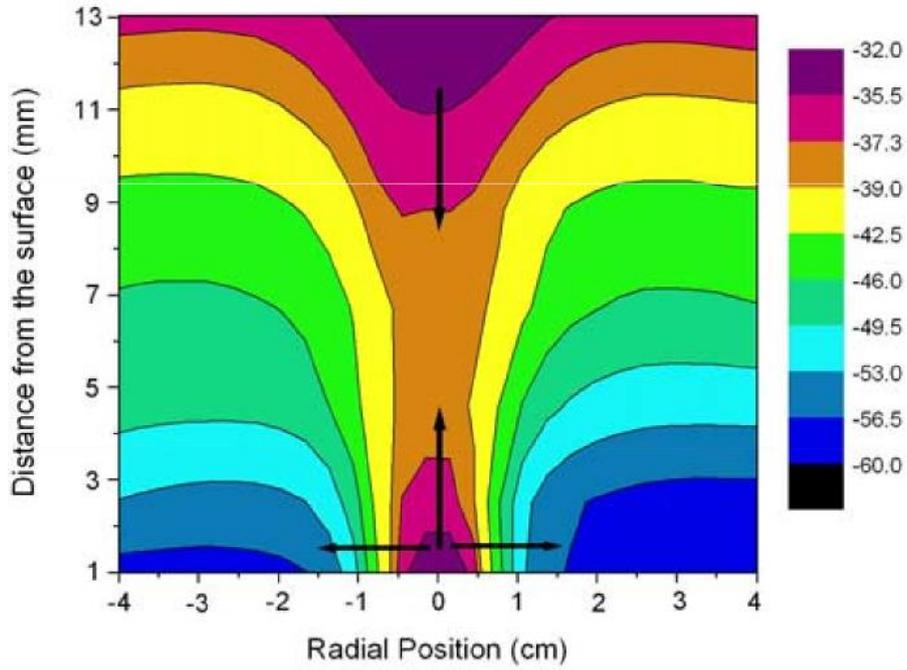


Figure 4.5 : Représentation des iso potentiels pour un support polarisé à -80V. Les flèches représentent les champs électriques [Wang, Horányi, and Robertson 2009]

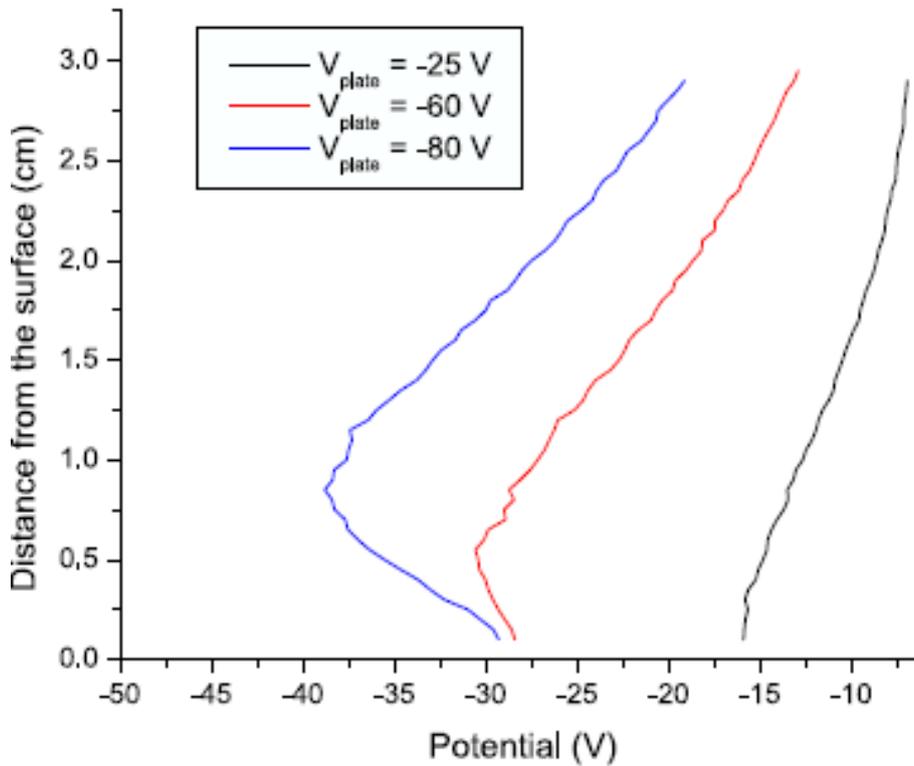


Figure 4.6 : Distributions verticales de potentiel au-dessus du centre du disque diélectrique posé sur le support de graphite polarisé à différents potentiels [Wang, Horányi, and Robertson 2009]

4.2.3. *Observations en environnement plasma et faisceau d'électrons*

Les conditions environnementales ont été complexifiées dans le travail de [Flanagan and Goree 2006]. Les poussières sont déposées à l'aide d'une méthode électrostatique sur une sphère de verre de 4.5 cm de diamètre en rotation. Pour ce faire, un générateur de Van de Graaf est utilisé pour polariser la sphère à un très fort potentiel. Cette dernière est ensuite approchée du récipient contenant les particules de JSC-1 qui viennent, par attraction électrostatique, se coller dessus. Ainsi, le recouvrement est uniforme et facilement reproductible. En ce qui concerne la JSC-1, les particules ferromagnétiques ont presque toutes été retirées à l'aide d'un aimant, afin de ne pas endommager les installations. Ensuite, les particules restantes ont été tamisées de façon à ne garder que celles dont la taille est supérieure à 20 μm . Ainsi, les problèmes liés à la forte adhésion des plus petites poussières sont évités. Environ 60 à 80 mg de JSC-1 sont déposés sur la sphère de verre pour chaque essai.

Dans cette campagne, seules les conditions environnementales dans lesquelles ont été réalisés les essais changent. Les poussières ont été soumises à trois environnements : un environnement plasma seul, irradiation par un faisceau d'électrons en supplément, et irradiation par un faisceau d'électrons seul. Lors de chaque test, la sphère de verre, recouverte de particules, est mise en rotation sur un axe horizontal, à une période permettant à la majorité de sa surface d'être exposée au faisceau d'électrons. Son potentiel est flottant comme le sont la plupart des objets sur la Lune. Les temps d'exposition dans chaque cas sont d'environ quatre minutes. Un système de visualisation LLS (Laser Light Scattering) permet d'obtenir des mesures en fonction du temps du taux de décollement des poussières mais également de visualiser ce décollement lorsqu'il a lieu verticalement. Ce système est constitué d'un laser d'argon de 90 mW, positionné 10 mm au-dessus de la position de l'échantillon. Cela permet de détecter l'éjection verticale des poussières depuis la partie supérieure de la sphère de verre. La lumière diffractée à 45 ° est détectée par un photomultiplicateur. Ce dernier est monté avec un interféromètre permettant de ne laisser passer que la

lumière du laser. Le signal du photomultiplicateur est ensuite digitalisé à 133 échantillons par seconde afin d'obtenir des mesures temporelles.

Lors du test avec le faisceau d'électrons uniquement, aucun décollement n'a été mesuré. S'il y a eu éjection des poussières, elle est restée en dessous de la limite de détection du système LLS, c'est-à-dire que les poussières n'ont pas été éjectées suffisamment haut. L'énergie des électrons du faisceau est de 70 eV. L'échantillon reste chargé à un potentiel flottant $V_{flottant}$ de -75 V. En l'absence de densité de plasma suffisante, le potentiel entourant l'échantillon est supposé varier en $1/r$, r étant la distance à la sphère. Le champ électrique à la surface de la sphère calculé par les auteurs est d'environ 3000 V/m et est dirigé vers elle. Toujours dans l'hypothèse d'un objet plongé dans le vide, la charge de l'ensemble de l'échantillon de poussières est calculée selon :

$$Q_{\text{échantillon}} = 4\pi\epsilon_0 a_{\text{échantillon}} V_{\text{flottant}} \quad (4.16)$$

où $a_{\text{échantillon}}$ est le rayon de la sphère. Dans la configuration avec seulement le faisceau d'électrons, $Q_{\text{échantillon}}$ est égal à -1.9×10^{-10} C. La charge d'un grain de poussière est estimée comme étant une fraction de $Q_{\text{échantillon}}$, en fonction de la surface du grain :

$$Q_{\text{grain}} = Q_{\text{échantillon}} \frac{r_d^2}{a_{\text{échantillon}}^2} \quad (4.17)$$

Pour un grain de 25 μm , la charge correspondante est égale à -5.8×10^{-17} C, soit 360 e où e est la charge élémentaire. Ces conditions ne sont apparemment pas favorables à un soulèvement mesurable des poussières malgré une force électrostatique orientée vers l'extérieur de la sphère de verre. Cela signifierait soit que le champ électrique est trop faible soit que les particules ne sont pas chargées suffisamment négativement.

De même, les tests effectués avec un environnement plasma seul n'ont pas donné de décollement mesurable. La densité du plasma est de $4 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ et le temps d'exposition de quatre minutes. Sous ces conditions, les poussières se chargent négativement, du fait de la collection des électrons ambiants. Dans ce cas, l'échantillon est exposé à un champ électrique de gaine qui est estimé par les auteurs égal à 500 V/m, toujours dirigé vers la surface de la sphère. Ce calcul est réalisé en utilisant le modèle de gaine sans collisions qui donne l'expression du champ électrique suivante [Flanagan and Goree 2006] :

$$\begin{aligned}
 E_{\text{gaine}} = & -\sqrt{2} \frac{T_{\text{froid}}}{e\lambda_{\text{froid}}} \left\{ \left(1 + \frac{n_{\text{chaud}}}{n_{\text{froid}}} \right) \times M^2 \left(\sqrt{1 - \frac{2}{M^2} \frac{eV_{\text{flottant}}}{T_{\text{froid}}} - 1} \right) \right. \\
 & + \exp\left(\frac{eV_{\text{flottant}}}{T_{\text{froid}}}\right) - 1 \\
 & \left. + \frac{n_{\text{chaud}}T_{\text{chaud}}}{n_{\text{froid}}T_{\text{froid}}} \left[\exp\left(\frac{eV_{\text{flottant}}}{T_{\text{chaud}}}\right) - 1 \right] \right\}^{1/2}
 \end{aligned} \tag{4.18}$$

avec λ_{froid} la longueur de Debye de la composante froide des électrons, e la charge d'un électron, M le nombre de Mach, T_{chaud} et T_{froid} les températures des composantes chaude et froide des électrons, n_{chaud} et n_{froid} leurs densités.

Le potentiel flottant de la sphère est compris entre -4 et -10 V. Ainsi, la charge portée par un grain de poussière dont la taille est égale à 25 μm est comprise entre -3.1×10^{-18} et -7.7×10^{-18} C respectivement, soit entre 20 et 50 e , en supposant que l'équation (4.17) reste une bonne approximation en présence d'un plasma. Il pourrait être plutôt envisagé d'utiliser un modèle de charge 1D faisant intervenir la longueur de Debye, avec une augmentation vraisemblable de la charge. Néanmoins, aucune quantité significative de poussières décollées n'est observée malgré l'orientation de la force électrostatique dans le bon sens et les conclusions du cas précédent s'appliquent encore.

D'après cette étude, le décollement quantitatif des particules n'est observé qu'en présence d'un faisceau d'électrons et d'un environnement plasma. Ce phénomène a une dépendance en fonction du temps quasi-exponentielle et le taux de décollement augmente avec la densité du plasma. De plus, la densité de plasma minimale nécessaire à l'observation d'un soulèvement significatif, dans ces conditions expérimentales, est de $2.4 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Cette dernière a été obtenue en faisant varier la densité du plasma et donc la hauteur de la gaine et le champ électrique à la surface des poussières. Ces champs ont des valeurs comprises entre 200 et 10^4 V/m pour des potentiels flottants du support des simulants de poussières compris entre -4 et -35 V, soit bien supérieures à celles calculées précédemment en ce qui concerne la borne supérieure. La charge d'un grain de poussière de $25 \mu\text{m}$ à la surface de la sphère de verre est comprise entre -3.1×10^{-18} et $-2.7 \times 10^{-17} \text{ C}$ respectivement. Suite à ces observations, il est conclu que les valeurs de champ électrique et de densité de plasma seules ne suffisent pas pour prédire l'émission de poussières mais qu'il convient d'adjoindre un faisceau d'électrons pour observer l'émission de poussières en grande quantité.

D'autres expérimentations se sont focalisées sur le même type d'environnement plasma combiné à un faisceau d'électrons plus énergétiques [Wang, Horányi, and Robertson 2010]. Lors de ces expériences, la taille des grains est comprise entre 75 et $90 \mu\text{m}$. Une pile de poussière de 1.2 cm de diamètre est placée sur une plaque de graphite de 30 cm de diamètre et flottante. Le courant du faisceau d'électrons est de 8 mA. La densité de courant du faisceau est extraite à partir d'une courbe courant-tension (I-V) mesurée avec une sonde de Langmuir à 0.5 cm de la surface. La densité de courant des ions du plasma s'exprime selon le critère de Bohm décrivant l'accélération des ions dans la pré-gaine quasi-neutre :

$$J_i \cong 0.6n_e e \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \quad (4.19)$$

Ce courant d'ion est modifié en changeant la densité du plasma. Le but des expérimentations est d'observer les effets de la variation de la densité du plasma en gardant la valeur de la densité de courant du faisceau d'électrons J_b constante dans trois cas : $J_b \approx J_i$, $J_b \ll J_i$ et $J_b \gg J_i$. Dans le cas où $J_b \ll J_i$, les potentiels des

surfaces mesurés ne dépendent pas de l'énergie du faisceau d'électrons. Ils sont égaux et donc n'entraînent pas de champ électrique radial extracteur. C'est le plasma ambiant qui régit le potentiel au-dessus des poussières et aucun transport horizontal ni vertical n'est observé. Dans le cas où $J_b \gg J_i$, la surface se charge à un potentiel qui repousse le faisceau d'électrons. La plaque de graphite étant flottante, le potentiel à sa surface est égal à celui mesuré au-dessus des poussières. La mesure de ces deux potentiels suit l'énergie du faisceau de façon à maintenir l'équilibre des courants, n'entraînant ainsi aucune différence de potentiel radiale. En effet, le courant d'émission secondaire reste négligeable devant le courant du faisceau d'électrons car le rendement d'émission secondaire du graphite est très petit devant l'unité [Birdsall 1966]. Les poussières ne se déplacent donc pas horizontalement.

Seule la configuration où $J_b \approx J_i$ a donné lieu à des mouvements de poussières. Dans ce cas, la densité du plasma est de $4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et $kT_e = 2.1 \text{ eV}$ donnant une longueur de Debye d'environ 2 cm. Les potentiels verticaux et horizontaux mesurés au-dessus et le long de la tâche de simulants sont présentés en Figure 4.7 et Figure 4.8. Lorsque l'énergie du faisceau est inférieure à 35 eV, les potentiels de la surface des poussières et du support en graphite suivent à peu près l'énergie du faisceau. Ces derniers sont présentés en Figure 4.9. Ceci entraîne un champ électrique radial quasi-nul, comme indiqué sur la Figure 4.10. Lorsque l'énergie du faisceau devient supérieure à 50 eV, les potentiels des deux surfaces deviennent de moins en moins négatifs à mesure que l'énergie du faisceau est augmentée. Cela indique que la densité de courant des électrons secondaires devient significative. Le potentiel de la surface de la tâche de poussières est cependant plus négatif que celui du support en graphite flottant. Cette différence indique que les poussières ont un rendement d'émission secondaire plus faible que celui du graphite pour des énergies d'électrons incidents de 60 eV, sans doute du fait de la nature granulaire de la couche de poussières qui permet ainsi la recollection d'électrons secondaires émis. Cette différence de potentiel entraîne un champ électrique radial orienté vers l'intérieur de la tâche d'environ 1600 V/m pour une énergie de faisceau de 60 eV. Comme les poussières se chargent négativement, du fait de l'impact du faisceau d'électrons, la force électrostatique radiale obtenue

favorise le déplacement horizontal des poussières. Le champ électrique vertical est quant à lui pointé vers la surface, créant ainsi une force électrostatique verticale orientée vers le haut et capable de soulever les poussières chargées négativement. Lorsque l'énergie du faisceau est augmentée à 60 eV, l'épaisseur de la gaine diminue par rapport à une situation sans faisceau d'électrons. En effet, les électrons secondaires émis par le graphite entraînent un potentiel moins négatif de la surface de graphite et donc des poussières. La chute du potentiel près de la surface des poussières est plus rapide. Ceci entraîne donc un plus grand gradient de potentiel à l'intérieur de la gaine au-dessus des poussières. Pour une énergie du faisceau d'électrons égale à 60 eV, le champ électrique vertical est d'environ 5000 V/m.

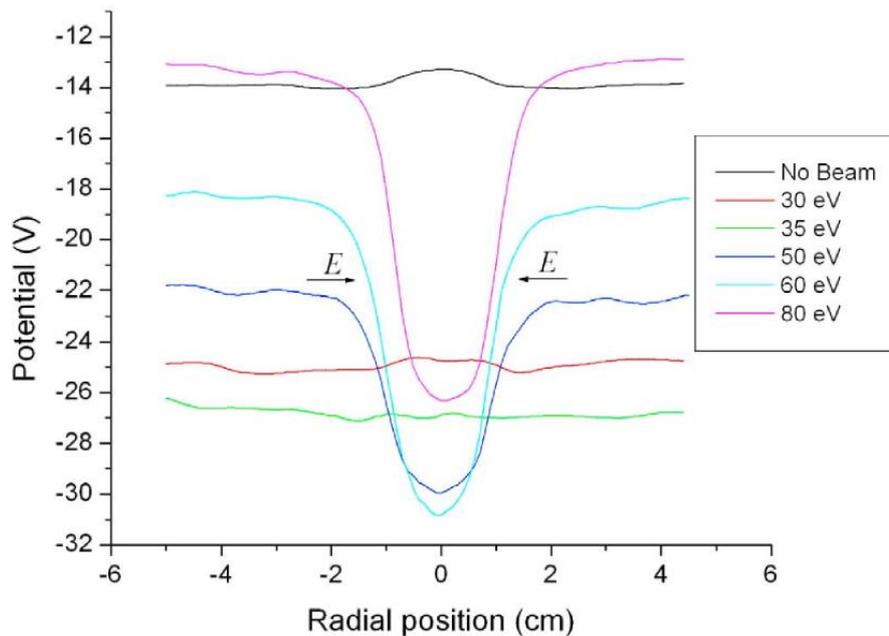


Figure 4.7 : Profils de potentiel horizontaux mesurés 0.2cm au-dessus de la surface des poussières à différentes énergies de faisceau d'électron [Wang, Horányi, and Robertson 2010]

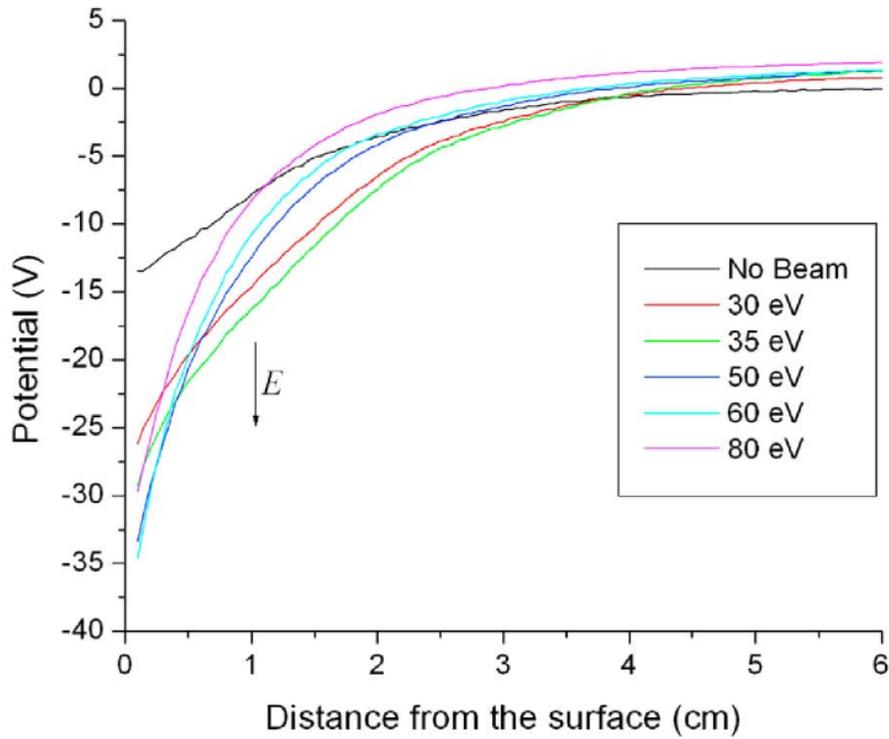


Figure 4.8 : Profils de potentiels verticaux mesurés au-dessus de la couche de poussières à différentes énergies de faisceau d'électrons [Wang, Horányi, and Robertson 2010]

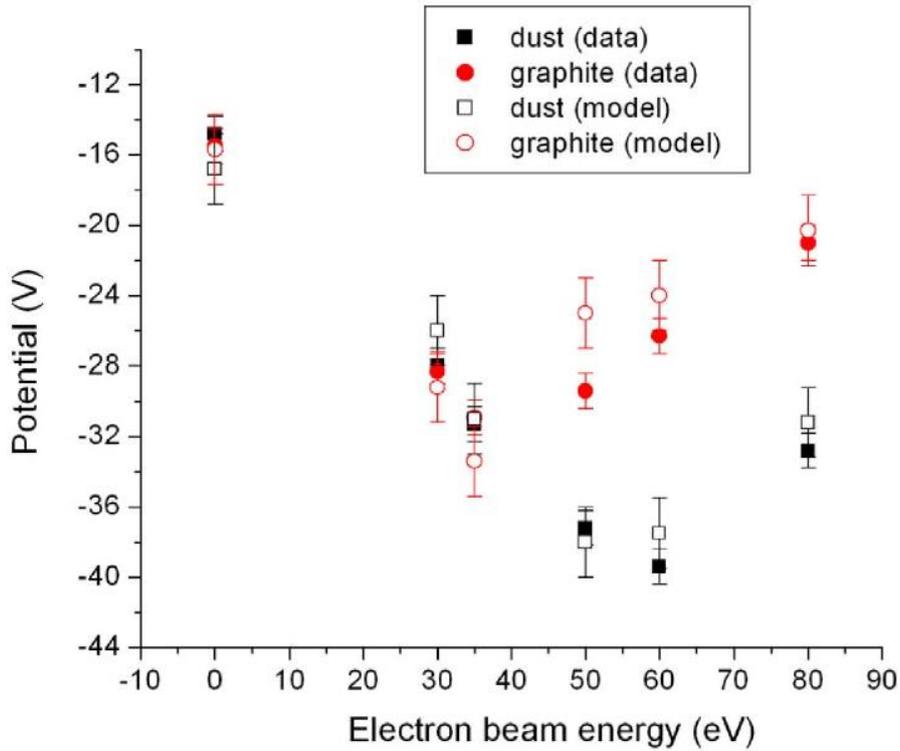


Figure 4.9 : Potentiels sur les surfaces des poussières et du support en graphite [Wang, Horányi, and Robertson 2010]

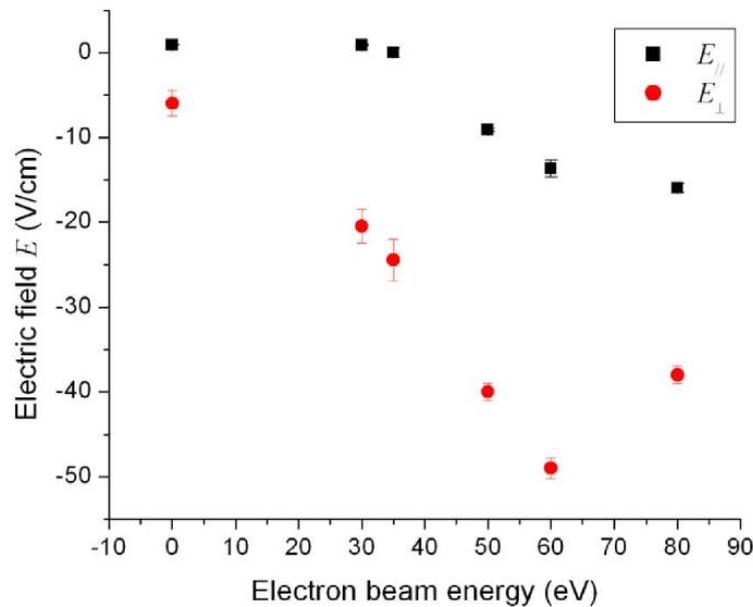


Figure 4.10 : Champs électriques en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons. Définition des champs électriques : E_{\parallel} , champ électrique horizontal ou champ électrique radial, E_{\perp} représente le champ pointant à l'opposé du centre de la tâche de poussières [Wang, Horányi, and Robertson 2010]

4.2.4. Observations en environnement photonique

L'étude de [Sickafoose et al. 2002], présentée en section 4.2.2, a également soumis les poussières à une irradiation UV, au sein même de l'environnement plasma précédent. Durant ces essais, les billes de polystyrène sont bombardées par des rayons UV grâce à une lampe Hg-Xe dont tous les composants optiques sont faits de quartz. Ainsi, seules les longueurs d'onde supérieures à 200 nm (6.2 eV) peuvent irradier les poussières. Cette lampe se réfléchit sur un miroir d'AlMgF₂ dont le pouvoir de réflexion est de 80 % pour une longueur d'onde de 200 nm. L'angle d'incidence des rayons est alors de 90 °. Lors de ces essais, il a été constaté que la hauteur de lévitation obtenue est légèrement inférieure à celle des expériences précédentes. En effet, pour un support polarisé à -50 V, les grains ont atteint la hauteur de 1.51 cm, ce qui correspond à une charge du grain d'environ -5.12×10^{-15} C et à une valeur de champ électrique à cette hauteur égale à -1047 V/m. Le champ électrique nécessaire au décollement des poussières est donc plus grand que dans le cas précédent, bien que la force électrostatique soit toujours orientée dans le bon sens. Deux explications ont alors été proposées par [Sickafoose et al. 2002]. Si les UV entraînent une photoémission du support, alors le profil de potentiel dans la gaine peut être modifié. Cependant,

des mesures de photoémission de différents matériaux ont été réalisées et ont montré que le courant de photoémission obtenu est au moins 1000 fois plus faible que les courants générés par le plasma. Il en va de même pour les densités. De plus, la sonde émissive utilisée n'a détecté aucune variation du potentiel et de ce fait, la photoémission du support a été négligée. Il est alors possible que la photoémission ait lieu à la surface même des grains en lévitation. Dans ce cas, la charge du grain devient moins négative que précédemment. De ce fait, les grains lèvitent plus près de la surface, là où le champ électrique est le plus élevé.

Enfin, l'étude récente menée par [Wang et al. 2016], et présentée en partie en section 2.4, ajoute aux environnements plasma précédents l'irradiation par des photons UV. Lors de cette étude, les essais ont été réalisés dans une enceinte sous vide où les poussières sont placées sur un support en graphite, dont le potentiel est flottant, à l'intérieur d'un emporte-pièce de 1.9 cm de diamètre et de 0.2 cm d'épaisseur. Le simulant utilisé est un simulant martien dont les grains sont compris entre 38 et 48 μm . Le même dispositif que [Sickafoose et al. 2002] et [Wang, Horányi, and Robertson 2009] est utilisé pour produire un plasma d'argon de température 2 eV. La géométrie du support des poussières est toutefois différente puisque les poussières reposent dans une cavité au lieu d'être placée sur un support plat. Le transport des poussières est enregistré à l'aide d'une caméra rapide.

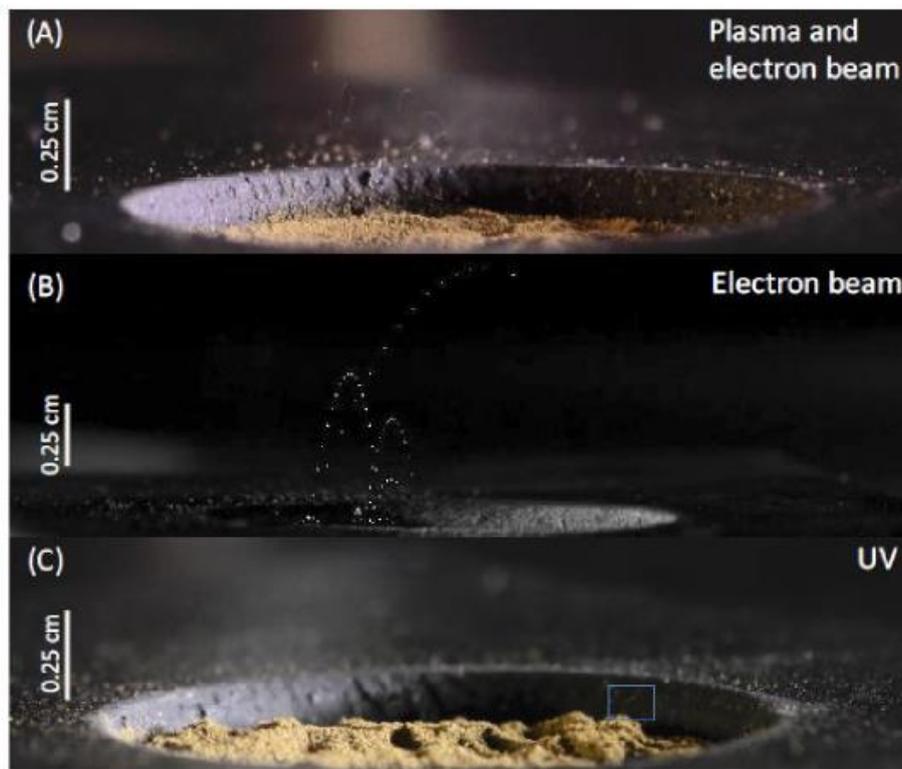


Figure 4.11 : Visualisation de l'éjection des poussières lors des trois essais de [Wang et al. 2016]

Lors des essais en environnement plasma, le transport des poussières n'a été observé que dans le cas où les particules sont également chargées à l'aide d'un faisceau d'électrons, en accord avec [Flanagan and Goree 2006]. Les trajectoires sont visibles sur la Figure 4.11. Le champ électrique vertical généré au sein de la gaine plasma au-dessus de la surface des poussières est d'environ 1600 V/m et est orienté vers la surface, comme dans le cas de [Wang, Horányi, and Robertson 2010] expliqué précédemment. Les auteurs vont même plus loin et émettent l'hypothèse que l'émission secondaire induite par l'impact du faisceau d'électrons semble altérer la charge des poussières et influe donc sur leur transport.

La seconde campagne d'essais est réalisée uniquement avec l'irradiation par faisceau d'électrons. Dans un premier temps, l'énergie du faisceau est augmentée progressivement. Les électrons arrivent sur les poussières avec très peu d'énergie et sont collectés sans générer d'électrons secondaires. La charge limite est donc directement liée à l'énergie des électrons primaires. En augmentant ainsi l'énergie et en laissant le temps au potentiel de surface de s'établir en conséquence, le potentiel de la surface suit linéairement l'énergie du faisceau jusqu'à atteindre -120 V pour une énergie maximale du faisceau d'électron de 120 eV. Aucun transport des poussières n'a alors été constaté malgré une charge négative et un champ électrique orientés vers le bas. Dans un second temps, l'irradiation est effectuée pour une énergie initiale et constante de 120 eV. Le potentiel de la surface des poussières est alors bien moins négatif que précédemment du fait de l'émission secondaire, de toute évidence non négligeable pour des électrons de cette énergie. Dans ce cas, l'émission des poussières a été observée. Au premier abord, cela peut sembler surprenant puisque la charge négative des poussières et le champ électrique extracteur sont moindres. Les auteurs proposent alors un modèle de charge des poussières non seulement due aux électrons primaires incidents mais également aux électrons secondaires émis par les particules voisines. Ainsi, des grains se trouvant plus profonds dans la couche émettraient des électrons secondaires recollectés directement par les grains se trouvant au-dessus, comme nous l'avons décrit en section 2.4. L'émission secondaire peut ainsi entraîner des amplifications de charge suffisantes pour que la force électrostatique puisse éjecter les poussières de la surface, comme le présente la Figure 2.13 qui résume le modèle phénoménologique proposé par les auteurs.

Enfin, lors de la campagne sous UV, les poussières ont été irradiées par des photons d'énergie 7.2 eV issus d'une lampe Xénon. Sous flux de photons, les poussières se chargent positivement par photoémission. Le champ électrique dans la gaine de photoélectrons a été estimé par les auteurs à 50 V/m. Cette valeur est encore plus faible que celle obtenue lors des essais réalisés en environnement plasma. Cela pousse les auteurs à penser que, comme lors de l'utilisation du faisceau d'électrons, la réabsorption locale des photoélectrons émis par la surface des poussières peut aussi générer des amplifications de charge et de champ électrique. On observe le soulèvement de poussières, sur des distances beaucoup plus faibles toutefois, environ 1 mm à en croire les images de la Figure 4.11.

La Figure 2.13 résume le modèle proposé par [Wang et al. 2016]. Il y est supposé que, de par leurs formes irrégulières et les amas produits lors de la confection de la couche, les grains de poussières sont séparés par des cavités. Les particules émises par les poussières, photoélectrons ou électrons secondaires, peuvent alors traverser ces cavités et être recollectées par des grains voisins. Ainsi, les grains ne seraient pas chargés uniformément sur toute leur surface mais exhiberaient des zones de charge positive et d'autres de charge négative. Ceci peut entraîner des amplifications de la force répulsive de Coulomb qu'il y a entre les grains chargés, la rendant supérieure à la force électrostatique due au champ électrique extérieur. Ce modèle a été détaillé en section 2.4.

La création de dipôles répartis aléatoirement dans la couche de poussières et l'amplification de la charge de certaines poussières aux dépens de leurs voisines est susceptible de produire des forces verticales ou radiales pour un nombre aléatoire d'entre elles. Ceci est probablement accru par le fait que les tâches de poussières utilisées lors de ces essais ont une surface irrégulière favorisant des ombres portées pour les photons et de ce fait des charges différentielles sur des échelles de l'ordre du millimètre voire en dessous.

4.3. Enseignements majeurs

Dans ce paragraphe, nous synthétisons les résultats précédents pour dégager leurs principaux enseignements et expliquer l'approche suivie dans le travail de recherche présent.

Les environnements de plasma dense, c'est-à-dire dont la densité est supérieure à 10^5 cm^{-3} , et froids (température de quelques eV) sont efficaces pour soulever les grains de simulant inférieurs à $25 \mu\text{m}$ lorsque les poussières sont placées sur un support conducteur polarisé à un potentiel négatif suffisant [Sickafoose et al. 2002 ; Wang, Horányi, and Robertson 2009]. Lorsqu'elles sont placées sur un support isolant, aucun déplacement ne se produit. Lorsque leur support est conducteur et flottant, la présence conjointe d'un plasma et l'irradiation par un faisceau d'électrons d'énergie suffisante (une centaine d'eV) est nécessaire [Flanagan and Goree 2006 ; Wang et al. 2016]. La surface sur laquelle repose les poussières a donc une importance décisive. Plus précisément, ce qui est mis ici en évidence, c'est que le potentiel des surfaces voisines (fixé par l'utilisateur dans le cas d'un conducteur polarisé et par l'interaction avec le plasma dans le cas d'un support flottant ou isolant) détermine le transport des poussières. Il convient de préciser que la surface lunaire constituée de régolithe diélectrique est mieux représentée par des surfaces voisines diélectriques, voire en deuxième lieu par des surfaces conductrices mais flottantes.

Une difficulté majeure des expérimentations utilisant des plasmas de laboratoire pour représenter au plus près l'environnement lunaire est l'impossibilité de travailler à des densités inférieures à 10^4 ou 10^5 m^{-3} . La longueur de Debye (0.15 à 2 cm) est très inférieure à la réalité (1 m côté jour à 10 m côté nuit d'après [Stubbs et al. 2014]), ce qui amplifie le champ électrique de plusieurs ordres de grandeur et tend à surestimer le soulèvement des poussières. Toutefois, ces recherches ont permis de bien identifier certaines topologies de champ électrique et de charge susceptibles de déplacer les poussières. Les auteurs ont réussi à mettre en évidence l'effet qu'ils souhaitaient démontrer, c'est-à-dire soulever ou déplacer des simulants de poussières lunaires par effet électrostatique, et ont ainsi renforcé la théorie de l'origine électrostatique de l'Horizon Glow.

L'utilisation d'une source VUV semble prometteuse pour représenter assez fidèlement la charge de poussières sur les surfaces ensoleillées de la Lune. La charge différentielle des grains à l'échelle microscopique induite par l'émission et la recollection non uniforme des photoélectrons est en effet une explication convaincante pour l'accroissement des forces électrostatiques [Wang et al. 2016]. Cette théorie rejoint l'approche de [Hess et al. 2015] en ce sens que ces derniers présupposaient l'existence d'une amplification locale de la charge électrique par transfert de charge entre grain. [Wang et al. 2016] suggère que ce transfert d'électrons s'effectue dans la phase gazeuse. Il est également noté que la géométrie de l'amas de poussières présente une surface non lisse, ce qui a pour effet de favoriser la non-uniformité de l'émission, certaines zones se trouvant relativement protégées des radiations UV alors que d'autres sont pleinement impactées. C'est certainement une configuration qui se retrouve sur la Lune, notamment au terminator lorsque l'angle d'incidence des photons est rasant, ainsi qu'à proximité d'anfractuosités, roches ou cratères. Certains grains se chargent positivement et d'autres négativement, ce qui favorise l'émission de l'un ou l'autre type selon la valeur du champ électrique local. Expérimentalement, cette non-uniformité de la tâche de poussières constitue une difficulté supplémentaire pour l'analyse quantitative des résultats. Quelles sont les poussières mises en mouvement ? Quelle est leur charge ? Ces questions subsistent.

Pour la suite de notre travail, présentée dans le chapitre 5, nous favoriserons donc la situation combinant l'irradiation par VUV, la présence d'une transition entre surfaces ensoleillée et à l'ombre ainsi qu'une surface la plus lisse possible pour la couche de poussières. Nous opterons également pour des surfaces voisines des poussières en matériau isolant afin de limiter les forces s'effectuant au contact d'un matériau conducteur polarisé, difficilement quantifiables expérimentalement. Ce dernier critère n'est pas sans conséquence au vu des résultats de [Wang, Horányi, and Robertson 2009] selon lequel aucun déplacement n'était observé dans les conditions de plasma dense. Comme par ailleurs, nous souhaitons une surface de la couche de poussières la plus lisse possible, il est à prévoir que le soulèvement sera plus difficilement observable. Les expérimentations à mettre en œuvre pour une analyse quantitative de la charge

et du transport, passent donc par la conception d'une géométrie capable de satisfaire les critères ci-dessus tout en assurant le transport des poussières. Nous avons choisi de générer un champ électrique *ad hoc* à proximité de la scène de façon à représenter le champ généré par la transition entre une zone à l'ombre (négative) et une zone éclairée (positive). Le facteur géométrique prépondérant est la distance entre les électrodes permettant de générer ce champ d'une part, et la distance de chacune d'entre elles avec les poussières éclairées d'autre part. En maîtrisant une configuration, il est prévu de trouver les conditions de champ électrique pouvant mener au transport des poussières et d'effectuer ensuite les analyses paramétriques adéquates pour qualifier et quantifier le phénomène dans des conditions les plus reproductibles possibles. Les paragraphes précédents ont démontré le soulèvement de poussières dont la taille est de l'ordre de 30 μm mais sans pour autant avoir effectué d'étude systématique sur la taille des grains. Or, il s'agit d'un paramètre essentiel régissant le bilan des forces. Il paraît nécessaire de combler cette lacune.

CHAPITRE 5 : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU TRANSPORT DES POUSSIÈRES

L'objectif de ce chapitre est de présenter les essais expérimentaux visant à représenter la charge et le soulèvement électrostatique de poussières à la surface de la Lune, à la transition entre une zone à l'ombre et une autre ensoleillée. Les dispositifs reposent sur l'analyse théorique de la charge réalisée dans le chapitre 2 et sur la recherche bibliographique effectuée dans les chapitres 3 et 4. Après avoir décrit les moyens ainsi que les protocoles suivis, on détaillera les résultats obtenus à partir de divers types et tailles de simulants de poussières lunaires. On s'intéressera également à caractériser l'effet de la température et celle de vibrations mécaniques.

5.1. Dispositif expérimental de simulation de la surface lunaire

Il s'agit dans ce travail de caractériser qualitativement mais aussi, dans une certaine mesure, quantitativement le transport de poussières soumises à l'environnement lunaire chargeant. Il est donc nécessaire, comme énoncé en section 4.3, de mettre au point un dispositif expérimental à la fois suffisamment représentatif et suffisamment répétitif. L'objet de cette section est donc de présenter les efforts mis en œuvre pour arriver à ce double objectif. Les essais sont réalisés dans le caisson DROP présenté dans la section 3.3.1.

5.1.1. Transition ombre/Soleil

Pour représenter la transition entre une zone à l'ombre et une autre au Soleil, on place les poussières sur un support conducteur en graphite et à l'intérieur d'un emporte-pièce isolant en Téflon® de 6 mm d'épaisseur, comme indiqué sur la Figure 5.1 et présenté dans [Champlain et al. 2016]. Le diamètre de la tâche de poussières est égal à 3 cm. Ainsi la surface de la tâche des poussières est en contact avec un matériau isolant, conformément à l'analyse effectuée en section 4.3.

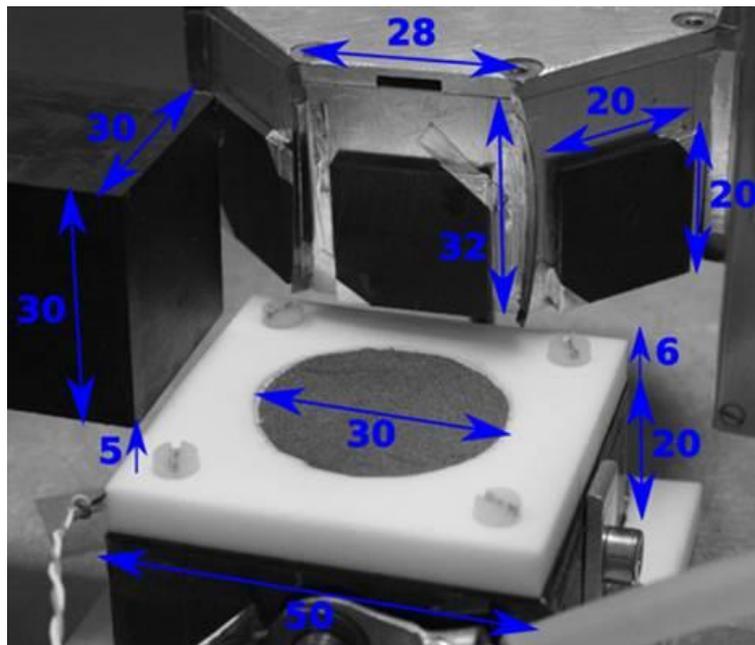


Figure 5.1 : Configuration expérimentale perpendiculaire avec les dimensions exprimées en mm [Champlain et al. 2016]. Une deuxième configuration, dite parallèle, sera présentée ultérieurement dans le manuscrit

Les particules sont irradiées et chargées par une lampe VUV Deutérium. Un patch de cuivre mesurant 1 cm^2 , placé au pied du support de poussières, permet de mesurer en temps réel la densité de courant de photoémission. Cette mesure est rapportée à la position du centre de la tâche de poussières à partir de calibrations présentées en section 3.3.1. Deux lampes Deutérium de puissance différente ont été utilisées. La première (Heraeus D200 VUV) possède une puissance réglable pouvant aller jusqu'à 200 W. Le courant d'opération de cette lampe peut être réglé manuellement entre 0.8 et 1.8 A afin de moduler le flux de cette lampe dont le spectre s'étale entre 115 et 400 nm. La Figure 3.18 représente la partie du spectre correspondante aux irradiations VUV. La seconde lampe (Hamamatsu L2 2000 L7293) émet une puissance plus faible, fixe et égale à 30 W et son spectre s'étale également entre 115 to 400 nm. Cette lampe a également été caractérisée à l'aide du damier présenté en section 3.3.1 et les résultats obtenus sont présentés en Figure 5.2. Les irradiances respectives de ces lampes sont présentées en Figure 5.3. Elles sont placées à la verticale sur une bride située sur le dessus du couvercle hémisphérique autorisant le passage des VUV. La surface émettrice est en effet directement sous vide. L'incidence de l'irradiation est donc de 90° . La zone éclairée par les poussières est un cercle de 10 cm de diamètre centré sur la position des poussières.

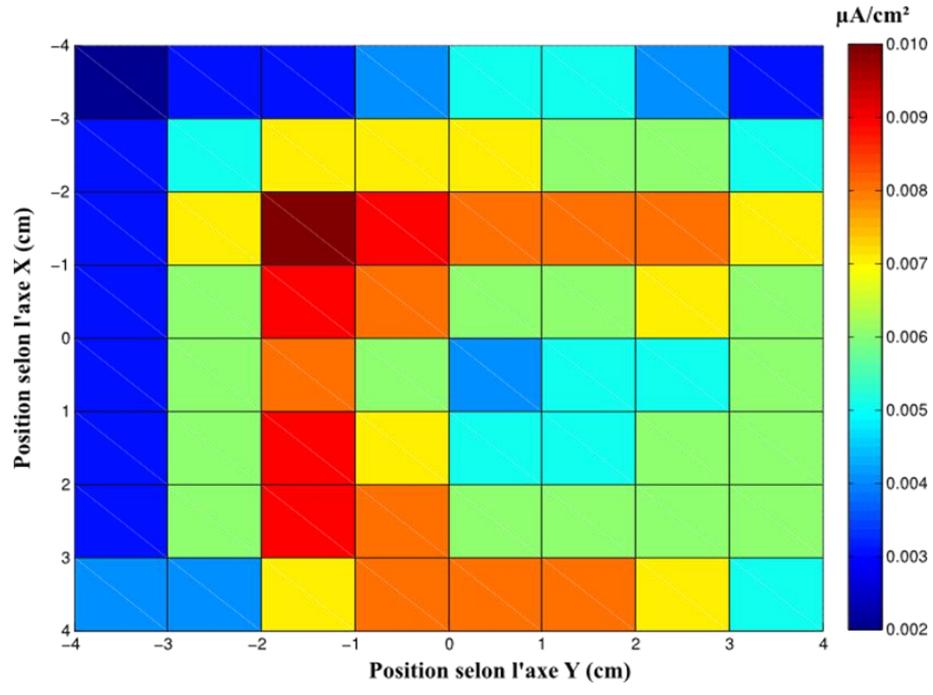


Figure 5.2 : Densités de courant mesurées par les patches pour la lampe Hamamatsu

Spectral Energy Distribution in UV range

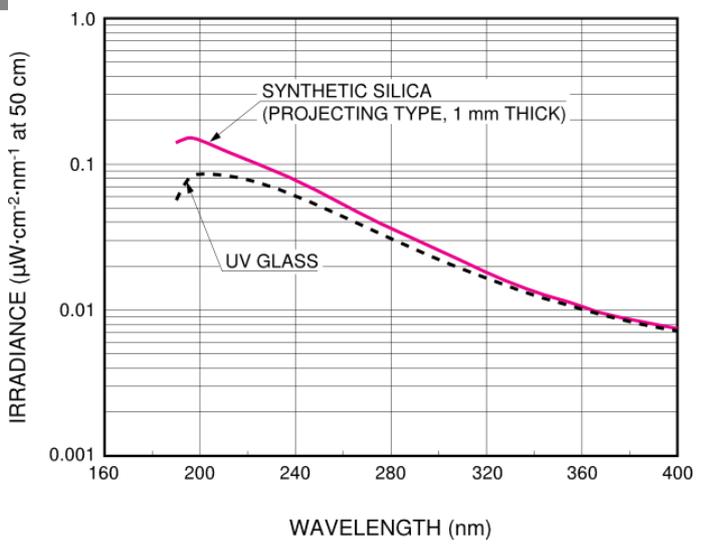
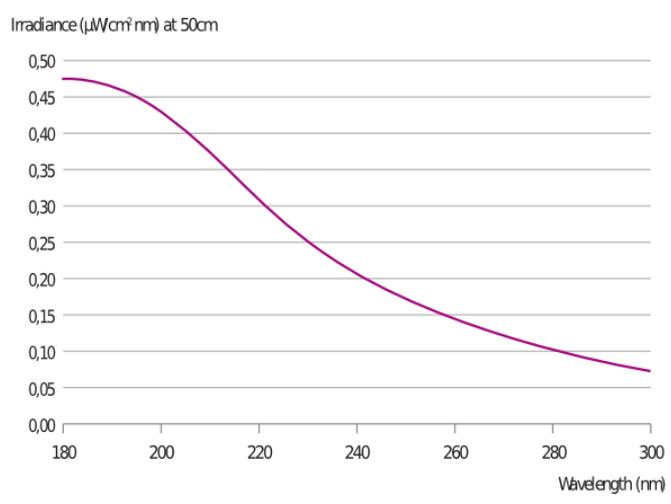


Figure 5.3 Haut : Irradiance de la lampe Heraeus ; Bas : Irradiance de la lampe Hamamatsu

Deux blocs conducteurs sont placés autour de la tâche de poussières. Ces blocs et leur polarisation respective visent à appliquer un champ électrique externe et contrôlable. Le premier est un octogone en aluminium polarisé négativement à une tension V_- et représente une zone à l'ombre. L'autre bloc, rectangulaire et en graphite, est polarisé positivement à une tension V_+ et représente une zone ensoleillée. Les blocs sont toujours placés 5 mm au-dessus de la surface des poussières et à la verticale de l'emporte-pièce en Téflon®, soit à 25 mm du centre de la tâche de poussières. Le champ électrique généré infléchit la trajectoire des photoélectrons émis par les poussières et l'isolant vers le bloc positif. La charge de la surface est régie par le potentiel du bloc positif grâce au phénomène de « hopping » similaire à une conductivité de surface qui s'effectue par la phase gazeuse. Ce phénomène permet d'accroître la charge positive de la surface des poussières irradiées. Nous y reviendrons dans le chapitre 6. La polarisation négative de l'octogone, quant à elle, permet d'attirer les poussières chargées positivement et de mettre en évidence le transport de poussières d'une façon similaire à ce qui est supposé être le cas sur l'astéroïde Eros par exemple, cf. section 4.2.1. Le support des poussières est mis à la masse. Utiliser un support flottant offrirait probablement une meilleure représentativité du régolithe lunaire épais de plusieurs mètres mais compliquerait sensiblement l'analyse quantitative des résultats. Dans le dispositif présent, on contrôle le couplage capacitif et résistif de la surface des poussières par rapport à la masse du caisson. On peut du moins faire l'hypothèse d'une couche monodimensionnelle d'épaisseur 6 mm.

Cette configuration permet donc de représenter une frontière entre une zone d'ombre et une zone ensoleillée de la surface de la Lune, typique d'un relief ou d'un rocher placé côté jour et dont l'ombre portée au sol se situe de fait à côté d'une zone exposée au Soleil, comme le décrit la Figure 5.4.

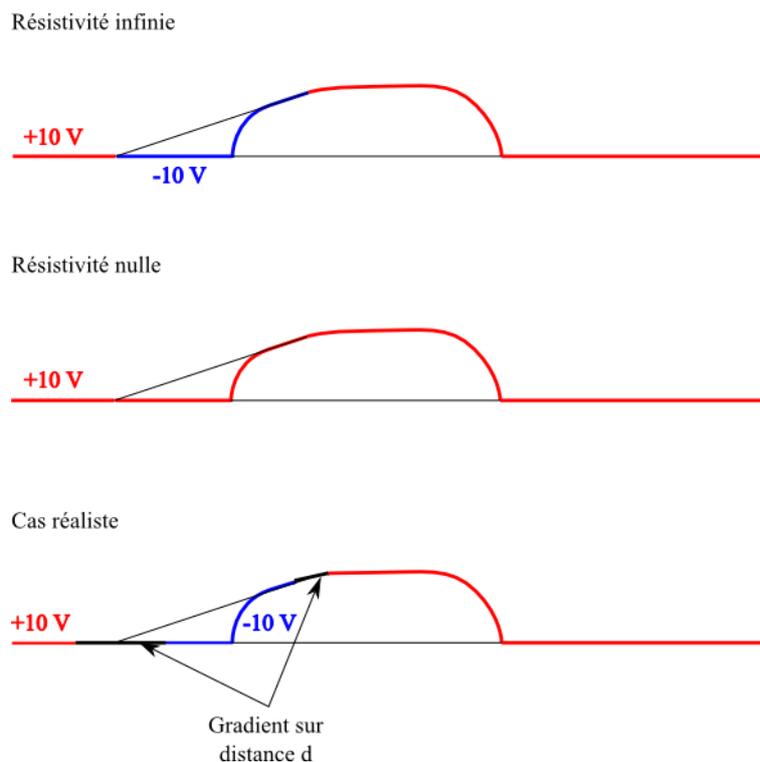


Figure 5.4 : Frontière ombre-lumière dans le cas d'une résistivité infinie, nulle et réelle

Il convient toutefois de signaler une différence essentielle par rapport au cas réel, et provenant de l'utilisation d'un isolant pour contenir les poussières. Dans le cas réel, la transition s'effectue à la surface des poussières elles-mêmes de proche en proche. Le dispositif expérimental impose une distance minimale entre les poussières irradiées et la surface à l'ombre. Plus précisément la distance est de 10 mm horizontalement et 5 mm verticalement soit 11.2 mm en diagonale. Le champ électrique réel est géré par la géométrie et par la résistivité de surface des poussières. La Figure 5.4 représente trois cas supposant des résistivités différentes des poussières lunaires au niveau d'un relief de la surface lunaire. Les surfaces exposées au Soleil ont un potentiel d'environ +10 V alors que celles exposées à l'ombre du relief sont plutôt à un potentiel de -10 V. Dans le cas extrême de poussières infiniment résistives, la distance entre zones positives et négatives devient nulle, en supposant toutefois les photons unidirectionnels. Une approche plus fine prenant en compte le cône de pénombre indiquerait la taille de la zone de transition entre illuminations VUV totale et nulle. Dans le cas contraire d'une résistivité nulle, la surface est équipotentielle et certainement positive du fait du courant majoritaire de photoélectrons. Enfin, dans le cas réel, la transition entre les potentiels positifs et négatifs

s'effectue sur une distance d à chaque extrémité de la zone à l'ombre. Dans le cas expérimental, il a été choisi de s'affranchir de ce phénomène en se plaçant dans une configuration sans contact entre zone au Soleil et zone à l'ombre. Il y a ainsi une distance de « sécurité » pour contrôler le champ électrique.

