

---

## Étude numérique et expérimentale des transferts de charges dans des flux granulaires

**Auteur :** Vermeulen, Guillaume

**Promoteur(s) :** Lumay, Geoffroy

**Faculté :** Faculté des Sciences

**Diplôme :** Master en sciences physiques, à finalité approfondie

**Année académique :** 2019-2020

**URI/URL :** <http://hdl.handle.net/2268.2/9234>

---

*Avertissement à l'attention des usagers :*

*Tous les documents placés en accès ouvert sur le site le site MatheO sont protégés par le droit d'auteur. Conformément aux principes énoncés par la "Budapest Open Access Initiative"(BOAI, 2002), l'utilisateur du site peut lire, télécharger, copier, transmettre, imprimer, chercher ou faire un lien vers le texte intégral de ces documents, les disséquer pour les indexer, s'en servir de données pour un logiciel, ou s'en servir à toute autre fin légale (ou prévue par la réglementation relative au droit d'auteur). Toute utilisation du document à des fins commerciales est strictement interdite.*

*Par ailleurs, l'utilisateur s'engage à respecter les droits moraux de l'auteur, principalement le droit à l'intégrité de l'oeuvre et le droit de paternité et ce dans toute utilisation que l'utilisateur entreprend. Ainsi, à titre d'exemple, lorsqu'il reproduira un document par extrait ou dans son intégralité, l'utilisateur citera de manière complète les sources telles que mentionnées ci-dessus. Toute utilisation non explicitement autorisée ci-avant (telle que par exemple, la modification du document ou son résumé) nécessite l'autorisation préalable et expresse des auteurs ou de leurs ayants droit.*

---

Mémoire du Projet de Fin d'Études  
En vue de l'obtention du grade de master en

# SCIENCES PHYSIQUES

À Finalité approfondie

---

## Étude numérique et expérimentale des transferts de charges dans des flux granulaires

---

Laboratoire d'accueil : GRASP

*Réalisé par :*  
Guillaume VERMEULEN

*Promoteur :*  
Pr. Geoffroy LUMAY (GRASP)

Année universitaire  
2019/2020



*« L'université n'entend donner aucune approbation ni  
improbation aux opinions émises dans les thèses : ces  
opinions doivent être considérées comme propres à leurs  
auteurs. »*

# Remerciements

Je saisis ici l'agréable occasion d'écrire une page essentielle : celle des remerciements. Le document ici présent n'aurait sû aboutir sans la participation de ceux qui m'ont apporté, quelque soit sa forme, leur soutien.

Je sais que tenter d'établir une liste exhaustive des personnes à qui sont adressés mes remerciements constitue une tentation et une ambition résolument vaine. Néanmoins je souhaite tout de même énumérer une petite liste de personnes qui se sont avérées être les pièces majeures de ce travail.

Tout d'abord, j'insiste pour remercier et saluer avec gratitude et reconnaissance mon promoteur, Monsieur Geoffroy LUMAY, pour son énorme disponibilité, ses fructueux conseils, sa gentillesse et sa valorisante confiance à mon égard. Je joins à ces remerciements, Messieurs Eric OPSOMER et Nicolas PREUD'HOMME qui ont constitué mon équipe d'accompagnateurs. Derrière ces trois personnes, il est impossible et il serait ingrat de ne pas relever l'importance de la contribution à mon parcours de l'ensemble des équipes académiques, pédagogiques et administratives, dans leur ensemble, de l'Université de Liège ainsi que celle de Namur.

Ensuite, je tiens à remercier mon camarade de classe et ami Nathan VANESSE pour son aide et ses explications précieuses dans l'écriture de mon programme informatique.

Je continue en remerciant chaleureusement mon grand ami Jean-baptiste LECLERCQ et mon père Bernard VERMEULEN pour leur relecture.

Enfin, je remercie particulièrement mes parents, mon frère et ma soeur, mes proches et mon colocataire devenu ami Benjamin DUBAERE pour leur compréhension, leur disponibilité et plus simplement leur présence à mes côtés, en donnant sens à mes actions.

Pour conclure, j'espère, par cette expérience et toutes celles qui sont déjà les miennes et celles qui sont à venir, pouvoir à mon tour et en toute modestie, un jour, contribuer à permettre à d'autres personnes d'atteindre les buts qui leur sont chers en nous inspirant de votre modèle.

A tous, simplement : "MERCI" !

Guillaume Vermeulen

# Sommaire

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>2. État de l'art</b>	<b>7</b>
2.1	Transfert de charges par contact entre deux objets . . . . .	8
2.2	Influence électrostatique . . . . .	12
2.3	Modèle du chargement des particules . . . . .	13
2.4	Paramètres influençant le transfert de charge . . . . .	18
2.5	Écoulement granulaire . . . . .	22
2.6	Bilan de travaux expérimentaux antérieurs . . . . .	24
<b>3</b>	<b>3. Dispositif expérimental</b>	<b>30</b>
3.1	Matériel . . . . .	30
<b>4</b>	<b>4. Modèle numérique</b>	<b>34</b>
4.1	Discrétisation du mouvement . . . . .	37
4.2	Modèle de chargement des grains . . . . .	41
4.3	Choix des paramètres de la simulation . . . . .	50
<b>5</b>	<b>5. Résultats</b>	<b>53</b>
5.1	Remarques préliminaires . . . . .	53
5.2	Résultats de l'expérience . . . . .	54
5.3	Résultats de la simulation numérique . . . . .	65
<b>6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>76</b>
<b>7</b>	<b>Perspectives</b>	<b>78</b>
<b>8</b>	<b>Annexes</b>	<b>82</b>
8.1	Estimation de l'aire de contact entre deux particules . . . . .	82

# Introduction

L'électricité statique est présente partout autour de nous. Depuis notre plus jeune âge, on a pu observer de nombreux effets visibles de ce transfert de charges créé en frottant deux objets. La simple expérience d'un ballon de baudruche préalablement frotté qui paraît coller à une vitre est un des exemples les plus populaires des charges électrostatiques. Ces charges sont omniprésentes et connues depuis longtemps ; en effet, des archéologues ont retrouvé des textes étudiant ces phénomènes datés de l'antiquité [1]. Malgré cela, la compréhension des transferts de charges par contact reste incomplète et vague.

De même, l'étude des matériaux granulaires n'a que récemment intéressé les chercheurs. De plus en plus d'études portent sur ces matériaux particuliers. Il existe de nombreux modèles décrivant l'écoulement de matériaux granulaires, mais son étude est rendue compliquée par des phénomènes hasardeux et/ou encore incompris. Ceci peut s'expliquer par le grand nombre de facteurs à prendre en compte pour une étude précise. Les multiples propriétés microscopiques et macroscopiques chimiques et physiques influençant le phénomène sont difficiles à placer dans une théorie complète. Avant le *XXI<sup>me</sup>* siècle, seulement un nombre limité d'études s'est consacré à ce sujet, resté exclusivement à un stade expérimental.

Étant donné la forte présence de matériaux granulaires dans de nombreux domaines telles que les industries pharmaceutiques et alimentaires, beaucoup cherchent à mieux comprendre les phénomènes triboélectriques afin de pouvoir les maîtriser. En effet, ces phénomènes de transfert de charges peuvent souvent interférer ou mener à mal des projets, comme par exemple des problèmes de déposition ou d'adhésion [2]. Dans le cas de particules fortement chargées, des décharges électriques peuvent se produire en donnant naissance à des étincelles pouvant mener à des explosions ou incendies dévastateurs.