Lors de la mise en place de la couche de poussières, une grande attention est portée à l'état de la surface. Cette dernière est rendue la plus plane possible à l'aide d'une spatule, afin de faciliter la reproduction de l'état de surface d'un essai à l'autre. Les poussières ne sont pas tassées avec la spatule mais cette dernière est utilisée pour racler la surface de la tâche et supprimer toute trace sur la surface de l'isolant. De plus, les vibrations induites par le système de pompage entraînent un tassement de la couche. Un soin particulier a donc été apporté au remplissage de l'emporte-pièce. Un léger surplus de poussières y est installé afin de pallier cet effet de vibrations de l'enceinte. Outre ces considérations, il convient de noter que la configuration de couche plane est choisie pour assurer un contrôle optimal de la charge et du champ électrique. Utiliser une couche inhomogène comme présenté en Figure 4.11 [Wang et al. 2016] complique l'analyse quantitative des résultats. Par contre, la configuration plane utilisée limite bien sûr les phénomènes d'amplification de la charge et signifie probablement un champ électrique extérieur significatif pour soulever les poussières par rapport aux travaux précédents. L'utilisation d'une couche inhomogène représente donc une perspective intéressante de ce travail.

Ainsi, suite à toutes ces considérations, notre expérimentation est représentative de l'échelle mésoscopique représentée dans le zoom 1 de la Figure 2.1.

5.1.2. Contamination d'échantillons cibles

L'octogone est monté sur un axe de rotation pour permettre de contaminer huit cibles placées sur chacune des faces lors de la même expérimentation, et ce sans avoir à revenir à la pression atmosphérique [Champlain et al. 2016]. Lors de chaque essai, sept échantillons de même nature sont testés. La face restante est utilisée comme position de référence, afin d'éviter toute contamination non volontaire des autres faces lors du réglage initial et des vérifications finales. Avant d'être placés sur l'octogone, les échantillons sont

étuvés une nuit à 80 °C sous une pression d'une dizaine de millibars. La remise à pression atmosphérique de l'étuve s'effectue en injectant de l'azote afin de limiter au maximum la réabsorption de molécules d'oxygène et d'eau, difficile à évacuer sous vide. Ensuite, une pesée des sept échantillons est réalisée sur une balance micrométrique placée sous atmosphère azotée. La précision de la balance est de deux microgrammes. Du fait de la contamination moléculaire résiduelle des échantillons, une tare est effectuée à vide entre chaque pesée, diminuant ainsi les incertitudes de mesure entre chaque relevé. Ces échantillons sont ensuite scotchés sur les faces de l'octogone par de l'adhésif en aluminium possédant une colle conductrice. Cela permet de maintenir les échantillons conducteurs parfaitement en contact avec l'octogone sur toute leur surface et ainsi de les polariser à la même tension que ce dernier.

5.1.3. Actionneur mécanique

Des tests ont également été réalisés avec un actionneur piézoélectrique PPA10M, développé par le groupe CEDRAT Technologies, placé sous la surface servant de support aux poussières, comme l'illustre la Figure 5.5. L'amplitude des vibrations est estimée entre 1 et 8 μm selon les données du fabricant et les travaux effectués par [Boukra 2013]. Leur fréquence est égale à 16 kHz et s'obtient instantanément. Cette valeur permet d'obtenir des vibrations de la couche de poussières visibles à l'œil nu. Des réglages initiaux à la pression atmosphérique ont montré que ceux-ci permettent d'obtenir un roulement efficace des poussières de proche en proche [Gajan 2015]. On précise qu'il ne s'agit pas de reproduire les secousses sismiques lunaires mais plutôt de disposer d'une ressource très pratique pour la quantification des forces nécessaires au déplacement des poussières sous vide. Le support en graphite est remplacé par la structure englobant l'actionneur. La distance à la source UV et aux blocs n'est pas modifiée.

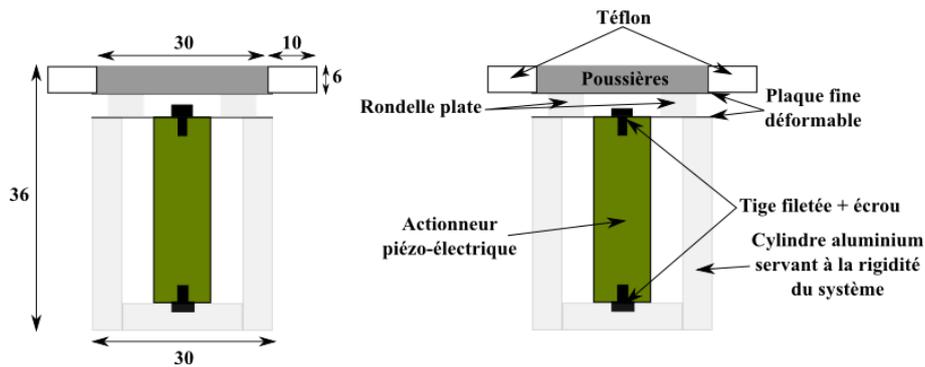


Figure 5.5 Gauche : Dimensions du système piézoélectrique exprimées en mm [Gajan 2015] ; Droite : Schéma de l'agitateur

5.1.4. Contrôle de la température

L'influence de la température au sein de la couche de simulant a également été étudiée. Une résistance chauffante de type strip line MINCO est placée sous le support en graphite, comme représenté sur la Figure 5.6. Il s'agit d'une résistance souple enveloppée dans du Kapton®. Elle a les mêmes dimensions que le support en graphite, soit 5 × 5 cm. Un thermocouple est placé au sein de la couche pour obtenir la température des poussières à l'aide d'un multimètre. Une résistance PT100 est plaquée contre le support en graphite pour mesurer sa température. La résistance est mesurée avec un multimètre et un abaque permet de remonter à la valeur de la température. Il est important de noter que le système chauffant n'est pas utilisé avec le système piézoélectrique, ce dernier étant conçu pour fonctionner dans la gamme [-40 ; 80] °C.

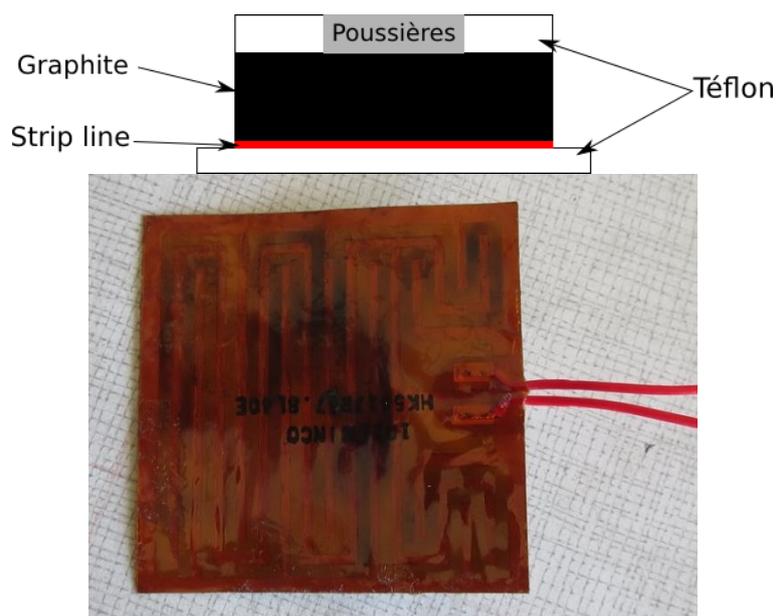


Figure 5.6 Haut : Schéma du montage avec chauffage ; Bas : Photo de la strip line

5.1.5. Diagnostic

Plusieurs moyens de diagnostic sont mis en place. Pour l'observation en temps réel, une caméra est placée à l'extérieur du caisson, au niveau de l'un des hublots du couvercle du caisson. Elle permet d'observer des grains de taille supérieure à 25 μm . Une lampe halogène, placée aussi en dehors du caisson, permet d'obtenir un éclairage rasant sur les échantillons placés sur l'octogone. La Figure 5.7 indique la vue de la scène qui est reportée sur un écran vidéo permettant de constater en temps réel et d'enregistrer pour examen ultérieur le déplacement des poussières et la contamination des échantillons.

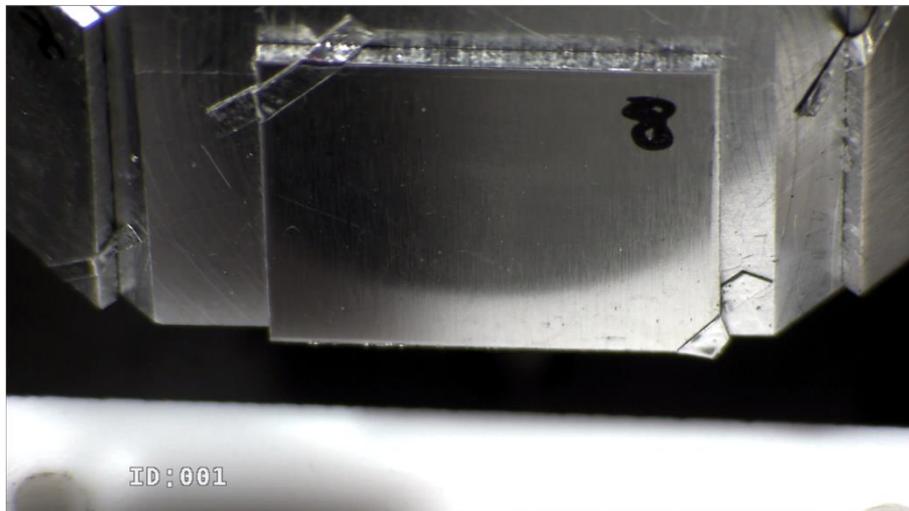


Figure 5.7 : Vue de la caméra et reportée sur l'écran vidéo

Une fois les essais réalisés, les sept échantillons sont de nouveau pesés afin de donner une première quantification de la contamination obtenue. Lors de la pesée, les échantillons sont posés sur un support évasé de 10 cm, permettant d'éviter la contamination de la balance par des chutes incontrôlées de grains. Une fois cette mesure réalisée, chaque échantillon est observé et photographié à l'aide d'une loupe binoculaire. Cette dernière permet d'observer des grains ayant une taille de l'ordre du micron. Les clichés sont réalisés avec des grossissements de 6.7, 20 et 45. On centre la vue sur le bas de l'échantillon, zone qui s'avèrera être la plus contaminée. Ces photos sont ensuite traitées informatiquement afin de calculer le recouvrement obtenu sur l'échantillon mais également pour obtenir la distribution en taille des contaminants. Les photos réalisées au grossissement 45 sont exploitées avec le logiciel *ImageJ* qui permet d'obtenir l'image binaire de la photographie et d'obtenir la distribution en taille des contaminants. Pour ce faire, l'intervalle des aires des

particules à détecter est imposé pour que le logiciel extraie les contours des particules concernées, afin de les compter une à une automatiquement. Par exemple, pour des poussières de la gamme [25 – 50] μm , l'intervalle de détection est égal à [491 – 1963] μm^2 . Ce calcul suppose la surface d'un grain comme étant la surface d'une sphère dont le diamètre est égal à la taille du grain. La taille minimale de détection imposée au logiciel est au minimum égale à 4 μm . En effet, en deçà de cette valeur, les aspérités et reflets du matériau de l'échantillon viennent fausser les résultats de ce traitement informatique. À partir de la liste des aires des particules détectées, il est aisé de remonter à l'obscurcissement total O_{total} des contaminants sur l'échantillon. Il s'exprime selon :

$$O_{total} = \frac{\textit{Surface recouverte par les contaminants}}{\textit{Surface totale de la photographie}} \quad (5.1)$$

Ce paramètre est égal à un sur la couche de poussières et à zéro sur une zone vierge. Il est en outre possible de calculer l'obscurcissement généré en fonction de la gamme de taille des contaminants :

$$O_{gamme\ X} = \frac{\textit{Surface recouverte par la gamme X}}{\textit{Surface totale de la photo}} \quad (5.2)$$

5.2. Mise en évidence des conditions de transport des poussières

Dans un premier temps, il s'agit de démontrer la capacité du dispositif expérimental à produire le soulèvement des poussières et la contamination des échantillons. Dans ce paragraphe, on détaille donc la configuration expérimentale utilisée pour cette mise en évidence, le protocole suivi et les résultats obtenus lors d'une étude paramétrique. On cherche à démontrer le contrôle de la configuration expérimentale tout autant qu'à obtenir des premiers enseignements d'importance sur la physique en jeu ; ce qui permettra dans un deuxième temps de représenter au mieux le cas réel, de préciser le rôle des paramètres et d'étendre l'étude à d'autres. Les résultats de ce paragraphe ont été présentés dans [Champlain et al. 2016].

5.2.1. Configuration expérimentale

Les premiers essais ont été réalisés dans la configuration présentée en Figure 5.8. Les deux blocs forment un angle de 90° par rapport au centre de la tâche des poussières. Il s'agit en réalité de la configuration déjà présentée en Figure 5.1. Lors de ces essais, seule la lampe VUV Heraeus fut utilisée. Son courant est réglé à 1.6 A ce qui correspond à une densité de photoémission émise par le patch de cuivre de 140 nA/cm^2 .

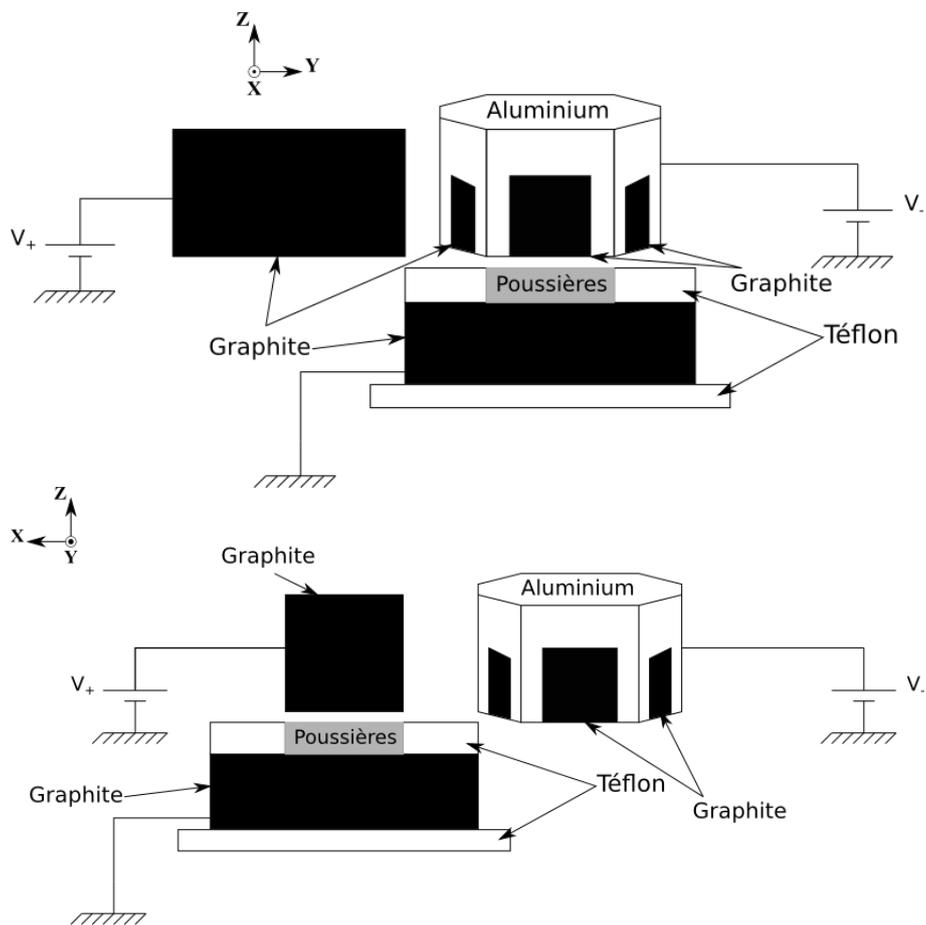


Figure 5.8 : Configuration perpendiculaire dans le plan (O,Y,Z) (haut) et dans le plan (O,X,Z) (bas)

Cinq types d'échantillon ont été testés. Deux d'entre eux sont conducteurs, le graphite et l'aluminium. Les trois autres sont diélectriques et composés d'oxyde d'aluminium, de Multi-Layer Insulator (MLI) et d'aluminium poli miroir d'une rugosité de 50 nm. Le MLI est un matériau très utilisé dans l'industrie spatiale pour le contrôle thermique et est composé d'une série de couches fines. Dans cette étude, il s'agit de polyimide mesurant 50 μm d'épaisseur, recouvert d'une fine couche externe d'Indium Tin Oxide (ITO). Tous les échantillons mesurent 2×2 cm. Cependant, leur épaisseur varie. Les échantillons de graphite, d'aluminium oxydé et d'aluminium poli miroir sont épais de 2 mm tandis que ceux d'aluminium mesurent un millimètre d'épaisseur. Enfin, les feuilles de MLI ne font que 0.1 mm d'épaisseur. Ici, une face vierge est laissée entre la face de référence de l'octogone et le premier échantillon. Les échantillons suivants sont également placés sur une face sur deux. Ainsi, lors de ces tests, seuls 3 échantillons sont positionnés en même temps sur l'octogone. Nous expliquerons pourquoi nous avons choisi de réduire le nombre d'échantillon en section 5.3.

Tous les essais réalisés dans cette configuration ont été menés sur des tâches de poussières composées de DNA-1 toutes tailles.

5.2.2. *Protocole expérimental*

Chaque essai consiste, dans un premier temps à tourner l'octogone pour que le premier échantillon visé soit en face des poussières. Ensuite, des polarisations sur les blocs et les échantillons sont appliquées de façon symétrique, à savoir $V_- = -V_+$. Le support des poussières, quant à lui, reste à la masse. Le premier échantillon est polarisé à 0 V. La lampe UV est ensuite allumée afin d'irradier les poussières. Tant qu'aucune contamination de l'échantillon n'est observée à la caméra, les potentiels sont augmentés au fur et à mesure. Une fois le seuil de contamination visible atteint, l'irradiation de la couche de poussières est laissée pendant une durée de 15 minutes à cette polarisation. Il a été vérifié que le régime permanent, c'est-à-dire l'équilibre des potentiels, est atteint au cours de cette durée et que cela permet d'obtenir une contamination observable à l'aide de la caméra en temps réel puis exploitable en post traitement. Une fois ce

temps écoulé, la lampe est éteinte, les potentiels sont descendus à zéro volt et l'octogone revient à sa position initiale. Afin de remettre à zéro le potentiel de la couche de poussières, la lampe UV est rallumée pendant deux minutes puis de nouveau coupée. L'octogone est alors tourné de 90 ° sur le second échantillon visé. Ce dernier est polarisé à une valeur supérieure au seuil déterminé précédemment et la suite du protocole est appliquée. Dans le cas de l'échantillon d'aluminium poli miroir, seul un exemplaire était à disposition. Ainsi, la recherche du seuil et les 15 minutes d'irradiations ont eu lieu sur le même échantillon, contrairement aux autres essais.

5.2.3. Observation du transport des poussières

Pour chaque type d'échantillon testé, les seuils de tension nécessaires à l'obtention d'une pollution de l'échantillon visible à la caméra en temps réel ont été estimés. Une différence de potentiel de plusieurs milliers de Volts est nécessaire pour transporter les poussières de la surface de la couche jusqu'aux échantillons placés sur l'octogone. Le seuil de potentiel moyen obtenu est d'environ 3200 V avec une dispersion de 20 %. Plus précisément, le seuil de contamination obtenu par observation à la caméra pour les échantillons de graphite est égal à 2000 V. Les autres valeurs de seuil obtenues sont égales à 2500, 3000 et 3500 V pour l'aluminium, l'aluminium poli miroir et l'oxyde d'aluminium respectivement. Le MLI possède le même seuil que l'oxyde d'aluminium. Cette dispersion provient sans doute des différences entre les épaisseurs de chaque échantillon. Ainsi, la distance suivant l'axe X séparant le centre de la tâche de poussières et la surface de l'échantillon de graphite est égale à 23.5 mm alors que celle entre le centre de la tâche et la surface du MLI est égale à 25.4 mm. Ainsi, pour une même différence de potentiel entre l'octogone et les poussières, le champ électrique dans le cas du graphite est supérieur de 8 % à celui obtenu avec le MLI et de 4 % à celui obtenu avec l'aluminium. Ceci peut justifier en partie la dispersion des résultats. La reproductibilité de la surface de la couche de poussières d'un essai à l'autre est également une source d'incertitude, même si une attention particulière a été donnée à l'état de surface de chaque couche utilisée. D'où l'intérêt de faire plus de tests, notamment avec des gammes de taille différentes. Cet état de

surface de la couche est différent de celui présenté par [Wang et al. 2016]. La surface de leur tâche de poussières n'est pas plane mais très irrégulière, comme le montre la Figure 4.11. Cela favorise le départ des poussières puisque le champ électrique nécessaire pour soulever les poussières dans leur cas est environ égal à 50 V/m. Cela correspond à une différence de potentiel 0.05 V sur 1 mm soit 1.25 V sur 25 mm. Cette valeur est trois ordres de grandeur plus faible que dans notre étude. Il est envisagé qu'une amplification du champ électrique soit présente dans le cas exposé par [Wang et al. 2016], du fait des irrégularités microscopiques de la surface. Ce point sera détaillé dans le chapitre 6.

Les observations vidéo du déplacement des poussières ont permis de constater que la plupart des poussières sautent depuis le centre de la tâche jusqu'aux échantillons. Cependant, certaines d'entre elles commencent par rouler à la surface de la couche vers la face négative de l'octogone. Elles partent par exemple du centre de la tâche et se déplacent jusqu'au bord de cette dernière. Une fois arrivées près de l'isolant, elles sont éjectées de la surface et attirées directement par l'octogone. Il semble donc, dans ce cas, que les poussières subissent dans un premier temps un champ électrique horizontal, les menant jusqu'à une zone où le champ électrique vertical est suffisant pour les soulever et les transporter jusqu'à l'échantillon.

Comme l'illustrent les Figure 5.9, Figure 5.10 et Figure 5.11, la zone la plus contaminée lors des essais est la partie inférieure de l'échantillon. Le grossissement 6.7 présenté sur ces figures montre cette concentration de la contamination sur le bas des échantillons de graphite. Ce grossissement ne permettant pas de discerner au mieux les grains les plus petits, le grossissement 45 est préféré pour traiter les images numériquement. Le niveau de contamination et la taille des grains augmentent avec le potentiel appliqué sur les blocs, ce qui semble en accord avec le bilan des forces présenté en section 4.1. Les pesées effectuées avant et après les tests permettent d'obtenir un diagnostic quantitatif de la contamination. La quantité de poussières mesurée sur les échantillons de graphite est égale à 70, 140 et 200 μg après 15 minutes de contamination pour des polarisations sur les blocs de 2000, 2500 et 3000 V respectivement. En ce qui concerne les échantillons d'aluminium, 1, 15 et 130 μg ont été pesés pour des polarisations égales à 2500,

3000 et 3500 V respectivement. Enfin, la quantité de poussières mesurée sur l'échantillon d'aluminium poli miroir est de 60 μg pour une tension de 3500 V. Les pesées des échantillons d'oxyde d'aluminium n'ont pu être exploitées car ce matériau dégaze continuellement lorsqu'il est immergé dans la boîte à gant azotée dans laquelle repose la balance, donnant lieu à des pesées très instables. L'adhésion des poussières sur le MLI a également été difficile à estimer car, malgré une manipulation précautionneuse de ces échantillons très souples, les poussières chutent de la surface du matériau à la moindre vibration. Les pesées effectuées avant et après l'observation des feuillets à la loupe binoculaire présentent en effet un écart important, bien supérieur à l'incertitude de la balance.

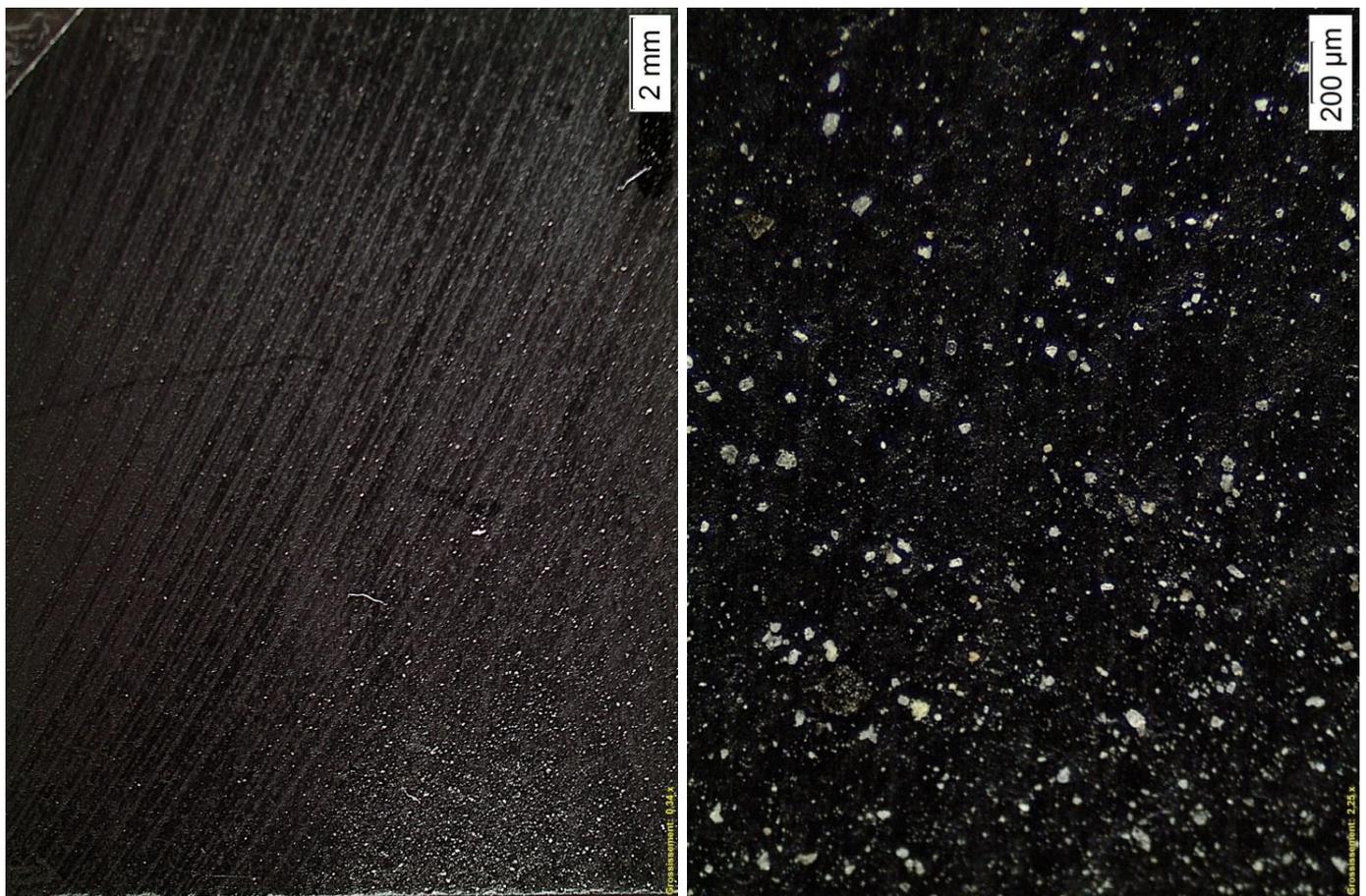


Figure 5.9 : Photographie de l'échantillon de graphite après 15 minutes sous irradiation VUV dans la configuration perpendiculaire et $|V_-| = |V_+| = 2000$ V. Gauche : Grossissement 6.7 ; Droite : Grossissement 45

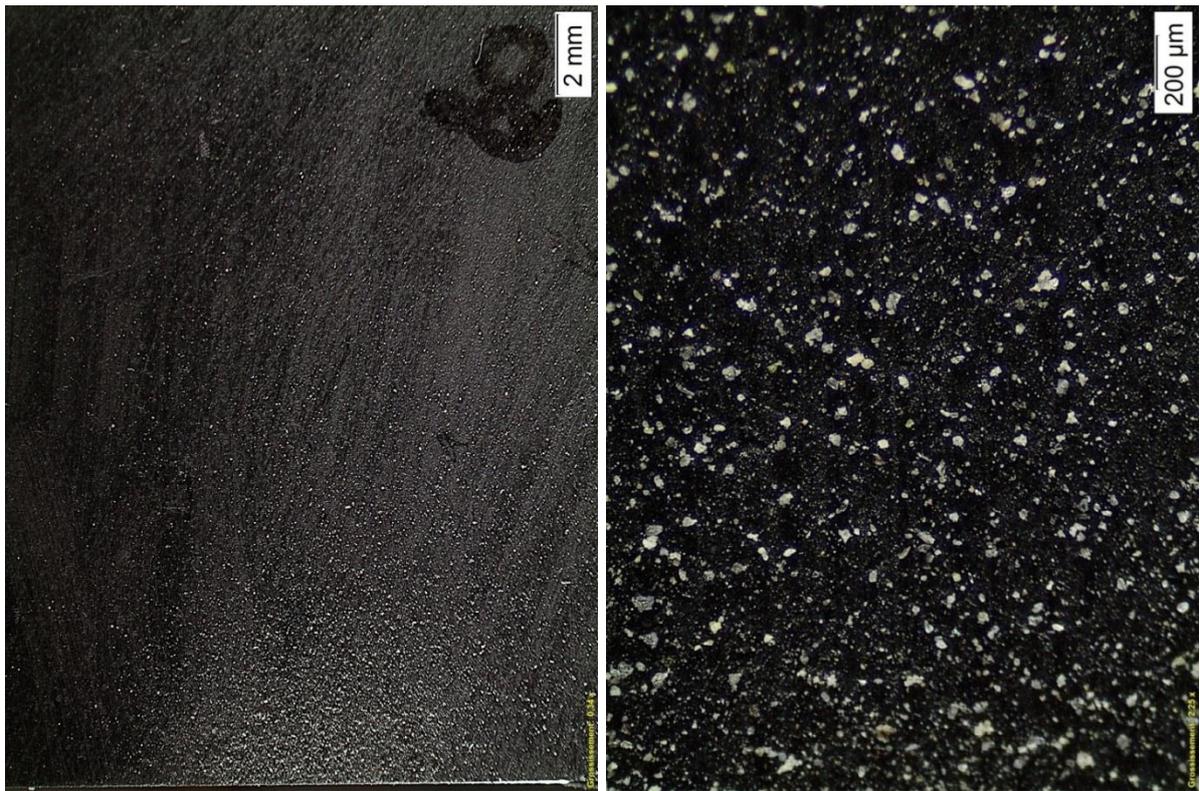


Figure 5.10 : Photographie de l'échantillon de graphite après 15 minutes sous irradiation VUV dans la configuration perpendiculaire et $|V_-| = |V_+| = 2500$ V. Gauche : Grossissement 6.7 ; Droite : Grossissement 45

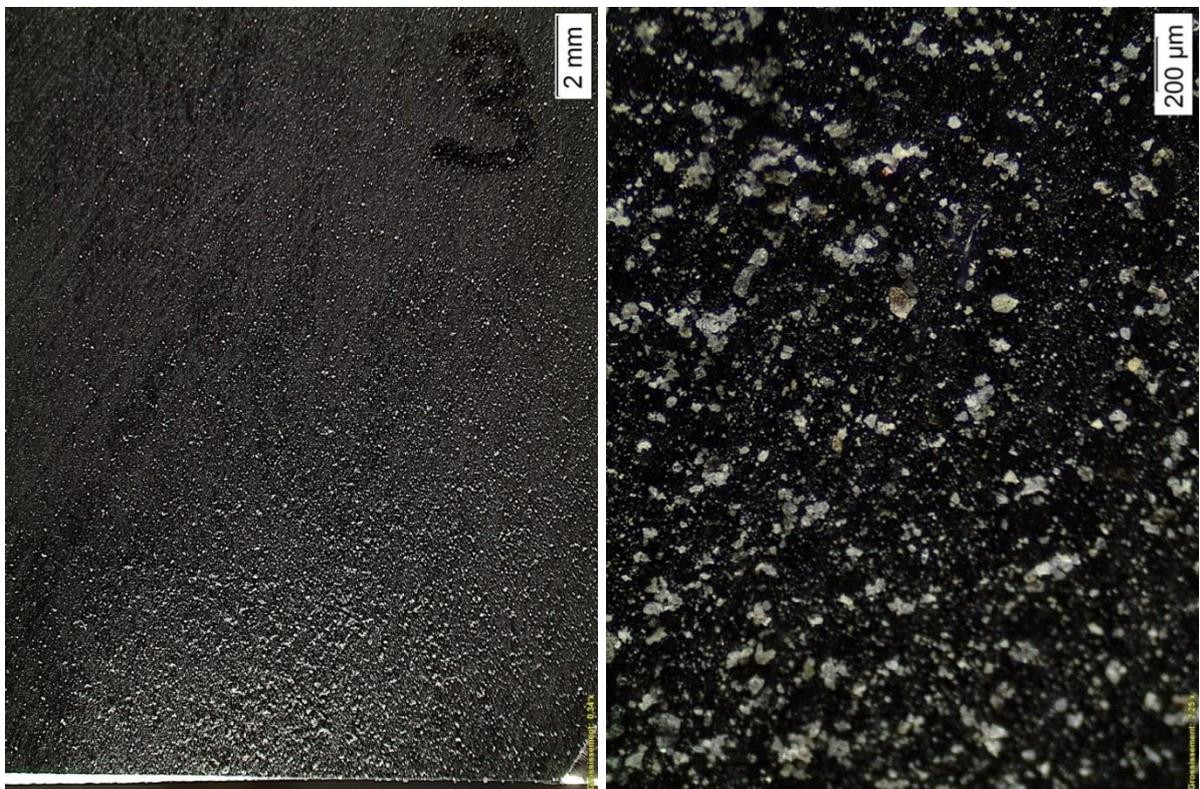


Figure 5.11 : Photographie de l'échantillon de graphite après 15 minutes sous irradiation VUV dans la configuration perpendiculaire et $|V_-| = |V_+| = 3000$ V. Gauche : Grossissement 6.7 ; Droite : Grossissement 45

L'obscurcissement de l'échantillon est donné comme un moyen supplémentaire de quantifier la contamination. La Figure 5.12 présente le masque obtenu à l'aide du logiciel *ImageJ* pour la photo au grossissement 45 présentée en Figure 5.9. L'obscurcissement total O_{total} obtenu sur les échantillons de graphite polarisés à 2000, 2500 et 3000 V est égal à 6, 12 et 16 % respectivement. La Figure 5.13 présente la distribution en taille des contaminants obtenue sur ces échantillons. On constate que l'augmentation de la polarisation permet non seulement de mobiliser plus de grains de poussières mais aussi que les contaminants sont plus gros. Il semble également que la décroissance du nombre de grains soit régulière. La taille maximale des contaminants observée dans le cas du graphite est de 130 μm sur la zone présentée. Les tailles maximales obtenues pour les essais sur l'aluminium, l'oxyde d'aluminium, le MLI et l'aluminium poli miroir sont égales à 105, 84, 106 et 165 μm respectivement. La taille moyenne des grains est comprise entre 24 et 34 μm pour des polarisations de 2000, 2500 et 3000 V dans le cas du graphite.

Les valeurs de l'obscurcissement en fonction de la taille du contaminant sont présentées en Figure 5.14 pour les trois polarisations étudiées dans le cas du graphite. Il est constaté que la contamination des échantillons est due principalement à des contaminants dont la taille est inférieure à 50 μm pour les polarisations de 2000 et 2500 V. En effet, comme le montre le Tableau 5.1, les valeurs de $O_{< 25 \mu\text{m}}$ obtenues dans ces deux cas sont égales à 3.7 et 6.3 % respectivement. Ces résultats sont bien supérieurs aux valeurs de $O_{> 50 \mu\text{m}}$ qui sont égales à 0.4 et 1.3 %. En revanche, lorsque les blocs sont polarisés à 3000 V, $O_{< 25 \mu\text{m}}$ est égal à 5.4 % tandis que nous obtenons $O_{> 50 \mu\text{m}} = 6.7 \%$, ce qui dénote le transport accru de particules imposantes.

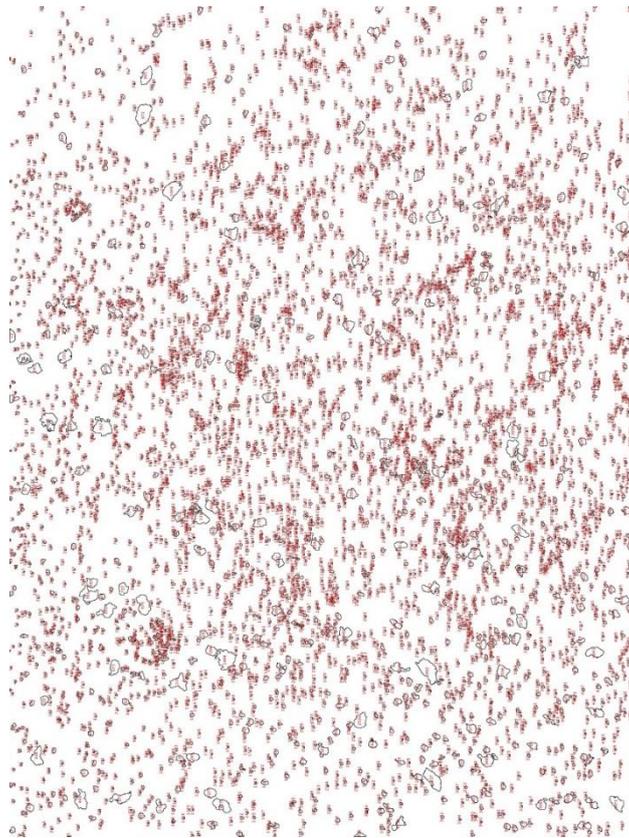


Figure 5.12 : Contours des contaminants sur l'échantillon de la Figure 5.9 obtenus à l'aide du logiciel ImageJ

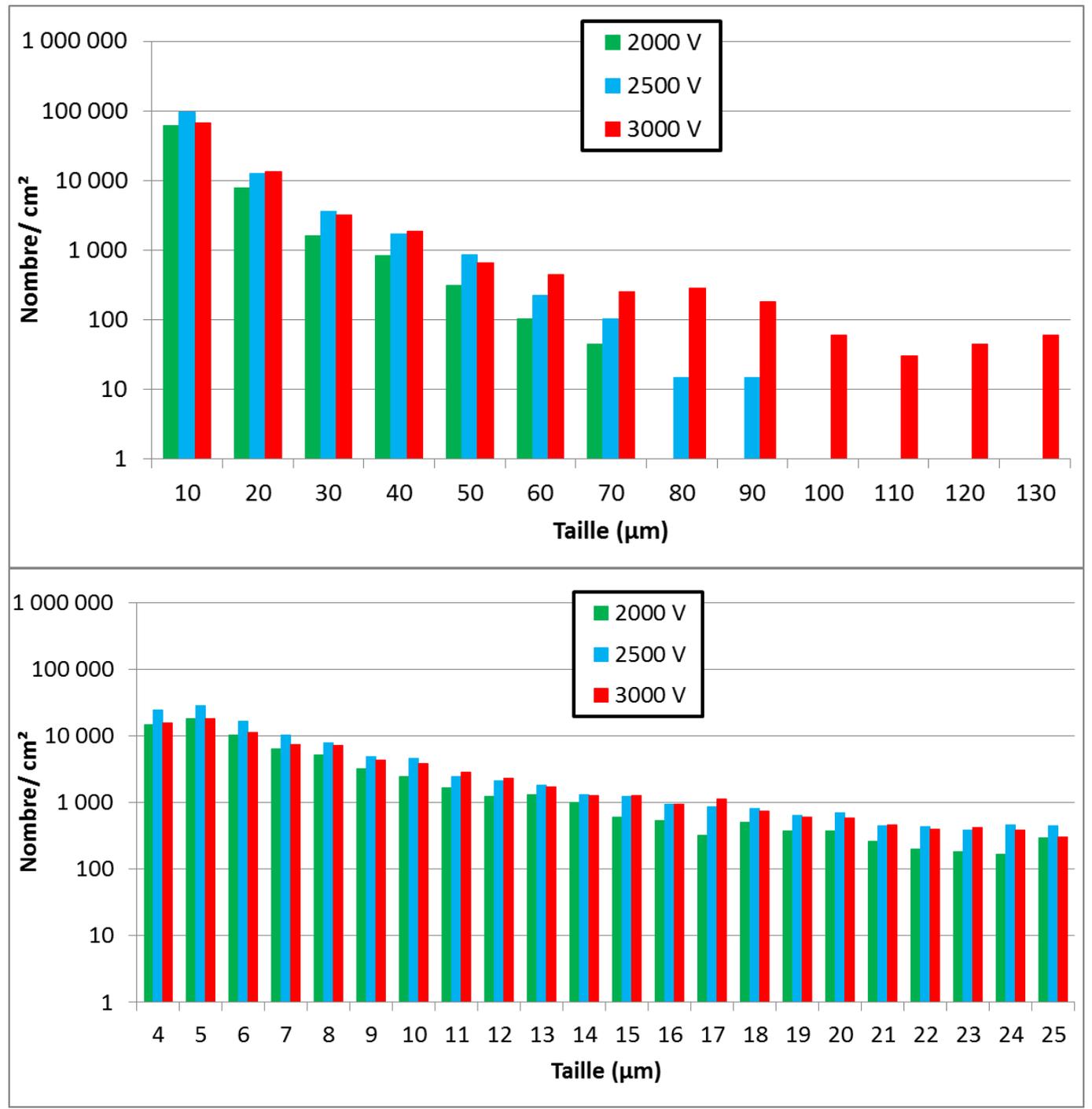


Figure 5.13 Haut : Distributions en taille de la contamination obtenue sur les échantillons de graphite polarisés à 2000, 2500 et 3000 V ; Bas : Zoom sur l'intervalle [4 – 25] μm des distributions en taille

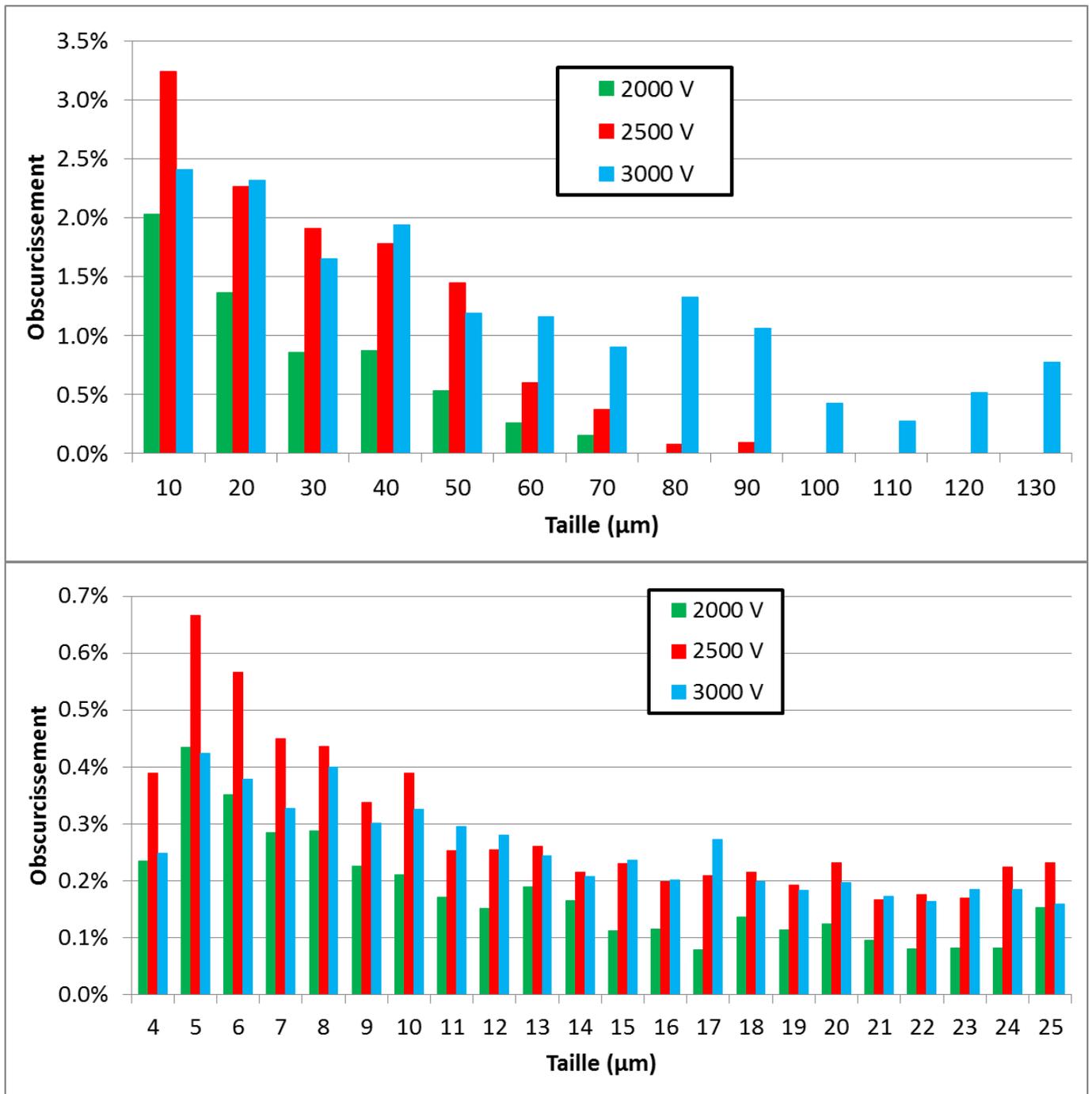


Figure 5.14 Haut : Obscurcissements obtenus en fonction de la taille des contaminants sur les échantillons de graphite polarisés à 2000, 2500 et 3000 V ; Bas : Zoom sur l'intervalle [4 – 25] μm des distributions en taille

Échantillon testé	O_{total} (%)	N_{total} (#/cm ²)	$O_{< 25 \mu m}$ (%)	$N_{< 25 \mu m}$ (#/cm ²)	$O_{[25 - 50] \mu m}$ (%)	$N_{[25 - 50] \mu m}$ (#/cm ²)	$O_{> 50 \mu m}$ (%)	$N_{> 50 \mu m}$ (#/cm ²)
2000 V	6.0	71520	3.7	69380	1.9	1980	0.4	160
2500 V	12	116040	6.3	111200	4.4	4440	1.3	400
3000 V	16	87610	5.4	82170	3.9	4060	6.7	1380

Tableau 5.1 : Tableau récapitulatif des $N_{gamme\ X}$ et $O_{gamme\ X}$ obtenus sur les échantillons de graphite polarisés à 2000, 2500 et 3000 V après 15 minutes d'irradiation VUV

Lors des essais sur les autres types d'échantillon, il a de nouveau été constaté que la contamination augmente avec les potentiels appliqués sur les blocs. De plus, dans tous les cas présentés dans le Tableau 5.2, la distribution en taille des contaminants montre une forte quantité pour les gammes de taille inférieures à 25 et [25 – 50] μm par rapport à la gamme $> 50 \mu m$.

Échantillon testé	O_{total} (%)	N_{total} (#/cm ²)	$O_{< 25 \mu m}$ (%)	$N_{< 25 \mu m}$ (#/cm ²)	$O_{[25 - 50] \mu m}$ (%)	$N_{[25 - 50] \mu m}$ (#/cm ²)	$O_{> 50 \mu m}$ (%)	$N_{> 50 \mu m}$ (#/cm ²)
Aluminium								
2500 V	0.1	1340	0.1	1340	0.0	0	0.0	0
3000 V	1.0	10940	0.6	10700	0.2	195	0.2	45
3500 V	7.0	74660	4.0	72600	2.0	1800	1.0	260
MLI								
3500 V	2.6	25880	1.6	24930	0.7	870	0.3	80
4000 V	4.5	63160	3.6	62350	0.8	800	0.1	10
4500 V	20	121520	10	112630	7.0	7920	3.0	970
Oxyde d'aluminium								
3500 V	5.3	81120	4.0	80070	0.8	900	0.5	150
4000 V	11.3	144610	8.8	142040	1.9	2370	0.6	200
Aluminium poli miroir								
3500 V	7.0	63390	4.4	61500	1.4	1650	1.2	240

Tableau 5.2 : Tableau récapitulatif des $N_{gamme\ X}$ et $O_{gamme\ X}$ obtenu lors des essais en configuration perpendiculaire

Il semble donc que les grains les plus petits de la tâche initiale soient ceux qui se déplacent et polluent les échantillons en plus grand nombre. Afin, d'approfondir ce point, une étude de l'influence de la taille des grains de la tâche initiale sur l'éjection des poussières sera menée dans un deuxième temps.

Il est également important de noter que les essais réalisés avec l'oxyde d'aluminium ont été difficiles à mener. En effet, il a été observé de nombreuses micro décharges électrostatiques sur les échantillons. De petites languettes ont été placées au-dessus de chaque échantillon afin d'éviter leur charge par photoémission mais n'ont pas réussi à pallier le problème. Par ailleurs, il a été constaté que de fortes quantités de poussières se déplaçaient d'un coup au moment où avait lieu la décharge. La contamination obtenue est sporadique et non continue, à l'inverse de tous les autres échantillons du fait de la génération transitoire d'un plasma de décharge sous vide. Les niveaux de contamination sont assez élevés et un soin particulier a été apporté pour vérifier que de telles décharges ne se produisaient pas sur les autres échantillons de façon à ne pas fausser nos interprétations sur l'origine de la contamination. Dans ce travail, nous nous centrons sur le transport électrostatique par charge UV et non par génération d'un plasma. On peut cependant retenir un enseignement important en ce qui concerne les futures missions lunaires. Les décharges électrostatiques, inopinées et déjà problématiques pour les équipements du point de vue du bruit électromagnétique qu'elles génèrent et du risque de dégradation des matériaux voire de production d'arcs électriques, sont potentiellement une source de soulèvement et de contamination par les poussières, si elles se produisent à proximité de la surface lunaire.

5.2.4. *Influence de la température*

Dans cette configuration, l'effet de la température sur le transport de poussières DNA-1 toutes tailles a été investigué sur des échantillons d'aluminium. Le protocole suivi est légèrement différent du précédent. Le premier échantillon de l'octogone sert d'étalon à température ambiante. Le seuil de contamination visible est recherché. Une fois cette valeur de polarisation atteinte, la contamination s'effectue pendant 15 minutes. Après avoir remis les potentiels à zéro, la température est augmentée jusqu'à un palier de 100 °C. Le deuxième échantillon est utilisé afin de déterminer le seuil de contamination. Lorsque cette valeur est atteinte, la contamination s'effectue de nouveau pendant 15 minutes. Enfin, l'alimentation de la résistance chauffante est coupée et le refroidissement a lieu naturellement pendant une nuit. Le même protocole de recherche de seuil de contamination est effectué le lendemain, une fois le retour à température ambiante réalisé.

Le seuil obtenu avant le chauffage, c'est-à-dire à température ambiante du caisson mesurée à 25 °C, est égal à 3000 V. À 100 °C, le seuil de contamination visible est égal à 6000 V, soit 3000 V de plus que celui observé avant le chauffage. La montée en température s'est effectuée pendant 80 minutes. Enfin, le seuil de contamination obtenu le lendemain, à 25 °C, est égal 4500 V. Cette valeur est supérieure à celle obtenue avant le chauffage. Il semble donc que les poussières soient plus difficiles à déplacer lorsqu'elles sont chauffées mais également après refroidissement.

5.2.5. *Influence des vibrations*

Enfin, une dernière étude effectuée dans cette configuration a pour but d'observer l'influence de vibrations mécaniques appliquées au support des poussières. Ces tests ont été réalisés sur les échantillons d'aluminium avec de la DNA-1 toutes tailles selon le même protocole qu'au paragraphe 5.2.2 à ceci près que l'on utilise également l'actionneur piézoélectrique décrit au paragraphe 5.1.3. La Figure 5.15 montre la comparaison entre les contaminations obtenues sur un échantillon exposé aux poussières en l'absence et en présence des vibrations. Les blocs sont dans les deux cas polarisés à 3500 V. L'impact des vibrations sur la

contamination obtenue sur les échantillons est clairement observé. Le seuil de contamination visuelle obtenu en présence des vibrations est égal à 1500 V. Il est donc inférieur à celui déterminé sans l'agitation du support des poussières, égal à 2500 V.

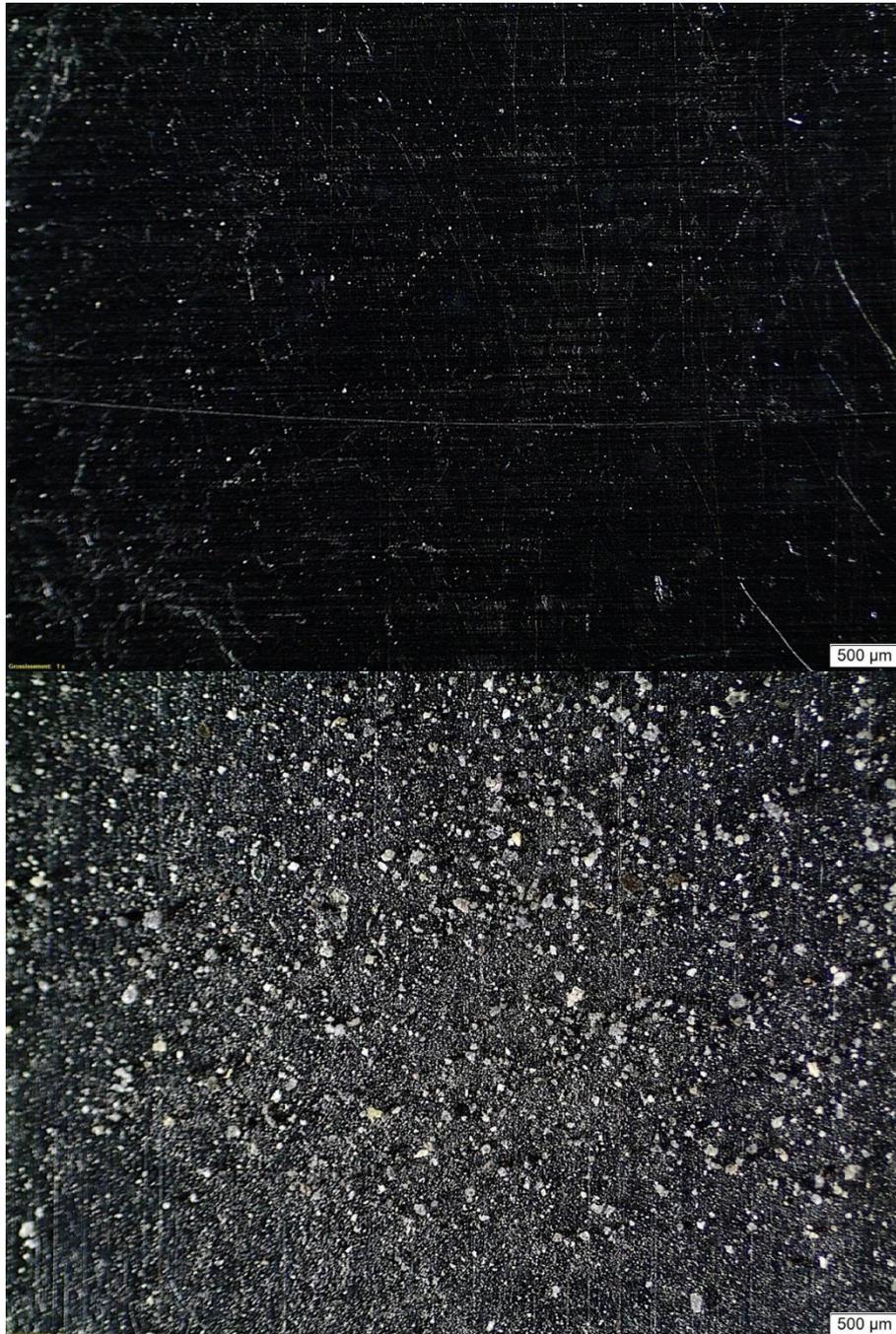


Figure 5.15 : Échantillon d'aluminium pollué par de la DNA-1 toutes tailles pour une tension de 3500 V et un actionneur électrique inactif (haut) et actif (bas)

Le dépôt de poussière est de 390 μg lorsque le système piézoélectrique est utilisé contre 40 μg sans. L'utilisation de l'actionneur piézoélectrique donne une valeur de O_{total} égale à 23.2 % contre 3.7 % obtenus sans les vibrations. De plus, l'ajout des vibrations du support permet de soulever plus facilement les grains supérieurs à 50 μm . La valeur de $O_{> 50 \mu\text{m}}$ augmente ainsi de 1.1 à 15.6 % avec l'ajout des vibrations, comme le montre le Tableau 5.3. L'écart entre ces deux échantillons est donc significatif. La Figure 5.16 présente la distribution en taille des contaminants obtenue sur les échantillons présentés en Figure 5.15. Elles permettent de confirmer les observations précédentes.

Configuration	O_{total} (%)	N_{total} (#/cm ²)	$O_{< 25 \mu\text{m}}$ (%)	$N_{< 25 \mu\text{m}}$ (#/cm ²)	$O_{[25 - 50] \mu\text{m}}$ (%)	$N_{[25 - 50] \mu\text{m}}$ (#/cm ²)	$O_{> 50 \mu\text{m}}$ (%)	$N_{> 50 \mu\text{m}}$ (#/cm ²)
3500 V sans vibrations	3.7	30545	1.1	29570	1.5	900	1.1	75
3500 V avec vibrations	23.2	66940	1.9	57530	5.7	7700	15.6	1710

Tableau 5.3 : Tableau récapitulatif des $N_{gamme X}$ et $O_{gamme X}$ obtenu lors des essais avec et sans vibrations sur des échantillons d'aluminium

La Figure 5.17 présente les obscurcissements obtenus pour chaque taille de grains. La présence des vibrations permet d'augmenter la contamination totale obtenue mais également de transporter des grains très supérieurs à 110 μm , taille maximum mobilisée sans l'effet de l'actionneur piézoélectrique. Cependant, ce sont toujours les grains appartenant à la gamme $< 25 \mu\text{m}$ qui se déplacent en plus grande quantité.

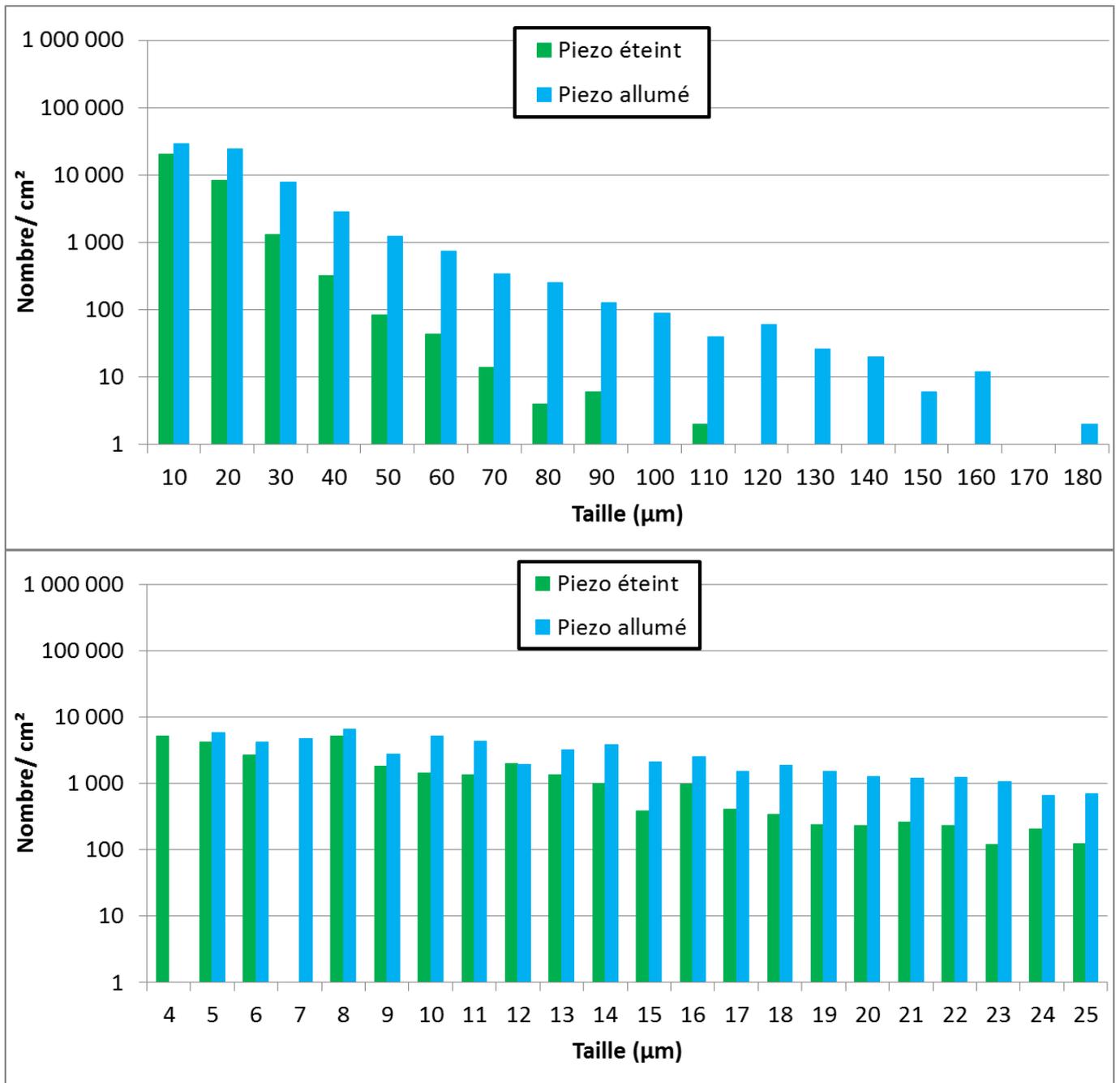


Figure 5.16 Haut : Distributions en taille des contaminations obtenues avec et sans vibrations pour $V. = -V_+ = -3500 V$; Bas : Zoom sur la gamme [4 – 25] μm des distributions en taille

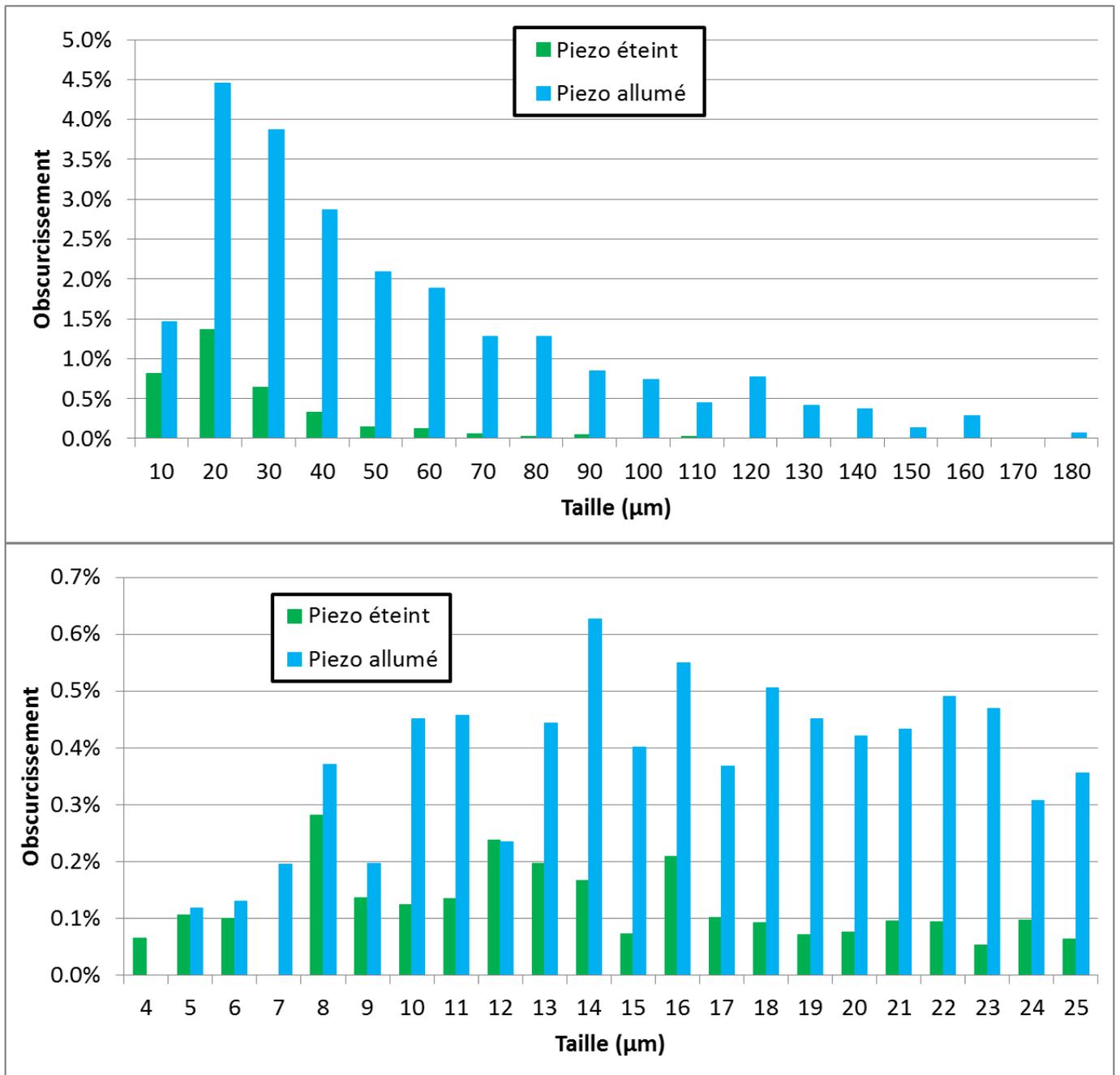


Figure 5.17 Haut : Obscurcissements obtenus pour chaque taille de contaminants, avec et sans vibrations ; Bas : Zoom sur la gamme [4 – 25] μm des distributions en taille

5.3. Optimisation expérimentale par simulation numérique

Afin de valider l'interprétation du protocole expérimental selon lequel les poussières se chargent positivement et leurs trajectoires sont orientées vers l'octogone polarisé négativement, une simulation de la configuration expérimentale perpendiculaire a été réalisée avec le logiciel SPIS-Dust, en parallèle de la campagne expérimentale présentée précédemment. La géométrie simulée est identique à celle de la configuration expérimentale, en termes de dimensions et de distances. Les matériaux simulés sont également les mêmes que ceux utilisés lors des essais. Les poussières lunaires ont une distribution en taille correspondant à celle de la Figure 3.2, supposée approcher la distribution de la DNA-1 toutes tailles. Le flux de photoémission correspond à celui mesuré lors des essais expérimentaux par le patch de cuivre. Dans la simulation présentée ici, les blocs sont polarisés à $V_- = -V_+ = -3000$ V. La Figure 5.18 représente la trajectoire de particules décollées de la surface de la couche. Du fait de la résolution temporelle de sortie des points de la trajectoire, on observe plutôt ici les positions initiales et finales. Elle présente également la contamination obtenue sur l'octogone. Il est ainsi vérifié que la contamination se produit essentiellement sur la face prévue. À la différence des expérimentations toutefois, le calcul numérique aboutit à une contamination maximale sur la partie supérieure de l'échantillon. Une autre observation directe de cette simulation est que quelques particules peuvent contaminer la face voisine de droite. En effet, ces poussières chargées positivement par photoémission sont à la fois attirées par l'octogone négatif mais également repoussées par le bloc de graphite positif. Ainsi, elles peuvent voir leur trajectoire être légèrement défléchie vers la face voisine de droite.

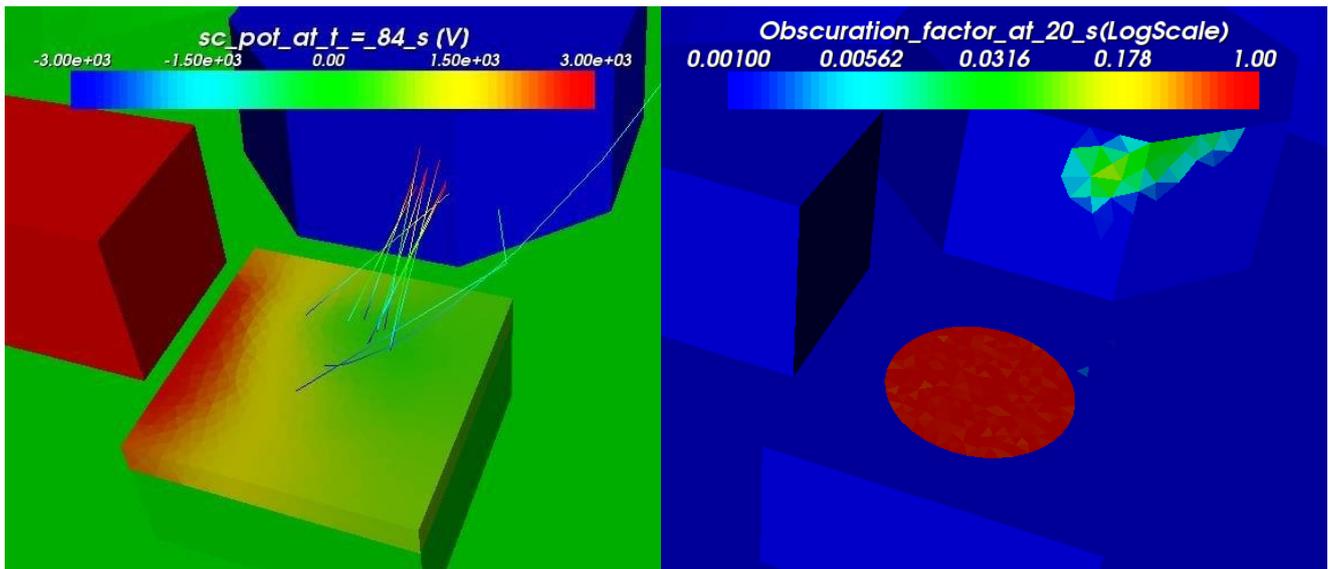


Figure 5.18 Gauche : Potentiel de surface et trajectoires suivies par les poussières lors d'une simulation de la configuration perpendiculaire pour des tensions appliquées de 3000 V ; Droite : Contamination obtenue lors de cette même simulation (en échelle logarithmique)

D'une part, cette constatation qui corroborait quelques observations expérimentales a permis de valider le protocole expérimental décrit au paragraphe 5.2.2 et qui prévoit de ne pas poser deux échantillons sur des faces voisines de l'octogone. D'autre part, elle a mené à la proposition d'une seconde configuration expérimentale. Les blocs ne sont plus placés côte à côte (c'est-à-dire à 90°) mais de part et d'autre du support des poussières, comme schématisé sur la Figure 5.19. L'utilisation de cette configuration parallèle présente l'avantage de produire la symétrie des potentiels appliqués selon le plan (O,X,Z). Le champ électrique est supposé s'établir principalement dans ce même plan, ce qui aura tendance à limiter le transport transverse des particules vers les faces à $\pm 45^\circ$.

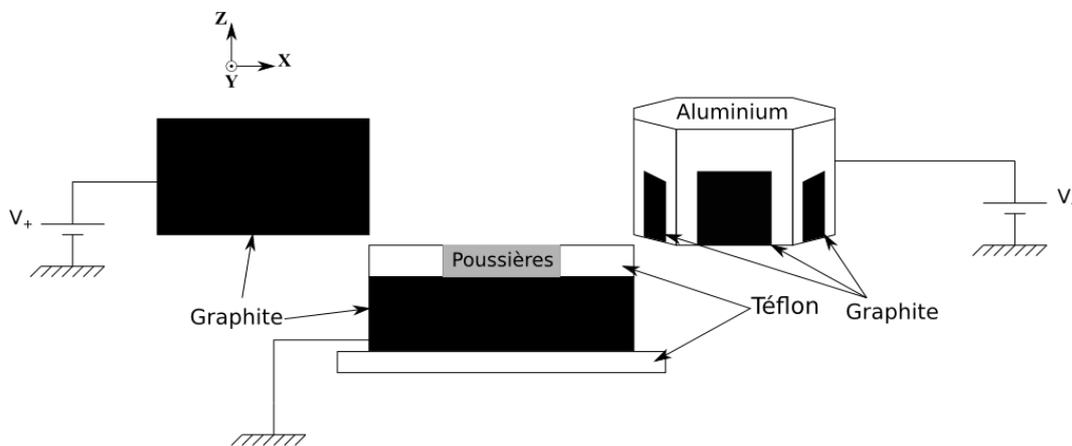
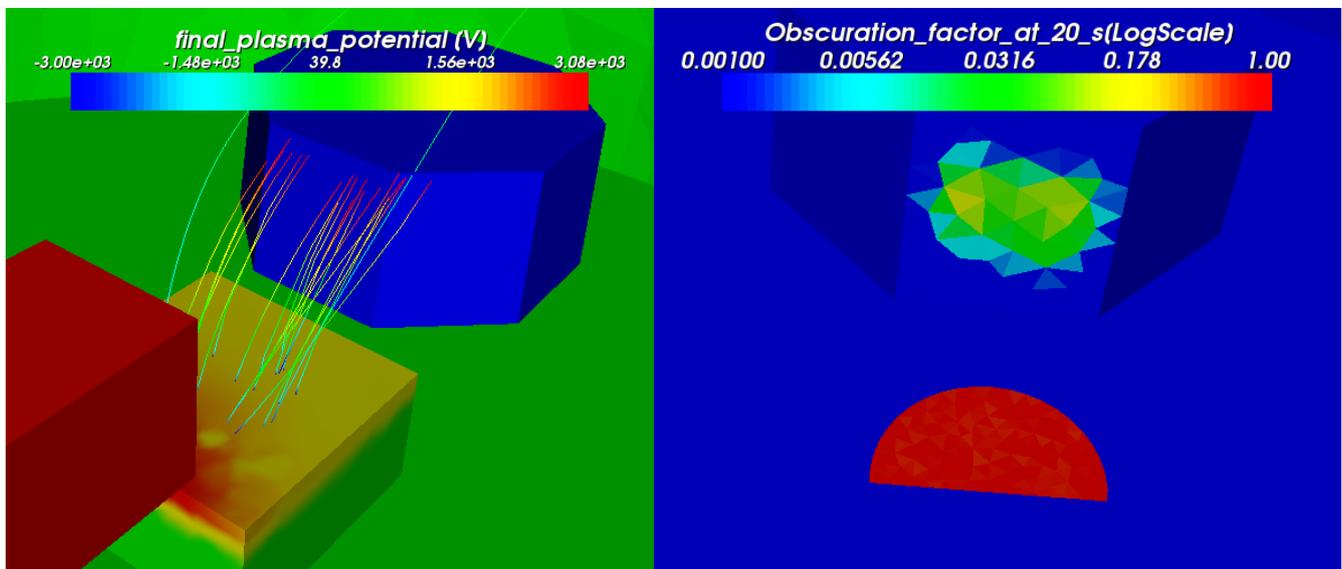


Figure 5.19 : Schéma représentant la configuration parallèle

La Figure 5.20 confirme le scénario et indique que cette configuration a un impact sur la quantité de poussières déplacées. La simulation de la configuration parallèle donne un obscurcissement O_{total} de 15 % au bout de 20 s contre 3 % obtenus lors des simulations de la configuration perpendiculaire. La composante verticale du champ électrique numérique au centre de la tâche de poussières est de 3.8×10^4 V/m en configuration parallèle contre 2.7×10^4 V/m en configuration perpendiculaire, ce qui tend à favoriser le départ des poussières. Ces simulations seront étudiées plus en détail et comparées aux expérimentations rapportées dans le présent chapitre au cours du chapitre 6.



5.4. Étude détaillée du transport des poussières

Forte de l'expérience acquise et rapportée en section 5.2, et des optimisations géométriques proposées en section 5.3, une nouvelle série d'essais expérimentaux a été effectuée dans le but de se rapprocher des conditions d'environnement lunaire et d'extraire des informations qualitatives et quantitatives sur le soulèvement et le transport de poussières. Les résultats obtenus à l'issue de cette campagne et présentés dans ce paragraphe ont été obtenus après la publication de [Champlain et al. 2016] et viennent compléter ce papier.

5.4.1. Configuration expérimentale

Ces essais se voulant plus proches de la situation lunaire, le flux de photoémission a été réduit d'un facteur 10. Les deux lampes UV ont été utilisées. Les flux mesurés avec la lampe Heraeus, dont le courant d'alimentation est cette fois-ci réglé à 0.8 A, sont compris entre 26 et 33 nA/cm², soit 4 à 5 fois plus faible que le flux de 140 nA/cm² utilisé en configuration perpendiculaire. Ceux obtenus avec la lampe Hamamatsu sont compris entre 11 et 18 nA/cm² soit 8 à 12 fois plus faibles que lors des essais précédents.

Ces flux restent un ordre de grandeur supérieur à ceux obtenus à 1 UA du Soleil. L'objectif principal de ce travail n'étant cependant pas, à proprement parler, d'être tout à fait représentatif de la surface lunaire mais, comme exprimé précédemment au sujet de la configuration de la tâche de poussières par exemple (cf. discussion de la section 5.1.1 autour de la Figure 5.4), de maîtriser une configuration expérimentale permettant de mener des recherches reproductibles et comparables ensuite aux modèles analytiques et aux outils numériques, il a été jugé qu'il s'agissait là d'un compromis acceptable.

Lors de ces essais, seule la face de référence de l'octogone n'est pas recouverte d'un échantillon. Les sept autres portent chacune un échantillon d'aluminium.

Les poussières utilisées lors de cette campagne expérimentale sont de différents types. Les tests ont été effectués avec le simulant DNA-1 mais également avec la DNA-1 mélangée à de la MDS1, la JSC-1 et les billes de verre calibrées, cf. section 3.2. L'estimation des forces s'appliquant sur les billes calibrées est supposée plus aisée que pour les grains de simulants dont la forme est très irrégulière. En ce qui concerne la DNA-1, les différentes gammes de taille ont été utilisées : < 25 µm, [25 – 50] µm, [50 – 100] µm et grains supérieurs à 100 µm.

5.4.2. *Protocole expérimental*

Le protocole utilisé lors de cette seconde campagne est légèrement différent du précédent. En effet, il a été constaté que la contamination des échantillons est principalement due à des grains inférieurs à 25 μm . Ces derniers n'étant pas visible à la caméra, le protocole de recherche de seuil est devenu plus systématique. Dans un premier temps, l'octogone est tourné pour que le premier échantillon visé soit en face des poussières. Ensuite, les blocs sont polarisés à 1000 V en valeur absolue, le support des poussières restant toujours à la masse. La lampe UV est ensuite allumée afin d'irradier les poussières pendant 15 minutes, qu'une contamination visible à la caméra soit obtenue ou non. Une fois ce temps écoulé, la lampe est éteinte, les potentiels sont mis à zéro volt et l'octogone revient à sa position initiale. Une mise à zéro des potentiels de surface des poussières et de l'isolant est obtenue à l'aide des UV puis l'octogone est tourné sur le deuxième échantillon visé. Ce dernier est polarisé à une valeur supérieure de 1000 V à la précédente et la suite du protocole est appliquée jusqu'à l'obtention du seuil de contamination visible sur l'un des échantillons. Une fois ce seuil atteint, un échantillon est pollué avec une polarisation supérieure à celle du seuil. Les échantillons restant, s'il y en a, sont alors polarisés à des tensions entre 500 et 250 V plus faible afin d'affiner la mesure de ce dernier. Ainsi, l'observation des échantillons à l'aide de la loupe binoculaire permet d'obtenir la valeur du seuil de transport de grains trop petits pour être visible à la caméra. Les valeurs de seuil communiquées par la suite sont donc celles obtenues après observation des échantillons à la loupe binoculaire.

5.4.3. Observation du transport des poussières

Dans un premier temps, le transport par effet électrostatique a été testé avec une tâche constituée de DNA-1 toutes tailles. Les échantillons d'aluminium ont commencé à être contaminés de façon visible à partir d'une polarisation de 3000 V appliquée sur les blocs. Cette valeur est supérieure de 500 V à celle obtenue en configuration perpendiculaire. Par ailleurs, comme illustré dans le prochain paragraphe, le niveau de contamination est significativement plus faible que lors des essais du paragraphe 5.2.3. Cette diminution est probablement due à la réduction du flux de photons. En revanche, que la valeur du flux soit égale à 33 ou 15 nA/cm², en fonction de la lampe utilisée, la valeur du seuil visible reste inchangée. De plus, aucune pollution des échantillons polarisés à 1000 et 2000 V n'est observée à l'aide de la loupe binoculaire. Dans ce cas, il semble que le seuil visible à la caméra soit le seuil réel de transport des poussières.

Des essais largement au-delà du seuil obtenu ont également été réalisés à 7000 V pendant 5 minutes, afin d'obtenir une contamination exploitable lors du traitement informatique. La photo de l'échantillon contaminé prise à la loupe binoculaire est comparée à celle d'un échantillon contaminé à 4000 V pendant 15 minutes dans la Figure 5.21. La répartition en taille de la contamination obtenue suite à l'irradiation UV est représentée en Figure 5.22 pour 3000, 4000 (15 minutes) et 7000 V (5 minutes). L'obscurcissement total obtenu lors de l'essai à 3000 V est de 0.5 %. Cette valeur est inférieure aux 7 % obtenus en configuration perpendiculaire pour une polarisation des blocs égale à 3500 V. Ceci montre que le flux de photoémission joue un rôle important sur le transport des poussières. L'histogramme des tailles des contaminants de la Figure 5.23 met en évidence une statistique d'au minimum un voire deux ordres de grandeur inférieurs à celle de la Figure 5.14. On constate toutefois que les contaminants appartenant à la gamme de taille $< 25 \mu\text{m}$ constituent de nouveau une majeure partie de la pollution totale obtenue sur l'échantillon. Ces contaminants génèrent en effet un $O_{< 25 \mu\text{m}}$ de 1.1 % contre 0.2 % pour $O_{> 50 \mu\text{m}}$. Il semble de nouveau que le transport dû à des effets électrostatiques mobilise en plus grande quantité les grains de la tâche initiale inférieurs à 25 μm

que ceux au-delà des 30 μm . Le Tableau 5.4 récapitule les valeurs des obscurcissements obtenus lors de cet essai.

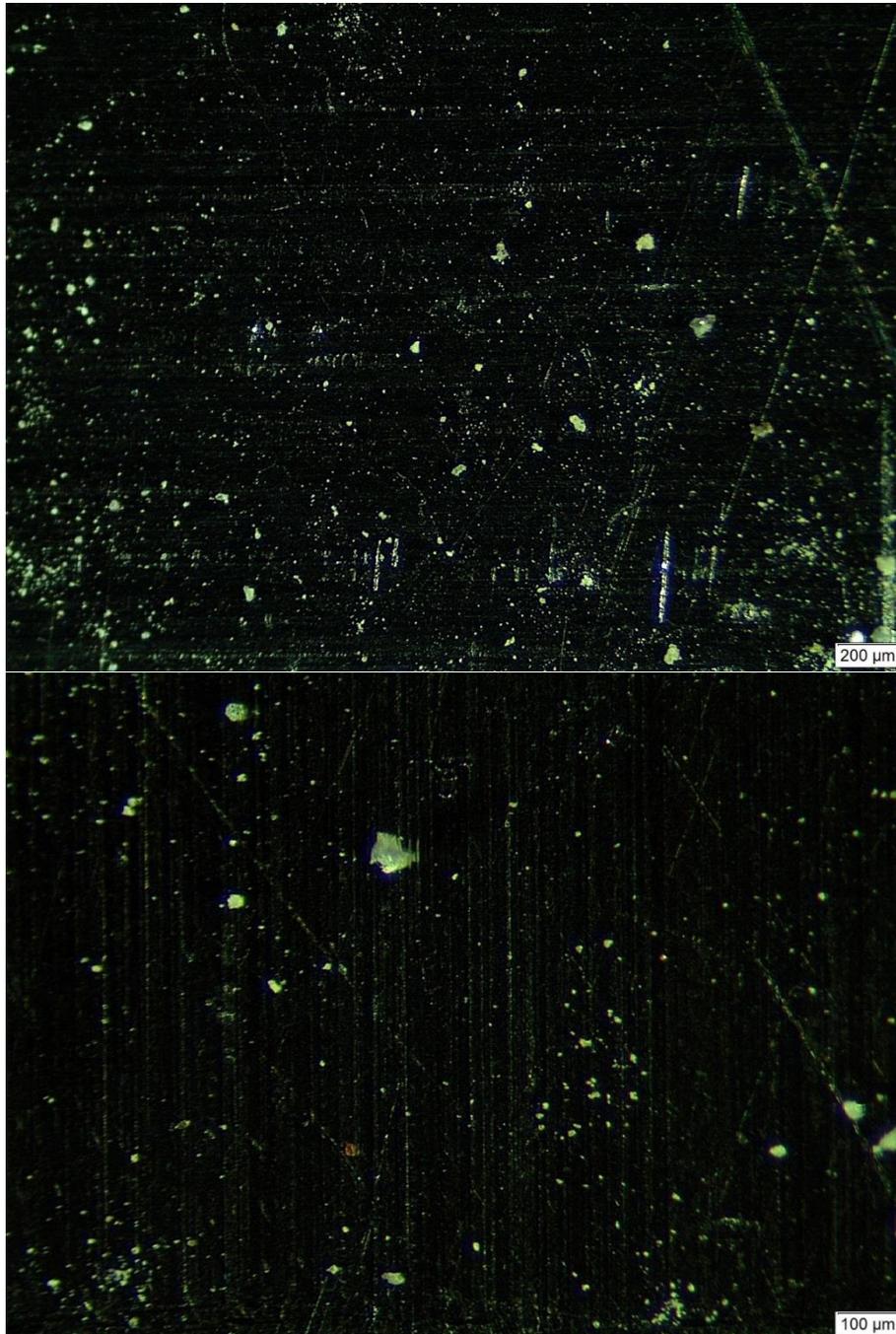


Figure 5.21 : Photographie d'un échantillon d'aluminium pollué par de la DNA-1 toutes tailles pour une polarisation de 4000 V pendant 15 minutes (haut) et 7000 V pendant 5 minutes (bas)

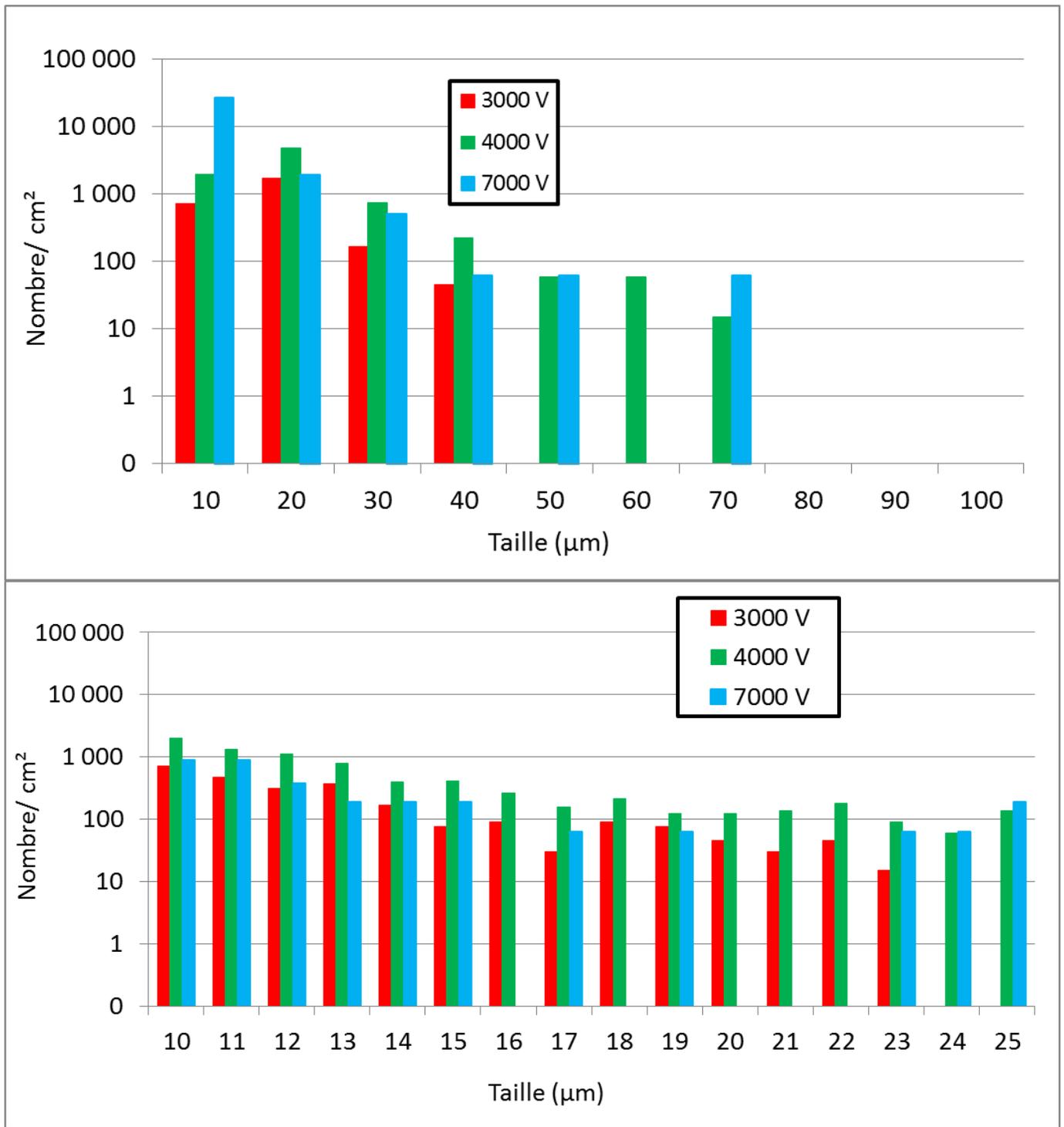


Figure 5.22 Haut : Répartition en taille de la contamination obtenue pour la DNA-1 toutes tailles à 7000 V ; Bas : Zoom sur l'intervalle [10 – 25] µm de la distribution en taille

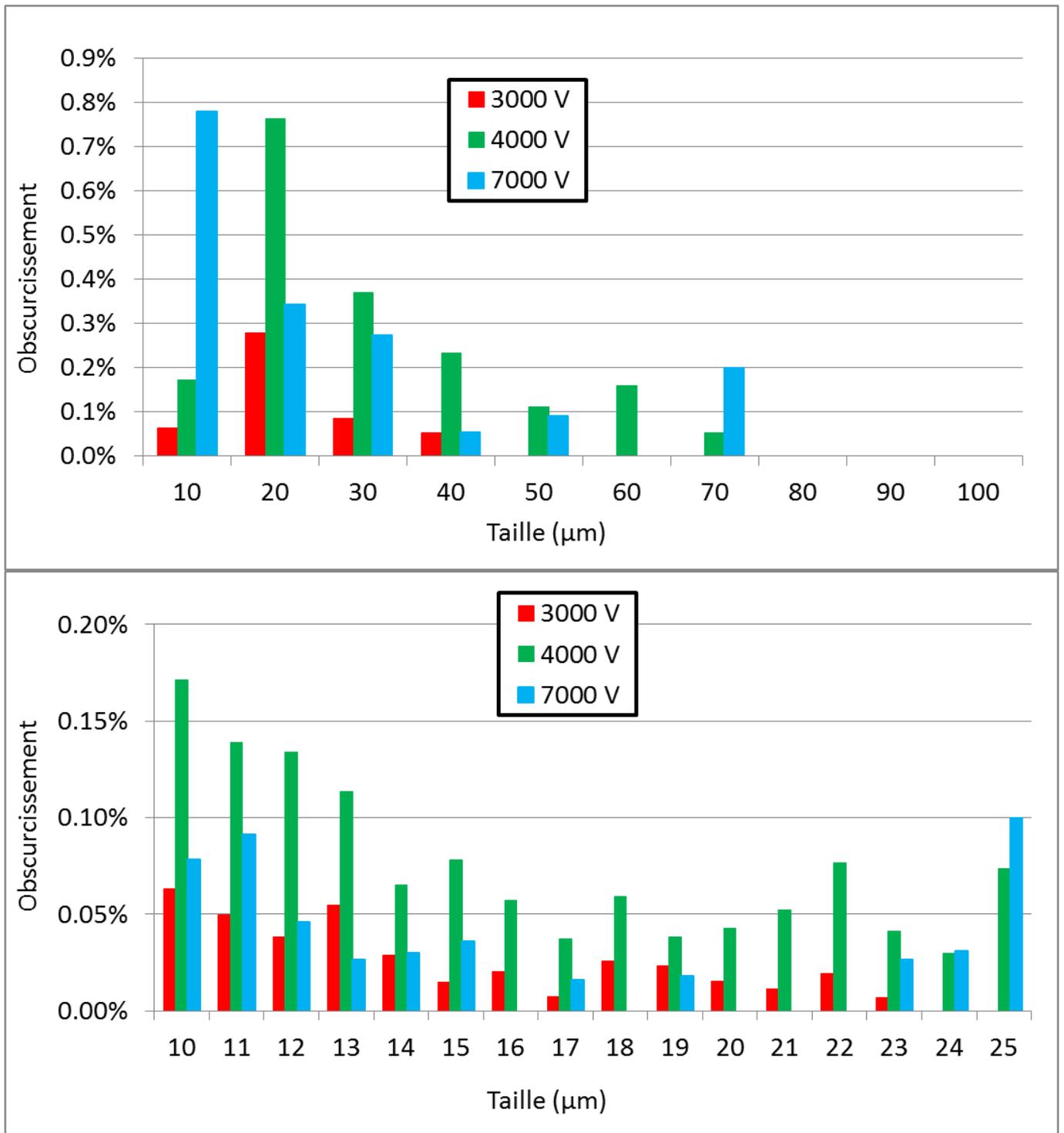


Figure 5.23 Haut : Obscurcissements en fonction de la taille des contaminants pour une tâche initiale de DNA-1 toutes tailles et $V_e = -V_+ = -7000$ V ; Bas : Zoom sur la gamme [10 – 25] µm de la distribution en taille

DNA-1 toutes tailles	O_{total} (%)	N_{total} (#/cm ²)	$O_{< 25 \mu m}$ (%)	$N_{< 25 \mu m}$ (#/cm ²)	$O_{[25 - 50] \mu m}$ (%)	$N_{[25 - 50] \mu m}$ (#/cm ²)	$O_{> 50 \mu m}$ (%)	$N_{> 50 \mu m}$ (#/cm ²)
3000 V	0.5	2650	0.4	2530	0.1	120	0.0	0
4000 V	1.9	7960	1.1	7315	0.5	570	0.3	75
7000 V	1.7	29850	1.1	29280	0.4	500	0.2	70

Tableau 5.4 : Tableau récapitulatif des $N_{gamme X}$ et $O_{gamme X}$ obtenu lors des essais avec la DNA-1 toutes tailles

5.4.4. Influence de la taille des grains

Lors des essais suivants, il est constaté que les autres gammes de tailles utilisées pour constituer la couche de poussières initiale ont des seuils de transport supérieurs à celui obtenu lors de l'essai avec une tâche composée de DNA-1 toutes tailles. Les seuils de contamination sont obtenus pour des polarisations égales à 5500, 4000, 5000 et 6000 V pour les gammes initiales > 100 , $[50 - 100]$, $[25 - 50]$ et $< 25 \mu m$ respectivement. Le seuil de mobilisation le plus élevé est obtenu lorsque que la tâche initiale est composée de grains appartenant à la gamme $< 25 \mu m$.

Des tests à 7000 V appliqués sur les blocs ont été réalisés afin de comparer les distributions en taille obtenues dans chaque cas. Ces dernières sont représentées en Figure 5.24. Les obscurcissements totaux obtenus sont égaux à 2.4, 2.4 et 14.2 % pour les gammes initiales < 25 , $[25 - 50]$ et $[50 - 100] \mu m$, comme le récapitule le Tableau 5.5. On constate donc que pour un même temps d'exposition, la contamination obtenue est plus importante que pour la DNA-1 toutes tailles et ce malgré des seuils de déplacement supérieurs. Les essais réalisés avec une gamme initiale $> 100 \mu m$ n'ont pas donné de contamination suffisante permettant une exploitation correcte de photos prises à la loupe binoculaire. Il est mis en évidence ici que, comme dans le cas d'une gamme initiale de poussières de toutes tailles, les grains de taille inférieure à $25 \mu m$ représentent une part importante de la contamination obtenue à partir de couches initiales de poussières constituées des gammes $[25 - 50]$ et $[50 - 100]$ respectivement, comme le montre la Figure 5.25. Comme expliqué en section 3.2, la présence de grains de la gamme $< 25 \mu m$ a été constatée dans ces gammes initiales, et ce malgré le tamisage effectué. Cependant, les valeurs de $O_{< 25 \mu m}$ obtenues dans ces

deux cas sont égales à 1.2 et 6.2 % respectivement et représentent donc un peu moins de la moitié du O_{total} obtenu dans chaque cas. Cette tendance avait également été constatée dans la configuration perpendiculaire, comme expliqué dans le paragraphe 5.2.3.

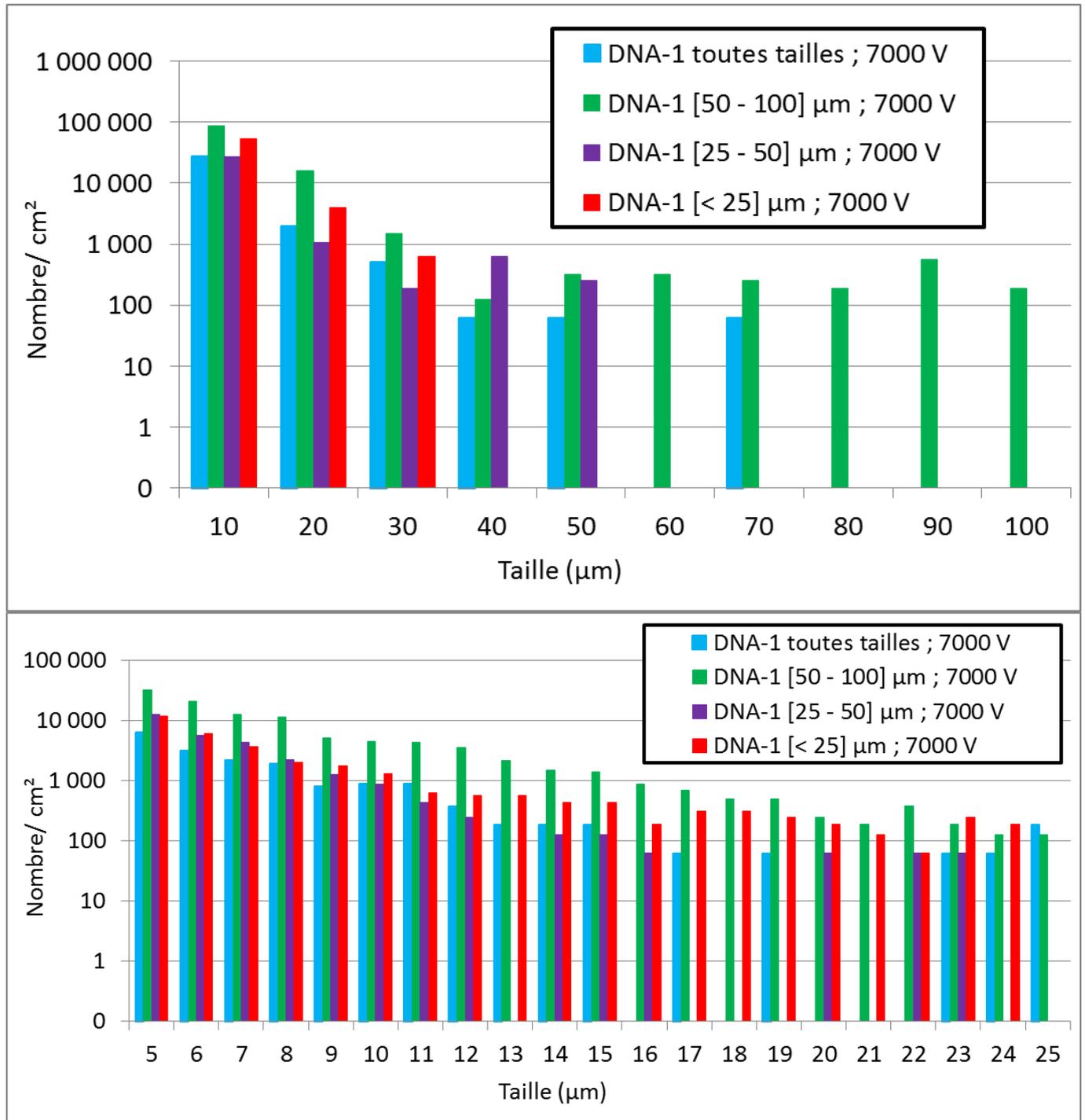


Figure 5.24 Haut : Répartition en taille des contaminants obtenus à 7000 V pour chaque gamme de taille initiale ; Bas : Zoom sur l'intervalle [5 – 25] μm des distributions en taille

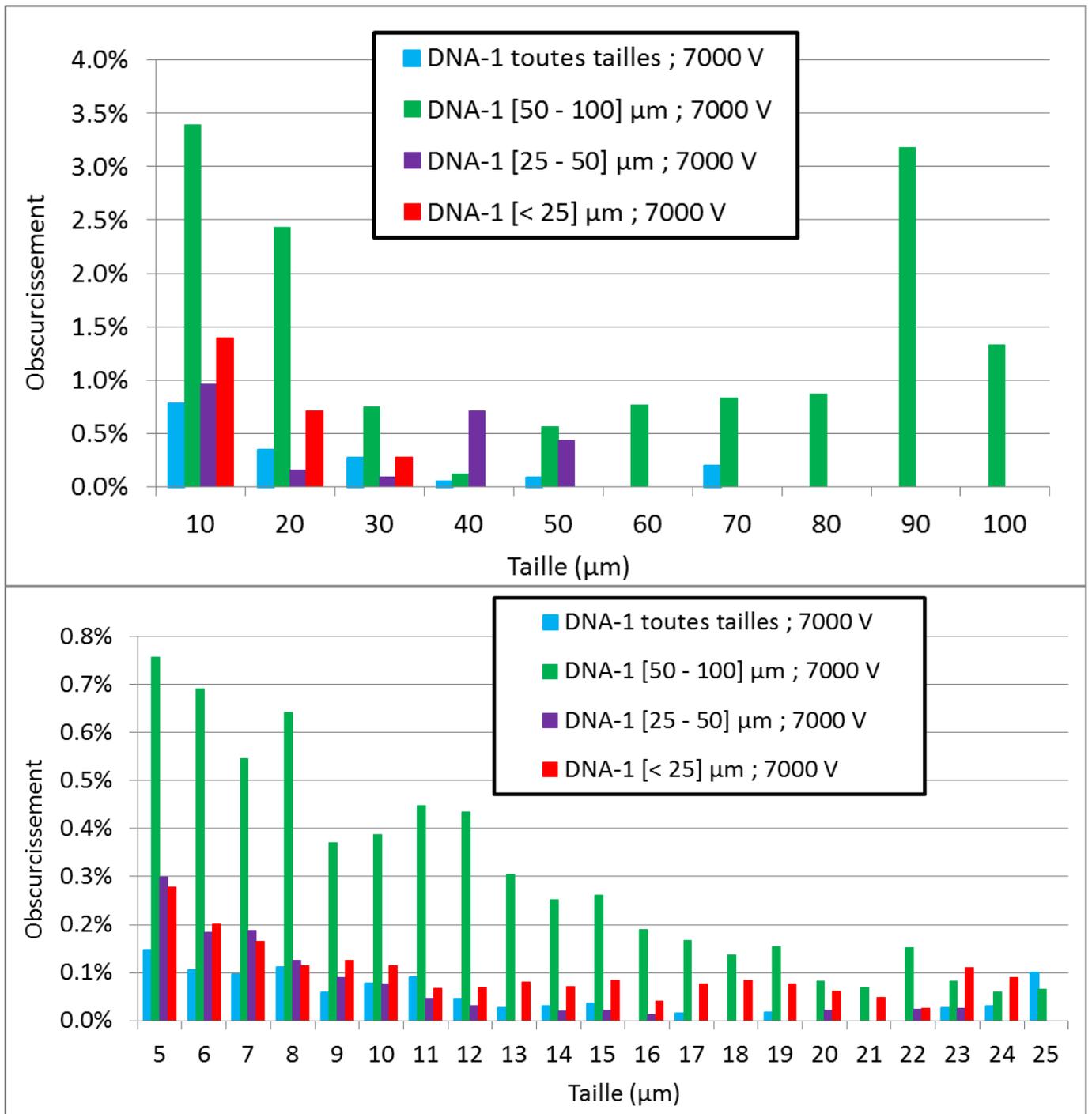


Figure 5.25 Haut : Obscurcissement des contaminants obtenus à 7000 V pour chaque gamme de taille initiale ; Bas : Zoom sur l'intervalle [5 – 25] µm des distributions en taille

Gamme de taille testée à 7000 V	O_{total} (%)	N_{total} (#/cm ²)	$O_{< 25 \mu m}$ (%)	$N_{< 25 \mu m}$ (#/cm ²)	$O_{[25 - 50] \mu m}$ (%)	$N_{[25 - 50] \mu m}$ (#/cm ²)	$O_{> 50 \mu m}$ (%)	$N_{> 50 \mu m}$ (#/cm ²)
DNA-1 toutes tailles	1.7	29850	1.1	29280	0.4	500	0.2	70
DNA-1 [50 – 100] μm	14.2	106230	6.2	103650	0.9	1070	7.1	1510
DNA-1 [25 – 50] μm	2.4	29340	1.2	28400	1.2	940	0.0	0
DNA-1 < 25 μm	2.4	57770	2.4	57770	0.0	0	0.0	0

Tableau 5.5 : Tableau récapitulatif des $N_{gamme\ x}$ et $O_{gamme\ x}$ obtenu lors des essais pour $V_- = -V_+ = -7000\ V$

5.4.5. Influence de la composition des simulants

Des tests ont été réalisés avec d'autres types de simulants : la JSC-1, la DNA-1 mélangée à de la MDS1 et des billes de verre dont la taille appartient à la gamme [10 – 50] μm, présentés en section 3.2. Les densités de courant de photoémission mesurées par le patch de cuivre sont comprises entre 25 et 36 nA/cm² pour la lampe Heraeus. La lampe Hamamatsu ne fut utilisée que pour les essais avec les billes de verre, avec une densité mesurée de 14 nA/cm².