À l'opposé, il existe déjà de nombreuses applications à la maîtrise de l'électricité statique. Si vous lisez ce document sur du papier imprimé avec une imprimante laser, vous le devez notamment à la maîtrise de l'électricité statique de fines poudres d'encre. Plus récemment, des nanogénérateurs basés sur des transferts de charges par frottement ont vu le jour. Ces nanogénérateurs peuvent notamment permettre de remplacer les piles invasives et compliquées à retirer des *pacemaker*. Une compréhension aiguisée du sujet mènera presque inévitablement à de nouvelles applications.

Mon étude se focalise sur les transferts de charges par contact lors d'une descente de grains sur un plan incliné conducteur relié à la terre. Après leur descente, la charge accumulée par les grains est analysée. La mission de ce mémoire est de parvenir à mieux comprendre ce phénomène de chargement par contact lors de flux granulaires. L'un des objectifs principaux est de tester et mettre en place des modèles de chargement par contact des matériaux granulaires. Les facteurs influençant le transfert de charges étant nombreux, nous avons choisi une

géométrie simple d'écoulement : la chute de grains sur une surface plane. Des changements de charges accumulées en fonction de l'inclinaison du plan seront observés et étudiés. Pour atteindre les objectifs, un travail bibliographique a d'abord été fait. Une synthèse des principaux concepts et théories indispensables à mon étude seront présentés et discutés. L'étude expérimentale du phénomène sera ensuite expliquée et commentée. Par la suite, plusieurs études numériques du phénomène seront également mises en place afin de scruter le phénomène. La simulation numérique présente en effet de nombreux avantages pour tester les modèles et les facteurs conditionnant le phénomène.

# 2. État de l'art

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Transfert de charges par contact entre deux objets</b>	<b>8</b>
2.1.1	Transfert électronique entre deux métaux	9
2.1.2	Transfert électronique entre un isolant et un conducteur	10
2.1.3	Transfert de charge entre deux isolants différents	12
2.1.4	Signe de la charge des objets	12
<b>2.2</b>	<b>Influence électrostatique</b>	<b>12</b>
<b>2.3</b>	<b>Modèle du chargement des particules</b>	<b>13</b>
2.3.1	Modèle du condensateur	14
2.3.2	Répartition des charges sur le plan : l'effet miroir	15
2.3.3	Décharge électrique des particules rebondissantes	17
<b>2.4</b>	<b>Paramètres influençant le transfert de charge</b>	<b>18</b>
2.4.1	Le temps de contact $t_c$	19
2.4.2	La force normale et l'aire de contact	19
2.4.3	La forme des particules	20
2.4.4	Effet de la température et de l'humidité sur le transfert de charge	20
2.4.5	Influence de l'air	21
<b>2.5</b>	<b>Écoulement granulaire</b>	<b>22</b>
2.5.1	Quelques mots sur les écoulements granulaires	23
<b>2.6</b>	<b>Bilan de travaux expérimentaux antérieurs</b>	<b>24</b>
2.6.1	Charge accumulée en fonction du nombre d'impacts d'une particule rebondissant sur une surface plane	25
2.6.2	Impact sur une surface inclinée	26
2.6.3	Électricité statique dans un transport pneumatique de matériaux granulaires	28

---

Le préfixe du terme "triboélectricité" vient du grec ancien ;  $\tau\rho\iota\beta\omega$ , tribô signifiant "frotter". La triboélectricité désigne les transferts de charges électriques produits par la mise en contact de deux matériaux. Même si l'effet triboélectrique peut apparaître sans frottement, un simple contact suffit, l'expérience montre sans équivoques que les frottements feront augmenter la charge transférée. La première hypothèse pour expliquer cet accroissement se réfère à l'augmentation des surfaces en contact.

Ces transferts de charges sont relativement bien compris empiriquement. Cependant une compréhension approfondie du phénomène demeure imprécise et incomplète. Par exemple, lorsque deux objets sont mis en contact, les ressources théoriques pour prédire lequel des

deux aura une charge positive ou négative sont encore trop vagues [3]. La polarité des charges dépend de nombreux facteurs et il est donc difficile de prédire théoriquement des résultats précis. Une question récurrente est de savoir quels éléments deviennent chargés positivement et lesquels deviennent chargés négativement ? Afin de prévoir l'effet triboélectrique de deux objets entrant en contact, des tableaux comparatifs appelés "séries triboélectriques" ont été établis pour différents matériaux. Les séries triboélectriques classent les matériaux dans l'ordre de leurs tendances de charge positive ou négative (voir figure 2.1). Les éléments supérieurs perdront plus facilement des électrons et les éléments inférieurs en gagneront. Plus les deux éléments en contact sont éloignés dans la série, plus le transfert de charge sera grand entre les deux objets.

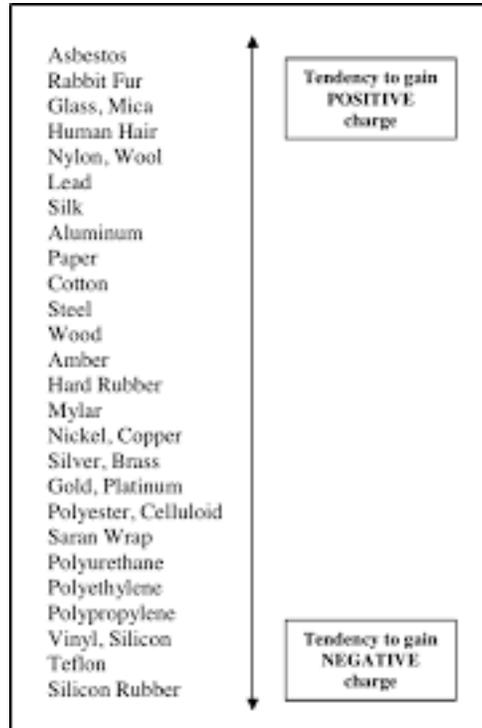


FIGURE 2.1 – Serie Triboelectric

Cependant les séries triboélectriques (figure 2.1) sont principalement le produit de l'expérience et ont peu de valeur d'un point de vue théorique. De nombreux contre-exemples et ambiguïtés peuvent être trouvés. De plus, il serait absurde d'expliquer les transferts de charges que l'on peut observer entre des matériaux de même consistance sur base de ces tables. Dans le cadre de cette étude, le transfert de charges entre des matériaux différents (les grains et une surface métallique) seront principalement étudiés.

## 2.1 Transfert de charges par contact entre deux objets

Dans cette section sont exposées de manière synthétisée différentes théories sur les transferts de charge entre deux objets mis en contact. Nous distinguons trois types de contact : contact entre deux métaux, entre un métal et un isolant, et enfin entre deux isolants.

La connaissance de la nature des porteurs de charge lors d'une expérience de triboélectricité est fondamentale. Encore beaucoup de recherches doivent être menées pour mieux répondre à cette question. Il s'avèrerait que la nature des porteurs de charges pourrait dépendre de la situation. Dans le cas de deux métaux mis en contact, les électrons seraient

majoritairement les porteurs de charges [2, 4]. Pour des polymères ionisés, Diaz et Guay ont montré en 1993 que le signe de la charge échangée est en cohérence avec le transfert de l'ion mobile [5]. Tandis que de nombreuses études considèrent, dans le cas de deux isolants, l'électron comme le principal porteur de charge [4, 6].

Une autre hypothèse soutient que, dans certains cas particuliers, le transfert de charge peut être dû à un transfert de matière [2, 7, 8]. Ceci peut être causé par des morceaux d'objets, à de petites impuretés ou poussières présentes en surface.