Comme pour les essais présentés dans le paragraphe 5.4.4, les potentiels nécessaires à la contamination des échantillons sont supérieurs à celui obtenu pour la DNA-1 toutes tailles. La JSC-1 présente à peu près le même comportement que la DNA-1 avec un seuil obtenu à 4000 V. En revanche, les billes de verre sont plus difficiles à mobiliser, avec un seuil obtenu à 5000 V. Enfin, la DNA-1 mélangée à de la MDS1 possède la même valeur de seuil de transport que la DNA-1 classique, soit 3000 V.

Les différentes valeurs d'obscurcissement obtenues lors de ces essais sont récapitulées dans le Tableau 5.6, les distributions en taille ainsi que les obscurcissements sont présentés de la Figure 5.26 à la Figure 5.31.

Simulant testé	O_{total} (%)	N_{total} (#/cm ²)	$O_{< 25 \mu m}$ (%)	$N_{< 25 \mu m}$ (#/cm ²)	$O_{[25 - 50] \mu m}$ (%)	$N_{[25 - 50] \mu m}$ (#/cm ²)	$O_{> 50 \mu m}$ (%)	$N_{> 50 \mu m}$ (#/cm ²)
JSC-1 toutes tailles								
4000 V	0.6	1630	0.2	1520	0.1	90	0.3	20
5000 V	1.1	3900	0.6	3520	0.3	320	0.2	60
Billes de verre								
5000 V	0.3	2140	0.3	2100	0.0	40	0.0	0
6000 V	0.4	1620	0.2	1480	0.1	120	0.1	20
7000 V	1.4	4220	0.5	3510	0.6	620	0.3	90
DNA-1 ménagée à la nano-ferrite								
3000 V	0.2	850	0.2	840	0.0	10	0.0	0
3500 V	0.4	1980	0.3	1940	0.1	40	0.0	0
3750 V	2.7	13430	2.0	12900	0.4	450	0.3	80

Tableau 5.6 : Tableau récapitulatif des $N_{gamme X}$ et $O_{gamme X}$ obtenu lors des essais avec différents simulants

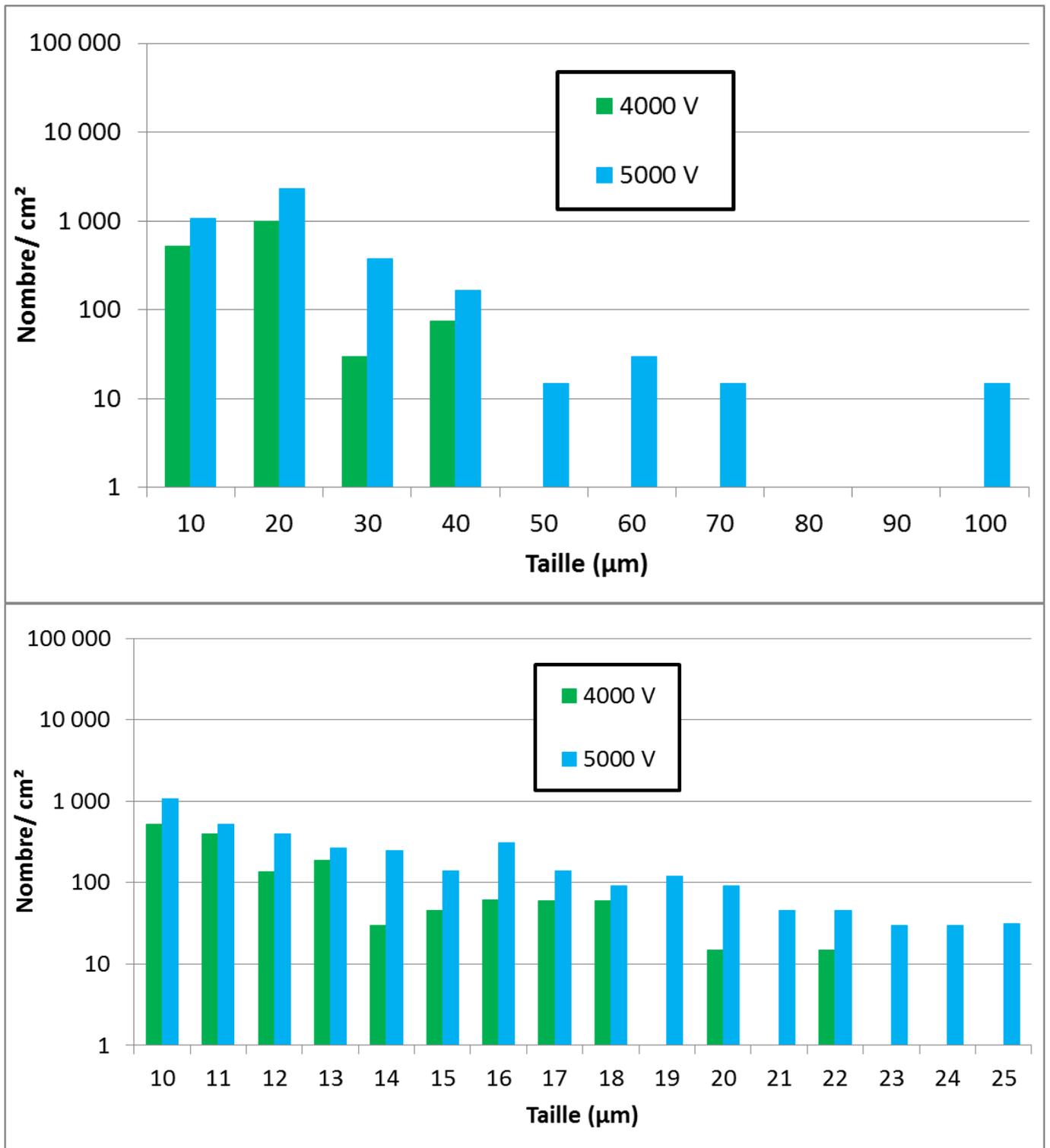


Figure 5.26 Haut : Répartitions en taille des contaminants obtenues avec la JSC-1 à 4000 et 5000 V ; Bas : Zoom sur l'intervalle [10 – 25] μm des distributions en taille

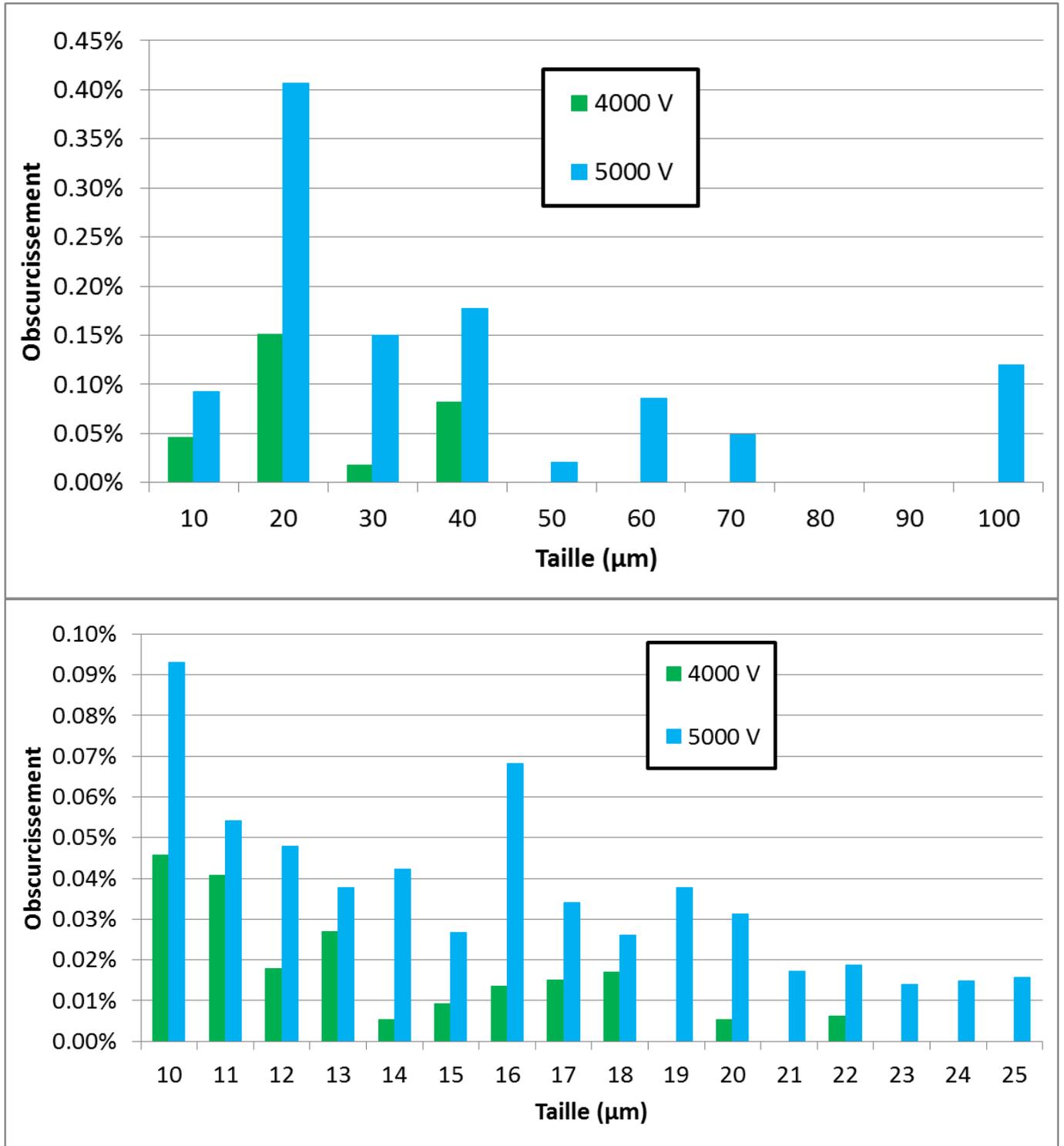


Figure 5.27 Haut : Obscurissements des contaminants obtenus avec la JSC-1 à 4000 et 5000 V ; Bas : Zoom sur l'intervalle [10 – 25] μm des distributions en taille

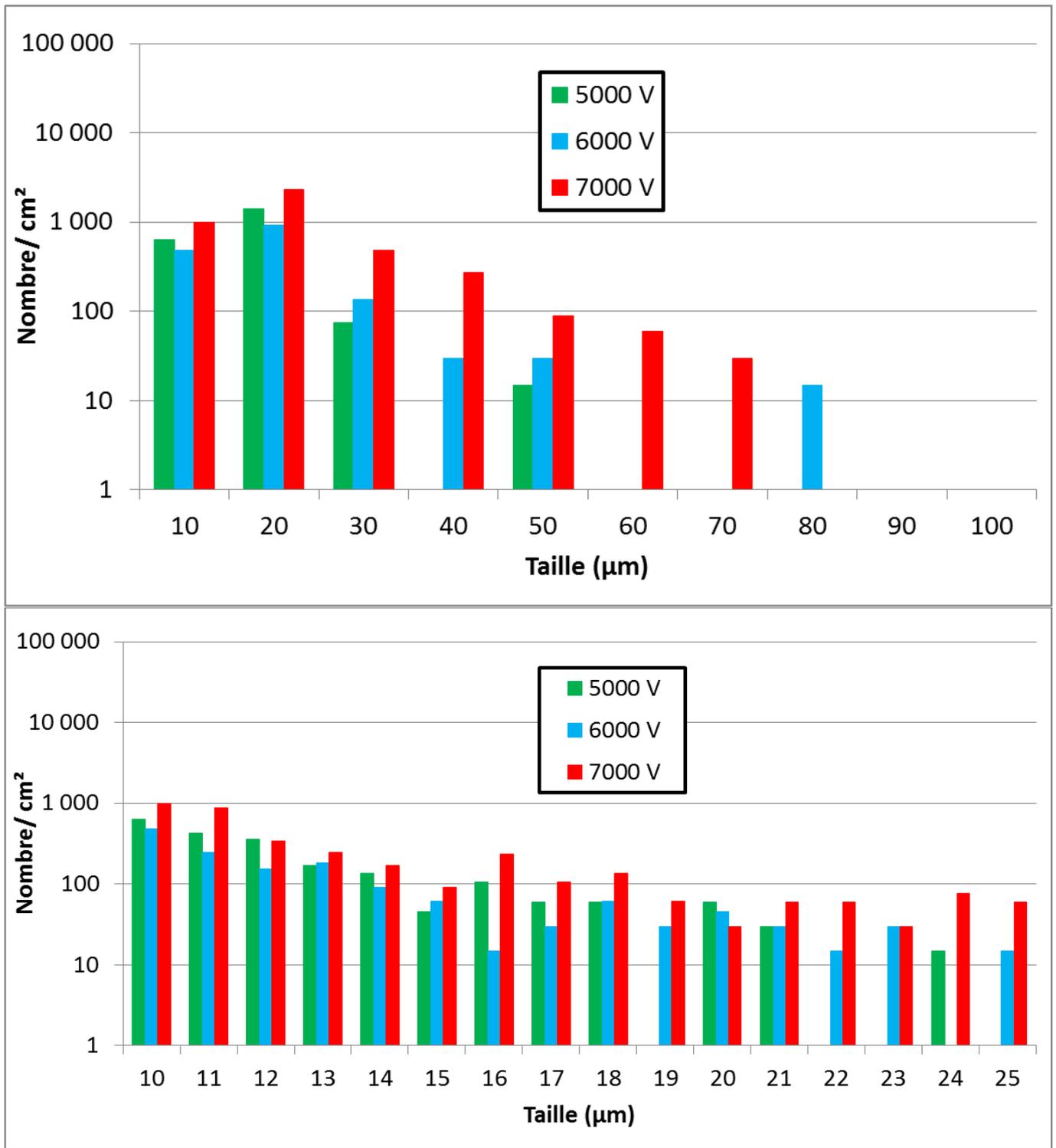


Figure 5.28 Haut : Répartitions en taille des contaminants obtenues avec les billes de verre à 5000, 6000 et 7000 V ; Bas : Zoom sur l'intervalle [10 – 25] μm des distributions en taille

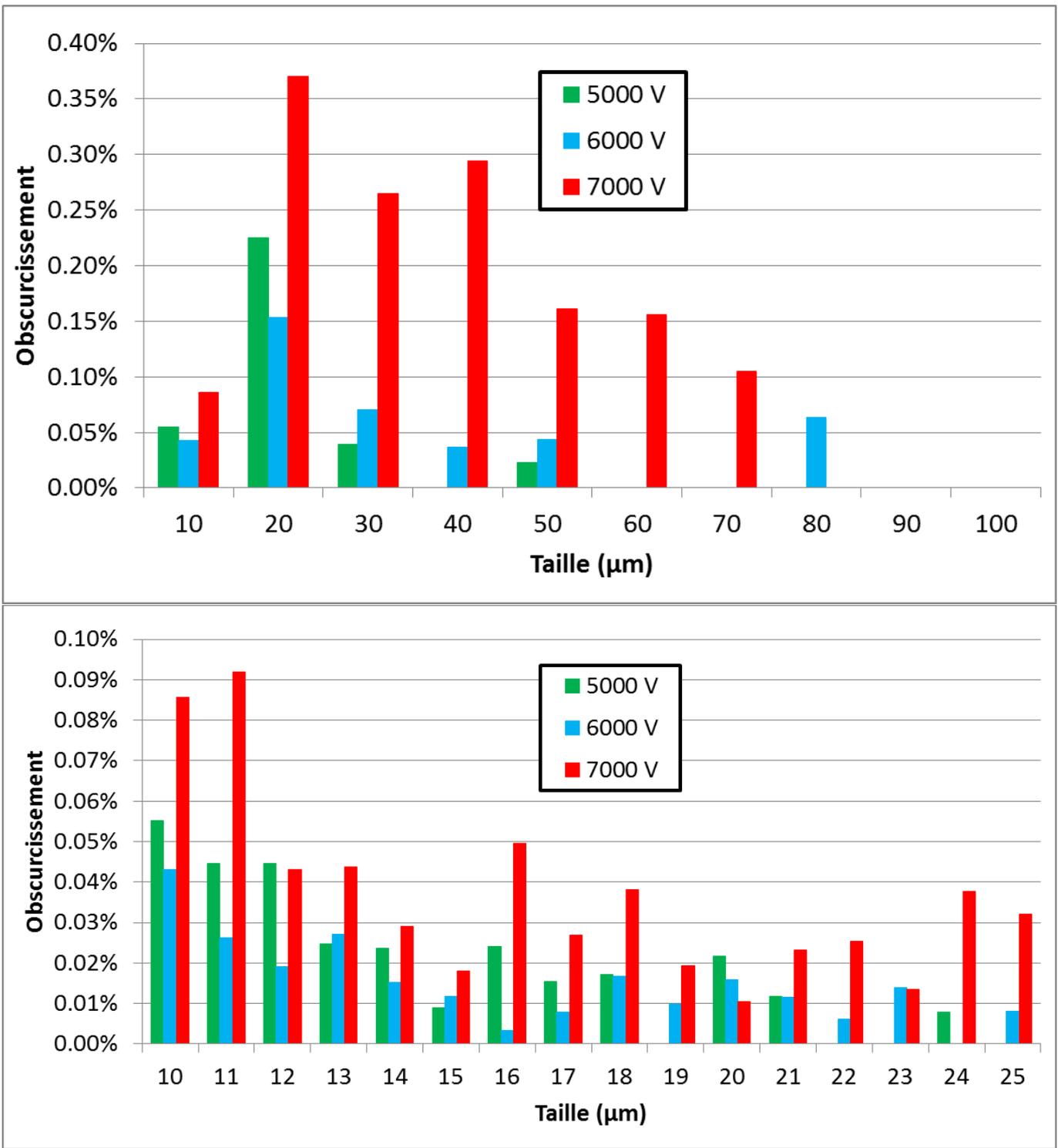


Figure 5.29 Haut : Obscurissements des contaminants obtenus avec les billes de verre à 5000, 6000 et 7000 V ; Bas : Zoom sur l'intervalle [10 – 25] μm des distributions en taille

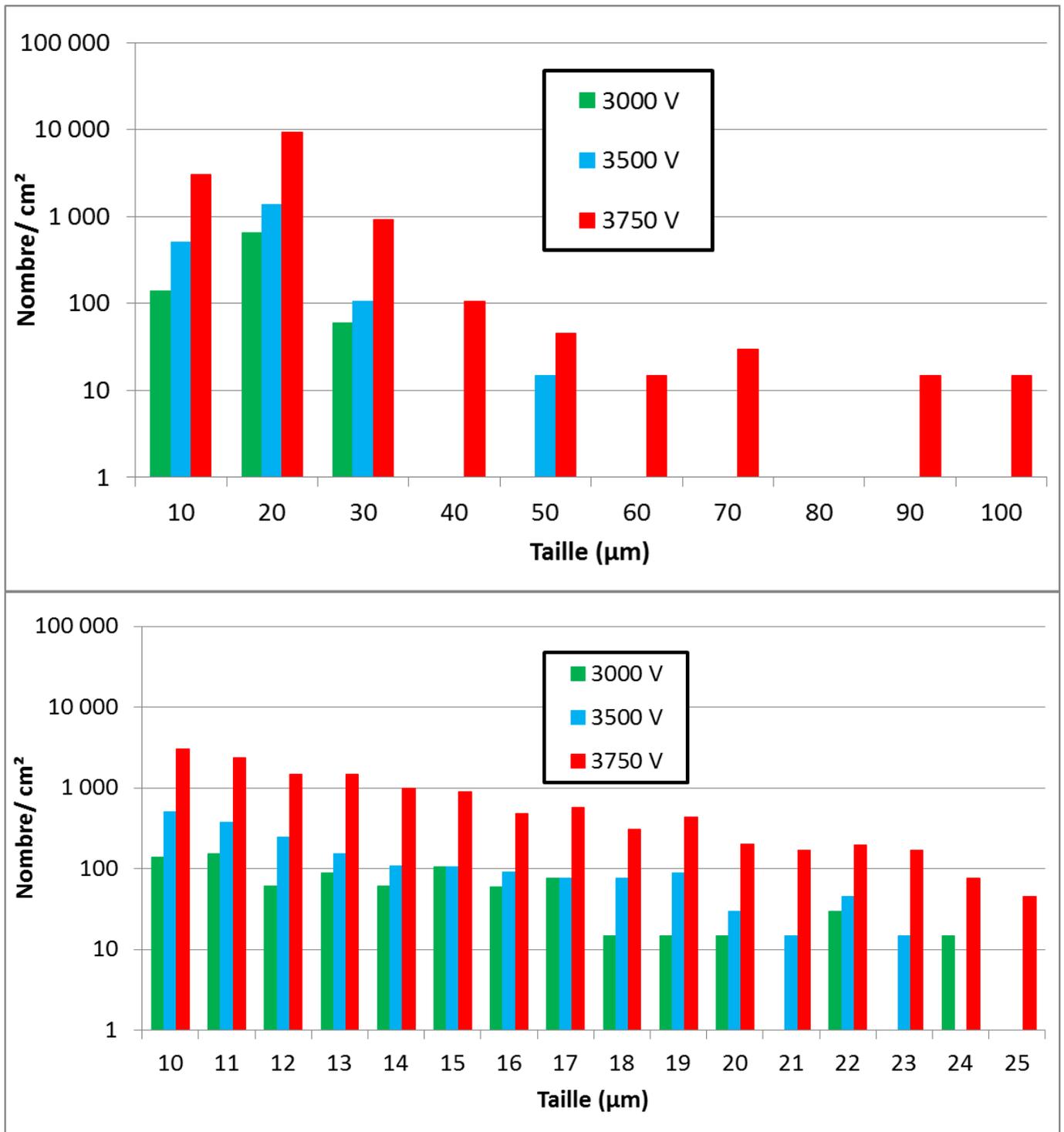


Figure 5.30 Haut : Répartitions en taille des contaminants obtenues avec la DNA-1 mélangée à MDS1 à 3000, 3500 et 3750 V ; Bas : Zoom sur l'intervalle [10 – 25] μm des distributions en taille

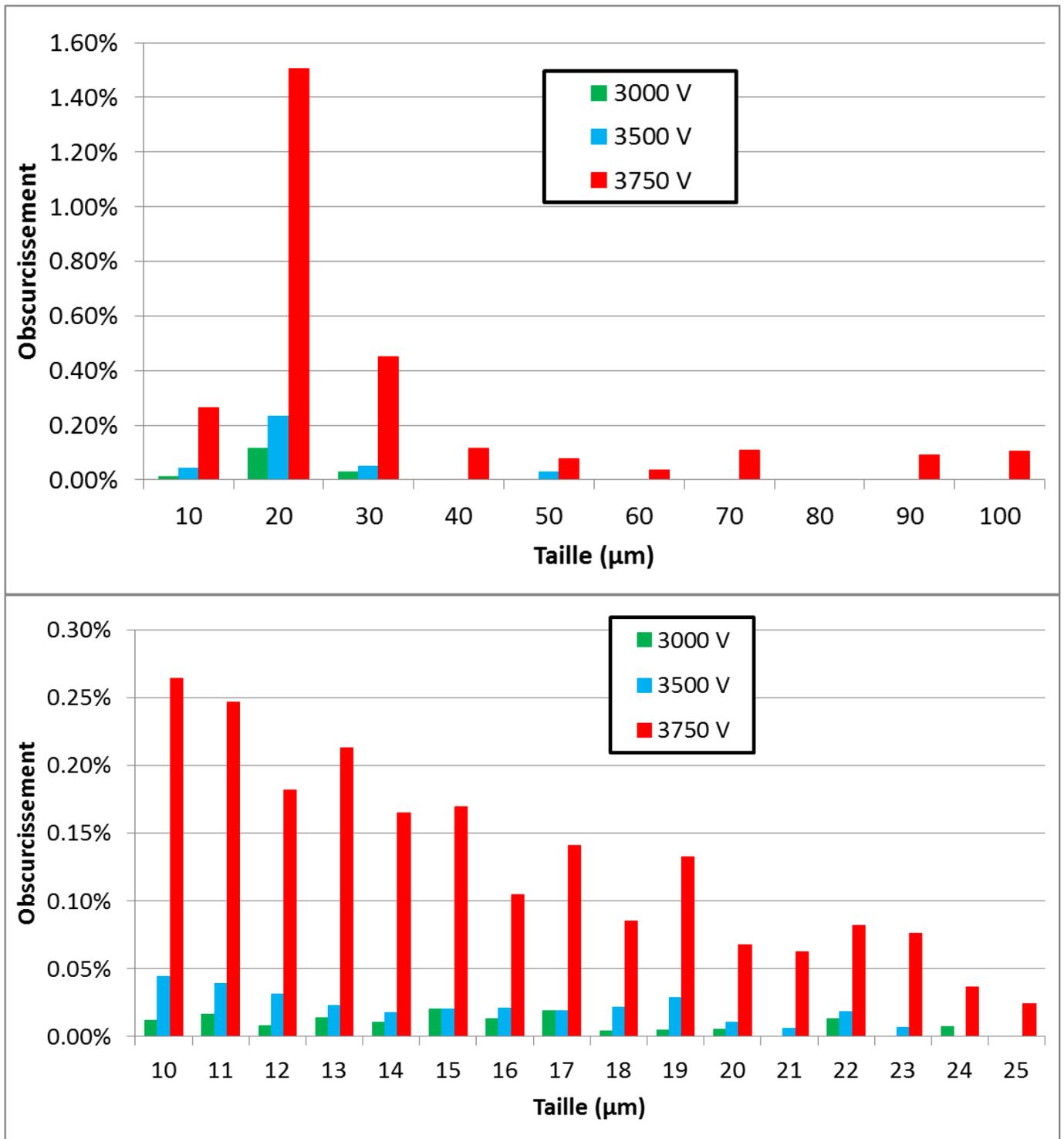


Figure 5.31 Haut : Obscurcissements des contaminants obtenus avec la DNA-1 mélangée à la MDS1 à 3000, 3500 et 3750 V ; Bas : Zoom sur l'intervalle [10 – 25] μm des distributions en taille

Ainsi, la composition et la forme des grains constituant la tâche initiale de poussières semblent avoir une influence sur la capacité de ces particules à être mobilisées par effet électrostatique. Les valeurs des seuils et les niveaux de contamination diffèrent d'un simulant à l'autre. L'effet de la taille est plus difficile à mettre en avant lors de ces essais. Les billes de verre étant calibrées entre 10 et 50 μm , il est impossible de dire si les sphères les plus petites se déplacent en plus grand nombre. Cependant, les essais avec la JSC-1 et la DNA-1 mélangée à la MDS1 semblent aller dans ce sens.

5.4.6. Influence de la température

Dans un troisième temps, l'effet de la température des poussières a été investigué. Le protocole mis en place est le même que celui suivi en configuration perpendiculaire, voir paragraphe 5.2.4. Lors de ces essais, le flux de photoémission sur le patch de cuivre est égal à 8 nA/cm².

Ces tests ont été réalisés sur les poussières DNA-1 toutes tailles, avec un palier à 55 °C et un second à 80 °C. Aucune mesure du seuil avant le chauffage, c'est-à-dire à la température ambiante du caisson 21 °C, n'a été réalisée. La valeur prise pour ce dernier est celle obtenue lors des essais avec la DNA-1 toutes tailles, soit 3000 V. Les seuils obtenus à 55 et 80 °C sont égaux à 5000 et 6500 V. Enfin, après refroidissement et retour à la température ambiante du caisson, aucune contamination n'a été observée en deçà de 4500 V, ce qui donne une borne inférieure à la valeur réelle du seuil. L'augmentation de la température rend l'émission plus difficile, comme constaté lors des essais en configuration perpendiculaire. De plus, pour la même température ambiante, le seuil de contamination des échantillons observable à la caméra est significativement plus élevé après le refroidissement qu'avant le chauffage. Il semble donc que les propriétés des poussières au sein de la couche soient modifiées du fait de ce cyclage thermique. Ces changements semblent persister après refroidissement et rendent le déplacement des particules par effet électrostatique plus difficile qu'il ne l'était au départ.

5.4.7. Influence des vibrations

Lors de ces essais, l'effet des vibrations a dans un premier temps été testé sans utilisation des lampes UV. Il a ainsi été observé que l'actionneur piézoélectrique permet un soulèvement des poussières vers l'octogone à partir de $V. = -V_+ = -7000$ V. Ce soulèvement de poussières depuis la surface serait dû à la charge triboélectrique initiale des particules, présentée en section 3.1.3, et qui est accentuée par les vibrations. Il a été choisi d'activer les vibrations en même temps que l'allumage des lampes. Ces expérimentations ont permis de montrer que l'utilisation des vibrations diminue le seuil de polarisation nécessaire pour mobiliser les poussières. Les écarts les plus importants ont été obtenus notamment avec les billes de verre dont le seuil de contamination diminue de 5000 V à 250 V. La gamme de DNA-1 < 25 μm , quant à elle, a vu son seuil diminuer de 6000 à 2000 V. Pour les poussières [25 – 50], [50 – 100] et > 100 μm , les seuils obtenus en présence de vibrations sont jusqu'à 2000 V plus faibles que ceux obtenus sans vibrations. Il en va de même pour la JSC-1 et la DNA-1 mélangée à la MDS1. L'utilisation de l'agitateur piézoélectrique permet donc de mobiliser plus aisément les poussières. Ces valeurs de seuil étant également inférieures aux 7000 V obtenus en l'absence des UV, ceci indique que la charge par photoémission est prépondérante dans l'émission des poussières par rapport à la charge triboélectrique.

Pour la DNA-1 toutes tailles, les valeurs des obscurcissements sont récapitulés dans le Tableau 5.7. La répartition en taille des contaminants ainsi que les obscurcissements correspondants sont présentés en Figure 5.32 et Figure 5.33. L'utilisation des vibrations permet de soulever globalement plus de grains mais également de soulever en plus grande quantité les grains supérieurs à 50 μm . Les niveaux de contamination obtenus pour les autres types de poussières ont été tels qu'il est impossible d'exploiter les photos. Le logiciel est saturé par le trop grand nombre de particules présentes sur la photo.

Configuration	O_{total} (%)	N_{total} (#/cm ²)	$O_{< 25 \mu m}$ (%)	$N_{< 25 \mu m}$ (#/cm ²)	$O_{[25 - 50] \mu m}$ (%)	$N_{[25 - 50] \mu m}$ (#/cm ²)	$O_{> 50 \mu m}$ (%)	$N_{> 50 \mu m}$ (#/cm ²)
3000 V sans vibrations	0.6	4100	0.5	4090	0.1	10	0.0	0
3000 V avec vibrations	2.6	7050	0.8	6100	0.7	640	1.1	310

Tableau 5.7 : Tableau récapitulatif des $N_{gamme X}$ et $O_{gamme X}$ obtenu lors des essais avec et sans vibrations pour la DNA-1 toutes tailles à une polarisation de 3000 V

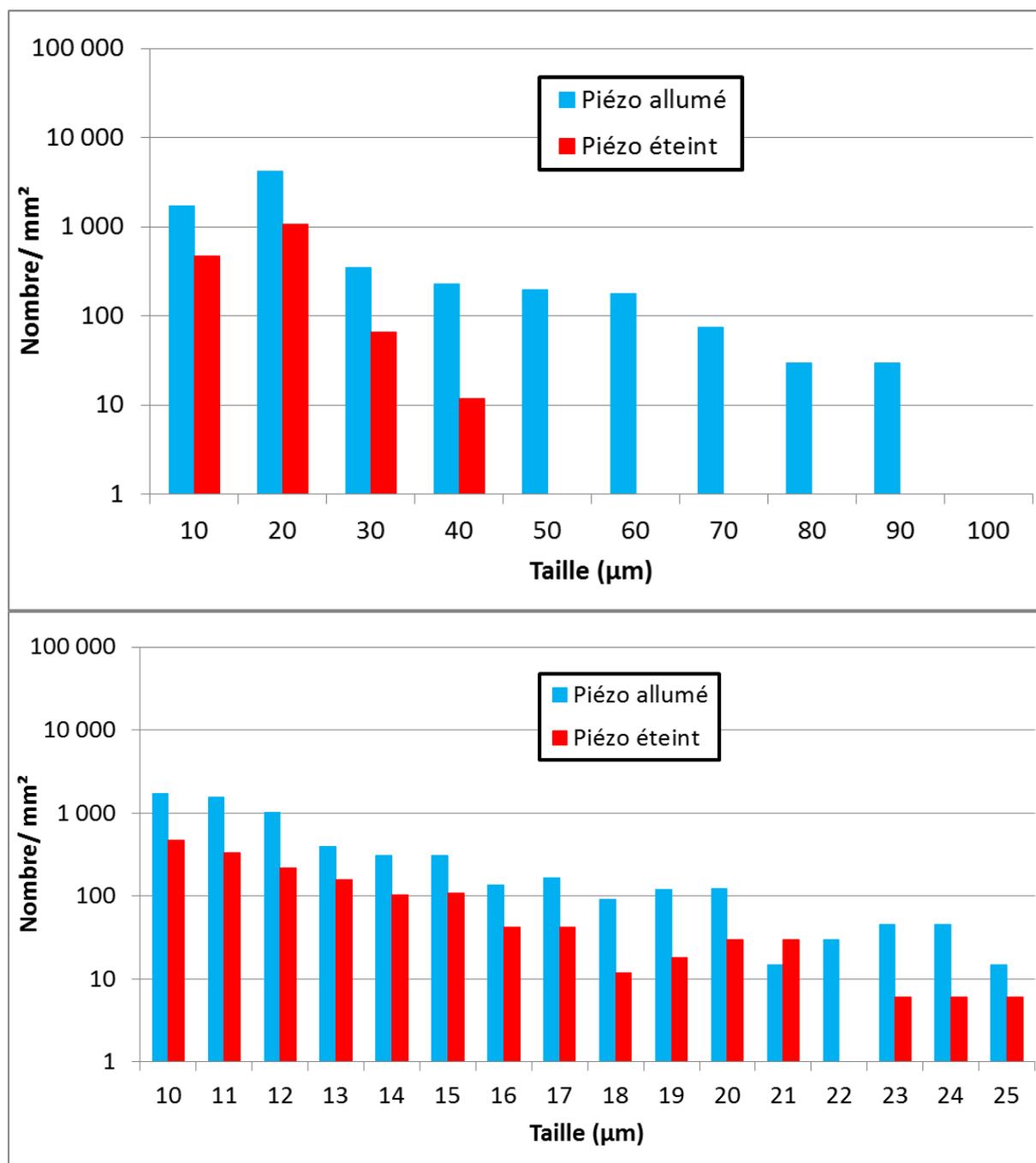


Figure 5.32 Haut : Répartitions en taille des contaminants obtenues avec la DNA-1 toutes tailles à 3000 V avec et sans vibrations ; Bas : Zoom sur l'intervalle [10 – 25] µm des distributions en taille

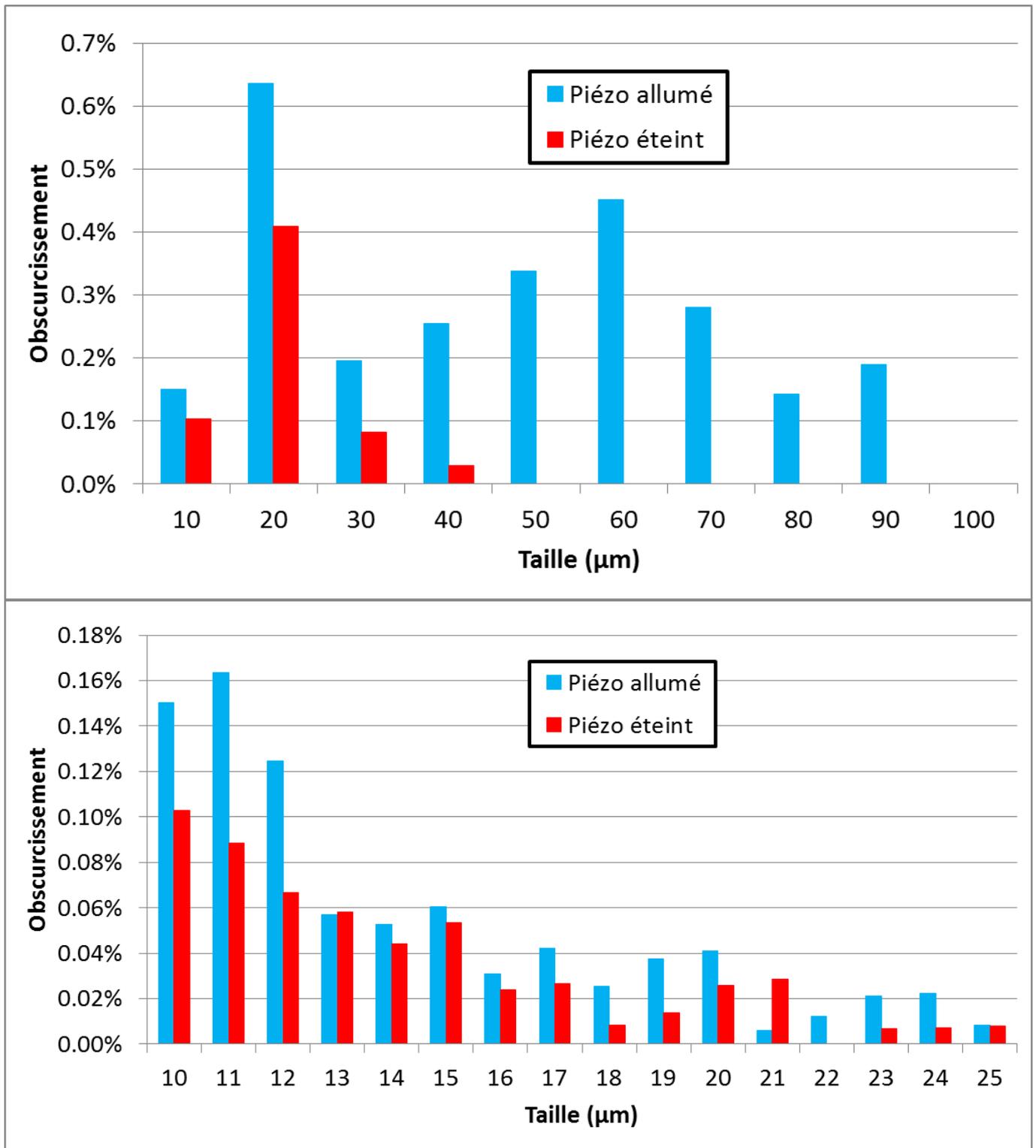


Figure 5.33 Haut : Obscurcissements des contaminants obtenus avec la DNA-1 toutes tailles à 3000 V avec et sans vibrations ; Bas : Zoom sur l'intervalle [10 – 25] μm des distributions en taille

5.5. Bilan

Dans ce chapitre, nous avons réussi à observer le soulèvement électrostatique de poussières dans une configuration représentative de la transition entre une zone à l'ombre et une autre ensoleillée, située sur une surface plane à échelle mésoscopique. Les champs électriques obtenus lors de ces essais, de l'ordre de 10^5 V/m, semblent représentatifs de ces zones de transition en période de forte activité solaire. Ces frontières se retrouvent généralement au niveau de reliefs lunaires, tels que des cratères ou des rochers, créant ainsi des zones d'ombre sur le côté ensoleillé de la Lune. Elles créent ainsi de fortes différences de potentiel qui ont lieu sur de très courtes distances. Pour retrouver les mêmes valeurs de champ électrique qu'expérimentalement, il faudrait une différence de potentiel de 100 V sur une distance de 1 mm, ce qui paraît tout à fait possible aux vues des potentiels trouvés à la surface de la Lune (jusqu'à -100 V à l'ombre [Colwell et al. 2007]).

Nous avons été en mesure de mettre en place un protocole expérimental permettant d'obtenir des tests reproductibles en terme de seuil de contamination et comparables entre eux. Toutefois, on notera les variations de quantité de contamination obtenues dans des conditions d'essais proches. Cela peut être dû à plusieurs facteurs, tels que la confection même de la tâche de poussières ou les variations de flux de photoémission.

Nous avons dans premier temps mis en évidence l'influence que peut avoir l'épaisseur et la nature de l'échantillon à contaminer sur le seuil de transport des poussières. Il a également été observé que l'augmentation de la température de la couche de poussières rend plus difficile l'éjection de ces dernières depuis la surface de la couche. En revanche, l'utilisation d'un actionneur piézoélectrique permet de considérablement diminuer les valeurs des seuils de transport et d'autoriser le transport de grains plus gros.

Dans un second temps, nous avons pu constater l'influence importante de la valeur du flux de photoémission sur la quantité de contamination obtenue sur nos cibles. L'étude de l'influence de la taille des grains testés sur leur transport a révélé que la gamme $< 25 \mu\text{m}$ constitue, dans la plupart des cas, la majorité de la contamination obtenue sur les échantillons. Pourtant, le seuil nécessaire au soulèvement de particules provenant d'une couche constituée uniquement de cette gamme de taille est nettement supérieur aux autres.

L'analyse physique de ces résultats ainsi qu'une comparaison avec les résultats numériques obtenus avec SPIS-Dust seront menées dans le chapitre 6. Cette analyse permettra de caractériser les phénomènes physiques à l'origine de ce transport électrostatique des poussières.

CHAPITRE 6 : ANALYSE DE L'ÉJECTION DES POUSSIÈRES

Ce dernier chapitre vise à analyser les résultats expérimentaux présentés dans le chapitre 5 afin de mettre en évidence les phénomènes microscopiques présentés dans la section 2.4. L'objectif est d'apporter une analyse qualitative et quantitative des résultats en termes de charge et de champ électrique. Une comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques obtenus avec le logiciel SPIS-Dust sera ensuite effectuée. Nous proposerons alors des pistes d'amélioration du modèle numérique pour le rendre plus conforme aux observations.

6.1. Modèle numérique

Dans ce paragraphe, nous présentons dans un premier temps les modèles d'émission des poussières, celui implémenté dans le logiciel SPIS-Dust et décrit dans [Hess et al. 2015] et celui décrit dans [Wang et al. 2016]. Nous détaillons ensuite la réalisation des simulations visant à reproduire les expérimentations des chapitres précédents, en présentant les différentes étapes du processus et les différents paramètres utilisés.

6.1.1. Modèle de soulèvement

Dans le modèle numérique de SPIS-Dust, les poussières sont automatiquement émises depuis une surface si le matériau choisi pour cette dernière possède comme paramètre physique au moins une fonction de distribution en taille de grains. La première étape de la simulation consiste à convertir les fonctions de distributions en taille, masse et forme des grains en une liste de macroparticules répartissant les poussières sur la surface. Un échantillonnage des fonctions de distribution des particules réalisé de façon équiprobable, c'est-à-dire que toutes les macroparticules ont le même poids statistique et représentent le même nombre de poussières physiques, n'est pas optimal. En effet, dans la plupart des cas, les rayons des poussières capables d'être éjectées de la surface ne représentent pas la majorité des grains recouvrant la surface. Ainsi, il est plus approprié d'avoir plus de macroparticules représentant des petites particules (de l'ordre de ou inférieures au

micron) que de grosses, qui sont susceptibles de rester sur la surface du fait de la force gravitationnelle. L'un des paramètres du modèle permet donc de contrôler la répartition des poussières à la surface en macroparticules afin de favoriser les plus légères. La densité de surface calculée par SPIS-Dust à partir de la distribution en taille de la Figure 3.2 s'écrit :

$$n_s = \frac{\sum_{i=0}^N w_i}{\sum_{i=0}^N \pi r_d^2 w_i} \quad (6.1)$$

exprimée en $\#/m^2$ où w_i est le poids statistique de la i ème macroparticule et N le nombre de macroparticules à la surface. La charge de ces poussières, qu'elles soient à la surface de la couche ou en phase gazeuse, telle qu'implémentée dans le logiciel SPIS-Dust, a été présentée en sections 2.4 et 2.5.

À la surface, les poussières sont soumises à plusieurs forces. La force électrostatique est calculée comme étant le produit de la charge du grain, issue de l'équation (2.22), par le champ électrique au-dessus de la surface des poussières. Le champ électrique interne de la couche de poussières est négligé dans le modèle, qui suppose donc que la couche de poussières est très épaisse par rapport à la longueur de Debye. Comme expliqué en section 2.4, cette force est amplifiée du fait d'irrégularités géométriques. Ainsi, l'expression de la force électrostatique calculée dans SPIS-Dust s'écrit :

$$F_e = \beta^2 Q_{grain} E_{exterieur} \quad (6.2)$$

avec $\beta^2 = \beta_1 \beta_2$, β_1 et β_2 étant les facteurs d'amplifications de la charge et du champ électrique respectivement, voir section 4.1. La force gravitationnelle et la force de cohésion subies par le grain sont exprimées selon les équations (4.1) et (4.5). Pour qu'il y ait émission de particules, il est nécessaire que la force électrostatique soit supérieure à la somme des deux autres.

Pour éviter l'émission de particules qui retombent immédiatement sur la surface, le facteur d'amplification β est choisi tel que le travail de la somme des forces agissant sur le grain de poussière est égal à l'énergie cinétique d'une particule se déplaçant à la vitesse initiale de 0.4 m/s, c'est-à-dire l'énergie de toute poussière atteignant une altitude de 20 cm au-dessus de la surface lorsque la force gravitationnelle agit seule. Il est jugé que ces particules sont alors capables d'être soulevée et la macroparticule est éjectée avec un poids statistique $w' = w\beta^{-2}$ et une vitesse initiale de 0.4 m/s. Ce nouveau poids statistique modélise numériquement les effets de pointe mentionnés en section 2.4. La géométrie des pointes est décrite par le facteur d'amplification β . Ainsi, en 1D, une pointe engendrant un facteur d'amplification β sur la charge et le champ électrique mesure βl de hauteur et l de large et se situe à une distance βl d'une autre pointe. En 2D, une pointe donnée représente une surface l^2 (à un facteur géométrique près) et la surface totale couverte par une pointe et ses voisines est égale à $d^2 = \beta^2 l^2$. Ainsi, les zones d'amplification de charge et de champ électrique par un facteur β représentent une fraction β^{-2} de la surface de la couche. Même si tous les facteurs d'amplification β supérieurs à l'unité sont possibles, ils sont choisis aléatoirement par SPIS-Dust avec une probabilité égale à β^{-2} portée par le poids statistique de la particule. Le facteur d'amplification participe donc au flux d'émission de poussières depuis la surface.

Le taux d'émission des poussières est limité par le temps de charge de poussières mises à nu par le départ de particules se situant au-dessus. Le poids statistique final d'une particule émise devient alors :

$$w_{emis} = \frac{w}{\beta^2} \frac{\delta t \sigma_d}{\varepsilon_0} \quad (6.3)$$

où δt est le pas de temps de la simulation et σ_d la conductivité grain à grain à la surface de la couche de poussières égale à $10^{-9} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ dans le modèle, comme expliqué en section 2.4.

Le calcul effectué par SPIS-Dust suppose que la probabilité de soulèvement est directement une fonction du potentiel de la surface. Une première vérification consistera donc à s'assurer que le potentiel de

surface calculé numériquement se rapproche convenablement des résultats expérimentaux. La comparaison des flux de particules pourra alors s'effectuer dans les conditions d'entrée les plus représentatives possibles.

Comme nous l'avons décrit en section 2.4, [Wang et al. 2016] ont également proposé un modèle de charge des poussières basé sur une répartition hétérogène de la charge sur la surface des grains. La surface des particules exposée aux UV ou au plasma est selon eux chargée 100 fois moins que la partie inférieure du grain, chargée par les électrons émis au sein des microcavités présentes dans la couche de poussières. Ainsi, les auteurs supposent que l'éjection des poussières est principalement due à des effets de répulsion coulombienne, dont la force est 10 fois plus grande que celle induite par le champ électrique de la gaine au-dessus de la surface.

6.1.2. Description des simulations

Comme décrit en section 5.3, les expériences ont été simulées à l'aide de SPIS-Dust en utilisant la version 5.2.0 du logiciel. Dans un premier temps, nous avons représenté les géométries expérimentales des configurations perpendiculaire et parallèle à l'aide du module Gmsh (www.gmsh.info) de conception géométrique CAD (Computer Assisted Design). Les modélisations obtenues sont présentées en Figure 6.1. Le volume de calcul représente le volume supérieur de la chambre DROP, c'est-à-dire à partir du plateau, soit environ 0.03 m^3 .

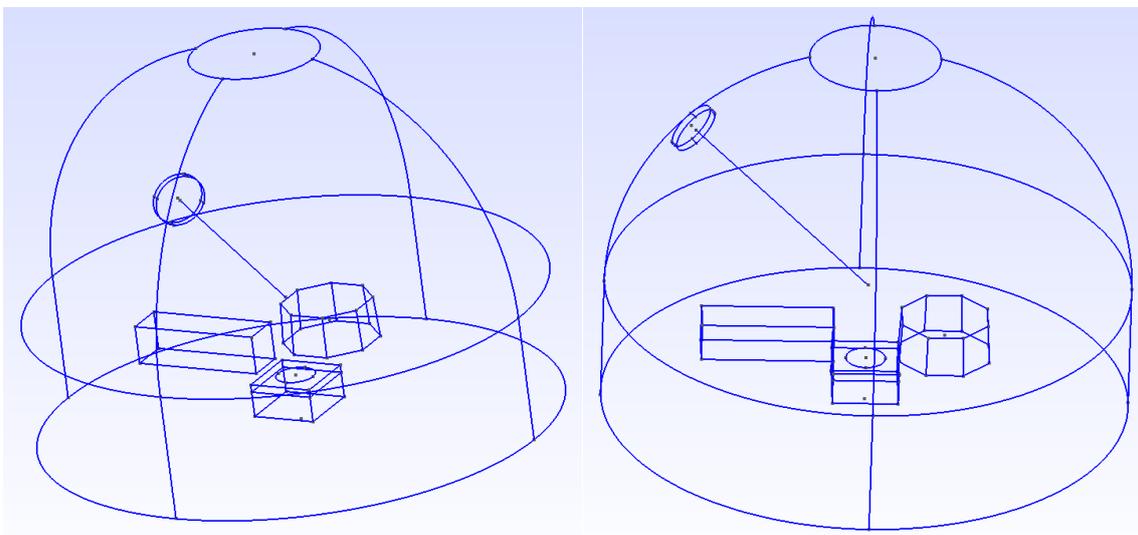


Figure 6.1 : CAD de la configuration perpendiculaire (gauche) et parallèle (droite)

À partir de ces représentations géométriques, nous avons ensuite réalisé le maillage du volume de calcul pour chacune des configurations. Le volume est borné à l'extérieur par la surface du caisson et à l'intérieur par le support des poussières et les deux blocs polarisés (dont uniquement la surface est maillée et non l'intérieur). Le résultat obtenu est présenté en Figure 6.2. Le maillage de la configuration perpendiculaire possède environ 48600 tétraèdres, très proche de celui de la configuration parallèle qui en contient environ 48900. Nous pouvons également constater, sur la coupe du maillage de la configuration parallèle, que le maillage est plus affiné au niveau de la couche de poussières (mailles plus nombreuses et plus petites).

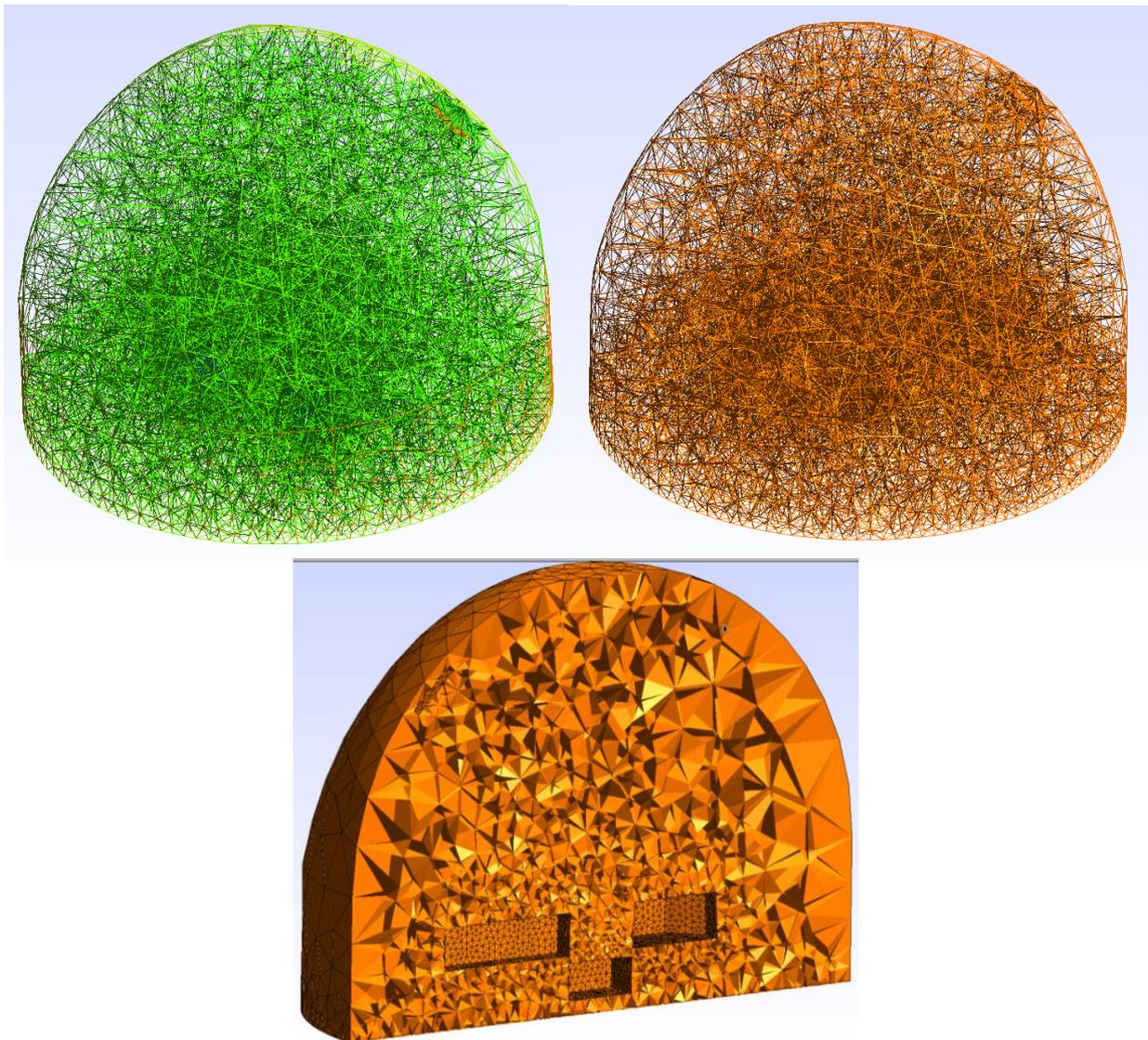


Figure 6.2 : Maillage des configurations perpendiculaire (gauche) et parallèle (droite) ; plan de coupe de la configuration parallèle (dessous)

La troisième étape de la préparation d'une simulation SPIS-Dust consiste en la définition des conditions aux limites, des connections électriques et des propriétés des matériaux. Ainsi, dans notre cas d'application, les murs de l'enceinte DROP et le disque violet présent sur le couvercle, cf. Figure 6.3, représentent la masse du système dont on fixe l'index du nœud électrique à 0. Le matériau qui y est attribué est l'aluminium. Le disque au sommet du couvercle de l'enceinte représente l'interface par laquelle les UV sont introduits dans le volume de calcul. Le nœud électrique 1 se situe sur la face de l'octogone qui est directement exposée aux poussières. Ses voisines de gauche et de droite représentent respectivement les nœuds 2 et 3. Le reste des faces constitue le nœud 4 et le dessus et le dessous de l'octogone constituent le nœud électrique 5. Ces trois groupes sont constitués d'aluminium. Le bloc rectangulaire est quant à lui constitué de graphite et comporte deux nœuds électriques. Le nœud 7 représente la face proche des poussières et le reste du bloc constitue le nœud 6. Le disque représentant les poussières est constitué d'un matériau défini comme « lunar dust » possédant la distribution en taille de la Figure 3.2 et d'épaisseur 6 mm. Sa conductivité volumique est égale à $10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ par défaut, sa masse volumique est de $2.9 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ et sa constante diélectrique relative est choisie égale à 3. L'emporte-pièce diélectrique qui l'entoure est constitué de Téflon® dont la conductivité volumique est de $10^{-15} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ et la constante diélectrique égale à 2. Ces deux éléments constituent le nœud électrique 8. Enfin, le support des poussières en graphite représente le nœud électrique 9.

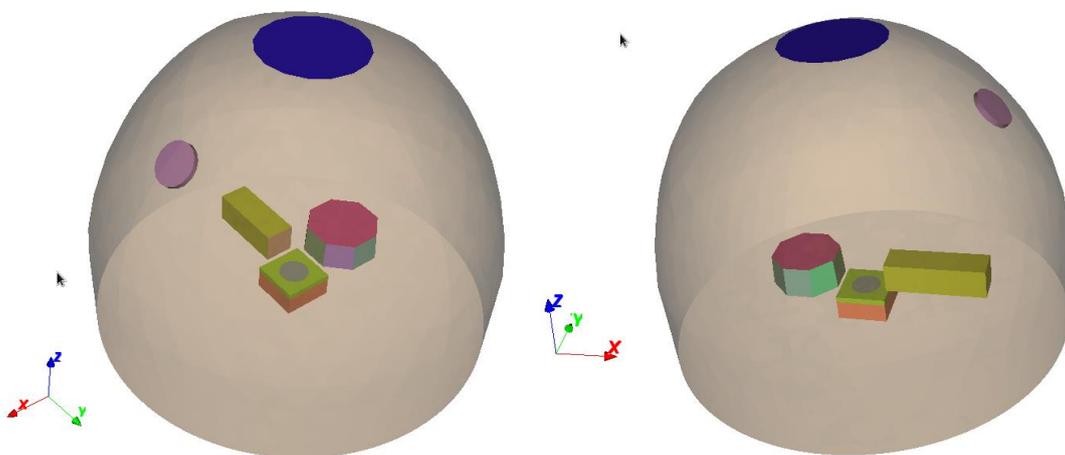


Figure 6.3 : Nœuds électriques des configurations perpendiculaire (gauche) et parallèle (droite)

L'étape suivante consiste à définir le circuit électrique entre les nœuds définis précédemment. Dans notre étude, le nœud 0 reste à la masse. Les nœuds 1 à 5 sont au potentiel V , choisi pour l'octogone. Les nœuds 6 et 7 sont polarisés au potentiel V_+ du bloc de graphite. Enfin, les nœuds 8 et 9 sont référencés par rapport à la masse par rapport au nœud 0. Le calcul du potentiel de surface des poussières suppose donc un couplage capacitif d'un plan situé à 6 mm de la masse.

La dernière étape de la préparation des simulations consiste à fixer les paramètres physiques globaux. Ainsi, la densité de courant de photoémission entrée par défaut dans le logiciel étant égale à $0,45 \text{ nA/cm}^2$, cette valeur a été multipliée par 300 de façon à rendre les simulations plus représentatives des expérimentations réalisées en fort flux (courant de photoémission mesuré de l'ordre de 140 nA/cm^2), cf. section 5.2. Dans ce travail, nous conservons ce courant d'émission photoélectronique y compris pour la simulation en configuration parallèle testée expérimentalement avec un flux moindre. Ce choix a été dicté par la difficulté numérique qui consiste à simuler la trajectoire d'électrons de faible énergie (environ 2 eV) soumis à des différences de potentiels de plusieurs centaines de Volts, qui plus est en présence de barrières de potentiel. Cela se traduit numériquement par des effets de seuil où des cellules voisines peuvent l'une collecter beaucoup de particules et l'autre pas du tout. Pour éviter ces effets numériques, il est nécessaire d'inclure un peu de diffusion numérique en lissant les potentiels de surface. Cela vaut toutefois lorsque le courant de lissage reste faible devant le courant total. Cette opération nécessite donc un courant de photoémission suffisamment élevé. Ceci dépend bien sûr du maillage de surface. Dans le cas présent, il s'est avéré qu'un courant de 135 nA/cm^2 permettait de bien représenter les potentiels d'équilibre de surface dans la majorité des situations. Comme c'est ce potentiel qui est utilisé par le logiciel pour calculer la charge puis la probabilité d'éjection des particules, il est jugé que cette méthode est satisfaisante mais il conviendra de vérifier a posteriori que les profils de potentiels donnés par la simulation numérique sont proches du résultat expérimental.

La conductivité grain à grain à la surface de la couche est l'un des paramètres modifiables à ce stade. Elle est fixée à $10^{-9} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ par défaut dans le modèle, comme expliqué en section 2.4. Elle est directement liée au temps de charge d'une poussière venant d'être exposée aux irradiations UV, suite à l'éjection des particules se trouvant au-dessus. Elle agit donc sur la quantité de poussières émise au cours de la simulation. Il est également possible pour l'utilisateur de choisir la valeur du facteur de cohésion KS^2 présenté en section 4.1. La valeur par défaut entrée dans le logiciel est égale à 10^{-6} kg/s^2 . Le pas de temps de la simulation est fixé à 10^{-4} s afin d'augmenter la précision des calculs tout en gardant un temps de calcul raisonnable (une dizaine d'heures). L'émission des poussières n'est permise qu'une fois l'équilibre des potentiels atteint afin de s'affranchir d'éventuelles incertitudes de calcul durant la phase transitoire et surtout pour calculer des flux et des taux d'obscuration temporel en régime établi. Pour les simulations réalisées en configuration perpendiculaire, les poussières ne sont émises qu'après 2 s pour une durée totale de calcul de 20 s. Dans le cas des simulations de la configuration parallèle, la simulation réalisée pour les poussières toutes tailles possède les mêmes conditions temporelles. Pour les autres simulations, faisant varier la taille des grains, la durée de calcul choisie est égale à 2 s. Les poussières ne sont émises dans ce cas qu'à partir de l'instant $t = 0.1 \text{ s}$. Le raccourcissement de la durée des simulations se justifie par le nombre important de simulations à effectuer dans ce cas, notamment pour tester les effets de la taille des grains et d'autres paramètres dont nous discuterons plus loin dans ce chapitre. Ainsi, pour pouvoir effectuer plusieurs simulations simultanément et afin de réduire le temps nécessaire à l'aboutissement des calculs, nous avons considérablement réduit le temps total de la simulation. Nous avons toutefois vérifié a posteriori que l'équilibre des potentiels était atteint au moment de l'activation du modèle d'éjection des poussières.

Une fois ces paramètres fixés, la simulation peut être lancée. Elle est réalisée en plusieurs étapes. Dans un premier temps, le potentiel électrostatique est calculé dans le volume, en prenant en compte les conditions aux limites imposées par les potentiels de surface. Les particules élémentaires, c'est-à-dire les photoélectrons, sont injectés par les surfaces en fonction de leur exposition au flux d'UV venant de la

direction +Z et transportées durant un pas de temps dt . Ensuite, les potentiels de surface sont ajustés en résolvant le circuit électrique équivalent de l'expérience, en fonction des courants collectés ou émis par chaque élément de surface. Enfin, la charge individuelle des poussières et l'équilibre des forces sont calculés pour une quantité donnée de poussières. Le mouvement des grains peut avoir lieu si la force résultante est positive selon la direction +Z. Ce processus est intégré sur N pas de temps dt pour obtenir une durée d'intégration donnée.

Différents outils du logiciel permettent une comparaison des résultats numériques aux résultats expérimentaux. Ainsi, il est possible de mesurer les profils de potentiels et les composantes du champ électrique à l'aide d'une Probing Line placée très près de la surface (1 μm). Le logiciel permet également d'obtenir les facteurs d'obscurcissement totaux numériques. Les flux de particules émises par toutes les surfaces du volume de calcul sont également accessibles par l'utilisateur. Toutes ces données permettent de compléter les informations obtenues expérimentalement et ainsi d'affiner la compréhension de la physique en jeu dans le transport électrostatique des poussières.

6.2. Amplifications de la force électrostatique

Pour pouvoir être éjectées de la surface, les poussières doivent être soumises à une force électrostatique suffisante pour contrebalancer les forces de cohésion et gravitationnelle. Afin d'expliquer l'origine du déplacement des particules, une hypothèse principale est proposée. Elle consiste en l'amplification de la charge des grains et du champ électrique qu'ils subissent, due aux effets de pointes décrits dans le modèle de [Hess et al. 2015]. Elle permettrait ainsi à certaines particules d'obtenir la charge suffisante pour pouvoir être soulevées par le champ électrostatique se trouvant au-dessus de la surface de la couche. Les aspérités microscopiques induites par la rugosité de la surface pourraient également amplifier le champ électrique au-dessus d'elle. Ces hypothèses, proposées dans [Champlain et al. 2016] et expliquées au chapitre 2, sont représentées par les facteurs β_1 et β_2 de l'équation (4.11).

6.2.1. Analyse préliminaire

Lors des tests de transport de poussières en sections 5.2 et 5.4, nous avons mesuré les profils de potentiel horizontaux au-dessus de la surface de la couche de simulants à l'aide de la sonde de Kelvin. Ces mesures visent à étudier plus précisément la charge de la couche de poussières. La sonde, placée 5 mm au-dessus de la surface mesure le potentiel avec une résolution de 5 mm. On extrait donc une charge moyenne. La sonde est montée sur un axe de translation selon l'axe Y, comme le présente la Figure 6.4. Sa position de référence est au-dessus d'un bloc d'aluminium, relié à la masse et positionné à 15 cm des poussières, et assure la calibration à 0 V. Ensuite, elle est translaturée pour atteindre sa première position de mesure. Une fois la valeur du potentiel relevée, la sonde est translaturée tous les 2.5 mm jusqu'à entièrement balayer la surface des poussières et de l'emporte-pièce isolant. Une fois le profil mesuré, la sonde est placée de nouveau sur sa position de référence.

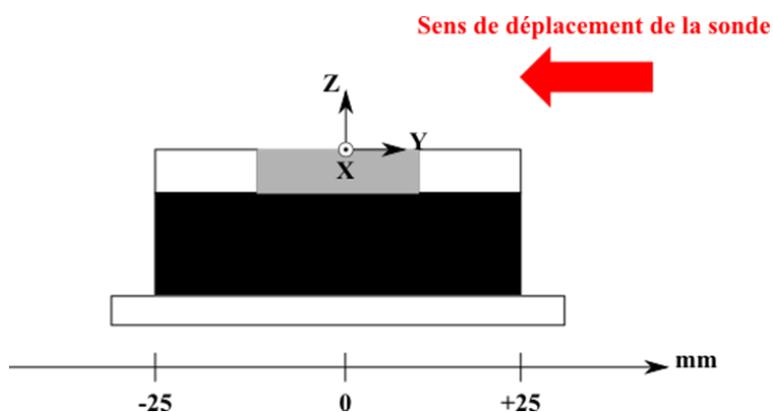


Figure 6.4 : Positions de la sonde de Kelvin lors de son déplacement

Lors des essais réalisés en configuration perpendiculaire, présentés en section 5.2, ces mesures de potentiel ont été effectuées avec la lampe UV allumée, avec donc une incertitude sur l'influence des photoélectrons collectés par la sonde. Ces résultats ont été présentés dans [Champlain et al. 2016]. Le profil de potentiel obtenu pour de la DNA-1 toutes tailles avec $V_- = -V_+ = -3000$ V est présenté en Figure 6.5. Il y est comparé au profil obtenu lors d'une simulation reprenant ce cas expérimental. Nous pouvons observer que les résultats numériques et expérimentaux sont très proches. Au centre de la tâche, le potentiel expérimental est égal à +1400 V soit légèrement supérieur au potentiel numérique, égal à +1120 V. On peut

constater que le potentiel est très positif à proximité du bloc de graphite, se rapprochant de la valeur de polarisation appliquée sur ce dernier. Le potentiel au-dessus des poussières diminue au fur et mesure que l'on s'éloigne du bloc de graphite mais reste cependant positif. Cette évolution du potentiel selon l'axe Y met en évidence le phénomène de « hoping » de la part de photoélectrons.

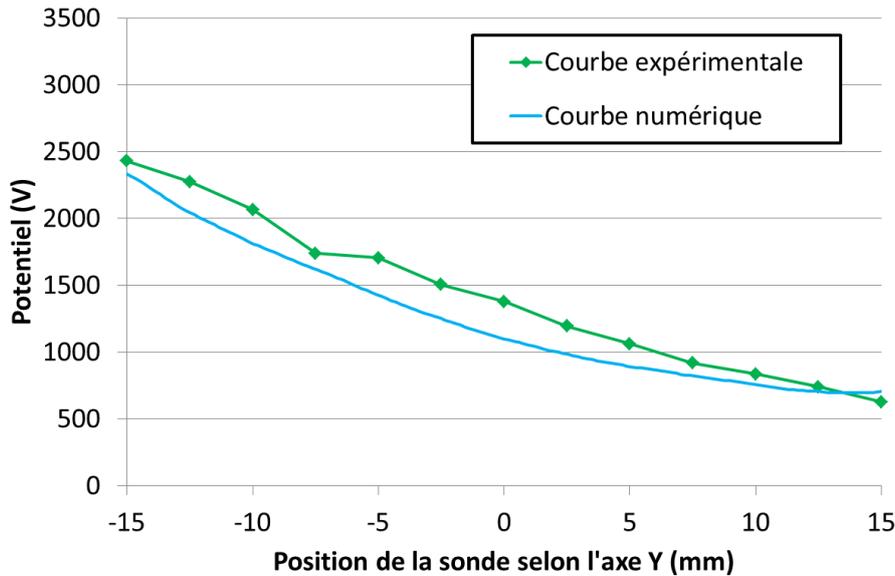


Figure 6.5 : Évolution du potentiel au-dessus de la surface des poussières selon l'axe Y pour $V_- = -V_+ = -3000 V$

Les photoélectrons sont émis partout à la surface de la couche de poussières. Ceux émis près du bloc positif (placé en $Y = -30 \text{ mm}$) sont directement attirés par ce dernier. Ceux qui sont émis plus loin, c'est-à-dire pour $Y > 0 \text{ mm}$, ont tendance à être recollectés par une portion voisine de la surface de la couche chargée positivement. De ce fait, les poussières se situant près du bloc de graphite se chargent plus positivement que celles se trouvant de l'autre côté de la tâche. Cependant, le potentiel de la surface à l'opposé du bloc de graphite est positif. Cela montre que les photoélectrons émis de ce côté se déplacent le long de l'axe Y vers le bloc positif par succession d'émission/recollection voire de rétrodiffusion par la surface avant d'être définitivement attirés par celui-ci. Cette composante radiale du mouvement des photoélectrons dans la direction du bloc positif permet ainsi à des zones proches du bloc négatif de se charger positivement, cf. Figure 6.6.

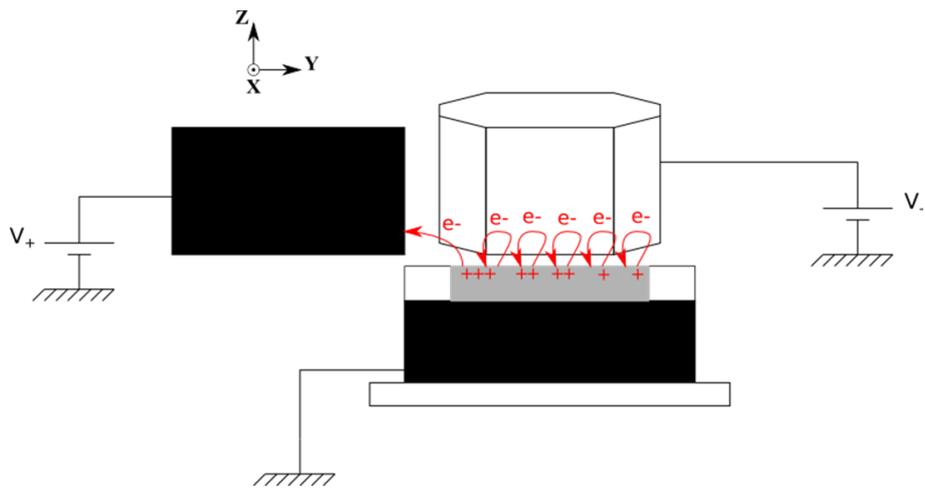


Figure 6.6 : Schématisation du phénomène de « hopping » des photoélectrons

Lors des essais en configuration parallèle, les profils de potentiel ont été mesurés avec la lampe UV éteinte, réduisant l'incertitude sur la mesure du potentiel. Les résultats obtenus avec la DNA-1 toutes tailles pour des polarisations appliquées sur les blocs de 100, 500, 1000 et 3000 V sont représentés en Figure 6.7. Le profil de potentiel met en évidence le « hopping » des photoélectrons puisque le potentiel au centre de la tâche de +1240 V est très largement positif alors que la sonde se déplace au milieu et transversalement aux deux blocs. Cette mesure met en évidence la symétrie des potentiels appliqués, les profils étant assez plats. On constate également que plus la polarisation des blocs est grande en valeur absolue, plus les poussières se chargent positivement. Au centre de la tâche, le potentiel numérique de +1300 V est proche de la valeur expérimentale. Cependant, la transition entre les poussières et l'emporte-pièce isolant est plus marquée que dans le cas expérimental. La Figure 6.8 montre l'évolution du potentiel moyen mesuré au centre de la surface des poussières en fonction de la polarisation appliquée sur les blocs en valeur absolue. Nous constatons un comportement linéaire du potentiel des poussières qui dénote d'un effet de barrière de potentiel proportionnel aux potentiels appliqués. Cela ne montre par contre pas la présence d'effets microscopiques pouvant modifier le transport des photoélectrons. Le potentiel moyen semble être identique à celui qu'aurait une plaque plane et homogène de diélectrique puisque la granulométrie de la couche de poussières ne semble pas avoir d'effet. La réalisation de cette mesure sur plaque plane, afin de comparer les résultats, est une perspective intéressante du travail effectué ici.

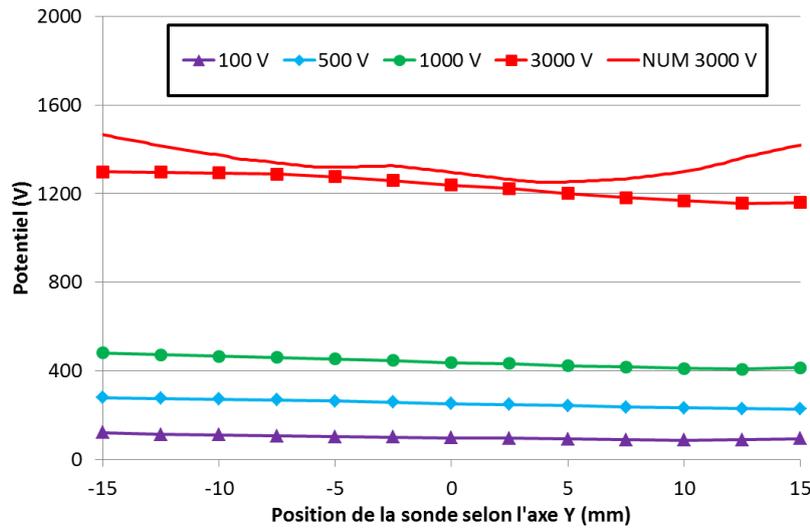


Figure 6.7 : Profils de potentiel horizontaux à 5 mm au-dessus des poussières obtenus expérimentalement et numériquement pour la DNA-1 toutes tailles

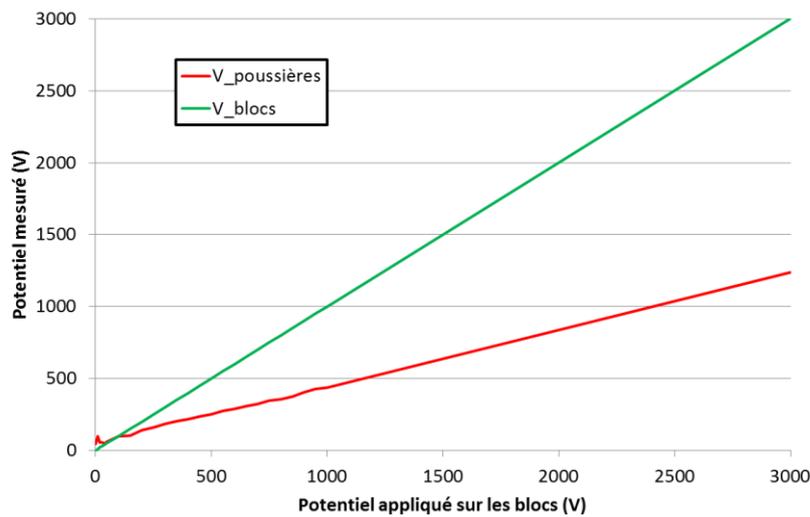


Figure 6.8 : Potentiel mesuré au centre de la surface des poussières en fonction du potentiel appliqué sur les blocs (en valeur absolue)

Nous constatons donc que dans les deux configurations expérimentales, les profils de potentiel numériques et expérimentaux correspondent. La comparaison des résultats des simulations de la configuration parallèle avec les résultats expérimentaux obtenus avec un flux de photoémission moindre est tout à fait valable. En effet, le flux de photoémission reste toujours dominant par rapport au courant de fuite à l'intérieur de la couche. De ce fait, peu importe le flux 3D appliqué, l'effet de barrière de potentiel à la surface est le même. Nous pouvons donc estimer que les champs électriques expérimentaux et numériques sont quasiment identiques à l'échelle mésoscopique.

Les simulations permettent également d'obtenir les profils des composantes du champ électrique au-dessus de la surface des poussières. La Figure 6.9 compare les composantes horizontales et verticale pour les configurations perpendiculaire (traits pleins) et parallèle (pointillés). Nous pouvons constater que les valeurs de la composante verticale du champ électrique E_z sont similaires dans les deux configurations. Nous nous attendons donc à ce que la contamination dans les deux configurations soit la même. Cependant, comme nous l'avons constaté dans la section 5.4.3, les essais effectués en configuration perpendiculaire avaient permis d'obtenir une quantité plus importante de poussières sur les échantillons à contaminer et ce à des potentiels plus faibles, puisque le seuil de déplacement augmentait de 2500 V en configuration perpendiculaire à 3000 V en configuration parallèle. Même si les champs électriques sont proches aussi bien à l'échelle de la mesure (résolution de 5 mm) que de celle de la simulation (maille de 2 mm), il apparaît qu'une différence s'est produite à l'échelle microscopique entre ces deux expériences. On peut supposer que la charge et le champ électrique à l'échelle microscopique étaient supérieurs lors des essais en configuration perpendiculaire. Un candidat sérieux pouvant expliquer cela est un flux supérieur de photoélectrons. On peut en effet penser qu'un flux de photoélectrons plus élevé favorise la charge positive des poussières, les rendant plus susceptibles d'être soulevées par le champ électrique.

Il semble donc que le modèle de SPIS-Dust soit adapté à l'échelle mésoscopique, représentée par notre expérimentation, mais pas tout à fait à l'échelle microscopique. En effet, le flux de particules émises par le logiciel semble moins dépendre du flux de photoémission que du potentiel de la surface et des champs électriques uniquement. Cependant, il se pourrait que le flux de photoémission ait une influence sur le terme de conductivité grain à grain de l'équation (6.3). Puisque nous avons mis en évidence expérimentalement que le flux de photoélectrons pouvait avoir une influence sur l'émission des poussières, nous pourrions imaginer qu'une photoémission plus grande puisse entraîner une conductivité grain à grain plus importante. Ainsi, le poids statistique des particules s'en trouverait augmenté et le modèle prédirait donc plus de contamination. Nous pouvons aussi déduire du travail de [Wang et al. 2016] que les irrégularités

géométriques à l'échelle microscopique peuvent générer plus de charge lorsque le flux de VUV augmente. Il sera nécessaire par la suite d'étoffer la prise en compte ces effets de rugosité au sein du modèle. Pour la suite de notre étude, nous allons étudier les effets de la taille des grains sur la charge de la surface en comparant nos résultats expérimentaux réalisés à plus faible flux, et donc plus représentatifs de la situation lunaire, avec les simulations effectuées.

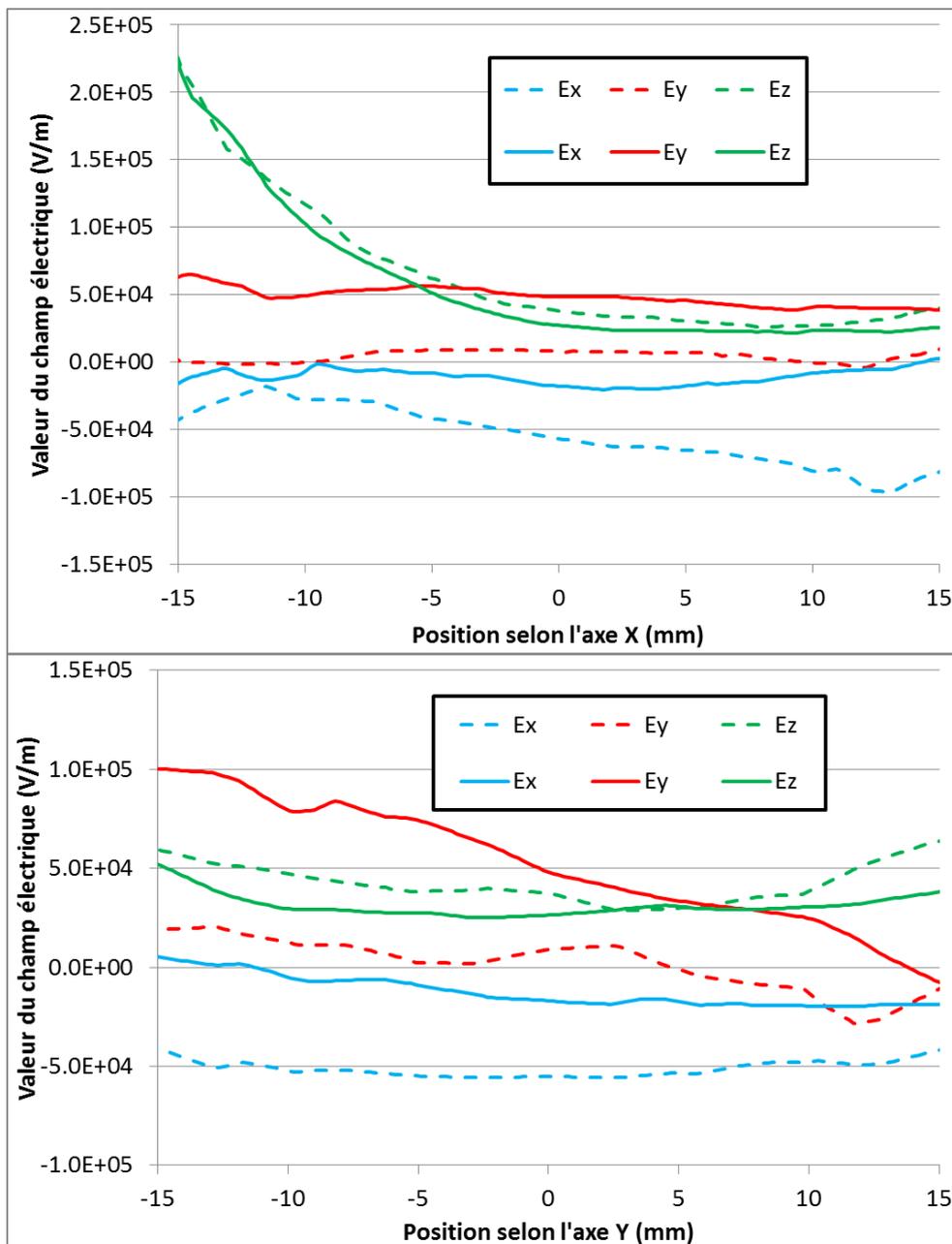


Figure 6.9 : Profils des composantes du champ électrique en configuration perpendiculaire (traits pleins) et parallèle (pointillés) le long des axes X (haut) et Y (bas)

Nous avons calculé les densités surfaciques de charge en configuration perpendiculaire, les résultats étant présentés en Figure 6.10. Le champ électrique extérieur utilisé dans le calcul est la composante verticale E_z obtenue dans les simulations. L'évolution des densités surfaciques de charge nous permet également d'observer que la charge de la surface est toujours positive, ce qui est cohérent avec le comportement du potentiel de la surface. La charge est la plus positive à proximité du bloc de graphite polarisé positivement. Ce calcul montre que le modèle de SPIS-Dust sous-estime la densité de charge surfacique d'un facteur 8 par rapport à celle calculée dans cette thèse. En effet, dans le modèle numérique, la charge surfacique de la couche de poussière est calculée selon l'équation (2.21) et suppose que champ électrique interne à la couche est négligeable, ce qui n'est pas le cas dans l'expérimentation présente bien que vraisemblable à la surface de la Lune. Dans notre modèle de charge, présenté en section 2.4, cette charge surfacique dépend à la fois du champ électrique extérieur à la couche et de celui se trouvant à l'intérieur, cf. équation (2.24). Cependant, il est difficile de savoir si le modèle numérique surestime ou non la charge même des grains. En effet, au sein du modèle de SPIS-Dust, cette charge est exprimée selon l'équation (2.22) et est donc proportionnelle au rayon de la particule. Cependant, la charge totale de la surface est conservée, c'est-à-dire que la charge de chaque grain est pondérée par son poids statistique :

$$\sum_N w Q_{grain} = Q_{surface} \quad (6.4)$$

En revanche, dans le modèle que nous proposons, la charge du grain est calculée par rapport à la surface de ce dernier, selon l'expression (2.25). De ce fait, il paraît compliqué de savoir si la charge électrique calculée dans le modèle est supérieure ou non à la valeur analytique extraite des mesures.

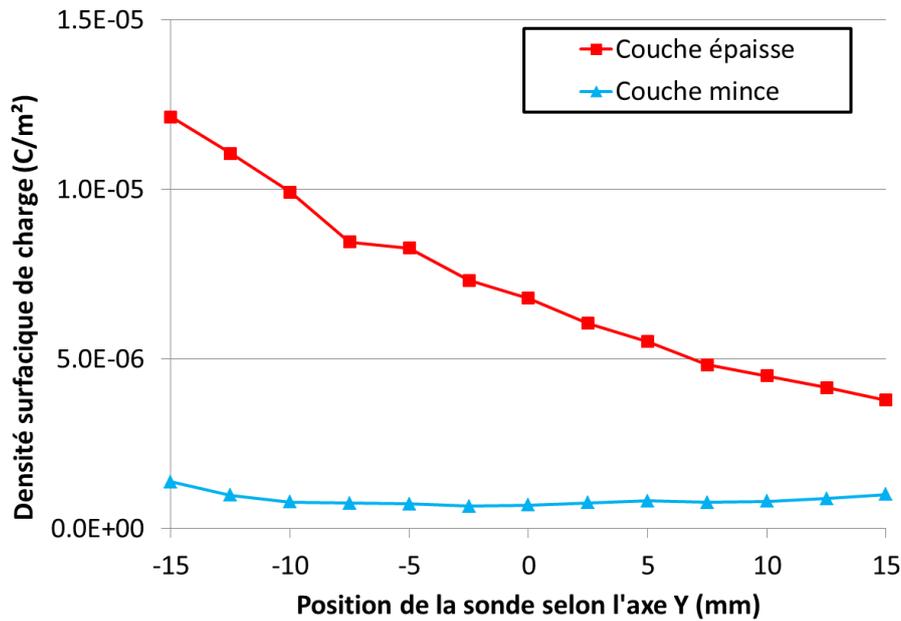


Figure 6.10 : Densités surfaciques de charge calculées selon l'hypothèse de couche mince (bleu) et épaisse (rouge)

6.2.2. Analyse détaillée des effets microscopiques

Comme expliqué en section 5.4.4, nous avons également observé l'influence de la taille des simulants sur la charge de la couche de poussières et le transport des particules. Ainsi, les essais ont été réalisés avec les différentes gammes de taille de DNA-1 ont donné lieu à des mesures de profils de potentiels présentés en Figure 6.12 pour des polarisations sur les blocs égales à 3000 V en valeur absolue. Les poussières dont la taille est inférieure à 25 μm sont celles qui se chargent le moins positivement. Ce résultat est contraire à ce que l'on attendait suite à l'étude de conductivité volumique menée dans la section 3.3.3 puisque ce sont les poussières les plus résistives. Il est possible que le courant de photoélectrons émis par cette gamme de poussières soit plus faible que pour les autres. Cependant, les essais visant à la mesure du photocourant présentés en section 3.3.2 n'ayant pas abouti, il nous est impossible de conclure sur cette hypothèse. Numériquement, il a été constaté que le champ électrique varie très peu en fonction de la taille. Les faibles variations sont d'origine statistique. La simulation ne parvient donc pas à représenter l'effet de la taille des grains sur le potentiel de surface. Ceci est dû au fait que le potentiel de la surface de la couche de poussières est calculé à partir de l'équilibre des courants. Ce dernier tient compte de l'émission photoélectronique de la surface toute entière de la couche et non de la surface du grain en lui-même. Ainsi, le potentiel simulé est le

même pour toute distribution en taille au sein de la couche. Cette constatation illustre de nouveau que le modèle numérique de SPIS-Dust ne tient pas compte pleinement des effets présents à échelle microscopique.

Comme en configuration perpendiculaire, la Figure 6.13 montre que l'évolution du potentiel moyen des poussières en fonction de la tension appliquée sur les blocs pour chacune des gammes de taille testées. Nous constatons que, contrairement aux autres, les gammes de grains supérieurs à 100 μm et inférieurs à 25 μm n'ont pas un comportement parfaitement linéaire, laissant ainsi penser qu'il peut exister des phénomènes microscopiques intervenant sur le transport des photoélectrons. Nous constatons également que la gamme $> 100 \mu\text{m}$ est la moins positive de toutes jusqu'à 1000 V appliqué sur les blocs puis devient aussi positive que la DNA-1 toutes tailles à partir de $V_- = -V_+ = -3000 \text{ V}$.

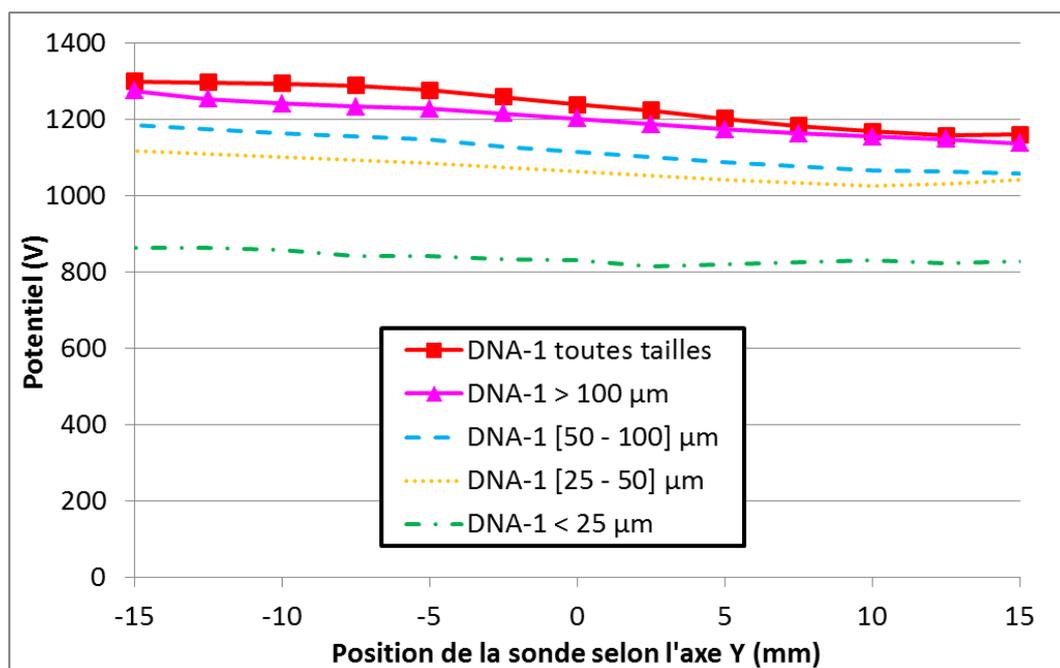


Figure 6.11 : Profils de potentiel obtenus expérimentalement en fonction de la taille des grains pour $V_- = -V_+ = -3000 \text{ V}$ en configuration parallèle

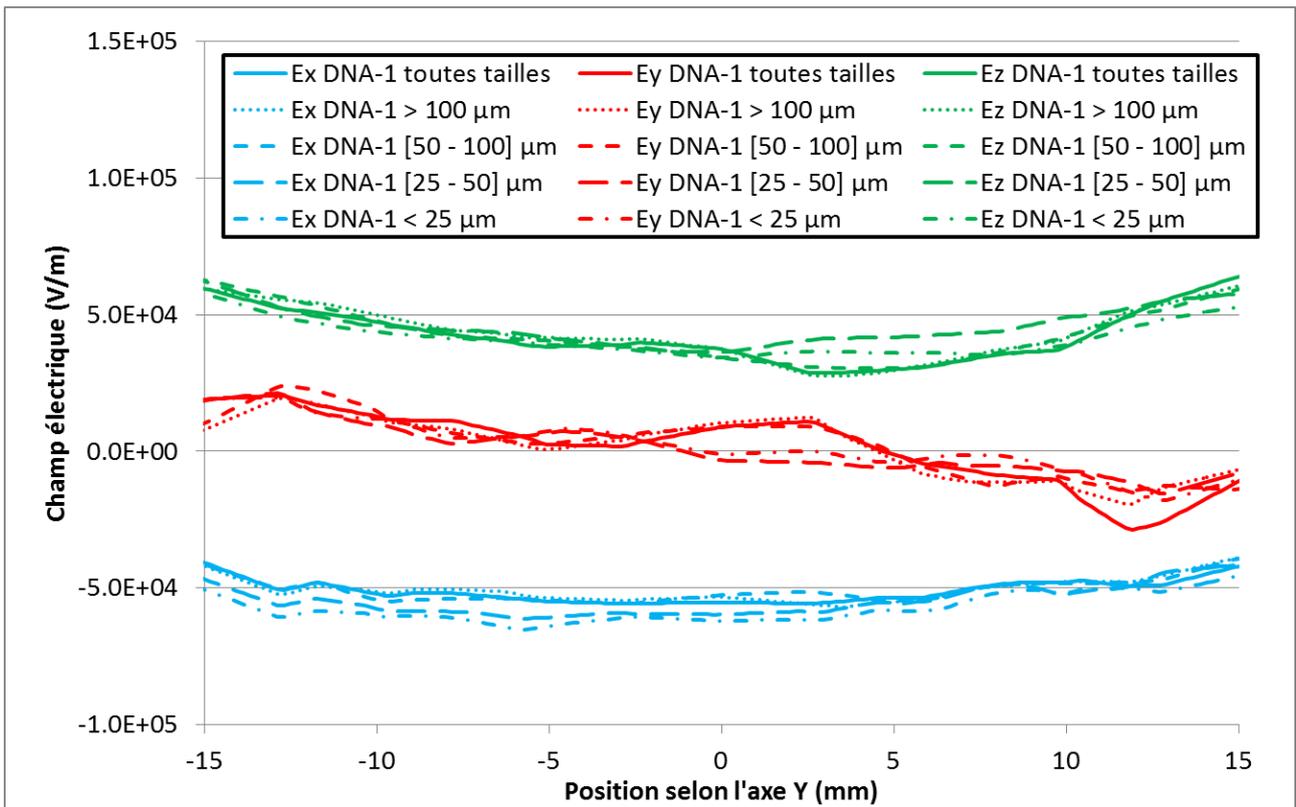


Figure 6.12 Composantes du champ électrique calculées numériquement pour $V_- = -V_+ = -3000$ V en fonction de la taille des grains

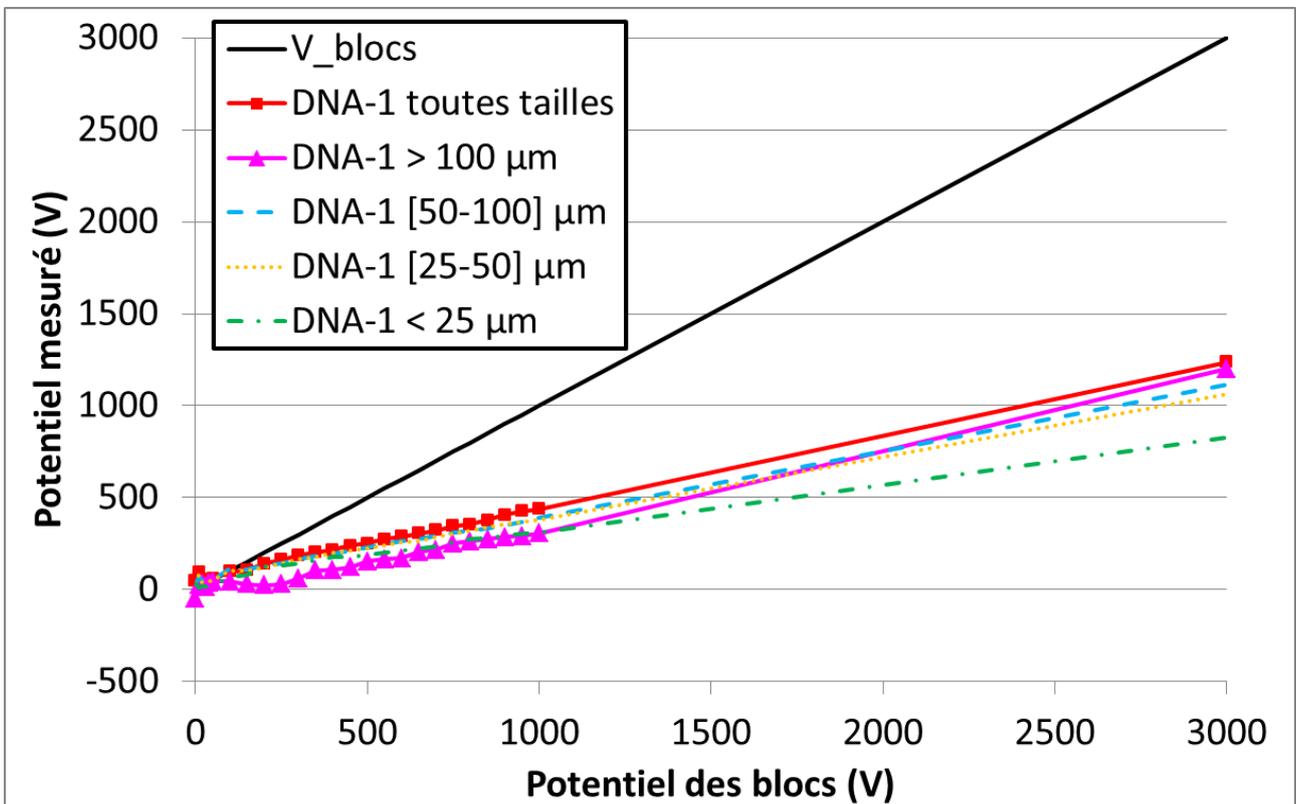


Figure 6.13 : Potentiel moyen à la surface des poussières en fonction du potentiel appliqué sur les blocs (en valeur absolue) et de leur taille

À partir des valeurs numériques de la composante verticale du champ électrique, nous avons estimé la valeur moyenne de la charge de cinq grains, appartenant aux différentes gammes de tailles étudiées, en fonction de leur position pour une polarisation des blocs 3000 V. On considère d'abord que les grains de tailles 1 et 10 μm d'un côté, 25 et 50 μm d'un autre côté, et enfin 100 μm sont au potentiel mesuré respectivement lors des essais effectués avec les gammes monodisperses de taille $< 25 \mu\text{m}$, $[25 - 50] \mu\text{m}$ et $[50 - 100] \mu\text{m}$. Nous avons également calculé la force électrostatique s'appliquant sur chacun des grains en fonction de sa position à la surface. Les résultats sont présentés en Figure 6.14. Le grain de 100 μm étant le plus chargé, il subit la force électrostatique la plus élevée. On considère ensuite que les grains font partie de la distribution polydisperse et que leur potentiel est celui des essais avec les poussières de toutes tailles. Les résultats de la Figure 6.14 montrent que les grains dont la taille est inférieure à 25 μm ont une charge plus grande lorsque l'on considère qu'ils appartiennent à la gamme DNA-1 toutes tailles, du fait d'un champ électrique de surface plus élevé. La force électrostatique subie par ces grains est également plus élevée. Cet effet est moins important pour les grains de 25, 50 et 100 μm . La diminution de 27 % en moyenne de la force électrostatique moyenne subie par les grains de taille inférieure à 25 μm , lorsqu'ils sont uniquement en présence de grains de taille inférieure à 25 μm , ne paraît pas toutefois pas suffisante pour expliquer la multiplication par 2 du seuil de tension nécessaire à leur soulèvement. Nous émettons ainsi l'hypothèse que certains grains voient leur charge amplifiée par rapport aux autres et que cette amplification β_l s'accroît avec la disparité entre les grains. Cette amplification de la charge est due aux effets de pointes présents dans une distribution polydisperse qui favorisent la conduction de la charge comme expliqué en section 2.4. En effet, la granulométrie de la surface entraîne la formation de reliefs à échelle du grain ou d'un agglomérat de grains. Ces irrégularités géométriques sont formées par un empilement aléatoire de particules de poussières. Ainsi, la poussière se trouvant au sommet de la pile peut voir sa charge augmentée par conduction d'une partie de celles des grains se trouvant en dessous. Ces effets sont donc plus importants au sein d'une

distribution polydisperse, où cette géométrie irrégulière est accentuée. Les effets de pointe à l'origine de l'accroissement du champ électrique sont aussi favorisés avec une distribution polydisperse.

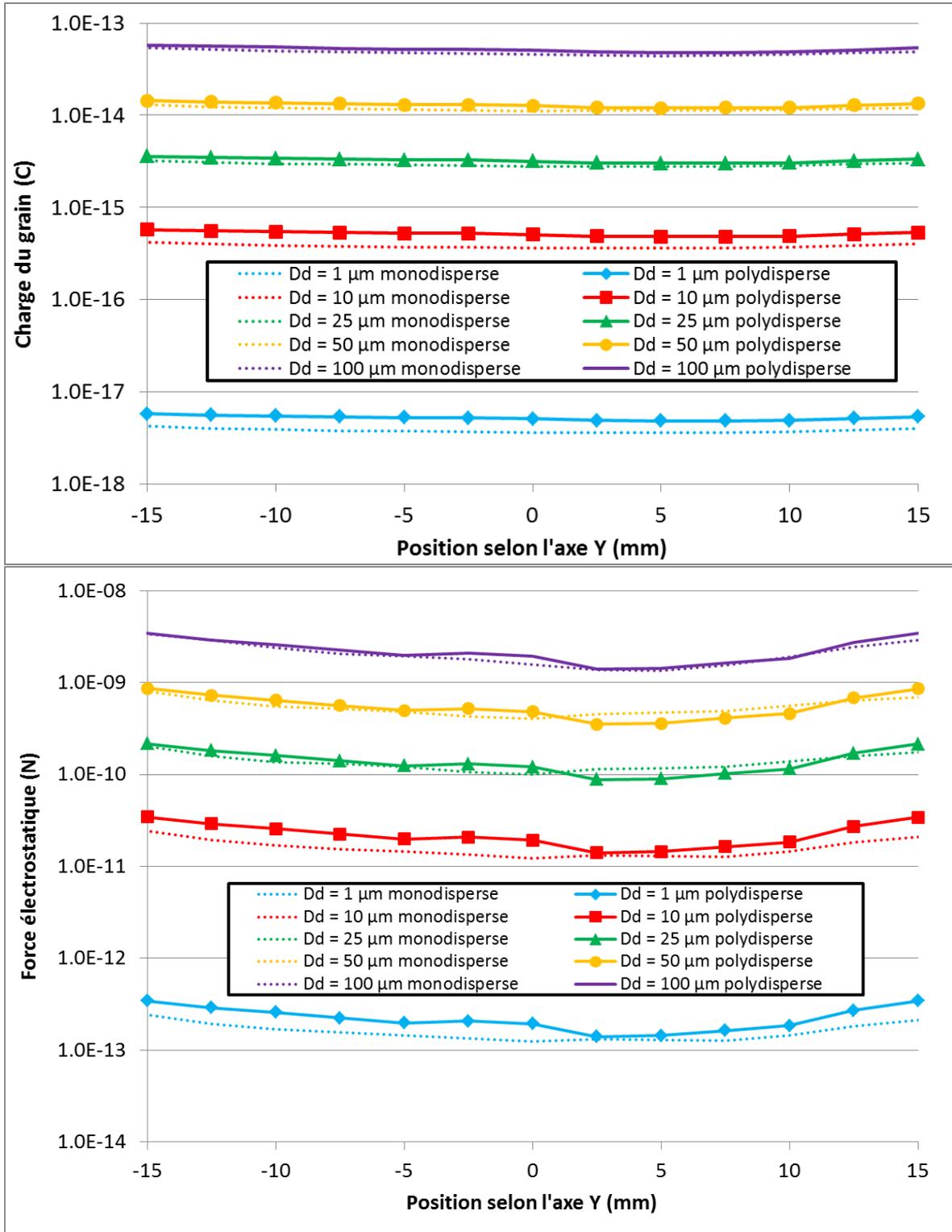


Figure 6.14 : Évolution de la charge d'un grain (haut) et de la force électrostatique qu'il subit (bas) en fonction de sa position à la surface de la couche en configuration parallèle et de son appartenance à une distribution en taille polydisperse (courbes pleines) ou monodisperse (courbes pointillées) pour $V_- = -V_+ = -3000$ V

L'étude réalisée avec les billes de verre semble confirmer cette hypothèse d'amplification de charge. En effet, le profil de potentiel mesuré pour $V_- = -V_+ = -3000$ V montre que ces billes se chargent légèrement plus positivement que les poussières DNA-1 toutes tailles, cf. Figure 6.15. Cependant, nous avons observé en section 5.4.5 que les billes ont un seuil de soulèvement égal à 5000 V, soit 2000 V plus élevé que les poussières DNA-1 toutes tailles. La distribution en taille des billes de verre étant plus étroite que celle de la DNA-1 toutes tailles, il semble donc que les effets géométriques amplifiant la charge des grains soit moindres dans ce cas, ce qui expliquerait le seuil de transport plus élevé.