### 2.1.1 Transfert électronique entre deux métaux

Le transfert de charges entre deux métaux rentrant en contact est relativement bien connu en comparaison aux cas de contact métal-isolant et isolant-isolant. Chacun des métaux, qui seront mis en contact, ont leur travail de sortie respectif. «Dans l'approche classique, le travail de sortie (*Work Function*) est définie comme la plus petite quantité d'énergie qui doit être donnée à un électron à l'énergie de Fermi pour lui permettre d'être transporté du solide vers la région sans champ externe à la surface, si le solide reste à 0 K et aucun champ électrique n'est appliqué à la surface.» (Stanislaw et Tomasz, 1998, p. 10815, ma traduction).

Lors d'une mise en contact de deux métaux les niveaux de Fermi auront tendance à s'égaliser en s'échangeant mutuellement des électrons. La différence de potentiel après contact  $V_c$ , calculée à partir de la différence des travaux de sorties, sera donc donnée par [9](figure 2.2) :

$$V_c = -\frac{(\phi_1 - \phi_2)}{e}. \quad (2.1)$$

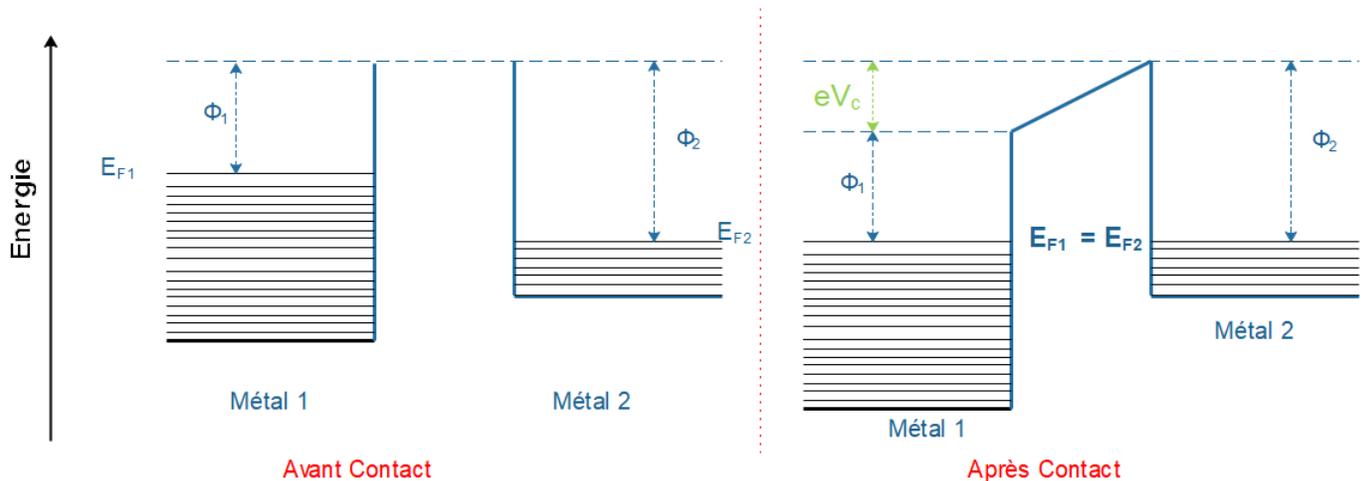


FIGURE 2.2 – Deux métaux qui rentrent en contact subiront des transferts de charges jusqu'à l'équilibre, où les niveaux de Fermi des deux métaux coïncident. La charge transférée induit une différence de potentiel entre les deux surfaces des objets égale à  $V_c = -\frac{(\phi_1 - \phi_2)}{e}$ .

On s'intéresse à la charge transférée. On peut la calculer à partir de  $V_c$  :

$$\Delta q_c = C_0 V_c, \quad (2.2)$$

Où  $C_0$  représente la capacité entre les deux corps séparés de la distance minimale où le transfert de charge n'a plus lieu. Notons " $d_0$ " la distance entre les objets à partir de laquelle nous ne détectons plus de transfert de charge. Cette capacité vient d'un circuit électrique

fictif représentant le transfert de charge (voir paragraphe 2.3.1). Lorsque les deux métaux sont en contact (i.e.  $d < d_0$ ), un transfert de charge prendra lieu avec un temps caractéristique  $\tau = R.C$ . Les électrons peuvent très bien passer par effet tunnel, ce qui rend la définition de "contact" compliquée. Plus les deux objets sont séparés, plus la valeur de la capacité du circuit sera petite. La valeur de R sera quand à elle plus grande. En effet, Les porteurs de charge auront plus de difficultés à rapidement passer d'un métal à l'autre. La résistance tend vers l'infini à la distance  $d_0$ . Pour une distance plus grande que  $d_0$ , les transferts de charge n'ont plus lieu. Le temps caractéristique étant grand aux abords de  $d_0$ , on peut considérer que le transfert de charge associé à cette distance est égal à la charge transférée lorsque les métaux sont éloignés [7].

## 2.1.2 Transfert électronique entre un isolant et un conducteur

La théorie des bandes est utile pour visualiser la différence entre les isolants, les conducteurs et les semi-conducteurs. Celle-ci stipule que lorsque des atomes ou des molécules s'assemblent pour former un solide, les niveaux d'énergie discrets s'élargissent et forment des bandes d'énergies. On distingue la bande de valence, c'est la bande la plus élevée en énergie où l'on trouve des électrons. la première bande non occupée,  $E_c$ , est appelée bande de conduction.

Savoir si il y a ou non des électrons dans la bande de conduction est important pour savoir si le solide est conducteur ou non. Dans les isolants, les électrons dans la bande de valence sont séparés par un grand espace de la bande de conduction (figure 2.3). Le solide ne contient alors aucun électron capable de participer à la conduction.

Dans les conducteurs, la bande de valence chevauche la bande de conduction. et dans les semi-conducteurs, il y a un espace suffisamment petit entre la valence et les bandes de conduction pour que des électrons puissent passer.

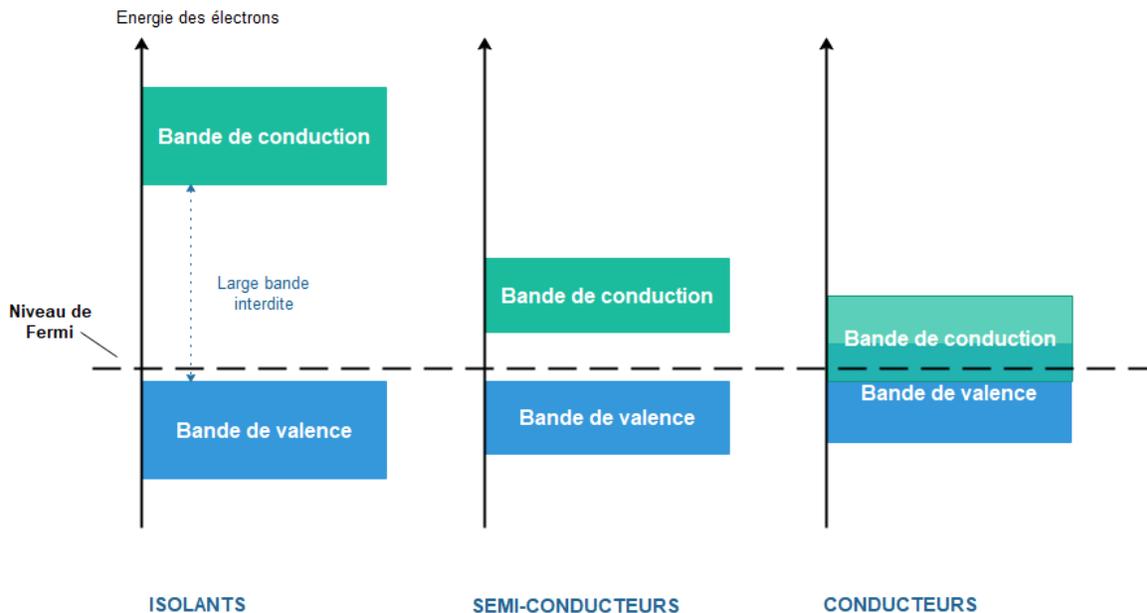


FIGURE 2.3 – Représentation de la bande de valence et conduction dans les solides

Dans un conducteur, il existe des charges mobiles qui se répartissent sur la surface. Tandis que dans le cas d'un isolant la charge restera relativement localisée à l'endroit de contact.