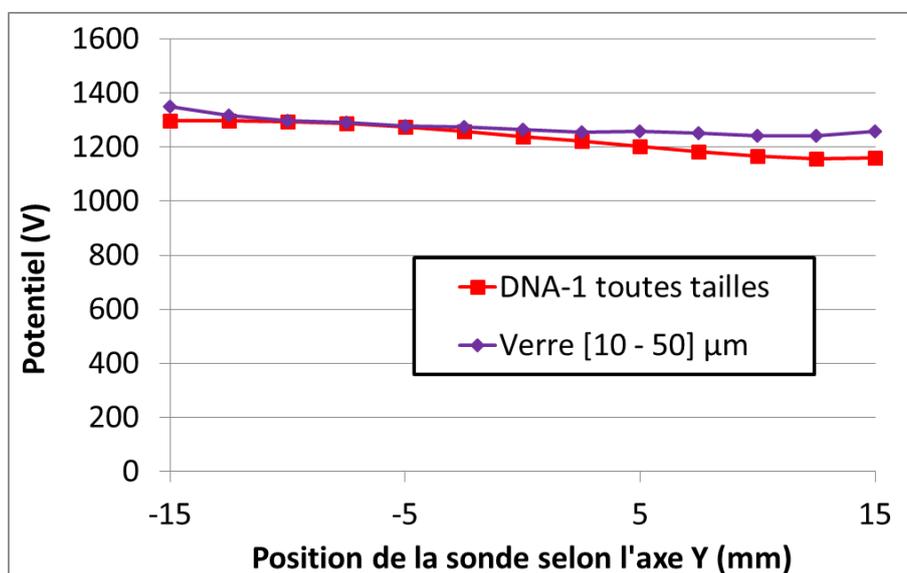


Figure 6.15 : Profils de potentiels obtenus expérimentalement en fonction de la nature des grains pour $V_- = -V_+ = 3000$ V en configuration parallèle

Ainsi, nous pouvons conclure qu'au sein d'une distribution polydisperse telle que la DNA-1 toutes tailles, des effets d'amplification de la charge de certains grains dus à la géométrie microscopique de la surface sont présents et justifient la présence de grains inférieurs à 25 µm au sein de la contamination pour une polarisation inférieure à celle nécessaire pour la gamme < 25 µm.

Lorsque l'on compare les résultats obtenus avec la DNA-1 toutes tailles et la DNA-1 mélangée à de la MDS1, on remarque que les deux simulants possèdent le même seuil de transport, soit 3000 V (cf. section 5.4.5). Nous avons également constaté lors des essais que la quantité de particules mobilisées par cm² est à peu près identique à 3000 V. Elle est égale à 850 particules par cm² dans le cas de la DNA-1

mélangée à la MDS1 contre 2650 pour la DNA-1 toutes tailles. Ainsi, ces deux simulants semblent avoir le même comportement alors que la DNA-1 mélangée à la MDS1 possède une conductivité 10 fois plus grande que celle de la DNA-1 toutes tailles. Nous pouvons donc conclure que, dans ce cas, la conductivité n'a pas d'effets concernant les ordres de grandeur de la contamination.

Enfin, rappelons les observations établies par [Wang et al. 2016] lors de leurs essais en UV ou avec faisceau d'électrons, cf. section 4.2.4, ayant mis en évidence que l'émission d'électrons depuis la surface, qu'elle soit due à la photoémission ou à l'émission secondaire, favorise le transport des particules par rapport à une simple interaction avec un plasma. La présence de microcavités est supposée entraîner une charge non homogène à la surface du grain de poussière qui se trouve ainsi accentuée et permet une éjection de la particule depuis la surface. Nous pensons que ces mécanismes sont effectivement à l'œuvre dans nos expérimentations et qu'ils sont amplifiés par la présence de petits grains voisins avec des plus gros. Ces phénomènes expliqueraient également la raison pour laquelle les déplacements obtenus par [Wang et al. 2016] ont lieu pour des champs électriques bien plus faibles que dans notre cas, cf. section 5.2.3 : l'état de surface de leur couche de particules est bien plus irrégulière que la nôtre, rendue la plus plane possible lors de la préparation des essais expérimentaux. De plus, leurs tests ont été réalisés avec des particules entre 38 et 48 μm , c'est-à-dire que leur distribution en taille est bien plus étroite que celle de la DNA-1 toutes tailles que nous avons étudiée, ce qui tendrait à diminuer les effets géométriques, et qui par comparaison semble indiquer que l'état plus chaotique de leur couche de poussière est très favorable à l'éjection des poussières. Ces observations montrent donc l'importance de toutes les échelles géométriques sur la force électrostatique appliquée aux poussières.

6.2.3. Bilan

Dans ce paragraphe nous avons consolidé l'hypothèse selon laquelle la force électrostatique subie par les grains est amplifiée par des effets microscopiques agissant sur la charge des grains et sur le champ électrique qu'ils subissent. Cependant, il semble difficile d'estimer si l'un des effets est prépondérant par rapport à l'autre puisqu'ils semblent liés. Ainsi, nous supposons que $\beta = \sqrt{\beta_1\beta_2}$ comme le proposent [Hess et al. 2015]. Nous avons mis en évidence expérimentalement l'existence de l'amplification de la charge due aux irrégularités géométriques et analysée que cette dernière n'est pas complètement prise en compte dans le modèle implémenté dans SPIS-Dust. Afin de pouvoir estimer au mieux ce paramètre d'amplification, il est nécessaire de quantifier les autres forces intervenant dans le bilan des forces et notamment celle de cohésion.

6.3. Analyse de la force de cohésion

6.3.1. Propreté des poussières

Nous avons constaté que lorsque les poussières sont chauffées à des températures de plus en plus grandes, le seuil d'éjection devient de plus en plus élevé (cf. sections 5.2.4 et 5.4.6). Il a également été observé qu'après refroidissement, les poussières sont plus difficiles à mobiliser qu'avant. En configuration parallèle notamment, le seuil de déplacement de la DNA-1 toutes tailles est égal à 3000 V avant chauffage et devient supérieur à 4500 V après le retour à la température ambiante (seuil non mesuré). Nous avons effectué ces essais lors d'une même mise sous vide du dispositif. Ainsi, l'état géométrique de la surface de la couche est exactement le même avant et après le chauffage. Par ailleurs, les déplacements observés lors de la recherche des seuils n'ont pas été suffisants pour constater une déplétion notable de la couche qui aurait pu jouer sur le champ électrique. Nous supposons donc que les effets d'amplification de charge et de champ électrique sont les mêmes, que ça soit avant, pendant ou après le chauffage des poussières. Les différences de seuils d'éjection constatées sont donc probablement dues à des effets sur la force de cohésion. Si l'on suit

cette hypothèse, on en vient à suggérer que la force de cohésion a augmenté du fait de la hausse de température.

Cette hypothèse est consistante avec l'expression (4.5) de la force de cohésion donnée en section 4.1. Elle dépend notamment du paramètre S qui représente la propreté de la surface du grain. Ce dernier est inversement proportionnel à l'épaisseur t de la couche de molécules adsorbée par la poussière. Il est connu qu'un matériau chauffé sous vide dégaze dans le milieu. Puisque les facteurs de vue entre grains sont très grands, un matériau poreux comme l'est la couche de poussières n'a de chance de dégazer que si on le porte à haute température. Ainsi, l'épaisseur t diminue ce qui entraîne une augmentation du facteur S de propreté de surface. La force de cohésion résultante est donc plus grande qu'avant le chauffage. De plus, lors du refroidissement des poussières, la surface de la couche n'est que partiellement recontaminée. Ainsi, la force de cohésion est également plus élevée après le refroidissement des particules par rapport à leur état initial. On en déduit que la force de cohésion joue un rôle primordial pour le maintien des petites particules sur la surface, avant même la gravité. Ceci dit, dans ce qui suit, nous considérons les expériences n'ayant pas fait l'objet d'un chauffage. Il apparaît toutefois que le conditionnement des poussières peut avoir un effet notable sur la mobilisation.

6.3.2. Estimation des forces

Dans un premier temps, nous étudions le bilan des forces dans le cas où le facteur d'amplification électrostatique β est égal à l'unité et où la force de cohésion est calculée avec $KS^2 = 10^{-6}$ kg/s, valeur minimale proposée par [Hartzell and Scheeres 2011]. Il a été estimé par les auteurs qu'un facteur de cohésion inférieur à cette valeur ne serait pas réaliste. Pour que les grains puissent être éjectés depuis la surface, il est nécessaire que la force électrostatique soit supérieure à la somme des forces gravitationnelle (équation (4.1)) et de cohésion (équation (4.5)). D'après la Figure 6.17, nous constatons que c'est déjà le cas en configuration parallèle pour des grains situés au centre de la tâche et dont la taille est comprise entre 3.5 et 10 μm . Les valeurs des champs électriques $E_{interne}$ et $E_{externe}$ utilisée dans le calcul des forces

électrostatiques sont celles subies par un grain se trouvant au centre de la tâche ($Y = 0$ mm) et dans le cas où $V_- = -V_+ = -3000$ V. Elles sont respectivement issues des expérimentations et des valeurs de E_z obtenues lors des simulations réalisées. Cependant, nous avons constaté expérimentalement le soulèvement de particules dont la taille se trouve en dehors de cet intervalle, cf. chapitre 5. Nous en concluons donc que le facteur β doit être supérieur à un pour les deux configurations expérimentales testées. Ainsi, nous sommes en mesure d'estimer le facteur d'amplification électrostatique minimum $\beta_{min}(r_d)$ nécessaire à l'éjection des poussières de taille r_d et associés au facteur de cohésion KS^2 minimum, et ce dans les deux configurations géométriques. Il varie en fonction de la taille de la particule et est élevé pour les gammes très petites et très grosses, comme le montre la Figure 6.17. Cela dénote que les grains les plus petits sont dominés par la force de cohésion tandis que les grains les plus gros voient leur déplacement limité par la force gravitationnelle. Ce résultat était attendu puisque la force gravitationnelle est proportionnelle au cube de la taille du grain tandis que la force de cohésion est directement proportionnelle à la taille de la particule.

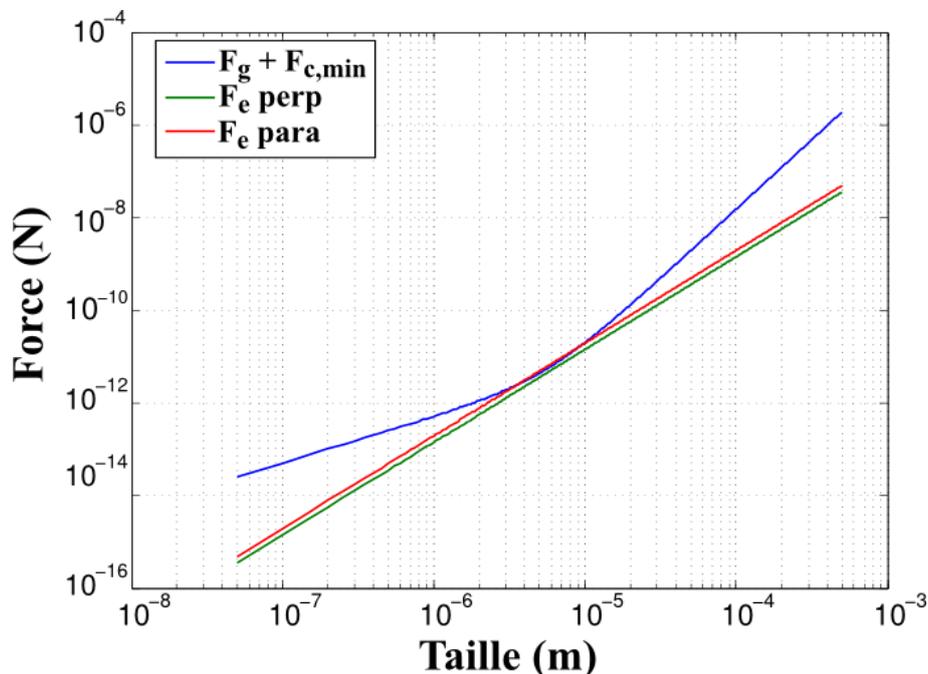


Figure 6.16 : Forces électrostatique, gravitationnelle et de cohésion calculées en configuration perpendiculaire et parallèle

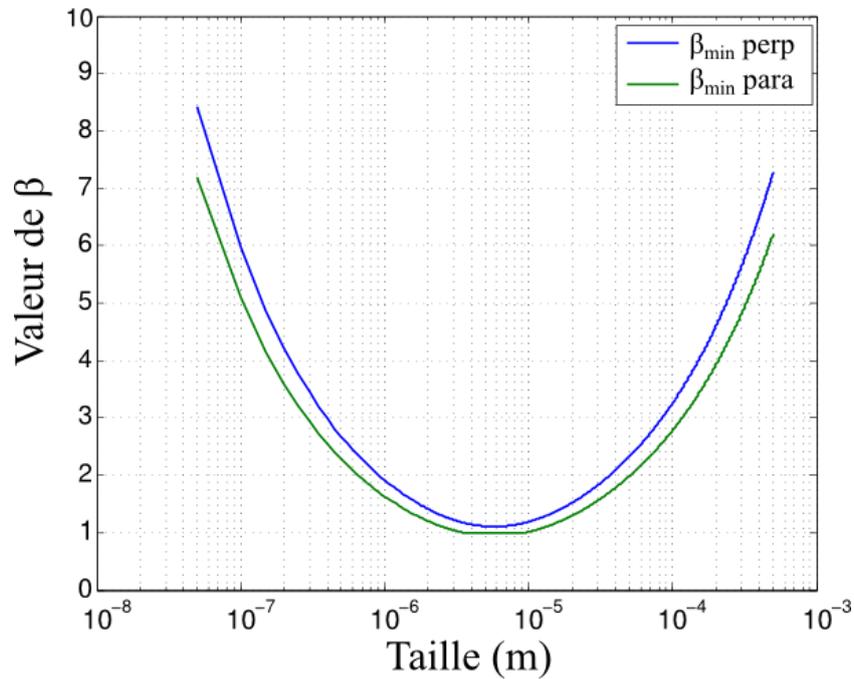


Figure 6.17 : β_{\min} nécessaire pour le transport électrostatique dans les deux configurations supposant $KS^2 = 10^{-6} \text{ kg/s}^2$

Dans un second temps, nous voulons estimer la valeur réelle du facteur de cohésion, ou du moins réduire l'intervalle d'incertitude dans lequel il se trouve. En effet, nous savons que l'expression des interactions de Van der Waals selon [Israelachvili 2011] donne un KS^2 égal à $5.1 \times 10^{-2} \text{ kg/s}^2$, que nous estimons être la limite maximale atteinte par ce facteur. Pour réduire cet intervalle, nous utilisons les résultats des essais réalisés avec l'actionneur piézoélectrique présenté en section 5.1.3 et ayant consisté à faire vibrer le support des poussières. Dans les deux configurations expérimentales utilisées, nous avons constaté que la présence de vibrations diminue de manière conséquente les seuils de transport des poussières, cf. sections 5.2.5 et 5.4.7. Comme nous l'avons écrit dans [Champlain et al. 2016], l'expression de la force mécanique F_{vib} appliquée par l'actionneur piézoélectrique est la suivante :

$$F_{vib} = m_d d_0 \omega^2 \quad (6.5)$$

avec d_0 l'amplitude des vibrations, comprise entre 1 et 8 μm d'après les données du constructeur, et $\omega = 2\pi f$, $f = 16 \text{ kHz}$ étant la fréquence des vibrations.

Ainsi, si des poussières non chargées sous UV sont éjectées de la surface lorsque l'actionneur piézoélectrique est activé, cela signifie que la somme des forces gravitationnelle et de cohésion entre les

grains est inférieure à la force de vibration appliquée. La fréquence de vibration choisie a permis l'observation du tressautement de toutes les gammes de taille de poussières testées. Nous supposons comme précédemment dans [Champlain et al. 2016], que nous avons été en mesure de soulever des grains dont la taille est au minimum de 2 μm . Ainsi, la valeur maximale du facteur de cohésion KS^2 dans nos essais sera la valeur pour laquelle la somme des forces gravitationnelle et de cohésion appliquées à des grains de 2 μm est inférieure à la force issue de vibrations d'amplitude minimale, soit 1 μm . Nous obtenons donc :

$$KS^2 \leq \frac{4}{3} \pi \left(\frac{D_d}{2} \right)^2 \rho (d_0 \omega^2 - g) \quad (6.6)$$

Ainsi, pour $D_d = 2 \mu\text{m}$, le facteur de cohésion maximum est égal à 10^{-4} kg/s^2 . Les forces correspondantes sont représentées en Figure 6.18.

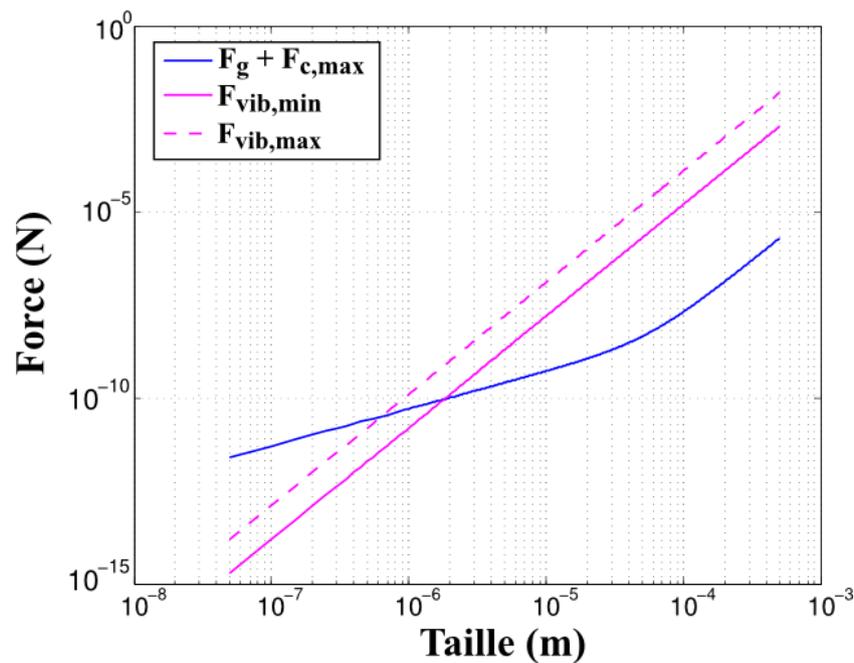


Figure 6.18 : Force de cohésion maximum déduite des observations de transport avec vibrations

Maintenant que nous avons déterminé la valeur maximale atteinte par KS^2 lors de nos essais, nous pouvons de nouveau comparer la force électrostatique à la somme des forces gravitationnelle et de cohésion. Dans les deux configurations expérimentales étudiées, la force électrostatique n'est pas suffisante pour permettre l'éjection des poussières, cf. Figure 6.19. Nous pouvons de nouveau calculer le facteur β_{min} nécessaire au transport des poussières dans les deux configurations. Nous constatons sur la Figure 6.20 que

les facteurs d'amplification électrostatique minimums sont bien plus élevés que dans le cas où $KS^2 = 10^{-6} \text{ kg/s}^2$, montrant la nécessité des effets électrostatiques pour permettre le transport des poussières. Il semble également que, dans ce cas, la force de cohésion influe beaucoup plus que la force gravitationnelle sur le transport des particules, peu importe leur taille.

Bien que la valeur réelle du facteur de cohésion soit peut-être supérieure à 10^{-4} kg/s^2 , nous savons qu'elle est définitivement supérieure à 10^{-6} kg/s^2 . Ceci montre que qualitativement, la valeur de β doit être supérieure à un. L'estimation plus précise de cette valeur nécessiterait des essais supplémentaires de caractérisation de l'accélération de vibration et de la force de cohésion, car nous supposons tout de même que les poussières sont des particules sphériques.

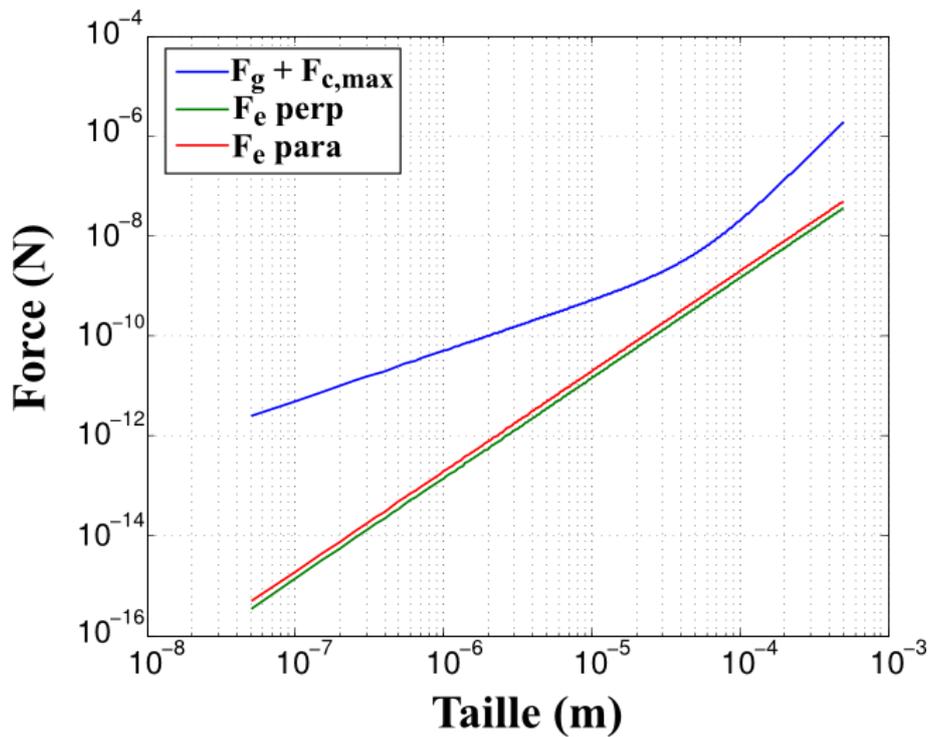


Figure 6.19 : Représentation des forces électrostatiques en configuration perpendiculaire et parallèle et comparaison avec la somme des forces gravitationnelle et de cohésion maximum

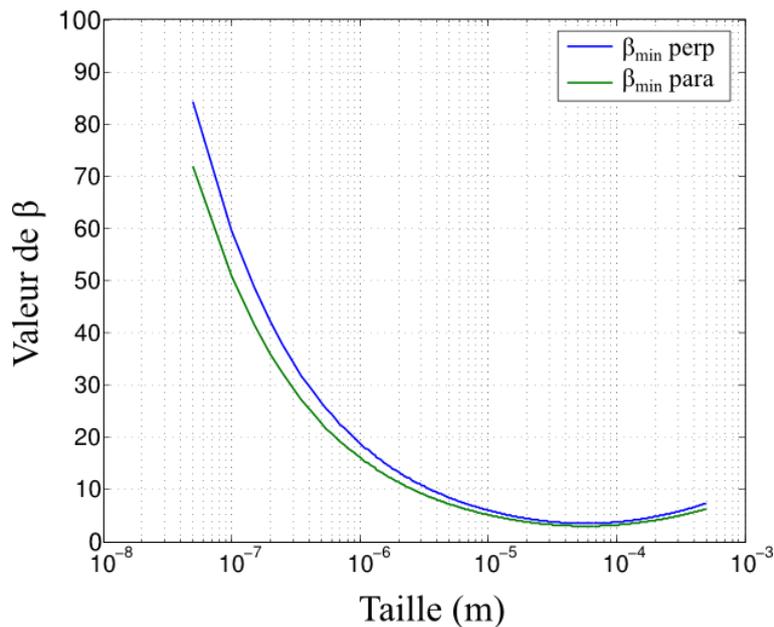


Figure 6.20 : Représentation des β_{\min} nécessaire pour le transport électrostatique dans les deux configurations expérimentales étudiées pour $KS^2 = 10^{-4} \text{ kg/s}^2$

6.3.3. Bilan

Dans ce paragraphe, nous avons réussi à réduire l'incertitude sur la valeur du facteur de cohésion KS^2 à l'aide des essais expérimentaux réalisés avec l'actionneur piézoélectrique. Cependant, nous avons utilisé la même fréquence de vibrations pour toutes les gammes de taille, supposant ainsi dans notre calcul que nous avons soulevé des particules d'au moins $2 \mu\text{m}$. Pour être encore plus précis, il serait nécessaire d'effectuer des tests déterminant la fréquence minimum pour faire vibrer chaque gamme de taille. Ainsi, nous serions en mesure de déterminer le KS^2 correspondant à chaque taille de grain. Cela permettrait également de déterminer la valeur de β_{\min} de façon plus fine.

Ces résultats ont toutefois montré qu'un facteur d'amplification électrostatique est nécessaire à l'éjection des poussières puisque, dans la plupart des cas, la force électrostatique est inférieure à la somme des forces gravitationnelle et de cohésion. Cela met donc en évidence, une fois de plus, la présence de ces effets géométriques amplifiant la charge des poussières et le champ électrique qu'elles subissent.

Ces résultats constituent une avancée importante dans la caractérisation du transport des poussières lunaires et nécessitent d'être pris en compte dans les modèles numériques tels que SPIS-Dust.

6.4. Analyse numérique des résultats

Comme expliqué en section 5.3, nous avons réalisé la simulation de nos expérimentations à l'aide du logiciel SPIS-Dust afin de comparer nos résultats expérimentaux avec les résultats numériques en termes de soulèvement de grains de poussière. La comparaison entre résultats numériques et expérimentaux est principalement faite à l'aide des facteurs d'obscurcissement O_{total} obtenus dans les deux cas. Cette comparaison nous permet de proposer des adaptations au modèle afin de le rendre plus représentatif des observations expérimentales.

6.4.1. Comparaison avec les expériences

On vérifie tout d'abord que les temps de simulations utilisés lors des simulations de la configuration parallèle et en fonction de la taille des grains sont suffisants pour atteindre l'équilibre des potentiels. En effet, comme le montre la Figure 6.21 représentant l'évolution temporelle du potentiel moyen de la surface des poussières pour les simulations de 2 s, le régime permanent est pratiquement atteint à $t = 0.1s$, instant d'activation du modèle d'éjection des poussières.

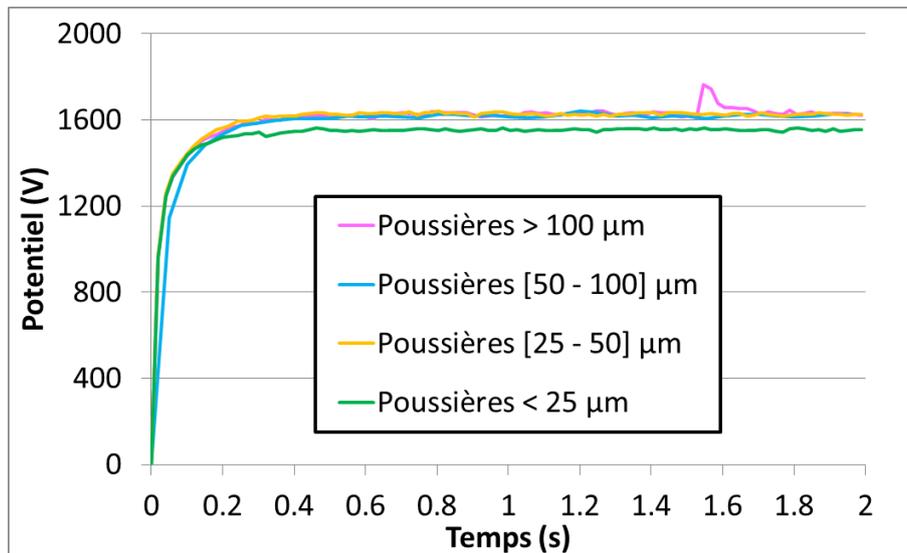


Figure 6.21 : Potentiel numérique moyen de la surface des poussières en fonction du temps

En section 6.2, nous avons comparé les profils de potentiel obtenus expérimentalement et numériquement. Nous avons constaté que ces derniers sont en accord les uns avec les autres ce qui montre que le logiciel SPIS-Dust modélise correctement la charge moyenne de la surface de la couche de poussières. La géométrie expérimentale est également très bien respectée comme nous l'avons montré dans la section 5.3. Enfin, la Figure 5.18 et la Figure 5.20 montrent que la modélisation du transport 3D des poussières depuis la couche vers l'octogone est également en accord avec les résultats expérimentaux. Ainsi, qualitativement, les simulations donnent des résultats cohérents par rapport aux expérimentations.

Grâce à ses simulations, nous avons accès à une grande quantité de données qui ne sont pas disponibles expérimentalement. Il est notamment possible d'extraire les représentations 3D du rayon moyen des poussières, de leur charge moyenne, de leur vitesse moyenne, de leur densité et des potentiels. Les Figure 6.22, Figure 6.23 et Figure 6.24 présentent toutes ces données dans le cas de la simulation de la DNA-1 toutes tailles en configuration parallèle et avec $V_- = -V_+ = -3000$ V. Nous constatons que le rayon moyen des grains est compris entre 1 et 10 μm , ce qui est cohérent avec nos observations expérimentales. En effet, nous avons constaté que la contamination obtenue à partir d'une tâche de poussières DNA-1 toutes tailles est majoritairement composée de grains inférieurs à 25 μm . La charge moyenne des poussières, quant à elle, est exprimée en échelle logarithmique. Ainsi, pour obtenir la valeur de la charge moyenne des grains en unité ecu, il faut effectuer le calcul suivant :

$$Q = \frac{10^X}{1.6 \times 10^{-19}} \quad (6.7)$$

où X est la valeur donnée par l'échelle de couleur. Nous constatons donc que la charge moyenne des poussières est comprise entre 10^{-13} et 3.2×10^{-12} C, ce qui correspond à 6.3×10^5 et 2×10^7 e respectivement. Pour une particule dont le rayon est égal à 5.5 μm et dont la charge moyenne est de 6.3×10^{-13} C, son potentiel est égal à +1032 V par rapport au potentiel local. Cette valeur correspond au potentiel mesuré à la surface ce qui laisse présager que la particule garde le même potentiel durant son déplacement, cf. section 2.5. La vitesse des poussières, quant à elle, peut aller jusqu'à 100 m/s en direction de l'octogone.

Les grains impactant la partie haute de l'échantillon ont une vitesse de 50 m/s. Nous observons également que les poussières sont bien émises en direction du bloc négatif avec une densité moyenne estimée à $5.5 \times 10^5 \text{ m}^{-3}$. Plus on se rapproche de l'octogone, plus la densité diminue. Enfin, la représentation volumique des potentiels montrent que la surface des poussières est très positive à proximité du bloc de graphite et devient de plus en plus négative en se rapprochant de l'octogone. On constate également que la photoémission est très présente à proximité du bloc positif.

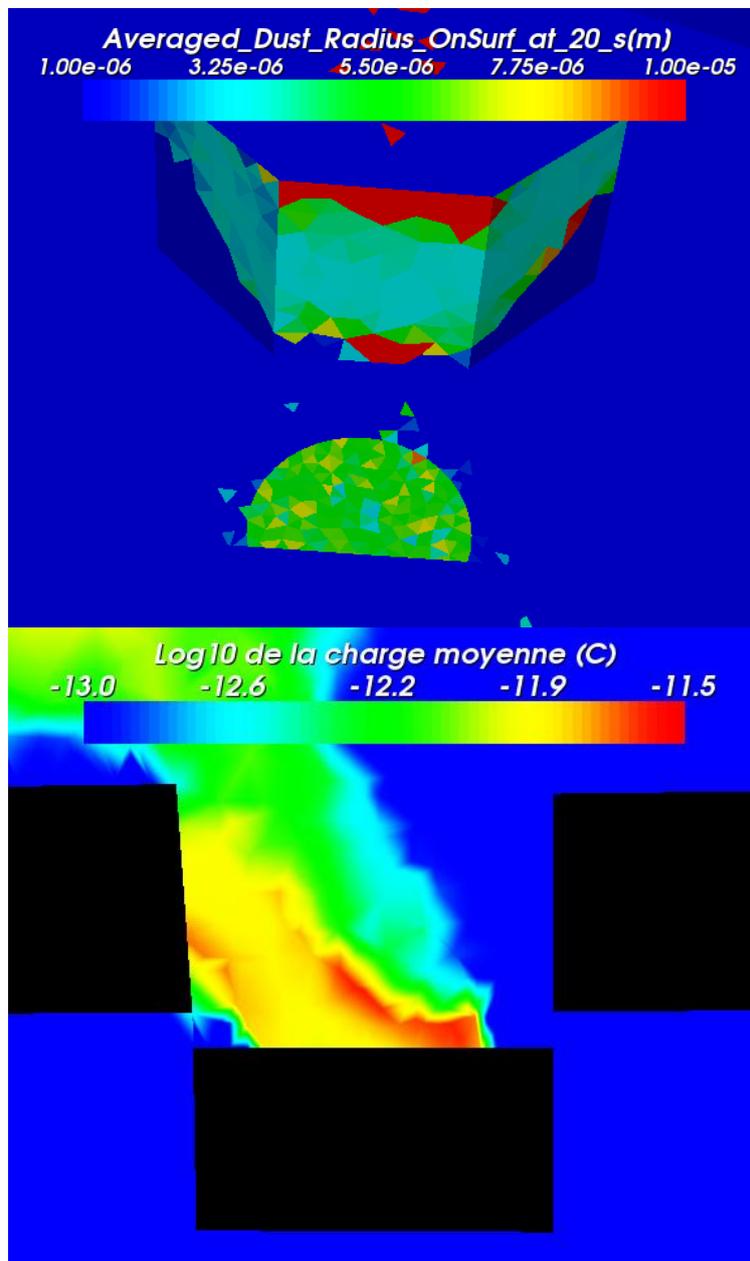


Figure 6.22 : Rayon moyen (haut) et logarithme décimal de la charge moyenne (bas) des poussières lors de la simulation de la DNA-1 toutes tailles pour une polarisation de 3000 V sur les blocs

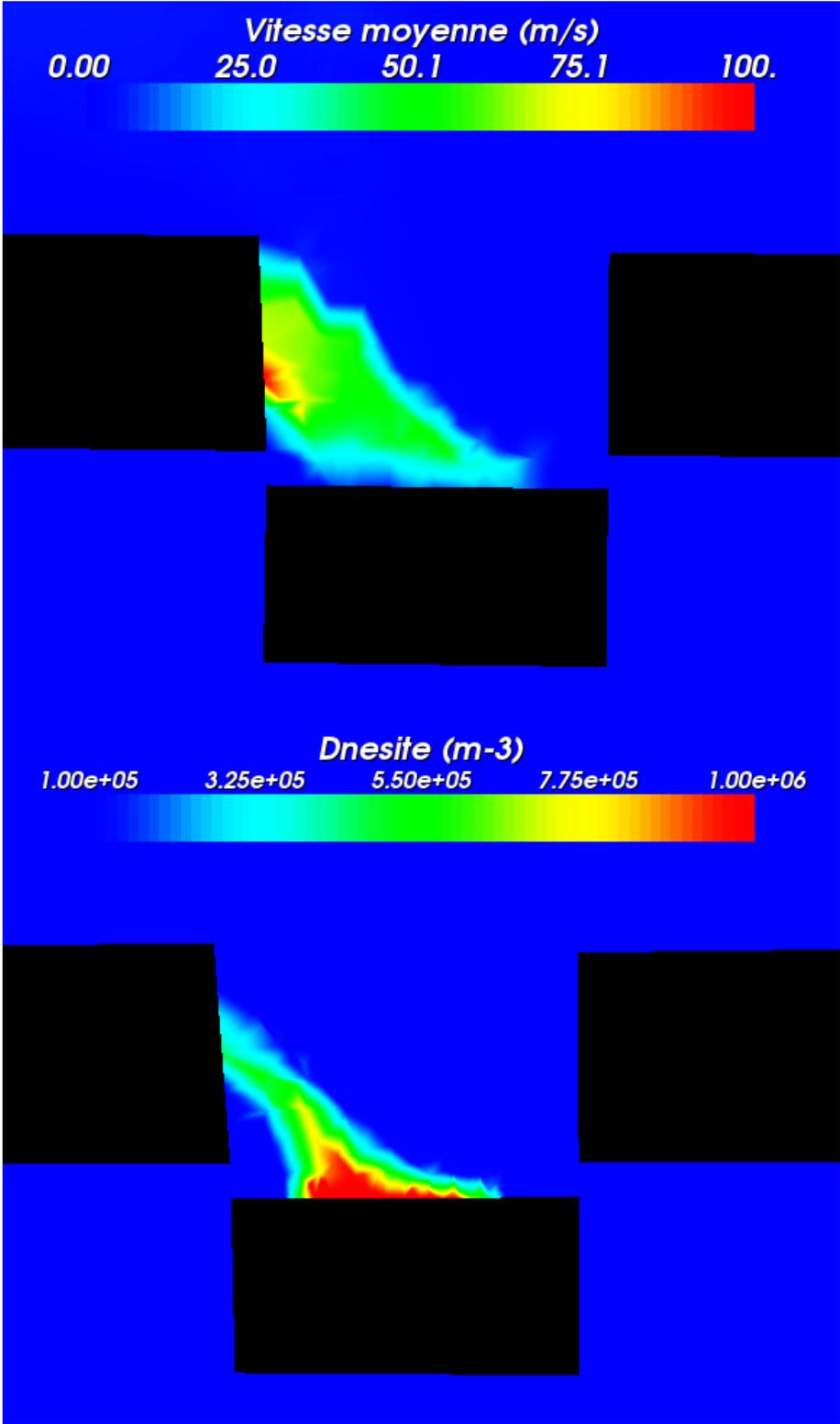


Figure 6.23 : Vitesse moyenne (haut) et densité (bas) des poussières lors de la simulation de la DNA-1 toutes tailles pour une polarisation de 3000 V sur les blocs

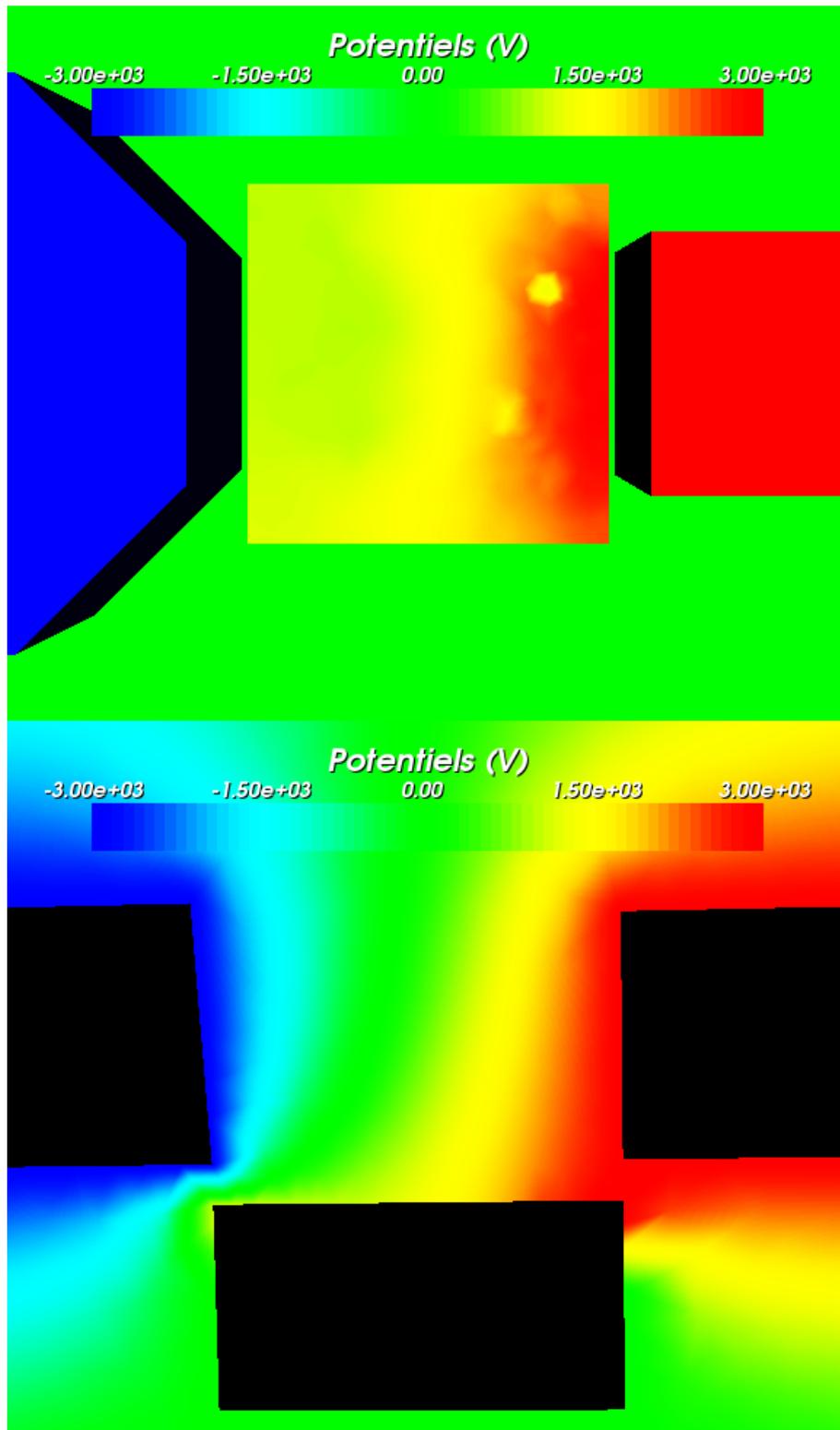


Figure 6.24 : Potentiels lors de la simulation de la DNA-1 toutes tailles pour une polarisation de 3000 V sur les blocs en vue de dessus (haut) et dans le plan (O,X,Z) (bas)

Nous nous intéressons dans un second temps à la quantité de poussières déplacées expérimentalement et numériquement en comparant les valeurs des obscurcissements O_{total} obtenus. En configuration perpendiculaire, une simulation avec $V_- = -V_+ = -3000$ V a été réalisée avec la distribution en taille par défaut de SPIS-Dust, cf. Figure 3.2, et comparée aux résultats expérimentaux obtenus pour la DNA-1 toutes tailles. Les paramètres utilisés ont les valeurs par défaut du modèle. Ainsi, le facteur de cohésion KS^2 est pris égal à 10^{-6} kg/s², la conductivité volumique de la couche de poussières est égale à 10^{-14} $\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ et la valeur de la conductivité surfacique grain à grain est égale à 10^{-9} $\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$. On rappelle qu'expérimentalement, l'obscurcissement total O_{total} obtenu après 15 minutes de contamination dans le cas d'échantillons en aluminium, matériau utilisé pour l'octogone dans SPIS-Dust, est égal à environ 1 %. La simulation correspondante donne la contamination représentée en Figure 5.18 et une valeur de O_{total} égale à 0.3 % après 18 s d'émission de poussières. Si l'on considère que la contamination des échantillons augmente linéairement avec le temps, c'est à dire que le flux différentiel de contaminant est constant au cours du temps, on obtient un O_{total} d'environ 15 % au bout de 15 minutes de contamination, soit 15 fois plus élevé que dans le cas expérimental. Il semble donc que le logiciel surestime la quantité de poussières transportées lorsque les paramètres par défaut sont utilisés. Ce résultat semble étonnant par rapport à l'analyse effectuée en section 2.4 puisque nous avons vu que le modèle du logiciel ne tient pas compte du champ électrique se trouvant à l'intérieur de la couche de poussières (supposant implicitement une couche de poussières très épaisse).

Lors des simulations de la configuration parallèle, nous avons étudié l'influence de la taille des grains. Ainsi, cinq simulations ont été réalisées avec une polarisation de 3000 V sur les blocs. Pour les gammes de taille < 25 μm et > 100 μm , les distributions en taille simulées sont des troncatures de la distribution par défaut de SPIS-Dust. Pour les gammes $[25 - 50]$ et $[50 - 100]$ μm , une fonction créneau, égale à l'unité lorsque la taille de la particule appartient à l'intervalle et zéro sinon, a été utilisée. Les paramètres par défaut ont de nouveau été conservés. Les résultats obtenus sont résumés dans le Tableau

6.1. Dans les simulations, l'émission des poussières n'a lieu que pendant 2 s. Les valeurs de $O_{total,num}$ ont été ramenées à 5 minutes d'émission, temps d'exposition des échantillons expérimentaux, en supposant de nouveau le régime établi atteint. La simulation est effectuée pour une tension de 3000 V au lieu de 7000 V expérimentalement. Pourtant la contamination issue du modèle numérique est plus importante d'un facteur 2 à 24 en fonction de la taille des grains. Nous constatons de nouveau que l'utilisation des paramètres par défaut de SPIS-Dust surestime la quantité de poussières déplacées.

Gamme de taille testée	$O_{total,exp}$ (7000 V) (%)	$O_{total,num}$ (3000 V) (%)	Flux numérique de particules émises (#/s)	Flux numérique de particules collectées par la cible (#/s)
DNA-1 toutes tailles	1.7	25.5	2	2
DNA-1 > 100 µm	x	12	28	21
DNA-1 [50 – 100] µm	14.2	33	2710	2680
DNA-1 [25 – 50] µm	2.4	43.5	x	x
DNA-1 < 25 µm	2.4	57	4.85×10^5	4.80×10^5

Tableau 6.1 : Facteurs d'obscurcissement et flux obtenus pour chaque gamme de taille avec les paramètres par défaut de SPIS-Dust, dans la configuration parallèle

Il est donc nécessaire d'intégrer dans le logiciel l'analyse réalisée dans le paragraphe 6.3 afin de rendre les résultats plus proches des observations expérimentales. Les paramètres sur lesquels nous pouvons influencer sont donc le facteur de cohésion KS^2 , qui semble être sous-estimé dans le modèle, la conductivité volumique de la couche, en intégrant les valeurs expérimentales de la section 3.3.3 et la conductivité de surface grain à grain de la couche, qui influe sur la quantité de poussières éjectées et qui est donc trop élevée par défaut.

6.4.2. Adaptation du modèle

Nous avons dans un premier intégré dans les simulations utilisant les différentes gammes de taille la valeur de la conductivité volumique correspondante, déterminée en section 3.3.3. Nous avons également réduit la conductivité grain à grain à la surface de la couche à $10^{-11} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ afin de diminuer la quantité de poussières émises. La durée de la simulation est de nouveau de 2 s et les valeurs de $O_{total,num}$ sont donc ramenées à 5 minutes de contamination par les poussières. Les simulations sont effectuées pour $V_- = -V_+ = -5000 \text{ V}$ et donnent les résultats présentés dans le Tableau 6.2. Nous constatons que les flux de particules émises sont 100 fois plus faibles que ceux obtenus lors des simulations du Tableau 6.1, ce qui correspond à la diminution de la conductivité grain à grain. Il semble donc que le flux de particules dépende quasi linéairement de la conductivité grain à grain. Ce paramètre est donc le facteur limitant principal. Les facteurs d'obscurcissement obtenus numériquement sont devenus plus réalistes.

Gamme de taille testée	$O_{total,exp}$ (7000 V) (%)	$O_{total,num}$ (5000 V) (%)	Flux numérique de particules émises (#/s)	Flux numérique de particules collectées par la cible (#/s)
DNA-1 toutes tailles	1.7	0.5	0.64	0.62
DNA-1 > 100 μm	x	0.2	0.5	0.44
DNA-1 [50 – 100] μm	14.2	0.6	114	113
DNA-1 [25 – 50] μm	2.4	0.8	627	623
DNA-1 < 25 μm	2.4	1.1	1055	1050

Tableau 6.2 : Facteurs d'obscurcissement et flux obtenus pour chaque gamme de taille avec les conductivités volumiques et grain à grain modifiées

Dans un second temps, nous avons étudié l'influence de la valeur du facteur de cohésion KS^2 sur les flux de particules et les facteurs d'obscurcissement. Nous avons donc réalisé de nouvelles simulations, prenant de nouveau en compte les paramètres précédents de conductivité, et avons augmenté la valeur de KS^2 à 10^{-5} kg/s^2 . Les résultats obtenus pour une polarisation des blocs de 5000 V sont présentés dans le Tableau 6.3. Nous constatons que le facteur de cohésion n'a qu'un effet très faible sur l'obscurcissement obtenu. Cependant, il influence le flux de particules émises. En effet, nous constatons que la gamme toutes tailles

voit son flux diminuer de 42 %. Le facteur de cohésion semble influencer sur la distribution en taille de la contamination obtenue sur l'octogone. Néanmoins, ce résultat seul ne nous permet pas de savoir quelle gamme de taille est la plus impactée. En revanche, si nous regardons les résultats obtenus pour la gamme de taille < 25 µm, nous notons une diminution du flux de particules émises de 27 % contre des réductions de seulement 2, 4 et 9 % pour les gammes > 100, [50 – 100] et [25 – 50] respectivement. Ainsi, l'augmentation du KS^2 empêche les plus petites poussières d'être éjectées de la surface mais moins que les plus grosses.

Gamme de taille testée	$O_{total,num}$ (5000 V) (%)	Flux numérique de particules émises (#/s)
DNA-1 toutes tailles	0.4	0.37
DNA-1 > 100 µm	0.2	0.49
DNA-1 [50 – 100] µm	0.5	110
DNA-1 [25 – 50] µm	0.6	570
DNA-1 < 25 µm	0.8	772

Tableau 6.3 : Facteurs d'obscurcissement et flux obtenus pour chaque gamme de taille avec les conductivités volumiques et grain à grain modifiées et $KS^2 = 10^{-5}$ kg/s²

6.4.3. Bilan

La comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques a donc montré que le modèle numérique reproduit le dispositif expérimental de façon performante. Le potentiel moyen de la surface de la couche de poussière ainsi que le transport 3D des particules sont très satisfaisants. Le modèle de couche très épaisse est cependant mal adapté au cas expérimental, et tend à sous-estimer la charge moyenne des grains. L'utilisation des valeurs par défaut pour les paramètres que sont la conductivité grain à grain à la surface et le facteur de cohésion KS^2 entraîne pourtant une surestimation de la quantité de poussières éjectées.

Les simulations mettant en jeu différentes gammes de tailles de poussières ont montré que le facteur de cohésion KS^2 intervient principalement sur la distribution en taille de la contamination obtenue sur l'octogone. En effet, l'augmentation de ce paramètre impacte de façon plus importante les poussières de la

gamme $< 25 \mu\text{m}$. La conductivité de surface grain à grain, quant à elle, agit de façon quasi-linéaire sur la quantité de particules transportées lors de la simulation. Il s'agit bien là du facteur limitant. Rendre le modèle numérique plus proche de nos tests expérimentaux passe donc dans un premier temps par un ajustement de la valeur du facteur de cohésion puis par un réglage plus fin de la conductivité grain à grain, qui représente en grande partie et quasiment à lui seul toute la physique microscopique détaillée dans ce travail de thèse.

6.5. Améliorations du code proposées

En premier lieu, nous concluons que l'hypothèse d'amplification des forces électrostatiques à l'échelle des grains de poussières est renforcée par les résultats obtenus dans ce travail. La quantification de ces forces reste très difficile mais nous sommes tout de même en mesure de proposer plusieurs pistes d'améliorations du modèle numérique. Dans un premier temps, il est nécessaire que le calcul de la charge des poussières dans le logiciel tienne compte du champ intérieur à la couche de particules. En effet, comme nous l'avons constaté, la force électrostatique calculée seulement à partir du champ électrique extérieur est sous-estimée par rapport à la réalité. Cette modification n'a pas d'impact lorsque l'on souhaite calculer la charge moyenne d'une couche épaisse de régolithe lunaire mais est très importante à prendre en compte lorsque l'on souhaite contraindre le code par rapport à des expérimentations au sol.