Bien qu'il n'y ait pas d'électrons libres dans un isolant, comme c'est le cas dans un métal, les transferts de charges métal-isolant et isolant-isolant sont une réalité. Certains ont tenté de définir de manière similaire au contact métal-métal, mais moins évidente, un travail de sortie pour l'isolant,  $\phi_I$ . Pour rappel, le travail de sortie des isolants est l'énergie minimum requise pour arracher un électron depuis le niveau de Fermi. Le transfert de charge entre un isolant et un conducteur est encore mal compris comparé au transfert de charge entre deux métaux, qui lui est très bien établi. Ce manque de connaissances peut rendre l'interprétation des mesures compliquée. La théorie que nous allons reprendre ici est d'ailleurs basée sur celle du paragraphe précédent.

En étudiant le contact d'un métal avec un isolant, des scientifiques ont constaté que la charge échangée est bien dépendante du travail de sortie du métal [7]. Ceci soutient que le principe et l'explication basés sur ces travaux de sortie, faisant le parallèle avec les contacts métal-métal, sont crédibles.

Les électrons impliqués dans le transfert de charge n'ont pas les mêmes mouvements au sein du métal et d'un isolant. Plusieurs modèles ont été proposés. Par exemple, certains proposent que le travail de sortie *effectif* d'un isolant est réduit à cause des mouvements restreints des électrons dans l'isolant. Les seuls niveaux d'énergie disponibles se trouveraient en surface, réduisant le nombre de niveaux d'énergie des électrons disponibles au transfert de charge.

Lorsque les matériaux, avec des travaux de sortie différents sont mis en contact, un transfert de charges peut se produire afin d'égaliser les niveaux de Fermi et avoir un équilibre thermodynamique, comme c'était le cas pour deux métaux. Lorsqu'un équilibre est atteint, la nouvelle répartition de charge induit une différence de potentiel entre les deux objets, le potentiel de contact. En suivant cette théorie et les mêmes annotations précédentes, on calcule  $V_c$  :

$$V_c = -\frac{(\phi_I - \phi_M)}{e}. \quad (2.3)$$

On obtient de manière analogue au cas de deux métaux la charge nette transférée entre un isolant et un conducteur :

$$\Delta q_c = C_0 \frac{-(\phi_I - \phi_M)}{e}, \quad (2.4)$$

où  $\phi_M$  représente la fonction de travail du métal.

Pour les deux formules donnant le taux de charges transférées (2.2) et (2.4), une relation linéaire croissante entre  $V_c = \frac{-(\phi_I - \phi_M)}{e}$  et la charge nette  $\Delta q_c$  semble cohérente avec des résultats expérimentaux, bien que les résultats montrent quelques disparités par rapport au modèle théorique [6,9,10]. Vu les imprécisions et approximations sur la structure des bandes énergétiques, le cas d'un isolant reste difficilement expliqué par cette théorie. De nombreuses études ont été faites afin de quantifier ce transfert de charge. Des tableaux ont été établis afin de retrouver les ordres de grandeur de la quantité de charge échangée entre différents matériaux. Il ressort de ces tableaux que ce transfert de charge dépend de la nature du métal mais aussi de celle de l'isolant.

### 2.1.2.1 Modèle de Fabish et Duke

Un autre modèle présenté en 1977 [2,11] soumet que les isolants ont des états d'énergie accepteur et des états donneur. Ils émettent l'hypothèse que le transfert d'électrons ne peut avoir lieu que dans une tranche d'énergie proche de l'énergie de Fermi du métal.

Si les électrons ne peuvent passer qu'à travers une "fenêtre" d'énergie  $\Delta E$ , la charge transférée est alors égale à [11] :

$$q_{IM} = \int_{E_F}^{E_F+\Delta E} \rho_D(E)f(E)dE - \int_{E_F-\Delta E}^{E_F} \rho_A(E)(1-f(E))dE \quad (2.5)$$

Où  $\rho_D(E)$  est la densité d'état de donneurs de l'isolant à l'énergie E et  $\rho_A(E)$  est la densité d'accepteurs.  $f(E)$  est la probabilité d'occupation d'un électron à l'état d'énergie E. Vu que  $f(E_F) = 0$ , de l'équation 2.5 ci-dessus nous pouvons calculer la charge transférée :

$$q_{IM} = -\rho_A(E_F)\Delta E \quad (2.6)$$

### 2.1.3 Transfert de charge entre deux isolants différents

Cette section ne sera pas étudiée dans ce manuscrit. Pour de plus amples informations sur le sujet, le lecteur est invité à consulter les ouvrages [2, 7].

Notons tout de même que beaucoup de conclusions sont en relation avec l'étude triboélectrique d'un contact métal-isolant. En effet, les quelques trop nombreuses incertitudes sur les matériaux isolants citées dans la section précédente sont encore valables pour cette section. Il n'a donc pas été choisi d'omettre cette partie parce que c'est un phénomène moins courant mais bien parce que répéter les mêmes conclusions serait inutile. Le transfert de charge entre deux isolants est d'ailleurs très présent dans la vie de tous les jours, et peut atteindre des valeurs relativement élevées. Deuxièmement, l'expérience étudiée dans ce mémoire ne traite pas directement ce genre de contact. Bien que les billes isolantes de mêmes compositions peuvent tout de même échanger des charges entre elles.

### 2.1.4 Signe de la charge des objets

La réponse à la question du signe de la charge prise (+ ou -) par l'objet ayant subit un transfert de charge par contact reste en suspens. Un matériau peut se voir charger négativement ou positivement en fonction du matériau avec lequel il est frotté. Cela a conduit à classer les matériaux sous forme de série triboélectrique (figure 2.1).

Ces séries triboélectrique suggèrent qu'il existe des propriétés des matériaux qui font que les matériaux attirent une charge positive ou négative, et les séries triboélectriques permettent de fournir une mesure de la force de ces propriétés. Cependant, de nombreuses expériences ont montré que ce classement est suranné et nombreux sont les contre-exemples. Certaines études [12] ont même montré que le signe de la charge nette de l'isolant peut changer en faisant varier la température uniquement. De plus, frotter deux objets de même consistance peut les conduire à porter des charges de signe différent.

Une autre étude intéressante [13], a étudié l'influence de la taille des particules sur le signe de la charge. Ils sont arrivés à soutenir l'hypothèse que, si deux particules de consistance identique subissent un transfert de charges par contact, la taille des particules avait une forte influence sur le signe et la quantité de charge échangée. Le signe de la charge des matériaux qui sont frottés entre eux semble donc dépendre de nombreux facteurs.

## 2.2 Influence électrostatique

Cette partie, portant sur l'influence électrostatique, est importante pour la compréhension des phénomènes physiques apparaissant dans mon expérience. En effet, des grains isolants

chargés vont interagir avec le plan métallique relié à la terre via l'influence électrostatique.

Comme dit dans l'introduction, l'attraction à distance de certains objets préalablement frottés est un phénomène connu depuis jadis. C'est un phénomène qui peut paraître assez simple à décrire. On l'introduit d'ailleurs très tôt dans nos scolarisations. Des explications vagues et des raccourcis esquivent joliment les lacunes de notre compréhension du phénomène.

Rappelez-vous de cette expérience avec une sphère conductrice, neutre, suspendue via un fil isolant. Nous approchons un objet isolant présentant des charges fixes (fig. 2.4). Dès que l'isolant est assez proche de la sphère, nous observons que cette dernière est attirée par l'isolant. L'explication habituelle parle des électrons libres du métal qui sont attirés et/ou repoussés par les charges fixes de l'objet isolant [14]. Les charges vont se déplacer au sein du conducteur jusqu'à atteindre un équilibre électrostatique lorsque il n'y a plus de déplacement de charges mobiles. Bien que le conducteur est globalement neutre en volume, on observe une hétérogénéité de la répartition des charges sur la sphère. Cette nouvelle répartition de charge va interagir via la force électrostatique avec l'objet isolant. Vu que, sur chaque objet, les charges de signes opposés sont à une plus grande proximité, la force d'attraction sera plus importante que la force de répulsion.

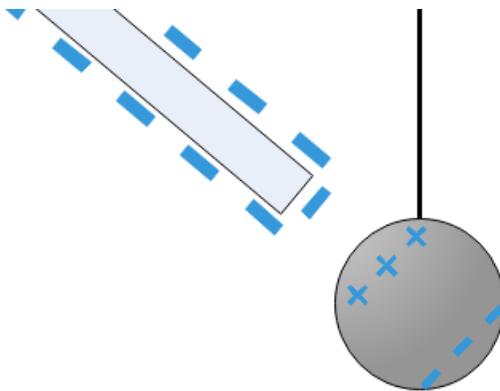


FIGURE 2.4 – Influence électrostatique entre un objet isolant et une sphère conductrice neutre

Si maintenant le fil isolant, auquel la sphère est accrochée, est remplacé par un conducteur relié à la terre, l'attraction entre les deux objets sera encore plus forte. Des charges positives de la sphère mais aussi du fil et de la terre vont être attirées par l'objet isolant que nous approchons. La sphère a maintenant une charge globale positive.

Nous reviendrons sur l'effet que cette influence électrique a dans le cadre précis de notre expérience au paragraphe 2.3.2.

## 2.3 Modèle du chargement des particules

Les expériences réalisées lors de ce mémoire implique des grains entrant en contact avec un plan incliné. Les charges accumulées par les grains sont en grande partie causées par le phénomène de triboélectricité entre les grains et la surface conductrice reliée à la terre. Dans

cette section, nous cherchons à élaborer un modèle dictant le taux de charges transférées entre un grain entrant en contact avec une surface plane métallique au potentiel nul.

### 2.3.1 Modèle du condensateur

Le modèle d'un chargement faisant le parallèle avec un condensateur, est un modèle fort répandu [15] [16]. Le modèle proposé ici est inspiré de celui élaboré par Peter M. Ireland (2009) [16] et sur le cas de grains glissant sur un plan incliné.

Le modèle proposé dans ce paragraphe a pour but d'être implémenté dans une simulation numérique et pouvoir ainsi comparer les résultats avec l'expérience. Ce modèle fait des approximations hypothétiques paraissant parfois évasives. C'est justement le but du travail, trouver un modèle de charge des particules cohérent. Par la suite, d'autres modèles seront présentés et discutés.

Soit une seule bille entrant en contact avec un plan métallique. On suppose que des transferts de charge entre les deux objets peuvent avoir lieu si ils rentrent en contact. Des électrons quittent donc un objet pour rejoindre l'autre par effet triboélectrique. Vu que le plan est un conducteur relié à la terre, nous pouvons représenté schématiquement le circuit du transfert de charge, à l'endroit du contact, comme à la figure 2.5. Une charge est accumulée à l'endroit du contact par effet triboélectrique, une charge de signe opposée se situe sur le plan. On représente ces charges opposées comme les armatures d'un condensateur. À l'image

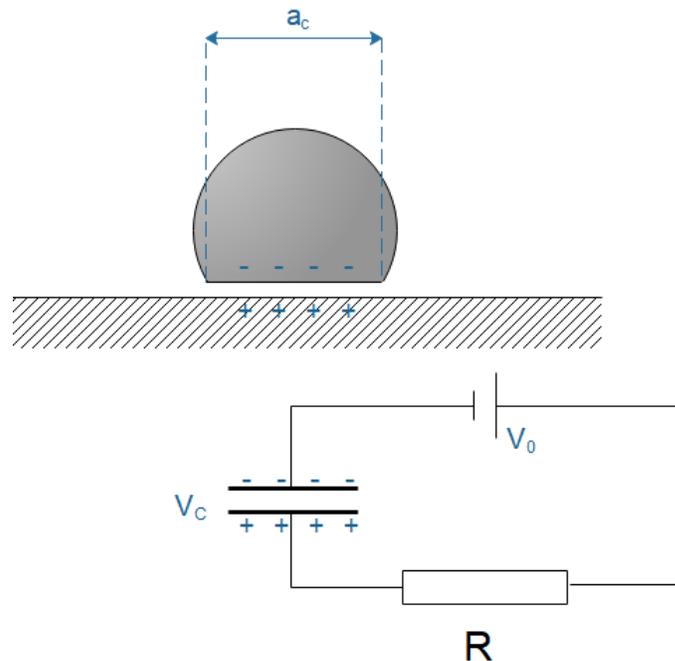


FIGURE 2.5 – Le modèle du condensateur

de l'équation de charge d'un condensateur, l'équation de chargement d'un grain entrant en contact avec le plan métallique s'écrit :

$$\frac{dq}{dt_c} = \frac{1}{R} (V_0 - V_c) \quad (2.7)$$

Où :

- $dq$  représente la variation de charge transférée.
- $t_c$  représente le temps de contact pendant lequel la particule est en contact avec le plan incliné.
- $R$  est une constante représentant la résistance du circuit de charge.
- $V_O$  représente une *force électromotrice* proportionnelle à la différence entre les *travaux de sortie* des deux matériaux. C'est l'équation (2.1) discutée au paragraphe 2.1.1 et 2.1.2.
- $V_C$  est la différence de potentiel associée à l'accumulation de charge. Quand cette tension électrique est égale à celle aux bornes de la pile fictive,  $V_0$ , le condensateur est complètement chargé. Le courant ne circule plus dans le circuit, le transfert de charge est "saturé". La bille ne peut donc pas accumuler plus de charges.

Le but est maintenant de modifier cette équation pour en avoir une plus facilement interprétable. Et ainsi pouvoir implémenter directement cette équation avec des paramètres physiques davantage cohérents avec notre expérience. Si les grains se chargent uniformément sur leur surface, la charge à l'endroit du contact est donné par :

$$q_c = \sigma a_c. \quad (2.8)$$

Où  $\sigma$  représente la densité surfacique de charge et  $q_c$  indique la charge sur la surface de contact  $a_c$ . Notons que  $a_c$  dépend notamment de la géométrie des objets mis en jeu (voir figure 2.5).