Le modèle numérique de SPIS-Dust reproduit plutôt bien l'échelle mésoscopique représentée dans notre expérimentation, à savoir une surface plane, sans irrégularités autres que la disparité des grains, et la présence d'un champ électrique externe simulant la frontière entre une zone au Soleil et une zone à l'ombre. Cependant, il serait intéressant d'intégrer les reliefs mésoscopiques tels que les rochers ou cailloux dans les simulations effectuées à l'échelle macroscopique, c'est-à-dire d'un cratère par exemple, et réussir à les coupler. En effet, aujourd'hui, la simulation de la charge d'un cratère lunaire ne tient pas compte de la présence ou non de rochers à l'intérieur de ce dernier. De même, nous avons constaté dans notre étude que la

charge moyenne de la couche de poussières à l'échelle mésoscopique ne tient pas complètement compte des effets microscopiques de la taille des grains.

Enfin, comme nous l'avons décrit en section 6.2.1, la dépendance de la charge avec le flux solaire ou même la température, qui y est directement liée, n'est pas directement intégrée au modèle. La conductivité grain à grain est un paramètre numérique qui permet de contrôler le temps de réamplification de la force électrostatique. Elle est basée sur des hypothèses physiques qu'il convient de revoir quelque peu puisqu'on ne peut pas la découpler du phénomène chargeant (ici les VUV). Il faudrait introduire une portion de charge par l'environnement dans le calcul de l'équation (6.3).

CHAPITRE 7 : CONCLUSION

Suite aux observations issues des missions Apollo, l'étude de la dynamique des poussières lunaires est devenue nécessaire à la planification de futures missions. Le nuage de poussières de l'Horizon Glow peut être à la fois dû à des éjecta issus d'impacts de micrométéorites (au-delà de 10 km d'altitude) ou d'effets électrostatiques (quelques mètres d'altitude). Lors de ces travaux, nous nous sommes intéressés aux origines électrostatiques de l'éjection des poussières, notamment dans des zones de transition entre surface ensoleillées et à l'ombre où les champs électriques seraient particulièrement forts. Ainsi, les objectifs principaux de ces travaux de thèse étaient d'une part de comprendre et de modéliser la charge et le transport électrostatique des poussières lunaires et d'autre part de contraindre les modèles numériques existants.

Les travaux réalisés lors de cette thèse ont montré que le transport des poussières par effet électrostatique est possible. À ce stade, il semble raisonnable de penser que le nuage de poussières lunaires se trouvant quelques mètres au-dessus de la surface de la Lune est créé et entretenu par des particules éjectées de la surface au niveau de frontières ombre/lumière. Les fortes différences de potentiels rencontrées sur de très faibles distances dans ces zones participent, avec la charge due à l'environnement lunaire, à l'alimentation de ce nuage. Cependant, il semble peu probable que les grains soient en lévitation continue au-dessus de la surface. Nous pensons plutôt qu'ils se chargent à la surface, suivent des trajectoires balistiques et s'élèvent à quelques mètres d'altitude puis retombent sur la surface à un endroit différent de leur origine. Ce phénomène aurait lieu à chaque frontière ombre/lumière, qu'elle soit représentée par le terminator lui-même ou par l'ombre portée d'un relief sur la surface.

Les résultats obtenus lors de ces trois ans de travail de thèse effectués au sein du Département Environnement Spatial de l'ONERA ont permis de mettre en évidence l'existence d'effets microscopiques et mésoscopiques qui amplifient la charge des grains et le champ électrique qu'ils subissent. Ces effets favorisent le départ des particules depuis la surface grâce à la force électrostatique. Nous avons réalisé cela grâce à la mise au point du moyen expérimental DROP permettant d'observer le transport des poussières dans une configuration choisie et maîtrisée. Ainsi, nous avons mis en évidence l'influence de la distribution en taille des grains de la couche de poussières sur leur charge et le potentiel atteint sous irradiations VUV. Nous avons également pu constater les effets du conditionnement des poussières (température, dégazage, composition ...) sur leur dynamique. Nous avons également montré l'importance de la prise en compte du champ électrique intérieur à la couche de poussières lors du calcul de la charge des grains, afin de ne pas sous-estimer cette dernière.

Dans un second temps, nous avons été en mesure d'estimer la valeur des forces en présence, notamment électrostatique et de cohésion, en supposant les particules sphériques. Ainsi, nous avons réduit les incertitudes autour du facteur de cohésion grâce à l'analyse des essais réalisées à l'aide d'un actionneur piézoélectrique. Nous avons montré que les petits grains voient leur déplacement fortement limité par la force de cohésion tandis que les plus gros grains sont plutôt gênés par la force gravitationnelle.

Enfin, nous avons utilisé le logiciel SPIS-Dust dans le but de comparer résultats expérimentaux et numériques. Nous avons constaté que les poussières conservent leur conditions initiales (potentiel, charge, ...) lors de leur transport. Nous avons également été en mesure de rendre la simulation plus proche des observations expérimentales d'un point de vue opérationnel en montrant que les paramètres importants des simulations sont la conductivité grain à grain et le facteur de cohésion.

Ces travaux représentent une avancée certaine quant à l'identification des phénomènes physiques entrant en jeu dans la dynamique des poussières. Ils ont également permis de dégager de nombreuses pistes de recherche afin de continuer la progression sur le sujet. Dans un premier temps, nous conseillons d'améliorer l'aspect expérimental de cette thèse. Nous avons en effet montré que le conditionnement des poussières a des effets sur leur transport et lors de nos essais, les simulants utilisés sont restés « gorgés d'eau » et pollués par l'atmosphère terrestre, ceci étant dû à la nature granuleuse des poussières et à la porosité globale de la couche. Il serait donc nécessaire d'équiper le caisson DROP d'un sas dans lequel nous pourrions faire dégazer les particules au moyen d'une régulation thermique avant de les tester. De plus, il serait préférable de favoriser les diagnostics *in situ* afin de limiter au possible la manipulation d'échantillons contaminés par les poussières et ainsi la perte d'informations. Nous pourrions donc imaginer d'avoir un système de pesée sous vide et en direct ou encore d'améliorer le diagnostic visuel en utilisant du matériel plus adapté (caméra de résolution inférieure à 25 μm , nappe laser, ...). Une automatisation des mesures de potentiel permettrait d'améliorer la précision des mesures et de rendre les protocoles plus répétitifs.

D'un point de vue moins technique, nous avons constaté que plusieurs zones d'ombre subsistent sur nos résultats expérimentaux. Ainsi, la mesure des conditions initiales des poussières (charge électrique, résistance électrique, potentiel ...) apporterait un plus indéniable dans cette étude. De plus, des mesures de photoémission plus précises que celles présentées ici donneront des informations supplémentaires sur la nature électrique des poussières mais permettront également de pousser l'analyse de leur déplacement encore plus loin.

Du côté des simulations, il serait intéressant d'intégrer la prise en compte des effets mésoscopiques et microscopiques dans des simulations à l'échelle d'un lander alunissant sur la surface de la Lune par exemple. Cela permettrait de mieux prédire le comportement des poussières et ainsi renforcer la préparation des missions ayant pour but d'envoyer des appareils sur la surface lunaire.

Enfin, une suite logique de cette thèse concerne l'adhésion des particules sur les matériaux et la recherche de méthodes de prévention de la pollution. En effet, le déplacement des poussières à la surface de la Lune possède une origine électrostatique mais il est évident que n'importe quelle activité à la surface, humaine ou robotique, créera un transport des particules chargées vers les matériaux. Il est donc important, pour le bon déroulement de futures missions, de connaître la nature des interactions présentes dans l'adhésion des poussières sur les surfaces mais également entre elles. Cela passe par la création d'un modèle d'étude de la force de cohésion des poussières qui ne suppose pas que ces dernières ont une forme sphérique mais qui tient plutôt compte de leurs irrégularités et de la nature des équipements et des matériaux recouvrant la surface des unités d'exploration.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Bernstein, I. B., and I. N. Rabinowitz

1959 Theory of Electrostatic Probes in a Low-Density Plasma, *Physics of Fluids*, 2 (2), 112.
doi:10.1063/1.1705900.

Birdsall, C. K.

1966 *Electron Dynamics of Diode Regions*, Elsevier, January 1

Boukra, M.

2013 Développement d'un nouveau système d'injecteur de carburant utilisant l'excitation ultrasonique pour des applications aéronautiques

Buhler, C. R., C. I. Calle, A. W. Nowicki, A. Hirschmann, and D. Denning

2002 Charge decay characteristics of the JSC Mars-1 Martian regolith simulant, *Proceedings of the 33rd Lunar and Planetary Science Conference*, 1630

Champlain, A., J.-C. Matéo-Vélez, J.-F. Roussel, S. Hess, P. Sarrailh, G. Murat, J.-P. Chardon, and A. Gajan

2016 Lunar dust simulant charging and transport under UV irradiation in vacuum: Experiments and numerical modeling, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 121 (1) (January 1), 2015JA021738.
doi:10.1002/2015JA021738.

Chen, F. F.

1965 Numerical computations for ion probe characteristics in a collisionless plasma, *Journal of Nuclear Energy. Part C, Plasma Physics, Accelerators, Thermonuclear Research*, 7 (1) (January 1), 47–67.
doi:10.1088/0368-3281/7/1/306.

Chow, V. W., D. A. Mendis, and M. Rosenberg

1993 Role of grain size and particle velocity distribution in secondary electron emission in space plasmas, *Journal of Geophysical Research: Space Physics (1978–2012)*, 98 (A11), 19065–19076

Colwell, J. E., S. Batiste, M. Horanyi, S. Robertson, and S. Sture

2007 Lunar surface : dust dynamics and regolith mechanics, *Reviews of Geophysics*, 45, 26

Colwell, J., A. Gulbis, M. Horanyi, and S. Robertson

2005 Dust transport in photoelectron layers and the formation of dust ponds on Eros, *Icarus*, 175 (1) (May), 159–169. doi:10.1016/j.icarus.2004.11.001.

Criswell, D. R.

1973 Horizon-Glow and the Motion of Lunar Dust, in R. J. L. Grard (ed.), *Photon and Particle Interactions with Surfaces in Space*, Dordrecht: Springer Netherlands, 37,545–556

- Criswell, D. R., and B. R. De
 1977 Intense localized photoelectric charging in the lunar sunset terminator region, 2. Supercharging at the progression of sunset, *Journal of Geophysical Research*, 82 (7) (March 1), 1005–1007. doi:10.1029/JA082i007p01005.
- Dove, A. R.
 2012 Experimental investigations of the lunar photoelectron environment and related dust dynamics, *ProQuest Dissertations And Theses; Thesis (Ph.D.)--University of Colorado at Boulder, 2012.; Publication Number: AAT 3527283; ISBN: 9781267614797; Source: Dissertation Abstracts International, Volume: 74-02(E), Section: B.; 139 p.*,
- Dukes, C. A., and R. A. Baragiola
 2013 Secondary electron emission from lunar soil: Yields, energy distributions, and charging effects, *Planetary and Space Science*, (April). doi:10.1016/j.pss.2013.04.011.
- Feuerbacher, B., M. Andereg, B. Fitton, L. D. Laude, R. F. Willis, and R. J. L. Grard
 1972 Photoemission from lunar surface fines and the lunar photoelectron sheath, *Proceedings of the third lunar conference*, 3, 2655–2663
- Flanagan, T. M., and J. Goree
 2006 Dust release from surfaces exposed to plasma, *Physics of Plasmas*, 13 (12), 123504. doi:10.1063/1.2401155.
- Freeman, J. W., and M. Ibrahim
 1975 Lunar electric fields, surface Potential and Associated Plasma Sheaths, *The moon*, 14 (1) (September 1), 103–114. doi:10.1007/BF00562976.
- Gaier, J. R.
 2005 *The Effects of Lunar Dust on EVA Systems During the Apollo Missions*, March 1
- Gajeau, A.
 2015 *Etude expérimentale de la dynamique des poussières lunaires*,
- Gineste, T.
 2015 Electronic emission under electron impact: Space Applications Theses, Institut Supérieur de l’Aéronautique et de l’Espace (ISAE), November
- Glenar, D. A., T. J. Stubbs, J. E. McCoy, and R. R. Vondrak
 2011 A reanalysis of the Apollo light scattering observations, and implications for lunar exospheric dust, *Planetary and Space Science*, 59 (14) (November), 1695–1707. doi:10.1016/j.pss.2010.12.003.
- Gloeckler, G., J. Geiss, and L. A. Fisk
 2001 Heliospheric and interstellar phenomena revealed from observations of pickup ions., *The Heliosphere Near Solar Minimum. The Ulysses Perspective*, 287–326
- Halekas, J. S., R. P. Lin, and D. L. Mitchell
 2005 Large negative lunar surface potentials in sunlight and shadow, *Geophysical Research Letters*, 32 (9) (May 1), L09102. doi:10.1029/2005GL022627.

Hartzell, C. M., and D. J. Scheeres

2011 The role of cohesive forces in particle launching on the Moon and asteroids, *Planetary and Space Science*, 59 (14) (November), 1758–1768. doi:10.1016/j.pss.2011.04.017.

Hartzell, C. M., and D. J. Scheeres

2013 Dynamics of levitating dust particles near asteroids and the Moon: DYNAMICS OF LEVITATING DUST, *Journal of Geophysical Research: Planets*, 118 (1) (January), 116–125. doi:10.1029/2012JE004162.

Hartzell, C. M., X. Wang, D. J. Scheeres, and M. Horányi

2013 Experimental demonstration of the role of cohesion in electrostatic dust lofting: COHESION IN ELECTROSTATIC DUST LOFTING, *Geophysical Research Letters*, 40 (6) (March 28), 1038–1042. doi:10.1002/grl.50230.

Heiken, G., D. Vaniman, and B. M. French

1991 *Lunar sourcebook: a user's guide to the moon*, Cambridge [England] ; New York: Cambridge University Press

Hess, S. L. G., P. Sarraïlh, J.-C. Mateo-Velez, B. Jeanty-Ruard, F. Cipriani, J. Forest, A. Hilgers, et al.

2015 New SPIS Capabilities to Simulate Dust Electrostatic Charging, Transport, and Contamination of Lunar Probes, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 43 (9) (September), 2799–2807. doi:10.1109/TPS.2015.2446199.

Horányi, M., J. R. Szalay, S. Kempf, J. Schmidt, E. Grün, R. Srama, and Z. Sternovsky

2015 A permanent, asymmetric dust cloud around the Moon, *Nature*, 522 (7556) (June 18), 324–326. doi:10.1038/nature14479.

Hughes, A. L. H., J. E. Colwell, and A. W. DeWolfe

2008 Electrostatic dust transport on Eros: 3-D simulations of pond formation, *Icarus*, 195 (2) (June), 630–648. doi:10.1016/j.icarus.2008.02.008.

Israelachvili, J. N.

2011 *Intermolecular and Surface Forces: Revised Third Edition*, Academic Press, July 22

Kivelson, M. G., and C. T. Russell

1995 *Introduction to Space Physics*, Cambridge University Press, April 28

Laframboise, J. G.

1966 *Theory of Spherical and Cylindrical Langmuir Probes in a Collisionless, Maxwellian Plasma at Rest*, University of Toronto

Laframboise, J. G.

1973 Probe design for orbit-limited current collection, *Physics of Fluids*, 16 (5), 629. doi:10.1063/1.1694398.

Mizes, H., M. Ott, E. Eklund, and D. Hays

2000 Small particle adhesion: measurement and control, *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, (165), 11–23

Monolite UK

2014 *Material Safety Data Sheet DNA-1*,

Mott-Smith, H. M., and I. Langmuir

1926 The Theory of Collectors in Gaseous Discharges, *Physical Review*, 28 (4) (October 1), 727–763. doi:10.1103/PhysRev.28.727.

Nitter, T., O. Havnes, and F. Melandso

1998 Levitation and dynamics of charged dust in the photoelectron sheath above surfaces in space, *Journal of geophysical research*, 103, 6605–6620

ONERA, and Artenum

2014 Dust electrostatic charging, transport and contamination for Lunar Lander and Human exploration missions - SPIS-DUST

Orbitec

2005 *Material Safety Data Sheet of JSC-1*,

Perko, H. A., J. D. Nelson, and W. Z. Sadeh

2001 Surface cleanliness effect on lunar soil shear strength, *Journal of geotechnical and geoenvironmental engineering*, 127 (4), 371–383

Poppe, A., and M. Horányi

2010 Simulations of the photoelectron sheath and dust levitation on the lunar surface, *Journal of Geophysical Research*, 115 (A8) (August 26). doi:10.1029/2010JA015286.

Poppe, A. R., M. Piquette, A. Likhanskii, and M. Horányi

2012 The effect of surface topography on the lunar photoelectron sheath and electrostatic dust transport, *Icarus*, 221 (1) (September), 135–146. doi:10.1016/j.icarus.2012.07.018.

Rennilson, J. J., and D. R. Criswell

1974 Surveyor observations of lunar horizon-glow, *The moon*, 10 (2) (June 1), 121–142. doi:10.1007/BF00655715.

Robert H. Manka

1973 Plasma and potential at the lunar surface, *Photons and particles interactions with surfaces in space*, 347–361

Robinson, M. S., P. C. Thomas, J. Veverka, S. Murchie, and B. Carcich

2001 The nature of ponded deposits on Eros, *Nature*, 413 (6854) (September 27), 396–400. doi:10.1038/35096518.

Russell, C. T.

1972 The configuration of the magnetosphere, *Critical problems of magnetospheric physics; Proceedings of the Symposium*, Madrid; Spain, January 1, 16

Sickafoose, A. A.

2002 Experimental dust charging and dynamics with applications for planetary environments, *Ph.D. Thesis*, 5892

Sickafoose, A. A., J. E. Colwell, M. Horányi, and S. Robertson

2002 Experimental levitation of dust grains in a plasma sheath, *Journal of Geophysical Research: Space Physics (1978–2012)*, 107 (A11), SMP–37

Soltani, M., and G. Ahmadi

1999 Detachment of rough particles with electrostatic attraction from surfaces in turbulent flows, *Journal of Adhesion Science and Technology*, 13 (3) (January 1), 325–355. doi:10.1163/156856199X00668.

Steffl, A. J., P. D. Feldman, M. F. A'Hearn, J.-L. Bertaux, L. M. Feaga, B. A. Keeney, M. M. Knight, et al.

2015 Dust Outbursts From Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko Observed by Rosetta-Alice November 1, 47,413.08

Strangway, D. W., W. B. Chapman, G. R. Olhoeft, and J. Carnes

1972 Electrical properties of lunar soil dependence on frequency, temperature and moisture, *Earth and Planetary Science Letters*, 16 (2) (October), 275–281. doi:10.1016/0012-821X(72)90203-8.

Stubbs, T. J., W. M. Farrell, J. S. Halekas, J. K. Burchill, M. R. Collier, M. I. Zimmerman, R. R. Vondrak, G. T. Delory, and R. F. Pfaff

Dependence of lunar surface charging on solar wind plasma conditions and solar irradiation, *Planetary and Space Science*,. doi:10.1016/j.pss.2013.07.008.

Dependence of lunar surface charging on solar wind plasma conditions and solar irradiation, *Planetary and Space Science*,. doi:10.1016/j.pss.2013.07.008.

Stubbs, T. J., R. R. Vondrak, and W. M. Farrell

2006 A dynamic fountain model for lunar dust, *Advances in Space Research*, 37 (1) (January), 59–66. doi:10.1016/j.asr.2005.04.048.

Thomas, N., H. Sierks, C. Barbieri, P. L. Lamy, R. Rodrigo, H. Rickman, D. Koschny, et al. 2015. « The Morphological Diversity of Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko ». *Science* 347 (6220): aaa0440-aaa0440. doi:10.1126/science.aaa0440.

Tondu, T., M. Belhaj, and V. Inguibert

2010 Methods for measurement of electron emission yield under low energy electron-irradiation by collector method and Kelvin probe method, *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 28 (5), 1122. doi:10.1116/1.3462039.

Walbridge, E.

1973 Lunar photoelectron layer, *Journal of Geophysical Research*, 78 (19), 3668–3687

Walton, O. R.

2007 Adhesion of lunar dust, *National Aeronautics and Space Administration, NASA/CR-214685*,

Wang, X., M. Horányi, and S. Robertson

2009 Experiments on dust transport in plasma to investigate the origin of the lunar horizon glow, *Journal of Geophysical Research*, 114 (A5) (May 8). doi:10.1029/2008JA013983.

2010 Investigation of dust transport on the lunar surface in a laboratory plasma with an electron beam, *Journal of Geophysical Research*, 115 (A11) (November 5). doi:10.1029/2010JA015465.

Wang, X., J. Schwan, H.-W. Hsu, E. Grün, and M. Horányi

2016 Dust charging and transport on airless planetary bodies, *Geophysical Research Letters*, 43 (12) (June 28), 2016GL069491. doi:10.1002/2016GL069491.

Whiddington, R.

1912 The transmission of cathode rays through matter, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 86 (588), 360–370

Whipple, E. C.

1965 The equilibrium electric potential of a body in the upper atmosphere and in interplanetary space June 6

Whipple, E. C., T. G. Northrope, and D. A. Mendis

1985 The electrostatics of a dusty plasma, *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH*, 90 (A8) (August 1), 7405–7413

Willis, R. F., M. Anderegg, B. Feuerbacher, and B. Fitton

1973 Photoemission and Secondary Electron Emission from Lunar Surface Material, in R. J. L. Grard (ed.), *Photon and Particle Interactions with Surfaces in Space*, Astrophysics and Space Science Library 37; Springer Netherlands, January 1, 389–401

TABLES DES FIGURES

INTRODUCTION

Figure 1.1 : Distribution des densités de poussières lunaires mesurée par LDEX. Résultats uniquement pour des grains supérieurs à $0.3 \mu\text{m}$ de rayon. Projection sur le plan équatorial lunaire [Horányi et al. 2015] 8

Figure 1.2 : Représentation des potentiels et de la charge de la géométrie lunaire ainsi que de la trajectoire suivie par une poussière dans le cas d'un lander à proximité d'un cratère 9

Figure 1.3 : Représentation de l'environnement lunaire [Stubbs et al. 2014] 10

Figure 1.4 : Présentation des diverses études de l'ONERA portant sur les poussières lunaires [ONERA and Artenum 2014] 15

CHARGE DE LA SURFACE LUNAIRE

Figure 2.1 : Échelles macroscopique (cratère), mésoscopique (rochers, cailloux, surfaces planes, amas de poussières) et microscopique (grains) 18

Figure 2.2 : Zones de plasma autour de la Terre [Russell 1972] 20

Figure 2.3 : Courants de charge à la surface de la Lune 22

Figure 2.4 : Profils de potentiel théoriques au-dessus de la surface lunaire présentés dans [Nitter, Havnes, and Melandso 1998] 23

Figure 2.5 : Schéma de la répartition des potentiels à la surface de la Lune dans le vent solaire [Manka 1973] 28

Figure 2.6 : Profils de potentiel (gauche) et de champ électrique (droite) obtenus au-dessus de la surface lunaire côté jour avec le modèle de [Poppe and Horányi 2010] 30

Figure 2.7 : Densités des particules à l'intérieur de la gaine dans les conditions de la Figure 2.6 [Poppe and Horányi 2010] 31

Figure 2.8 Gauche : Profils de potentiel obtenus par [Hess et al. 2015] dans les conditions de simulation de [Poppe and Horányi 2010] (rouge) et du cas test avec (noir) et sans (bleu) la correction du flux d'électrons du vent solaire ; Droite : Profils de densité pour le cas test avec la correction du flux entrant d'électrons 33

Figure 2.9 : Évolution des lignes isopotentielles au-dessus de la surface d'un cratère en fonction de l'angle d'incidence des rayons UV [Poppe et al. 2012] 35

Figure 2.10 : Potentiels à la surface et au-dessus d'un cratère lunaire dans le vent solaire et trajectoire d'une poussière [Hess et al. 2015] 37

Figure 2.11 : Schéma de la rugosité de la surface d'une couche de poussières 38

Figure 2.12 : Schéma des champs électriques à travers une couche de poussières en supposant que la répartition de la charge s’effectue sur une distance faible par rapport à l’épaisseur de la couche 40

Figure 2.13 : Modèle de patches de [Wang et al. 2016]. (A) : Modèles actuels ; (B) Modèle proposé 42

PROPRIÉTÉS PHYSIQUES ET ÉLECTRIQUES DES POUSSIÈRES

Figure 3.1 : Distribution en taille du sol lunaire [Heiken, Vaniman, and French 1991], p. 306 50

Figure 3.2 : Distribution en taille normalisée à partir des données 71501-1 Mare d’[Heiken, Vaniman, and French 1991]..... 51

Figure 3.3 : Courbe typique de rendement d’émission secondaire en fonction de l’énergie primaire incidente, avec les deux énergies de cross-over E_1 et E_2 54

Figure 3.4 : Rendement d’émission secondaire pour l’échantillon Apollo 16 de [Dukes and Baragiola 2013] 54

Figure 3.5 : Valeurs du rendement d’émission secondaire pour des grains diélectriques en fonction de l’énergie primaire [Chow, Mendis, and Rosenberg 1993]..... 56

Figure 3.6 : Observation au MEB des billes de verre [10 – 50] μm 60

Figure 3.7 : Observation au MEB de la DNA-1 toutes tailles 61

Figure 3.8 : Observation au MEB zoomée de la DNA-1 toutes tailles 61

Figure 3.9 : Observation au MEB de la DNA-1 [< 25] μm 62

Figure 3.10 : Observation au MEB zoomée de la DNA-1 [< 25] μm 62

Figure 3.11 : Observation au MEB de la DNA-1 [25 – 50] μm 63

Figure 3.12 : Observation au MEB zoomée de la DNA-1 [25– 50] μm 63

Figure 3.13 : Observation au MEB de la DNA-1 [50– 100] μm 64

Figure 3.14 : Observation au MEB zoomée de la DNA-1 [50– 100] μm 64

Figure 3.15 : Observation au MEB de la DNA-1 [> 100] μm 65

Figure 3.16 : Observation au MEB zoomée de la DNA-1 [> 100] μm 65

Figure 3.17 : Schéma de la chambre DROP 68

Figure 3.18 : Spectre relatif de la lampe VUV Heraeus D200 de la partie VUV 68

Figure 3.19 : Damier de patches de cuivre utilisé pour mesuré le flux des lampes UV 69

Figure 3.20 : Densités de courant mesurées par les patchs pour la lampe VUV Heraeus D200	69
Figure 3.21 : Configuration expérimentale avec dimensions exprimées en mm	70
Figure 3.22 : Effets de conductivité au travers et à la surface de la couche de poussières, avec amplification du transport de charge lors de l'utilisation d'un conducteur connecté au support.....	70
Figure 3.23 Haut : Déclins de potentiel au centre de la tâche de poussières pour les cinq gammes de taille étudiées ; Bas : Conductivités correspondantes calculées à partir de l'équation (3.9)	76
Figure 3.24 : Transport des charges entre les grains et à travers la couche	77
Figure 3.25 : Comparaison des résultats expérimentaux de la DNA-1 toutes taille avec la théorie.....	78
Figure 3.26 : Déclins de potentiel obtenus en fonction de la température.....	79
Figure 3.27 : Dispositif expérimental de mesure de courant d'émission secondaire à l'aide d'un collecteur 80	

PHÉNOMÉNOLOGIE DE L'ÉJECTION DES POUSSIÈRES

Figure 4.1 : Évolution du potentiel en fonction de l'altitude au-dessus des poussières pour des potentiels de support de -80, -60, -40 et -20 V [Sickafoose et al. 2002] NB : L'extrapolation en-deçà de 5 mm proposée par les auteurs suppose un profil monotone, ce qui est invalidé par les résultats de [Wang, Horányi, and Robertson 2009].	91
Figure 4.2 : Images de la tâche de JSC-Mars-1 à t = 0, 1, 20, et 45 minutes après l'activation du plasma [Wang, Horányi, and Robertson 2009]	91
Figure 4.3 : Mesures radiales du potentiel plasma à 2 mm au-dessus de la couche de poussières [Wang, Horányi, and Robertson 2009]	92
Figure 4.4 : Observations de la lévitation des poussières JSC-1 jusqu'à 6 mm au-dessus du sol [Wang, Horányi, and Robertson 2009]	94
Figure 4.5 : Représentation des iso potentiels pour un support polarisé à -80V. Les flèches représentent les champs électriques [Wang, Horányi, and Robertson 2009].....	96
Figure 4.6 : Distributions verticales de potentiel au-dessus du centre du disque diélectrique posé sur le support de graphite polarisé à différents potentiels [Wang, Horányi, and Robertson 2009]	96
Figure 4.7 : Profils de potentiel horizontaux mesurés 0.2cm au-dessus de la surface des poussières à différentes énergies de faisceau d'électron [Wang, Horányi, and Robertson 2010].....	102
Figure 4.8 : Profils de potentiels verticaux mesurés au-dessus de la couche de poussières à différentes énergies de faisceau d'électrons [Wang, Horányi, and Robertson 2010]	103
Figure 4.9 : Potentiels sur les surfaces des poussières et du support en graphite [Wang, Horányi, and Robertson 2010]	103

Figure 4.10 : Champs électriques en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons. Définition des champs électriques : $E_{//}$, champ électrique horizontal ou champ électrique radial, E_{\perp} représente le champ pointant à l'opposé du centre de la tâche de poussières [Wang, Horányi, and Robertson 2010] 104

Figure 4.11 : Visualisation de l'éjection des poussières lors des trois essais de [Wang et al. 2016]..... 106

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU TRANSPORT DES POUSSIÈRES

Figure 5.1 : Configuration expérimentale perpendiculaire avec les dimensions exprimées en mm [Champlain et al. 2016]. Une deuxième configuration, dite parallèle, sera présentée ultérieurement dans le manuscrit 113

Figure 5.2 : Densités de courant mesurées par les patches pour la lampe Hamamatsu 114

Figure 5.3 Haut : Irradiance de la lampe Heraeus ; **Bas :** Irradiance de la lampe Hamamatsu 114

Figure 5.4 : Frontière ombre-lumière dans le cas d'une résistivité infinie, nulle et réelle 116

Figure 5.5 Gauche : Dimensions du système piézoélectrique exprimées en mm [Gajan 2015] ; **Droite :** Schéma de l'agitateur..... 119

Figure 5.6 Haut : Schéma du montage avec chauffage ; **Bas :** Photo de la strip line..... 119

Figure 5.7 : Vue de la caméra et reportée sur l'écran vidéo 120

Figure 5.8 : Configuration perpendiculaire dans le plan (O,Y,Z) (haut) et dans le plan (O,X,Z) (bas) 122

Figure 5.9 : Photographie de l'échantillon de graphite après 15 minutes sous irradiation VUV dans la configuration perpendiculaire et $|V_{-}| = |V_{+}| = 2000$ V. **Gauche :** Grossissement 6.7 ; **Droite :** Grossissement 45..... 126

Figure 5.10 : Photographie de l'échantillon de graphite après 15 minutes sous irradiation VUV dans la configuration perpendiculaire et $|V_{-}| = |V_{+}| = 2500$ V. **Gauche :** Grossissement 6.7 ; **Droite :** Grossissement 45..... 127

Figure 5.11 : Photographie de l'échantillon de graphite après 15 minutes sous irradiation VUV dans la configuration perpendiculaire et $|V_{-}| = |V_{+}| = 3000$ V. **Gauche :** Grossissement 6.7 ; **Droite :** Grossissement 45..... 127

Figure 5.12 : Contours des contaminants sur l'échantillon de la Figure 5.9 obtenus à l'aide du logiciel ImageJ 129

Figure 5.13 Haut : Distributions en taille de la contamination obtenue sur les échantillons de graphite polarisés à 2000, 2500 et 3000 V ; **Bas :** Zoom sur l'intervalle $[4 - 25]$ μm des distributions en taille..... 130

Figure 5.14 Haut : Obscurcissements obtenus en fonction de la taille des contaminants sur les échantillons de graphite polarisés à 2000, 2500 et 3000 V ; **Bas :** Zoom sur l'intervalle $[4 - 25]$ μm des distributions en taille 131

Figure 5.15 : Échantillon d'aluminium pollué par de la DNA-1 toutes tailles pour une tension de 3500 V et un actionneur électrique inactif (haut) et actif (bas) 135

- Figure 5.16** Haut : Distributions en taille des contaminations obtenues avec et sans vibrations pour $V_- = V_+ = -3500$ V ; Bas : Zoom sur la gamme [4 – 25] μm des distributions en taille 137
- Figure 5.17** Haut : Obscurcissements obtenus pour chaque taille de contaminants, avec et sans vibrations ; Bas : Zoom sur la gamme [4 – 25] μm des distributions en taille 138
- Figure 5.18** Gauche : Potentiel de surface et trajectoires suivies par les poussières lors d’une simulation de la configuration perpendiculaire pour des tensions appliquées de 3000 V ; Droite : Contamination obtenue lors de cette même simulation (en échelle logarithmique)..... 140
- Figure 5.19** : Schéma représentant la configuration parallèle..... 140
- Figure 5.20** Gauche : Potentiel de surface et trajectoires suivies par les poussières lors d’une simulation de la configuration parallèle pour des potentiels appliqués de 3000 V ; Droite : Contamination obtenue lors de cette même simulation (en échelle logarithmique) 141
- Figure 5.21** : Photographie d’un échantillon d’aluminium pollué par de la DNA-1 toutes tailles pour une polarisation de 4000 V pendant 15 minutes (haut) et 7000 V pendant 5 minutes (bas) 145
- Figure 5.22** Haut : Répartition en taille de la contamination obtenue pour la DNA-1 toutes tailles à 7000 V ; Bas : Zoom sur l’intervalle [10 – 25] μm de la distribution en taille..... 146
- Figure 5.23** Haut : Obscurcissements en fonction de la taille des contaminants pour une tâche initiale de DNA-1 toutes tailles et $V_- = -V_+ = -7000$ V ; Bas : Zoom sur la gamme [10 – 25] μm de la distribution en taille 147
- Figure 5.24** Haut : Répartition en taille des contaminants obtenus à 7000 V pour chaque gamme de taille initiale ; Bas : Zoom sur l’intervalle [5 – 25] μm des distributions en taille 149
- Figure 5.25** Haut : Obscurcissement des contaminants obtenus à 7000 V pour chaque gamme de taille initiale ; Bas : Zoom sur l’intervalle [5 – 25] μm des distributions en taille 150
- Figure 5.26** Haut : Répartitions en taille des contaminants obtenues avec la JSC-1 à 4000 et 5000 V ; Bas : Zoom sur l’intervalle [10 – 25] μm des distributions en taille 153
- Figure 5.27** Haut : Obscurcissements des contaminants obtenus avec la JSC-1 à 4000 et 5000 V ; Bas : Zoom sur l’intervalle [10 – 25] μm des distributions en taille 154
- Figure 5.28** Haut : Répartitions en taille des contaminants obtenues avec les billes de verre à 5000, 6000 et 7000 V ; Bas : Zoom sur l’intervalle [10 – 25] μm des distributions en taille..... 155
- Figure 5.29** Haut : Obscurcissements des contaminants obtenus avec les billes de verre à 5000, 6000 et 7000 V ; Bas : Zoom sur l’intervalle [10 – 25] μm des distributions en taille..... 156
- Figure 5.30** Haut : Répartitions en taille des contaminants obtenues avec la DNA-1 mélangée à MDS1 à 3000, 3500 et 3750 V ; Bas : Zoom sur l’intervalle [10 – 25] μm des distributions en taille..... 157
- Figure 5.31** Haut : Obscurcissements des contaminants obtenus avec la DNA-1 mélangée à la MDS1 à 3000, 3500 et 3750 V ; Bas : Zoom sur l’intervalle [10 – 25] μm des distributions en taille..... 158

Figure 5.32 Haut : Répartitions en taille des contaminants obtenues avec la DNA-1 toutes tailles à 3000 V avec et sans vibrations ; Bas : Zoom sur l'intervalle [10 – 25] μm des distributions en taille 161

Figure 5.33 Haut : Obscurcissements des contaminants obtenus avec la DNA-1 toutes tailles à 3000 V avec et sans vibrations ; Bas : Zoom sur l'intervalle [10 – 25] μm des distributions en taille 162

ANALYSE DE L'ÉJECTION DES POUSSIÈRES

Figure 6.1 : CAD de la configuration perpendiculaire (gauche) et parallèle (droite)..... 168

Figure 6.2 : Maillage des configurations perpendiculaire (gauche) et parallèle (droite) ; plan de coupe de la configuration parallèle (dessous) 169

Figure 6.3 : Nœuds électriques des configurations perpendiculaire (gauche) et parallèle (droite) 170

Figure 6.4 : Positions de la sonde de Kelvin lors de son déplacement 174

Figure 6.5 : Évolution du potentiel au-dessus de la surface des poussières selon l'axe Y pour $V_- = -V_+ = -3000 \text{ V}$ 175

Figure 6.6 : Schématisation du phénomène de « hoping » des photoélectrons 176

Figure 6.7 : Profils de potentiel horizontaux à 5 mm au-dessus des poussières obtenus expérimentalement et numériquement pour la DNA-1 toutes tailles 177

Figure 6.8 : Potentiel mesuré au centre de la surface des poussières en fonction du potentiel appliqué sur les blocs (en valeur absolue)..... 177

Figure 6.9 : Profils des composantes du champ électrique en configuration perpendiculaire (traits pleins) et parallèle (pointillés) le long des axes X (haut) et Y (bas)..... 179

Figure 6.10 : Densités surfaciques de charge calculées selon l'hypothèse de couche mince (bleu) et épaisse (rouge) 181

Figure 6.11 : Profils de potentiel obtenus expérimentalement en fonction de la taille des grains pour $V_- = -V_+ = -3000 \text{ V}$ en configuration parallèle 182

Figure 6.12 Composantes du champ électrique calculées numériquement pour $V_- = -V_+ = -3000 \text{ V}$ en fonction de la taille des grains..... 183

Figure 6.13 : Potentiel moyen à la surface des poussières en fonction du potentiel appliqué sur les blocs (en valeur absolue) et de leur taille 183

Figure 6.14 : Évolution de la charge d'un grain (haut) et de la force électrostatique qu'il subit (bas) en fonction de sa position à la surface de la couche en configuration parallèle et de son appartenance à une distribution en taille polydisperse (courbes pleines) ou monodisperse (courbes pointillées) pour $V_- = -V_+ = -3000 \text{ V}$ 185

Figure 6.15 : Profils de potentiels obtenus expérimentalement en fonction de la nature des grains pour $V_- = -V_+ = -3000$ V en configuration parallèle	186
Figure 6.16 : Forces électrostatique, gravitationnelle et de cohésion calculées en configuration perpendiculaire et parallèle	190
Figure 6.17 : β_{\min} nécessaire pour le transport électrostatique dans les deux configurations supposant $KS^2 = 10^{-6}$ kg/s ²	191
Figure 6.18 : Force de cohésion maximum déduite des observations de transport avec vibrations	192
Figure 6.19 : Représentation des forces électrostatiques en configuration perpendiculaire et parallèle et comparaison avec la somme des forces gravitationnelle et de cohésion maximum	193
Figure 6.20 : Représentation des β_{\min} nécessaire pour le transport électrostatique dans les deux configurations expérimentales étudiées pour $KS^2 = 10^{-4}$ kg/s ²	194
Figure 6.21 : Potentiel numérique moyen de la surface des poussières en fonction du temps	195
Figure 6.22 : Rayon moyen (haut) et logarithme décimal de la charge moyenne (bas) des poussières lors de la simulation de la DNA-1 toutes tailles pour une polarisation de 3000 V sur les blocs.....	197
Figure 6.23 : Vitesse moyenne (haut) et densité (bas) des poussières lors de la simulation de la DNA-1 toutes tailles pour une polarisation de 3000 V sur les blocs	198
Figure 6.24 : Potentiels lors de la simulation de la DNA-1 toutes tailles pour une polarisation de 3000 V sur les blocs en vue de dessus (haut) et dans le plan (O,X,Z) (bas).....	199

TABLE DES TABLEAUX

Tableau 2.1 : Propriétés du plasma lunaire.....	20
Tableau 3.1 : Composition chimique moyenne des sols au niveau des sites d'alunissage [Heiken, Vaniman, and French 1991].....	51
Tableau 3.2 : Composition chimique des simulants utilisés lors des essais expérimentaux	59
Tableau 3.3 : Distributions en taille initiales pour les différentes gammes de DNA-1 utilisées	65
Tableau 3.4 : Conductivité de chaque simulant à $t = 60$ s	76
Tableau 3.5 : Conductivité à $t = 60$ s lors des essais en température	79
Tableau 5.1 : Tableau récapitulatif des $N_{\text{gamme } X}$ et $O_{\text{gamme } X}$ obtenus sur les échantillons de graphite polarisés à 2000, 2500 et 3000 V après 15 minutes d'irradiation VUV	131
Tableau 5.2 : Tableau récapitulatif des $N_{\text{gamme } X}$ et $O_{\text{gamme } X}$ obtenu lors des essais en configuration perpendiculaire.....	131
Tableau 5.3 : Tableau récapitulatif des $N_{\text{gamme } X}$ et $O_{\text{gamme } X}$ obtenu lors des essais avec et sans vibrations sur des échantillons d'aluminium.....	135
Tableau 5.4 : Tableau récapitulatif des $N_{\text{gamme } X}$ et $O_{\text{gamme } X}$ obtenu lors des essais avec la DNA-1 toutes tailles ...	147
Tableau 5.5 : Tableau récapitulatif des $N_{\text{gamme } X}$ et $O_{\text{gamme } X}$ obtenu lors des essais pour $V_- = -V_+ = -7000$ V.....	150
Tableau 5.6 : Tableau récapitulatif des $N_{\text{gamme } X}$ et $O_{\text{gamme } X}$ obtenu lors des essais avec différents simulants	151
Tableau 5.7 : Tableau récapitulatif des $N_{\text{gamme } X}$ et $O_{\text{gamme } X}$ obtenu lors des essais avec et sans vibrations pour la DNA-1 toutes tailles à une polarisation de 3000 V	160
Tableau 6.1 : Facteurs d'obscurcissement et flux obtenus pour chaque gamme de taille avec les paramètres par défaut de SPIS-Dust, dans la configuration parallèle	200
Tableau 6.2 : Facteurs d'obscurcissement et flux obtenus pour chaque gamme de taille avec les conductivités volumiques et grain à grain modifiées.....	201
Tableau 6.3 : Facteurs d'obscurcissement et flux obtenus pour chaque gamme de taille avec les conductivités volumiques et grain à grain modifiées et $KS^2 = 10^{-5}$ kg/s ²	202

ANNEXE

RESEARCH ARTICLE

10.1002/2015JA021738

Key Points:

- Dust transport combines VUV charging and forces at microscopic scale and transport at large scales
- Cohesive and electrostatic forces are given upper and lower limits
- High-frequency mechanical vibrations efficiently remove dusts

Correspondence to:

A. Champlain,
amandine.champlain@onera.fr

Citation:

Champlain, A., J.-C. Matéo-Vélez, J.-F. Roussel, S. Hess, P. Sarrailh, G. Murat, J.-P. Chardon, and A. Gajan (2016), Lunar dust simulant charging and transport under UV irradiation in vacuum: Experiments and numerical modeling, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 121, 103–116, doi:10.1002/2015JA021738.

Received 28 JUL 2015

Accepted 5 JAN 2016

Accepted article online 8 JAN 2016

Published online 30 JAN 2016

Lunar dust simulant charging and transport under UV irradiation in vacuum: Experiments and numerical modeling

A. Champlain¹, J.-C. Matéo-Vélez¹, J.-F. Roussel¹, S. Hess¹, P. Sarrailh¹, G. Murat¹, J.-P. Chardon¹, and A. Gajan¹

¹ONERA, The French Aerospace Lab, Toulouse, France

Abstract Recent high-altitude observations, made by the Lunar Dust Experiment (LDEX) experiment on board LADEE orbiting the Moon, indicate that high-altitude (>10 km) dust particle densities are well correlated with interplanetary dust impacts. They show no evidence of high dust density suggested by Apollo 15 and 17 observations and possibly explained by electrostatic forces imposed by the plasma environment and photon irradiation. This paper deals with near-surface conditions below the domain of observation of LDEX where electrostatic forces could clearly be at play. The upper and lower limits of the cohesive force between dusts are obtained by comparing experiments and numerical simulations of dust charging under ultraviolet irradiation in the presence of an electric field and mechanical vibrations. It is suggested that dust ejection by electrostatic forces is made possible by microscopic-scale amplifications due to soil irregularities. At low altitude, this process may be complementary to interplanetary dust impacts.

1. Introduction

Since Apollo 15 and 17 missions, it was suspected that the horizon glow observed above the surface of the Moon was caused by electrostatic dust lofting [Rennison and Criswell, 1974]. Recent Lunar Dust Experiment measurement onboard LADEE spacecraft orbiting the Moon [Horányi et al., 2015; Glenar et al., 2014; Feldman et al., 2014] showed that dust density maps at high altitude are rather correlated with interplanetary dust impacts. Numerical simulations show that dust mobilization by electrostatic forces is not sufficient to explain significant dust transport up to some kilometers of altitude but may be at play at lower altitudes [Glenar et al., 2011; Poppe and Horányi, 2010]. This mechanism could be responsible for dust cloud observations some meters above the Moon surface [Hartzell and Scheeres, 2013; Hess et al., 2015; Poppe et al., 2012]. According to Colwell et al. [2007], those particles are very small dust grains of micron to submicron sizes and are mainly composed of silica. Owing to the presence and possible mobilization of these dust particles, lunar and asteroid missions can be compromised since their adhesive and abrasive properties can cause equipment deterioration or distort readings of instruments. Understanding the physics at play close to landing equipment is needed to assess dust pollution and propose mitigation techniques.

Several charging processes are taking place at the surface of the Moon. On the dayside, the main electrical current is the photoemission of electrons due to sunlight irradiation in the VUV range. Thus, the surface is slightly positive, with a potential around +10 V [Colwell et al., 2007; Feuerbacher et al., 1972; Manka, 1973]. On the nightside, the surface is only influenced by the plasma environment. The main electrical current is the collection of electrons from the plasma partly mitigated by the emission of secondary electrons from the surface, which exhibits a negative potential varying from –35 to –100 V according to the observations of the Lunar Prospector described in Colwell et al. [2007]. At the region between the shadowed and the sunlit sides, named the terminator, it has been suggested that strong electric fields are present because of the fast potential transition from positive to negative potentials. Medium to small structures such as craters or rocks may amplify this aspect [Criswell, 1973; Poppe et al., 2012; Hess et al., 2015]. This electric field could be the cause of electrostatic lofting of lunar dust grains.

In this paper, we present experimental and numerical investigations conducted to obtain and characterize dust charging and transport by electrostatic means using VUV source. Several tests have previously been performed to observe electrostatic lofting of dusts in different conditions: thermal plasma environment [Sickafoose, 2002; Sickafoose et al., 2002; Flanagan and Goree, 2006; Wang et al., 2009; Colwell et al., 2009], thermal plasma environment and electron beam [Flanagan and Goree, 2006; Wang et al., 2010, 2011], and

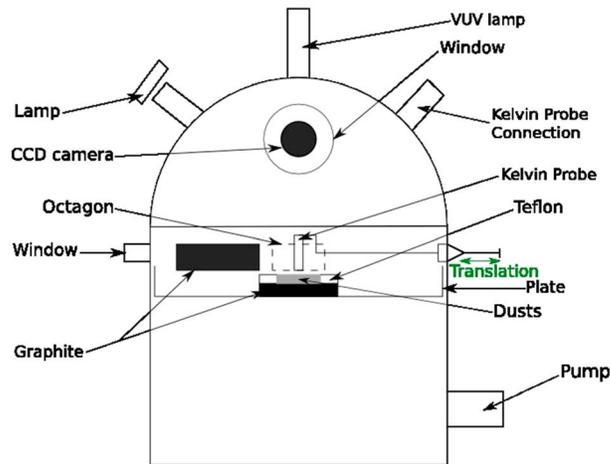


Figure 1. DROP chamber with equipment.

electron beam only [Flanagan and Goree, 2006]. Another study proposes to charge negatively dusts with a modified emissive probe rather than in plasma [Mori et al., 2010]. Few investigations using a plasma environment and UV irradiation have been conducted [Sickafoose et al., 2002] and concluded on the need to use a larger UV flux to overpass the high-density plasma used to simulate the environment.

This paper aims to determine forces acting on dust submitted to space-like plasma conditions and to feed numerical simulation tools. It focuses on dust charging with VUV photons in the absence of plasma, which is representative of the

dayside of airless objects since the plasma Debye length is tens of meters for the Moon for instance. The work combines experiments and numerical simulations in order to better interpret the results and orient each part on the basis of the main conclusions of the previous one. Enhanced dust mobilization by combined mechanical and electrical forces is also tested.

Section 2 presents the experimental facility and test setup used to charge and assess the contamination by dust. Section 3 describes the numerical approach developed to simulate the behavior of dust submitted to the experimental conditions. The results obtained are compared and analyzed in section 4. The conclusions of this study and future perspectives are detailed and discussed in section 5.

2. Experimental Setup

Dust charging and mobilization experiments have been performed in the Office National d'Etudes et de Recherche Aéropatiales (ONERA)-Toulouse vacuum chamber called dust regolith or particles (DROPS). This facility is a cylindrical tank of dimension 40 × 40 cm covered with a hemispherical cap (see Figure 1). A pressure of 10⁻⁶ mbars is obtained with a cryogenic pump. The chamber was equipped with a VUV deuterium lamp emitting two intense spectral lines at 120 and 160 nm and a low continuum flux between 112 and 370 nm. The illuminated zone is a circle 10 cm in diameter at the location of the test setup. The flux of electrons created by photoemission (i.e., photoelectrons) and emitted from copper patches placed at the center of the tank (at the same position as the dust layer later on) was about 140 nA/cm². This is 2 orders of magnitude larger than the actual current density given by Sternovsky et al. [2008]. We chose however to use this flux to force quick dust positive charging. Finally, a CCD camera was placed in front of the biggest window of the cover, in order to have a visual diagnosis of the experiments.

The apparatus of the experiment is presented in Figure 2. The dust layer is deposited on top of a conductive graphite support of 50 × 50 mm and circled with a 6 mm thick Teflon plate, with a 30 mm diameter hole in it. The dust layer dimensions are thus 30 mm in diameter and 6 mm in thickness. This support is used to efficiently contain the dust and obtain a flat surface. The dielectric properties of Teflon are assumed to be more representative of dust grains than conductive materials. This support will float at a potential close to the dust, while a conductor would have imposed its potential at the circumference of the dust surface. The dust simulant used in this paper is DNA-1 produced by Monolite UK [Monolite UK, 2011].

Two conductive blocks have been placed 5 mm above the dust surface to impose an external electric field. The rectangular block at the left-hand side was made of graphite of dimensions 30 × 30 mm and was set to a positive potential V₊ in order to attract photoelectrons emitted by the dust. Photoelectrons hopping along the dust surface were thought to be efficient at charging dust to a potential close to V₊, i.e., corresponding to a positive charge. The aluminum octagon on the right-hand side is composed of rectangular faces of dimensions 28 × 32 mm. Its rotation allows the tests to be performed on eight samples instead of one during the

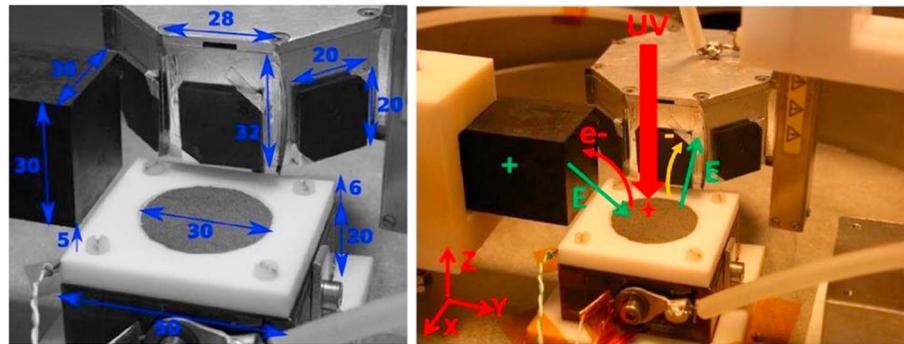


Figure 2. (left) Experimental apparatus dimensions (in mm). (right) Expected relative charging of surface, orientation of the electric field E , and particle trajectories (electrons and dusts).

experiment, meaning it is not necessary to reopen the vacuum chamber after each applied potential. The octagon and samples were biased to a negative potential, V_- , in order to attract the positively charged dusts. In these experiments $V_+ = -V_-$.

The configuration and the distances detailed in Figure 2 have been chosen in order to create extracting electric fields and to be representative of what could happen at a boundary between shadowed and sunlit regions. It could be the case near a crater, a small rock, or equipment landed at the surface of the Moon.