On peut maintenant réécrire l'équation (2.7) avec  $C = \frac{q}{V} = \frac{\sigma a_c}{V}$  :

$$\frac{dq}{dt_c} = \frac{1}{R} \frac{a_c}{C} (\sigma_0 - \sigma) \quad (2.9)$$

$\sigma_0$  étant la densité de charge lorsque la charge du grain arrive à une valeur de saturation. Et en définissant le temps caractéristique de charge  $\tau = RC$ , l'équation ci-dessus devient :

$$\boxed{\frac{dq}{dt_c} = \frac{a_c}{\tau} (\sigma_0 - \sigma)} \quad (2.10)$$

La bille entrant en contact avec une aire de contact  $a_c$  sur le plan métallique, va donc se charger selon l'équation (2.10) avec un temps caractéristique  $\tau$ .

### 2.3.2 Répartition des charges sur le plan : l'effet miroir

Dans notre modèle du condensateur, on suppose que la particule et le plan, lors d'un contact, vont avoir une densité de charge égale et opposée. Si le plan est un conducteur parfait relié à la terre, il aura une distribution de charge qui sera l'image de la particule (égale au signe près). Si maintenant le plan est fabriqué en matériaux isolants, une "bande" fixe chargée sera laissée par le contact avec la particule. Dans ce cas, une particule chargée pourra rentrer en contact avec des parties non chargées du plan. Ainsi, une particule rentrant plusieurs fois en contact avec un isolant à des endroits disjoints, aura tendance à être davantage chargée. Pourtant, nous constatons aisément que lorsque nous laissons couler un grand nombre de particules, la charge accumulée par les grains sera plus grande. Ceci est dû au fait que lors d'un écoulement sur un plan isolant, les particules vont vite rentrer en contact avec des parties déjà chargées du plan. Ceci empêche les particules de transférer un grand nombre de charges.

Revenons plus formellement sur les conséquences des charges présentes sur le plan incliné. Pour mon expérience, je travaille avec un plan conducteur relié à la terre ; je le suppose parfait.

Soit une particule initialement neutre. Le mouvement et la charge finale de cette particule peuvent être relativement influencés par son environnement électrique, i.e les autres particules. La figure 2.6 nous aide à comprendre l'influence de cette charge délocalisée sur le plan. Si une particule chargée se situe proche du plan (à une distance plus petite que son

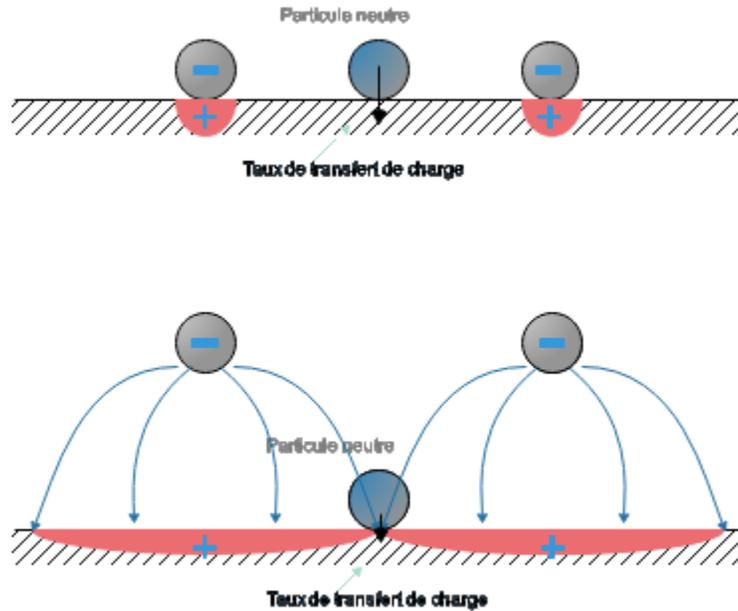


FIGURE 2.6 – Répartition de charge sur le plan induite par la charge des particules

diamètre), elle n'aura pas d'influence sur le transfert de charge d'une autre particule avec le plan. Tandis que si une particule chargée a une hauteur plus grande, la charge délocalisée sur le plan s'étalera. L'influence électrostatique fait donc apparaître une charge relativement étalée sur le plan et qui conduira à une diminution du transfert de charge si la particule se situe dans une zone chargée par influence.

Pour prendre cet effet en compte dans nos équations, on modifie l'équation 2.10. Réécrivons cette équation mais en prenant en compte une charge supplémentaire présente à l'endroit du contact du plan et de la particule [16] :

$$\frac{dq_1}{dt_c} = \frac{a_c}{\tau} \left( \sigma_0 - \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \right) \quad (2.11)$$

où :

- $q_1$  est la charge du grain
- $\sigma_1$  est la densité de charge du grain
- $\sigma_2$  est la densité de charge de la charge induite à l'endroit du contact

Si l'on désigne  $\sigma_p$  comme la densité de charge présente sur le plan dû aux autres particules, i.e.  $-\sigma_1$  non compris, on a  $\sigma_2 = \sigma_p - \sigma_1$ . On peut donc réécrire 2.11 :

$$\boxed{\frac{dq_1}{dt_c} = \frac{a_c}{\tau} \left( \sigma_0 - \sigma_1 + \frac{\sigma_p}{2} \right)} \quad (2.12)$$

Vu que la densité de charge des grains et celle induite sur le plan sont de signes opposés, le transfert de charge sera réduit.

### 2.3.3 Décharge électrique des particules rebondissantes

Dans le but d'affiner et gagner en précision dans l'appréhension de la charge totale accumulée par les grains, un autre phénomène est intégré. Lorsque la bille est intensément chargée, il est connu que des décharges électrostatiques peuvent survenir dues à l'air ambiant. Cette décharge est due à un passage de courant électrique entre le plan et la particule, possédant des potentiels électriques différents, sur un temps court. L'air environnant devient électriquement conducteur pendant un bref instant, lorsque la différence de potentiel entre les deux objets porteur de charge électrostatique est assez importante. La tension électrique minimale à laquelle le phénomène peut se produire s'appelle la tension de claquage. Dans certains cas, la décharge peut donner lieu à un arc électrique entre les deux objets.

Afin d'estimer cette tension de claquage dans l'air ambiant, on utilise la loi de Paschen [17] :

$$V_{claquage} = \frac{Bpd}{C + \ln(pd)} \quad (2.13)$$

Cette loi a été établie afin d'estimer la tension de claquage dans les gaz entre deux électrodes.  $p$  est la pression en Torr,  $d$  est la distance séparant les deux objets.  $B$  et  $C$  sont des constantes caractérisant le gaz et les deux objets.

$$C = \ln \left( \frac{A}{\ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right) \quad (2.14)$$

Afin de trouver ces paramètres, nous nous sommes basés sur les résultats obtenus par A. A. Martinsa et M. J. Pinheiro de l'université de Lisbonne [17]. Pour l'air, les valeurs ont été trouvées expérimentalement.  $A = 15cm^{-1}Torr^{-1}$  et  $B = 365Vcm^{-1}Torr^{-1}$ . La valeur de  $\gamma$  est le coefficient d'ionisation secondaire et est donné comme étant égal à 0,01 dans nos conditions atmosphériques. Ce coefficient représente l'émission d'électrons par un matériau, induite par un rayonnement ou un flux de particules. La tension de claquage en fonction du produit  $pd$  (Torr.cm) est représentée à la figure 2.7 pour les principaux constituants de l'air.

Dans l'air et dans les conditions standards, une distance de  $7,5\mu m$  donne comme tension de claquage 327 V. Pour  $3,5\mu m$ , la tension de claquage est 533 V. On estime que les constantes  $B$  et  $C$  de la formule (2.13) sont invariables. Ces coefficients sont en effet sujet à des variations, surtout si une décharge électrique survient. Dans ce cas, le milieu diélectrique séparant les deux objets chargés subiront des dégradations. Pour l'air, on peut imaginer qu'il est constamment renouvelé après une décharge électrique et que les charges avoisinantes ne modifient pas la constante diélectrique de l'air. Si tel est le cas, nous laissons bien la formule 2.13 inchangée.

Afin d'estimer l'ampleur de ce phénomène, nous tenterons de l'implémenter dans le programme de notre simulation numérique.

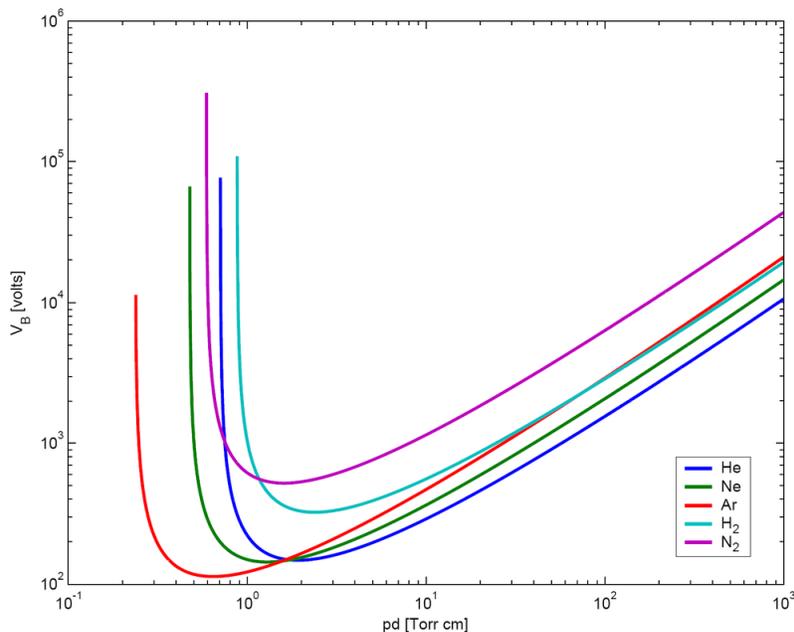


FIGURE 2.7 – Courbes de Paschen pour les principaux gaz constituant l'air

## 2.4 Paramètres influençant le transfert de charge

L'équation 2.10 modélise le transfert de charge sur un objet entrant en contact avec un conducteur relié à la terre :

$$\frac{dq}{dt_c} = \frac{a_c}{\tau} (\sigma_0 - \sigma) \quad (2.15)$$

Cette équation implique bien une valeur de saturation à la charge portée par l'objet. Cette équation représentant le chargement d'une particule sur le plan métallique semble assez modeste face à la complexité du phénomène. Par contre, les paramètres de l'équation (2.15) sont difficiles à interpréter et leur valeur peut être influencée par de multiples facteurs. Par exemple,  $\tau$  qui indique le temps caractéristique de charge est un paramètre vague. L'expérience témoigne que ces paramètres sont probablement non-constants. En effet, pour deux particules identiques, deux contacts différents ne présenteront pas les mêmes temps de contact  $t_c$ , aire de contact  $a_c$  ou temps caractéristiques de charge  $\tau$ . Ces paramètres non-constants expliqueraient les disparités nettement visibles comparé à une courbe lisse en  $1 - e^{-\frac{t_c}{\tau}}$  représentant la charge d'un condensateur.

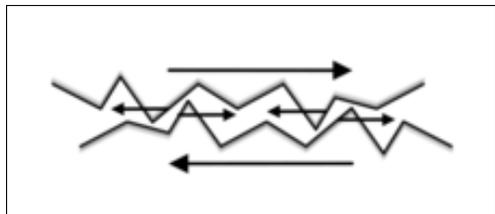


FIGURE 2.8 – illustration de l'augmentation de la surface de contact par frottements

Notons que le transfert de charge peut se faire par "simple" contact sans qu'il n'y ait de frottement. Il est bel et bien vérifié que les frottements vont donner lieu à des transferts de charge plus importants qu'un simple contact. L'explication souvent apportée dans la littérature stipule que le transfert de charge sera plus important car il en résulte une augmentation de la surface de contact totale.

Des scientifiques se sont demandés si la vitesse de frottement avait une influence sur le

transfert de charge par contact. Certains matériaux semblent influencés par la vitesse de frottement. Il n'est cependant pas facile de savoir si elle a une influence directe sur le phénomène. Il peut par exemple exister un courant de fuite, qui sera plus faible si le frottement est plus rapide. La chaleur apportée par ces frottements pourrait aussi avoir un impact sur le transfert de charge.

Dans les sections suivantes sont exposés différents paramètres physiques qui peuvent avoir un effet direct ou indirect sur le phénomène de transfert/séparation de charges.

### 2.4.1 Le temps de contact $t_c$

Le temps de contact est défini comme le temps pendant lequel les deux objets sont en contact. Le transfert/répartition de charge ne se fait pas instantanément, il prendra un certain temps avant d'arriver à une valeur de saturation. C'est donc un paramètre capital et déterminant. Il faudra en tenir compte, autant pour notre analyse des résultats expérimentaux et lors de l'implémentation du modèle de chargement.

### 2.4.2 La force normale et l'aire de contact

L'image 2.9 schématise l'idée de façon simplifiée. L'aire de contact est directement impactée par la force de contact entre les deux objets. Une légère déformation des surfaces entrant en contact est généralement observée. Avec une force de contact normale plus grande, les irrégularités surfaciques pourront s'intercaler davantage (voir figure 2.9). Plusieurs études ont montré qu'il existe une relation entre la charge totale transférée et la force de contact. Cependant, d'autres études complémentaires montrent que ce n'est pas directement cette force normale qui va impacter le transfert de charge. La surface de contact apparaît intervenir de façon plus élémentaire [2, 7, 16].

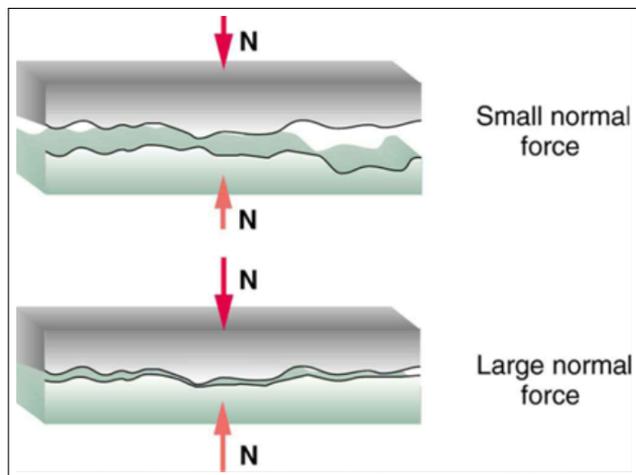


FIGURE 2.9 – L'aire de contact a tendance à être plus importante si la force normale l'est également

En observant les surfaces à de plus petites échelles, on s'aperçoit en effet qu'elles ne sont pas lisses et apparaissent généralement rugueuses. En conséquence, la surface de contact apparente est d'habitude plus importante que la surface réellement en contact. C'est l'une des difficultés maîtresses dans la recherche sur les phénomènes triboélectrique dans les matériaux granulaires. En effet accéder à cette information, la surface de contact réelle, n'est pas simple et demande des techniques raffinées [7]. La surface de contact réelle est indéniablement un facteur clef dans les transferts/séparations de charges par contact. Dans la pratique, on peut souvent contourner le problème de la détermination de la surface de contact réelle en supposant que cette surface est étroitement liée à la surface de contact apparente.