The parametric study consists in applying different bias potentials on the block and octagon depending on the sample facing the dust. Applied voltages ranged from 0 to 7000 V. Each test consists in biasing first the blocks and samples and then in irradiating the dust during 15 min with the VUV lamp. A Kelvin probe measures the dust surface potential profiles by translation along the Y axis centered on the dust surface (see Figure 2). The assessment of dust transport is performed by in situ visual observations using the CCD camera with a resolution of 50 μm .

The test samples made of graphite, aluminum, anodized aluminum, multilayer insulator (MLI), and polished aluminum have been baked during one night at $+80^\circ\text{C}$ under low vacuum (about 10 mbars) before being placed in the chamber. They are weighed at ambient pressure before and after the experiments.

The temperature of the dusts is also varied by heating the grains with a strip line placed under the graphite support, and the dust temperature is monitored with a thermocouple. The effect of mechanical forces combined with the electrostatic forces is finally tested qualitatively using a piezoelectric actuator placed beneath the dust support. The vibration amplitude is estimated to 1 to 8 μm according to manufacturer's specifications. The frequency is set to 16 kHz.

3. Numerical Modeling

In order to confirm our experimental hypothesis and help interpret the observations, the experiment was also simulated with the Spacecraft Plasma Interactions Software (SPIS) (www.spis.org). This open-source software developed by ONERA under European Space Agency (ESA) and then Centre National d'Etudes Spatiales support since the 2000s has recently been upgraded to support dust charging and transport modeling, especially at the surface of airless bodies [Hess *et al.*, 2015]. In this work, the simulation reproduces as much as possible the experimental configuration (size and position of objects). We model the geometry of the experiment including the dust support with the circular dust area in its middle, the two blocks, and the tank walls. The dust particle radius (r_d) distribution follows the SPIS default settings. The distribution function of dust particles larger than 1 μm is derived from the data of Heiken *et al.* [1991] and consists of a series of points presented in Figure 3. The dust size distribution below 1 μm was not possible to extract, and it was chosen to model it by a normalized Gaussian $\sim r_d^2 \exp(-2 \times 10^{11} \times r_d^2)$. The secondary electron emission yield as a function of the primary electron energy and dust grain radius essentially follows Chow *et al.* [1993]. The default photoemission current density used in the software is 0.45 nA/cm², i.e., about 300 times less than experiments (assuming dust emission under VUV is similar to copper). This value has been thus multiplied by 300 to be

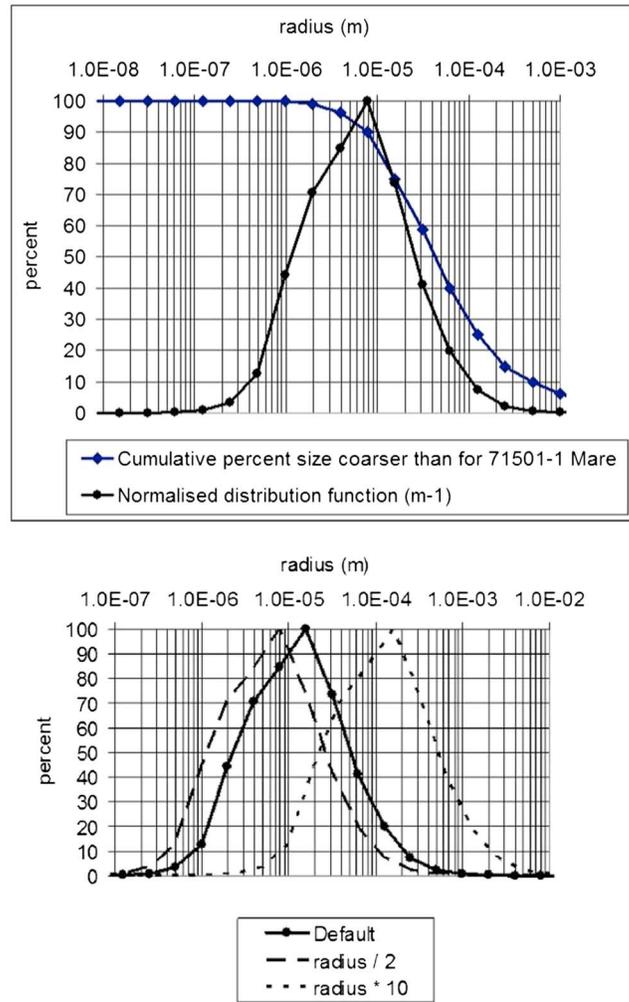


Figure 3. Normalized dust size distribution function used in SPIS, extrapolated from the cumulative distribution of 71501-1 Mare *Heiken et al.* [1991].

the simulation domain, given boundary conditions imposed by the surface potentials. Elementary particles, i.e., photoelectrons, are injected from the surface according to their exposure to the UV flux coming from the +Z direction. Second, the surface potentials are updated by solving the equivalent electrical circuit of the experiment, given the currents collected or emitted by each surface element. Third, individual dust charge and force balance are calculated for a set of sampled dust. Dust mobilization may occur if the net force is positive in the +Z direction. Forces acting on dust grains include cohesive, gravitational, and electrostatic forces. The first two write

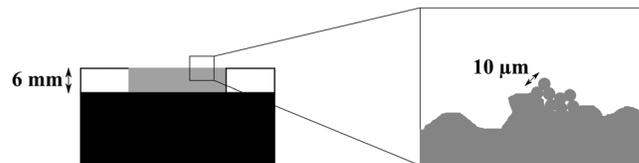


Figure 4. (left) Representation of the dust layer at a macroscopic scale, for which is used the bulk conductivity. (right) The zoomed box represents the dust layer surface at a microscopic scale, for which is used the dust layer conductivity, taking account of the microscopic irregularities.

more representative of the experimental case. The emitted photoelectrons follow a Maxwellian distribution with a temperature of 2 eV. In the software, the dust conductivity is represented by two parameters representing charge transport at two different scales (see Figure 4). The first one is the bulk conductivity used to compute the potentials of the dust surface at a macroscopic scale. The default SPIS value of $10^{-14} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ is representative of the dust layer conductivity through its entire thickness. The second parameter is the conductivity from grain to grain on the surface. It takes account of the conductivity between grains allowing them to be charged enough to be lofted from the dust surface. It is thus more preponderant on a smaller scale than the bulk conductivity. This parameter is fixed to $10^{-9} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ by default in the code. Finally, the relative dielectric constant of the dust layer is taken equal to 3. Concerning the Teflon circling the dust layer, its bulk conductivity is equals to $10^{-15} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$. Its photoemission current density is equals to 2 nA/cm^2 , and its relative dielectric constant is 2.

In this paper, the SPIS-Dust version 5.2.0 is used with a time step of 10^{-4} s . A SPIS simulation first consists in solving the plasma dynamics and the electrostatic potential in the

$$F_c = KS^2 r_d \quad (1)$$

$$F_g = \frac{4}{3} \pi r_d^3 \rho g \quad (2)$$

where $KS^2 = 10^{-6} \text{ kg/s}^2$ as proposed in *Perko et al.* [2001], $\rho = 2.9 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ is the bulk density of lunar dust materials, and $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ is the gravitational acceleration on Earth. These forces are compared to the electrostatic force applied on the dust grain in order to

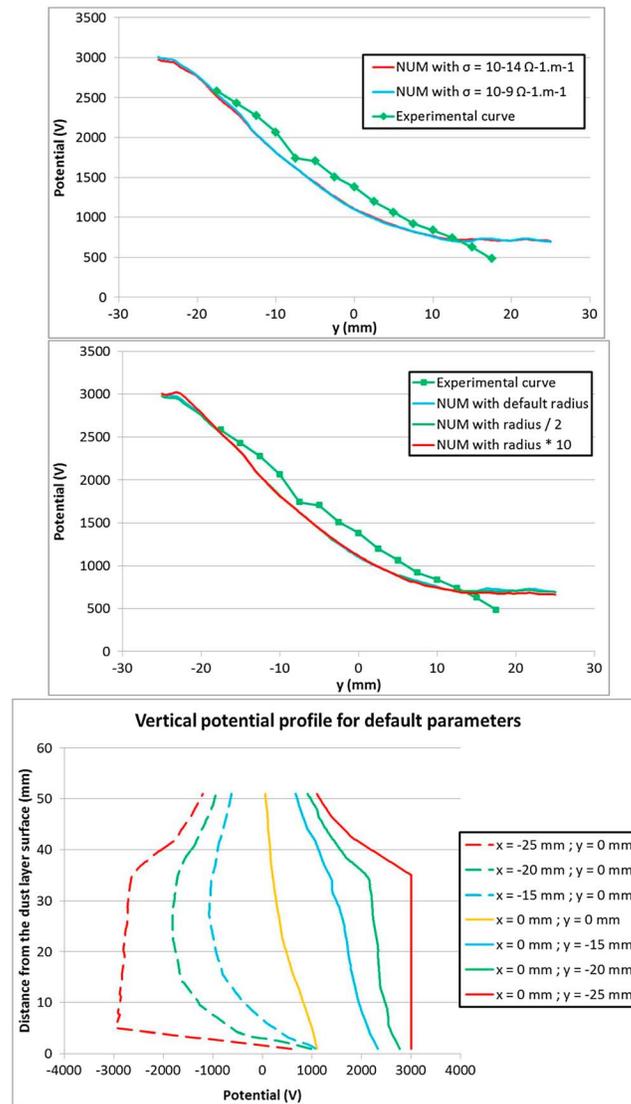


Figure 5. Dust potential profiles along the (top and middle) Y axis and (bottom) Z axis. Experimental results have been obtained along the Y axis only. The dust layer extends from $Y = \pm 15$ mm.

to the constructor data, the maximal amplitude of the deflection is $8 \mu m$. In the present experiment, we roughly estimate the deflection d_0 between 1 and $8 \mu m$ due to the setup mechanical rigidity. Further test would be necessary to assess this parameter more precisely. The resulting force is

$$F_p = m_d d_0 \omega^2 \quad (4)$$

where m_d is the dust grain mass; d_0 is the deflection; and $\omega = 2\pi f$, f being the frequency of the piezoelectric actuator. For a $1 \mu m$ radius grain, the maximal vibration force estimated with a deflection of $8 \mu m$ is 10^{-9} N. Damping due to mechanical setup and dust layer porosity is roughly estimated to divide the amplitude by a factor of 10 at a maximum. The resulting force is thus between 10^{-10} and 10^{-9} N, which is in the same order of magnitude than the other forces applied on the grain, as explained later on.

4. Results

The results presented in this section are divided in four parts. First, the measurements and simulations of the dust charge under VUV are compared. The experimental estimation of the dust layer conductivity is then proposed. The last two parts concern dust ejection conditions and forces acting on dust.

determine if dust transport is possible. Emitted particle transport is calculated in 3-D, and finally, the grains colliding with the target are assumed to stick on it with a probability of unity, meaning they can lose their charge by contact with the target and falloff.

The electrostatic force applied on the dust is estimated by combining the electric field, and the dust grain charge writes

$$F_e = \alpha Q_{\text{grain}} E \quad (3)$$

where E is the electric field normal to the surface and Q_{grain} is the charge of a dust grain. The α is an amplification factor taking into account regions with field and charge enhancement due to surface geometry effects at the surface of the dust layer. If the surface is perfectly smooth, it is equals to 1; otherwise, it is larger than the unity. A more detailed discussion of the dust charging model and of the determination of α can be found in Hess *et al.* [2015]. The use of such an amplification factor is needed since SPIS solvers were not designed to mesh dust grain details. It is believed that microscopic shape irregularities enhance locally the electric field, charge, and force. Default SPIS settings assume a computation at global scale, i.e., some tens of meters around a lander. For this reason, SPIS uses a large amplification factor to take account of irregularities of rocks and dusts.

If the piezoelectric system is used to agitate the dust support, an additional force is applied on the grain. According

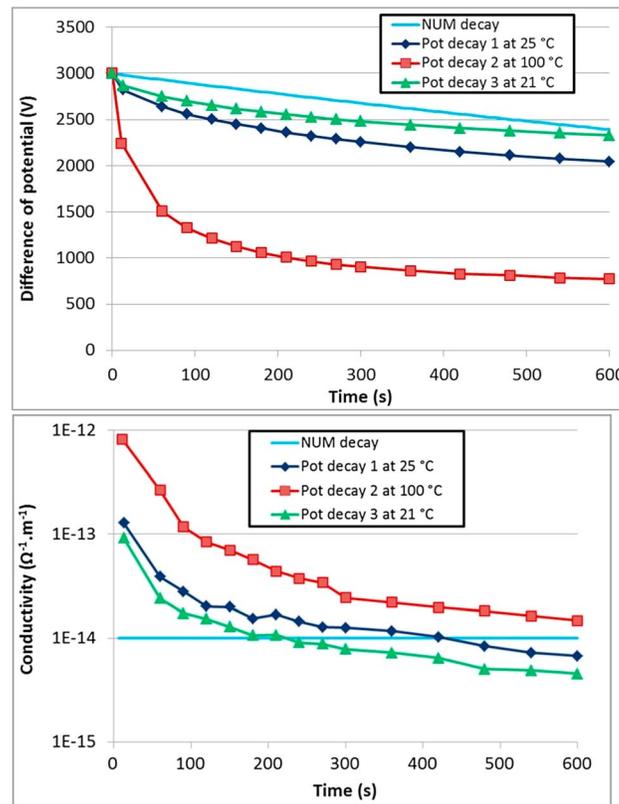


Figure 6. (top) Potential decay on the dust layer center point and (bottom) bulk conductivity of the dust layer as a function of time, after positive differential charging using VUV photons.

4.1. Dust Potential at Equilibrium

Figure 5 presents a comparison of experimental and numerical results for bias voltages of $V_- = -V_+ = -3000$ V. The experimental measurements have been made after 1 min of VUV irradiation. Four SPIS simulations have been performed. The first one uses default dust size distribution and dust layer conductivity. The second one has the same dust size distribution but a dust layer grain-to-grain conductivity of $10^{-14} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$, i.e., 10^5 times lower than the default value. The remaining two simulations use the default dust size distribution shifted by a factor of 0.5 and 10, respectively, as presented in Figure 3. The comparison between all these tests will allow assessing the influence of both the conductivity and the grain size on the contamination. The total simulation duration is 20 s, and the emission of dust particles starts 2 s after the simulation beginning, time needed to reach dust potential balance. The potential measurements in the software are made with a probing line located 1 mm above the dust layer surface.

The results are quite in good agreement since they show a progressive increase in the dust potential when getting closer to the positive block located at $Y = -30$ mm. On the opposite direction, the minimal potential at $Y = 20$ mm is about +700 V which indicates that photoelectron hopping is efficient at extracting electrons from this area too. Along the Z direction, the potentials have generally a monotonic behavior showing that the electric field imposed by the blocks is much larger than the electric field generated by the photoelectron space charge. The photoelectron temperature is negligible with respect to potential differences. In the middle of the dust surface, the experimental potential is +1400 V, which is slightly larger than in the numerical simulations, around +1100 V. All the curves show that the dusts are charged to positive values even if experimental results are larger than the numerical simulation ones by a factor of 1.3. The most important result is the qualitative potential profile evolution along the Y axis. All this corroborates the theoretical scenario according to which dust grains charge positively and are attracted by the negative octagon.

4.2. Dust Conductivity

Dust conductivity was assessed by three potential decay measurements, as shown in Figure 6, the first one being almost the same as the last one in order to test a possible hysteresis. It was performed in series using the heating system inside the DROP chamber. After the first measurement, heating up the dust from room temperature up to +100°C took 180 min. The temperature was kept at +100°C during 135 min before performing the second measurement. It took about 30 min to cool the dusts down to room temperature and perform the third and last measurements. Each measurement consists in biasing the dust support to -3000 V, irradiating the dusts with VUV during 1 min in order to charge dust positively and finally measuring the evolution of the potential with time after stopping the illumination. Figure 6 presents the differential potential between the dust surface and the dust support and

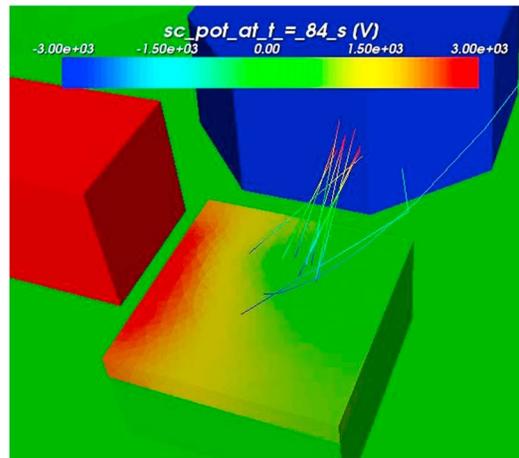


Figure 7. Trajectories of some simulated emitted dusts for a simulation duration equals to 84 s. They are mainly collected by the negatively biased sample facing the dust layer. The color scale represents the surface potentials. The color used along the dust trajectory indicate their origin (blue) and end point (red).

a temperature of 100°C is multiplied by 10 during the first 3 min and by three later on. After cooling down the dusts back to room temperature, the dust retrieves approximately its initial behavior. The difference between cases made before and after heating is about 35%.

The potential decay experiments give an approximation of the dust bulk conductivity between 10^{-13} and $10^{-14} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ close to the SPIS default values described in section 3. The numerical results agree with the experiments because the potential decay through the thick dust layer is controlled by the bulk conductivity. The SPIS potential decay shown in Figure 6 is slightly slower. This difference is acceptable since the current conducted throughout the dust layer thickness under the applied differential voltage of 3000 V is about $1.7 \times 10^{-4} \text{ nA/cm}^2$, which is order of magnitude lower than the photoemission charging current applied during the experiments and simulations. One can assume that bulk conductivity has a negligible impact in the present case. This is probably less evident when looking at the conductivity process down to the microscopic scale, represented by the dust layer conductivity grain-to-grain parameter, where charge carriers can be conducted from one highly charged dust to another. Charge inhomogeneity is explained by Hess *et al.* [2015] to be responsible for the local amplification of the electrostatic force. Conduction mechanisms at dust size level can contribute to increase dust ejection.

4.3. Dust Transport and Sample Contamination

Dust transport experiments have been performed using the same approach as in section 4.1. Bias voltage sweeps are applied to the octagon and block with $V_- = -V_+$, and the dust support is grounded. The VUV lamp is turned on, and the dust is irradiated for 15 min. Each face of the octagon supports a vertical sample aiming to assess the contamination by dust. As previously mentioned, only three of the samples are conduction materials (aluminum, polished aluminum, and graphite), the remaining ones being dielectric (MLI and anodized aluminum). They are set to the octagon voltage V_- and attract the positively charged grains. The polarization threshold at which the dust start to be transported on the samples is obtained by using different voltages for each front side of the octagon facing the dust layer. When significant voltage was applied to the blocks, video camera observations showed many dusts rolling from the surface layer toward the $-X$ direction and jumping toward the negative octagon when reaching the dust-Teflon boundary. The dust trajectories monitored in the numerical simulations qualitatively reproduce this dynamics (see Figure 7). In this case, the simulation duration is longer, 84 s, but the parameters are the same as the other simulation.

Figure 8 presents the electric field components along X , Y , and Z axes for a comparison between the three dust size distributions. Since the component along Z is positive above the dust layer, the photoelectrons emitted due to photoemission are attracted back to the surface. However, the amplitude of component is not too large (from 10^4 to $5 \times 10^4 \text{ V/m}$) and thus allows photoelectrons of 1 eV to be extracted up to 100 μm .

the evolution of the dust conductivity with time. The bulk conductivity σ , represented at the bottom of Figure 6, writes

$$\sigma(t) = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{dV}{dt} \frac{1}{V(t)} \quad (5)$$

where V is the measured differential potential presented at the top of Figure 6.

Just after the VUV charging phase, heated dusts are more conductive than dusts at room temperature. This is consistent with previous results on Martian regolith simulant [Buhler *et al.*, 2002]. The time evolution shows however that the bulk conductivity decreases to $10^{-14} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ after 10 min for the three measurements. This nonohmic behavior is consistent with previous measurements made on flat material surface and is explained by a dependence of conductivity on the electric field inside the dust layer. The conductivity at

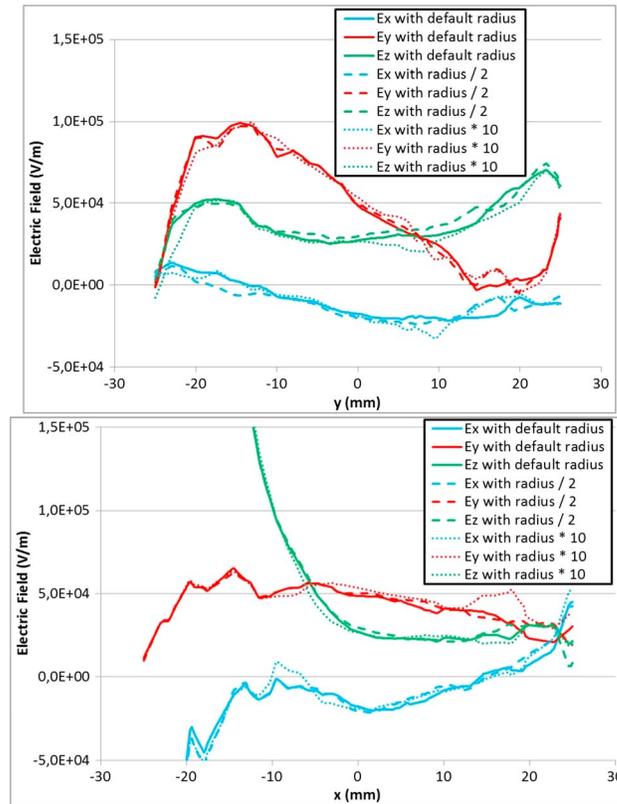


Figure 8. Electric field components numerically computed along (top) the axis containing both the center of the graphite block and the center of the dust layer and (bottom) the axis containing both the center of the octagon and the center of the dust layer.

They also can travel about the same in the direction of the graphite block since the electric field component along *Y* axis is also positive. Thus, the hopping process of the photoelectrons is efficient and causes the positive charge of the dust layer and an evacuation of the electrons. Concerning the dust grains, the transport is made possible by the positive value of the electric field component along *Z* axis and is oriented to the octagon, thanks to the *X* component, which is negative.

Some thousands of volts are necessary to observe the contamination of the aluminum, anodized aluminum, polished aluminum, graphite, and MLI samples, as shown in Table 1. The average threshold potential to observe this contamination is 3200 V with a dispersion of 20% that is believed to come from differences in the sample thickness. MLI is 0.1 mm thick which increases the distance with the dust decreasing the electric field with respect to 2 mm thick graphite samples. Another source of uncertainty is the reproducibility of the dust layer surface, even if it was paid attention to have dust samples with properties as similar as possible.

The potential needed to move the dust is much larger than that estimate at the airless bodies' surface. However, the most important parameter is the electric field applied to dusts, i.e., the potential difference between two adjacent areas. For instance a potential difference of 10V between particles separated by 1 mm generates an electric field of 10^4 V/m. As mentioned in *Criswell* [1973], such potential inhomogeneity preferentially occurs at the Sun to shade boundaries (craters, rocks, and terminator). In the present experiments, the electric field corresponding to the threshold voltage of 3000 V is about 2.7×10^4 V/m according to Figure 8. This value is a key parameter to be compared to data from the literature.

An estimation of the electric field threshold obtained in previous studies is given in this paragraph, based on potential measurements and curves given in these works. In *Sickafoose* [2002] and *Sickafoose et al.* [2002], a plasma source was used to charge JSC-1 dust placed on a negatively biased support. From our estimations, the electric field at the surface of the dust layer is about 10^3 V/m, considering that the support of the dusts was polarized at -40 V and given the vertical potential profile measured by the authors. Three different configurations were compared in *Flanagan and Goree* [2006].

The JSC-1 dusts were charged either with a plasma source or with an electron beam or with both. The grains were placed on a floating glass sphere. The first two cases did not allow dust transport. In the third case, dust grains were released from their support under an electric field of about 10^4 V/m for a plasma density of 10^8 cm⁻³.

Table 1. Voltage Threshold for Dust Contamination Observation With CCD Camera

Test Sample	Threshold Bias Voltage ($V_- = -V_+$)
Aluminum	-3000 V
Anodized aluminum	-3500 V
Graphite	-2500 V
MLI	-4000 V
Polished aluminum	-3000 V

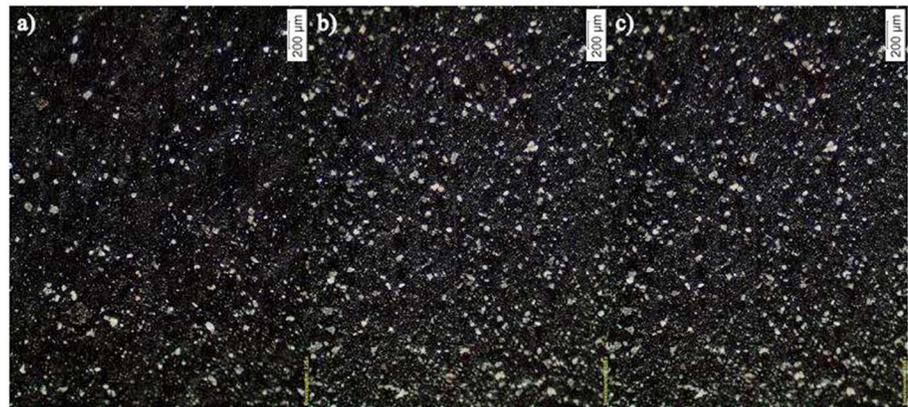


Figure 9. Pictures of graphite sample contamination by dust. (a) Bias potential of 2000 V. (b) Bias potential of 2500 V. (c and d) Bias potentials of 3000 V.

In Wang *et al.* [2009], JSC-Mars-1 dust was placed on a graphite plate biased at -60 V and charged with a plasma source of density 10^8 cm^{-3} . From our estimations based on Debye length shielding, the dusts were subjected to an electric field of about 10^3 V/m. Spherical particles made of glass of 115, 70, and 30 μm diameter were transported between two aluminum plates separated by 1 cm after charging with low-temperature electrons (eV) and applying a voltage of 3600 V between the parallel plates [Mori *et al.*, 2010]. The electric field applied to particles is estimated to 10^5 V/m between the plates. Other experiments focused on how to charge and mobilize lunar dust simulants with a plasma source and an electron beam [Wang *et al.*, 2010, 2011]. JSC-Mars-1 dusts were placed on a graphite support biased between -40 and -100 V and, pending on the energy of the electron beam, were exposed to an electric field up to 10^3 V/m. As a conclusion, according to the variability of experiments and particle type, the present setup using VUV photons provides comparable results to the literature in term of electric field threshold.

As shown in Figure 9, the contamination level and the size of lofted grains increase with the applied voltage, which is in agreement with the force balance presented above. Quantitative dust contamination assessment was performed by weighing the samples before and after the tests. Dust masses on graphite samples were about 70 μg , 140 μg , and 200 μg after 15 min of VUV irradiation with voltage biases of -2000 (before the threshold), -2500 (at the threshold), and -3000 V (after the threshold), respectively. Concerning the aluminum samples, 1 μg , 15 μg , and 130 μg were weighed for voltage biases of -2500 , -3000 , and -3500 V, respectively. Finally, dust mass on the polished aluminum sample was 60 μg with a bias voltage of -3500 V (only a single sample was available). The mass estimation on anodized aluminum was made impossible because this material outgases a lot when immersed in the nitrogen environment box used to weigh the samples. Dust adhesion on MLI was difficult to measure since even careful handling could not prevent dusts from falling out of the surface. They are efficiently removed out from MLI with very small vibrations.

Tests performed at $+100^\circ\text{C}$ show that dust transport is less efficient for high temperature. Threshold voltage increased from 2500 to 3500 V for the graphite sample. The electric field needed to observe dust transport is larger than at room temperature because the dusts tend to be more conductive, which limits local microscopic amplification of charge and electric fields.

Tests with the mechanical actuator have been performed for the aluminum samples. The impact of the vibrations is clearly seen in Figure 10. Dust mass deposit was 390 μg when using the piezoelectric system instead of 40 μg without it.

Obscuration by dusts is given as a proxy for contamination. It is the ratio of the total area of dust to the sample surface which is of course equals to unity on the dust layer. The maximum factors of obscuration after 15 min of VUV irradiation are presented in Table 2 for all the samples and the simulations. In Figure 11, the dust size distribution on the graphite samples presented in Figure 9 shows that the dust grain radii are between 2 and 100 μm . The maximal dust size observed in this study is about 100 μm . Agglomerates of small dusts were observed too, forming bulks of 20 to 100 μm . The average dust radius collected by the samples is between 3 and 4 μm for bias voltages of 2000, 2500, and 3000 V.

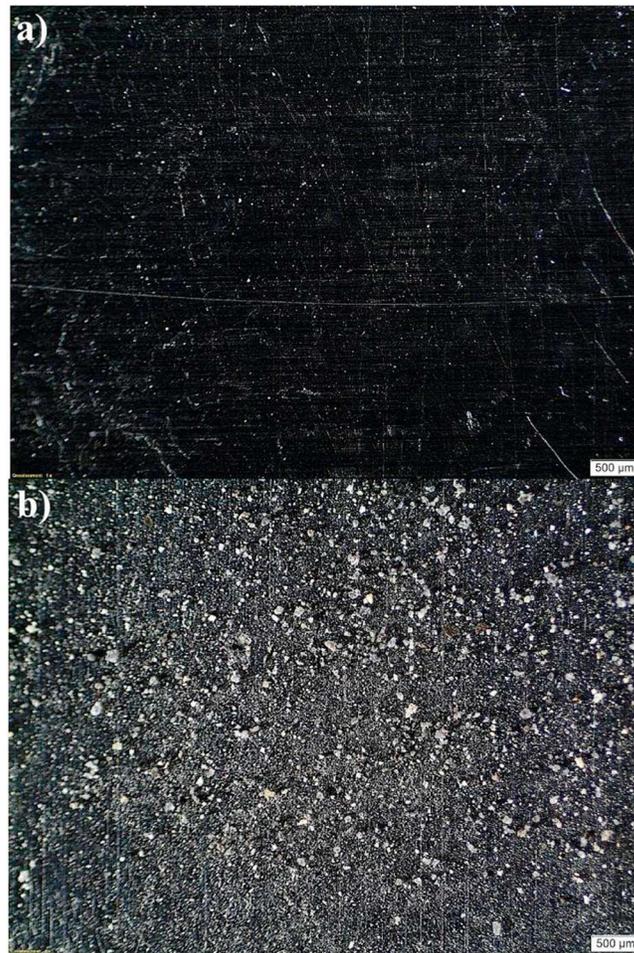


Figure 10. Pictures of aluminum sample contamination by dust with a bias potential of 3500 V (a) without piezoelectric actuator and (b) with piezoelectric actuator.

The comparison between the aluminum samples, one exposed to the piezoelectric actuator and not the other, is significant. Figure 12 shows a high quantity of particles larger than 30 μm on the aluminum target, thanks to the actuator. In this case, the average radii are 4 and 6 μm at 3500 V and with and without actuator, respectively. Quantities at radii smaller than and larger than 10 μm are increased by a factor of approximately 10 and 100, respectively. These numbers are just an estimation of the sample contamination by the dusts since the pictures used to make the processing do not have the same properties (lighting, composition of the sample, etc.).

SPIS simulation of dust contamination qualitatively agrees with the test results as shown in Figure 13, in the case of default parameters. The obscuration factor obtained with SPIS after 20 s at 3000 V, thus after 18 s of dust emission, is 0.3%. Assuming that contamination is linear versus time, the obscuration factor after 15 min is 15%, which overestimates the experimental results without piezoelectric actuator by magnitude factor of 3 for the aluminum target.

When the dust size distribution mean radius is reduced, the obscuration factor after 15 min of dust emission is

equals to 20%, showing that smaller grains are easier to transport from the surface than bigger ones. When the dust size distribution mean radius is multiplied by 10, the obscuration factor becomes equal to 5.5%. The average dust radii on the octagon are about 5 and 3 and between 250 and 300 μm for the default SPIS size distribution, and the same distribution shifted by a factor of 0.5 and 10, respectively. Those results show

Table 2. Maximum Factors of Obscuration Calculated by Microscope Pictures Postprocessing After 15 Min of VUV Irradiation

	Bias Voltage	Maximum Obscuration Factor
Experiments		
Aluminum	−3500 V	5%
Anodized aluminum	−4000 V	4%
Graphite	−3000 V	11%
MLI	−4500 V	18%
Polished aluminum	−3500 V	2%
Aluminum with piezoelectric actuator	−3500 V	37%
SPIS simulation		
Default parameters	−3000 V	15%
Grain-to-grain conductivity multiplied by 10^{-5}	−3000 V	$1.5 \times 10^{-4}\%$
Dust size distribution shifted by factor of 0.5	−3000 V	20%
Dust size distribution shifted by factor of 10	−3000 V	5.5%

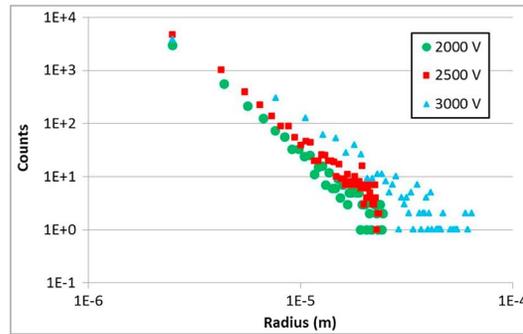


Figure 11. Dust size distributions of the contamination observed on the samples presented in Figure 9.

that dust size distribution is an important parameter in the electrostatic lofting of dust grains. The results obtained with the default size distribution of SPIS qualitatively agree with the experimental observations of surface contamination.

Another crucial parameter is the grain-to-grain conductivity. Reducing this conductivity decreases the grain-to-grain charge transfer toward sharp tips, which in turn reduces the charge amplification. This causes a decrease of the emitted dust current from 3×10^{-9} to 3×10^{-14} A. Thus, the contamination obtained on the octagon at the end of the simulation is also reduced by a factor of 10^5 . This is a clear indication that the SPIS model for dust grain ejection relies on the model of charge transfer at grain-to-grain level. The amplified charging time constant and the fluxes depend on the dust surface conductivity at grain scale. The default input parameters seem to be adapted to the present case at first order.

4.4. Estimation of Forces Acting on Dusts

The total surface charge density is deduced from the surface potentials and writes

$$\frac{Q}{S_d} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{V}{d} \tag{6}$$

where ϵ_0 is the permittivity of free space, ϵ_r is the relative dust permittivity, V is the dust potential measured by the Kelvin probe, and d is the dust layer thickness. The results presented in this paragraph concern $V_+ = 3000$ V. We assumed a thin sheath approximation for determining the dust layer capacitance with respect to ground. Assuming that d is equal to 6 mm and ϵ_r to 3, $\frac{Q}{S_d}$ is 6.1×10^{-6} C/m² in the center of the dust layer for the experimental case, where $V = +1400$ V. The charge on one single grain is estimated to be proportional to its surface and writes

$$Q_{\text{grain}} = \frac{Q}{S_d} \pi r_d^2 = \pi \epsilon_0 \epsilon_r \frac{V}{d} r_d^2 \tag{7}$$

with r_d is the dust grain radius. The charges of grains of radii 1 μm , 10 μm , and 100 μm in the center of the dust layer are thus equal to 5×10^{-18} , 5×10^{-16} , and 5×10^{-14} C, respectively. These values must be considered as average values for each size of dust grains since the model represented by equation (7) does not account for microscopic irregularities on the dust layer. By multiplying equation (7) by the vertical component of the electric field, $E_z = 1.68 \times 10^4$ V/m as shown in Figure 8, it is possible to estimate the electrostatic force applied on a grain.

The aim of this section is to estimate upper and lower limits for the value of forces presented in section 3. By using *Perko et al.* [2001] assumption of $KS^2 = 10^{-6}$ kg/s² in the calculation of the cohesive force, Figure

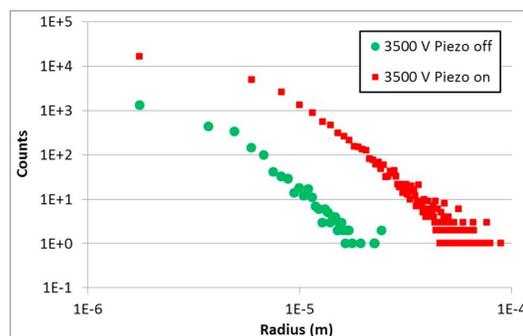


Figure 12. Dust size distributions of the contamination observed on the samples presented in Figure 10.

14 shows that the electrostatic force obtained for $\alpha = 1$ is always inferior to the cohesion (for $r_d < 3 \mu\text{m}$) or the gravitational force (for $r_d > 3 \mu\text{m}$). However, α just needs to be reasonably larger than the unity for the electrostatic force to be larger than the other two.

If KS^2 is equal to 5.1×10^{-2} kg/s², the theoretical value given by the Van der Waals forces [*Israelachvili*, 2011], it seems that α has to be larger to 153,000 for the ejection of dusts with r_d equals to 1 μm . For a 20 μm grain, mean size of the dust particles observed on the samples as shown in Figure 12, α must be larger than 408,000. In both cases the gravitational force is

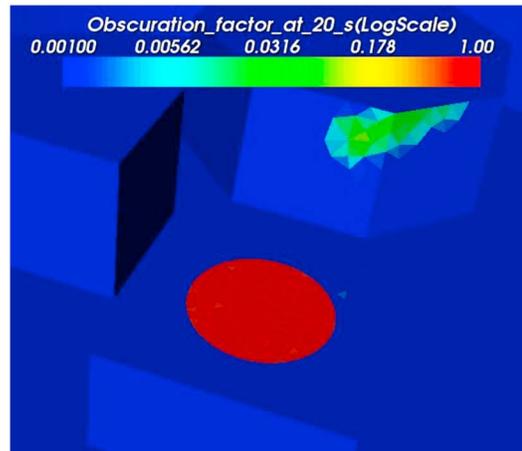


Figure 13. Numerical estimation of dust contamination on the samples for the default dust size distribution and dust layer conductivity at $t = 20$ s, corresponding to 18 s of dust emission.

the maximal value of KS^2 is necessarily lower than 10^{-4} and 0.05 kg/s^2 , respectively. We conclude that 10^{-4} is an upper limit for the KS^2 factor: $KS^2 \in [10^{-6}; 10^{-4}]$. In the present experimental setup, without the piezoelectric actuator, the corresponding value of the electric field amplification factor needed to move the dusts is then $\alpha \in [1; 100]$ for dust grain of $1 \mu\text{m}$. It means that in the case where $KS^2 = 10^{-4} \text{ kg/s}^2$, the value of α needed for the electrostatic force to overcome both cohesion and gravitational force is 100. This value changes with radius since the charge is proportional to the dust surface and the cohesive force on the radius instead.

Finally, for bigger particles, the experiments using the piezoelectric actuator showed grains jumping due to vibrations, but only a small amount of them could actually be transported on the samples to contaminate. The gravitational force prevents them to continue further their movements since it is larger than the electrostatic force applied in the gaseous phase, where $\alpha = 1$, as shown in Figure 14. Observations made on the samples are believed to be representative of dust mobilization on the horizontal layer, only for dust particles of radius smaller than 50 to 100 μm approximately, as shown in Figure 12. On the other hand, observation of particles smaller than $1 \mu\text{m}$ would require scanning electron microscopy. Based on the experimental observations, this discussion is valid for grains from 1 to 100 μm in diameter only, 100 μm being the maximum size allowing an electrostatic transport in our experiments.

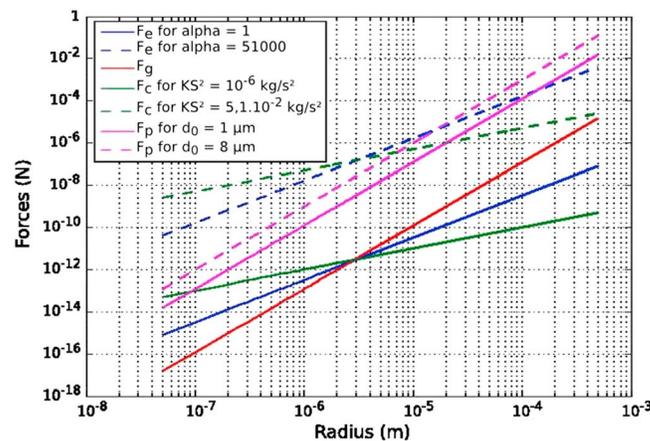


Figure 14. Estimation of forces acting on dust grains located in the center point of the layer as a function of their radii. The forces write $F_e = \alpha Q_{\text{grain}} E$, $F_g = \frac{4}{3} \pi r_d^3 \rho g$, $F_c = KS^2 r_d$, and $F_p = m_d d_0 \omega^2$.

negligible compared to the electrostatic and the cohesive forces. In the model of Hess *et al.* [2015] used in SPIS, the factor β^2 used corresponds to the factor α of this paper. It is explained that all values of β greater than the emission threshold are possible, with a probability of $1/\beta^2$, meaning that dust of all sizes are emitted (but with different weights).

There are large uncertainties on forces applied on dust grains, but it is possible to partly reduce them using the vibration force caused by the piezoelectric system. Indeed, this force is estimated between 10^{-10} and 10^{-9} N for $r_d = 1 \mu\text{m}$ and between 10^{-6} and 8×10^{-6} N for a radius of 20 μm . Dust ejection necessarily occurs when the cohesion force is smaller than the vibration force. Thus, to allow the transport of dust grains with r_d equal to 1 and 20 μm ,

The upper limits for the cohesive forces should be included in the numerical model. Uncertainties on the vibration force also need to be further constrained in order to consolidate the estimations provided in this paper.

5. Conclusion

This paper described a study combining experimental and numerical investigations to obtain dust charging and transport under a VUV beam. The conditions leading to dust positive charging by photoemission and transport through electrostatic forces have been compared to the results of the literature which rather used plasma and electron beams. The electrostatic field

and charges required to move dusts are within the uncertainty of measurements. One advantage of the VUV method is the absence of plasma sheath around the dust layer and objects in vacuum, which facilitates the interpretation of measurements and the extrapolation to what could occur at the surface of an airless body such as the Moon and asteroids where the Debye length is on the order of 1 m and more. Qualitative visualizations of dust contamination have been consolidated by the measurement of mass deposits and interpreted by numerical simulations in terms of particle trajectory in the vacuum phase. The effect of temperature does not seem to be of prime importance in the current test conditions but could be important when using a less intense VUV flux. The conductivity observed at high temperature is believed to counterbalance the photoelectron emission before the conditions for dust removal are met. Dust collection on a series of samples finally provided some information on the nature of materials susceptible to retain dusts or not.

Under the experimental configuration developed in this activity, large charging levels are required to mobilize lunar dust simulant. Such strong electric fields are believed to occur at the surface of airless bodies at the frontier between shaded and sunlit surfaces and could provide indeed a source for dust mobilization at low altitude of a few meters. Craters and rocks remain good candidates for such conditions. Mechanical vibrations with piezoelectric actuators strongly increase the flux of particles. Cross comparisons between the experimental results and numerical modeling with SPIS showed a good qualitative agreement and the importance of conduction mechanisms at microscopic scales as well as dust size distribution. From the experiments achieved here, the upper limit for the cohesive force factor KS^2 is on the order of 10^{-4} kg/s² for particles between 1 and 100 μ m sizes. The lower limit of 10^{-6} kg/s² is confirmed by this study. However, the introduction of an electrostatic force amplification factor seems necessary to account for microscopic shape irregularities when simulating dust ejection with codes such as SPIS. This model showed promising comparison with the experiments. Simulating dust trajectories with SPIS would inform on the influence of dust charging in the plasma and possible attraction by a charged lander.

Cross comparison of experiments using calibrated dust and piezoelectric force with SPIS simulations would help consolidate the important physical and numerical parameters for better quantitative agreement. This work also provides perspectives in terms of mitigation techniques allying electrostatic and mechanical vibrations to remove dusts from contaminated surfaces and preventing charged dusts to reach sensitive instruments.

Acknowledgments

This work was partly funded by ESA/ESTEC Co 4000108213/13/NL/PA. The authors wish to thank Nicola Giusti, Barbara Bonelli, and Cristina Ortega from the DSP project. They also thank Elena Seran for the fruitful discussions on dust testing.

References

- Buhler, C. R., C. I. Calle, A. W. Nowicki, A. Hirschmann, and D. Denning (2002), Charge decay characteristics of the JSC Mars-1 Martian regolith simulant, in *Proceedings of the 33rd Lunar and Planetary Science Conference*, 1630 pp., League City, Tex.
- Chow, V. W., D. A. Mendis, and M. Rosenberg (1993), Role of grain size and particle velocity distribution in secondary electron emission in space plasmas, *J. Geophys. Res.*, *98*(A11), 19,065–19,076.
- Colwell, J. E., S. Batiste, M. Horányi, S. Robertson, and S. Sture (2007), Lunar surface: Dust dynamics and regolith mechanics, *Rev. Geophys.*, *45*, RG2006, doi:10.1029/2005RG000184.
- Colwell, J. E., S. R. Robertson, M. Horányi, X. Wang, A. Poppe, and P. Wheeler (2009), Lunar dust levitation, *J. Aerosp. Eng.*, *22*(1), 2–9, doi:10.1061/(ASCE)0893-1321(2009)22:1(2).
- Criswell, D. R. (1973), Horizon-glow and the motion of lunar dust, in *Photons and Particle Interactions With Surfaces in Space, Astrophysics and Space Science Library*, vol. 37, edited by R. J. L. Grard, pp. 545–556, Springer, Netherlands.
- Feldman, P. D., D. A. Glenar, T. J. Stubbs, K. D. Retherford, G. R. Gladstone, P. F. Miles, T. K. Greathouse, D. E. Kaufmann, J. W. Parker, and S. A. Stern (2014), Upper limits for a lunar dust exosphere from far-ultraviolet spectroscopy by LRO/LAMP, *Icarus*, *233*, 106–113.
- Feuerbacher, B., M. Andereg, B. Fitton, L. D. Laude, R. F. Willis, and R. J. L. Grard (1972), Photoemission from lunar surface fines and the lunar photoelectron sheath, *Proc. Third Lunar Planet. Sci. Conf.*, *3*, 2655–2663.
- Flanagan, T. M., and J. Goree (2006), Dust release from surfaces exposed to plasma, *Phys. Plasma*, *13*, 123504, doi:10.1063/1.2401155.
- Glenar, D. A., T. J. Stubbs, J. E. McCoy, and R. R. Vondrak (2011), A reanalysis of the Apollo light scattering observations and implications for lunar exospheric dust, *Planet. Space Sci.*, *59*(14), 1695–1707, doi:10.1016/j.pss.2010.12.003.
- Glenar, D. A., T. J. Stubbs, J. M. Hahn, and Y. Wang (2014), Search for a high-altitude lunar dust exosphere using Clementine navigational star tracker measurements, *J. Geophys. Res. Planets*, *119*, 2548–2567, doi:10.1002/2014JE004702.
- Hartzell, C. M., and D. J. Scheeres (2013), Dynamics of levitating dust particles near asteroids and the Moon, *J. Geophys. Res. Planets*, *118*, 116–125, doi:10.1029/2012JE004162.
- Heiken, G. H., D. T. Vaniman, and B. M. French (1991), *Lunar Sourcebook: A User's Guide to the Moon*, 309 pp., Cambridge Univ. Press, Cambridge, U. K.
- Hess, S., et al. (2015), New SPIS capabilities to simulate dust electrostatic charging, transport and contamination of lunar probes, *IEEE Transactions on Plasma Science, Special issue for the 13th Space Charging Technology Conference*.
- Horányi, M., J. R. Szalay, S. Kempf, J. Schmidt, E. Grün, R. Srama, and Z. Sternovsky (2015), A permanent, asymmetric dust cloud around the Moon, *Nature*, *522*, doi:10.1038/nature14479.
- Israelachvili, J. N. (2011), *Intermolecular and Surface Forces*, 3rd ed., Elsevier, Waltham, Mass.
- Manka, R. H. (1973), Plasma and potentials at the lunar surface, in *Photons and Particle Interactions with Surfaces in Space, Astrophysics and Space Science Library*, vol. 37, edited by R. J. L. Grard, pp. 347–361, Springer, Netherlands.
- Monolite U. K. (2011), Selection of lunar regolith simulant, *3DP-MON-RP-0001*, Monolite U. K., London, England

- Mori, S., J. Polansky, H. Masui, J. Wang, and M. Cho (2010), Development of a laboratory simulation system for lunar dust charging and levitation, paper presented at the 11th Spacecraft Charging Technology Conference, Albuquerque, New Mexico.
- Perko, H., J. Nelson, and W. Sadeh (2001), Surface cleanliness effect on lunar soil shear strength, *J. Geotech. Geoenviron. Eng.*, *127*(4), 371–383.
- Poppe, A. R., and M. Horányi (2010), Simulations of the photoelectron sheath and dust levitation on the lunar surface, *J. Geophys. Res.*, *115*, A08106, doi:10.1029/2010JA015286.
- Poppe, A. R., M. Piquette, A. Likhanskii, and M. Horányi (2012), The effect of surface topography on the lunar photoelectron sheath and electrostatic dust transport, *Icarus*, *221*, 135–146.
- Rennilson, J. J., and D. R. Criswell (1974), Surveyor observations of lunar horizon glow, *Moon*, *10*, 121–142, doi:10.1007/BF00655715.
- Sickafoose, A. A. (2002), Experimental dust charging and dynamics with applications for planetary environments, PhD thesis, Dep. of Astrophys. and Planet. Sci., Univ. of Colorado, Boulder, Colo.
- Sickafoose, A. A., J. E. Colwell, M. Horányi, and S. Robertson (2002), Experimental levitation of dust grains in a plasma sheath, *J. Geophys. Res.*, *107*(A11), 1408, doi:10.1029/2002JA009347.
- Sternovsky, Z., P. Chamberlin, M. Horanyi, S. Robertson, and X. Wang (2008), Variability of the lunar photoelectron sheath and dust mobility due to solar activity, *J. Geophys. Res.*, *113*, A10104, doi:10.1029/2008JA013487.
- Wang, X., M. Horányi, and S. Robertson (2009), Experiments on dust transport in plasma to investigate the origin of the lunar horizon glow, *J. Geophys. Res.*, *114*, A05103, doi:10.1029/2008JA013983.
- Wang, X., M. Horányi, and S. Robertson (2010), Investigation of dust transport on the lunar surface in a laboratory plasma with an electron beam, *J. Geophys. Res.*, *115*, A11102, doi:10.1029/2010JA015465.
- Wang, X., M. Horányi, and S. Robertson (2011), Dust transport near electron beam impact and shadow boundaries, *Planet. Sci.*, *59*, 1791–1794.

Etude de la dynamique des poussières lunaires et de leur impact sur les systèmes d'exploration

L'exploration lunaire représente depuis ses débuts une part importante de l'activité des différentes agences spatiales nationales. Les missions Apollo en ont marqué l'apogée mais ont également été le point de départ de l'étude de la surface lunaire. Les scientifiques se sont notamment intéressés aux interactions de la surface lunaire avec le plasma qui l'entoure mais également avec les appareils envoyés sur place. Les observations ont mis en évidence la présence de régolithe recouvrant la croûte lunaire et formant une épaisse couche de poussières à la surface. Il a notamment été constaté par les astronautes que ces particules, principalement issues du bombardement constant de la surface lunaire par des micrométéorites, sont très abrasives et tranchantes. Elles représentent un risque matériel important pour les équipements envoyés sur la Lune et la nécessité de comprendre les origines du transport de ces poussières est rapidement devenue incontournable pour le bon déroulement des futures missions. Au-delà de l'éjection due aux impacts météoritiques et de l'activité humaine ou robotique, le mouvement de ces poussières lunaires peut également être issu de phénomènes électrostatiques, particulièrement présents au niveau de frontières entre ombre et lumière. Les observations par les astronautes d'un nuage de poussières se trouvant au-dessus de la surface aux coucher et lever du Soleil en sont la preuve. Cependant, les mécanismes à l'origine de ce nuage sont encore peu connus. Des missions plus récentes ont montré que la présence de grains de poussière à haute altitude est corrélée avec les impacts de météorites. La présence de grains à quelques mètres seulement au-dessus de la surface témoigne plutôt d'effets électrostatiques. Il est donc nécessaire de comprendre les interactions entre les poussières et l'environnement lunaire afin de prévenir leur dépôt et la pollution d'appareils se trouvant à la surface.

L'objectif de la thèse est de comprendre et de modéliser la charge et le transport électrostatique des poussières au niveau des interfaces entre ombre et lumière. Un dispositif expérimental nommé DROP a été développé afin d'observer le transport électrostatique de poussières dans des conditions maîtrisées et permettant une interprétation et une compréhension physique de cette dynamique. Il permet l'observation en temps réel du déplacement des particules par l'application de champs électriques à des poussières chargées sous irradiation UV. Les tests effectués sont reproductibles et ont permis de dégager les paramètres les plus importants dans la dynamique des poussières. Ils ont également rendu possible l'adaptation d'un modèle numérique préexistant et développé au sein du même laboratoire. La confrontation des résultats obtenus à l'aide de ces deux outils a entraîné la contrainte des paramètres utilisés au sein du modèle afin de le rendre plus représentatif de la situation lunaire.

Mots-clés : POUSSIÈRES LUNAIRES ; REGOLITHE