### 2.4.3 La forme des particules

Il est important de sortir de la préconception imaginant les matériaux granulaires tels que le sable constitués de petites particules sphériques. La réalité est complètement différente. Pour le sable, il est presque impossible de trouver une particule sphérique. Les formes et les tailles peuvent varier très fortement. Ces différences d'un grain à l'autre rendent l'étude des matériaux granulaires complexe, incertaine et hasardeuse. Cependant, lors de mon expérience, j'utilise des billes de verre qui, selon le constructeur, peuvent être considérées comme sphériques. La forme des particules a une importance capitale. En effet, cela déterminera leur mouvement pendant la descente : une particule carrée glissera plutôt que de rouler, pour une particule sphérique ce sera le contraire (Figure 2.10). La surface de contact dépend également de la forme, par exemple, le cube aura tendance à avoir une surface de contact avec le plan plus grande que la sphère. La forme des particules a un effet sur la surface de contact, la

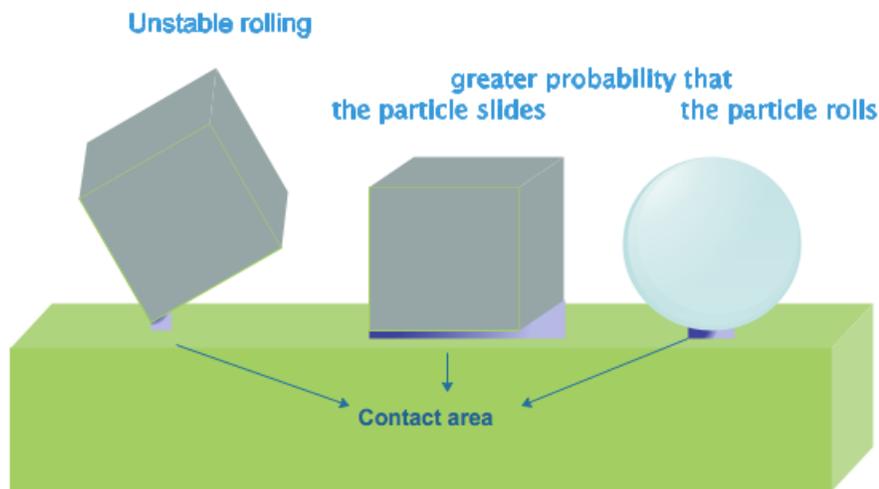


FIGURE 2.10 – la forme des particules prédispose le mouvement

force de contact et le mouvement de la particule (rouler, glisser, rebondir + combinaisons de ces trois mouvements). Vu l'importance supposée de l'aire de contact dans le transfert de charge, a fortiori la forme de la particule l'est aussi.

La forme du grain a donc un impact direct sur le chargement par effet triboélectrique (e.g. via l'aire de contact) et, le mouvement est aussi altéré par sa forme. Si le mouvement du grain est altéré, le transfert de charge le sera aussi. La forme des particules lors d'une expérience de triboélectricité dans les milieux granulaires est un facteur influent et utile à connaître.

### 2.4.4 Effet de la température et de l'humidité sur le transfert de charge

Plusieurs études montrent que les conditions atmosphériques telles que l'humidité ou la température ont une influence non négligeable sur l'effet triboélectrique [2] [18]. Il suffit par exemple de se rappeler des chocs électrostatiques subits plus couramment en hiver, quand l'air est relativement sec, en contact avec une voiture ou une personne.

Selon l'étude menée par Greason [19], pour une température donnée, la charge des billes aura tendance à être plus faible pour des valeurs d'humidité relative plus grandes (voir figure 2.11). L'effet de l'humidité sur la triboélectricité est bien connu dans les entreprises travaillant avec des poudres. En effet, une petite étincelle peut vite mener à des dégâts ravageurs.

Cette fois-ci encore, l'explication n'est pas évidente et est un sujet d'étude présentant un grand intérêt notamment dans la triboélectrification de nanomatériaux. Pour les scientifiques étudiant ce phénomène, il est connu que la fine couche d'eau présente en surface joue un rôle important. Ainsi, si les billes isolantes sont recouvertes d'une couche d'eau, leur surface sera partiellement conductrice. Les billes entrant en contact avec notre plan incliné, conducteur et relié la terre, vont transmettre une partie de leur charge vers la terre. Une couche d'eau épaisse aura donc tendance à décharger plus rapidement la surface. L'expérience affermit bien cette explication (figure 2.11).

Encore selon cette étude expérimentale [19], une température haute correspondra à un transfert de charge globalement plus faible (voir figure 2.12).

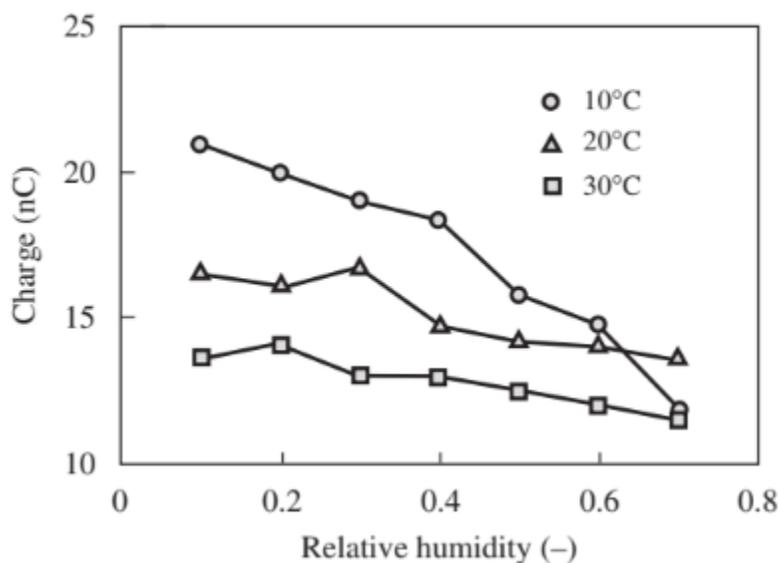


FIGURE 2.11 – Triboelectric charge of a metal sphere, 12.7 mm in diameter, as a function of relative humidity (Greason, 2000).

La température et l'humidité relative influenceront aussi la constante diélectrique de l'air et le transfert de charge. Cependant l'impact est négligeable : si l'on augmente l'humidité relative de 15 à 90%, la constante diélectrique de l'air augmente seulement de 0,017%.

Dans le cadre de ce mémoire, nous réalisons l'expérience dans des conditions ordinaires sans avoir recours à une hotte ou autre. L'influence de l'environnement est donc essentiel à prendre en compte lors de l'interprétation de nos résultats. La température et le taux d'humidité présents dans l'air devront être mesurés lors de chaque expérience.

### 2.4.5 Influence de l'air

Le transfert de charge par triboélectricité peut rapidement mener à des valeurs permettant l'ionisation de l'air environnant. Sous conditions normales, on estime qu'il suffit d'une charge de  $10^{-5}$  Coulomb pour ioniser  $1 \text{ m}^3$  d'air. Ainsi, des ions de l'air vont être attirés par

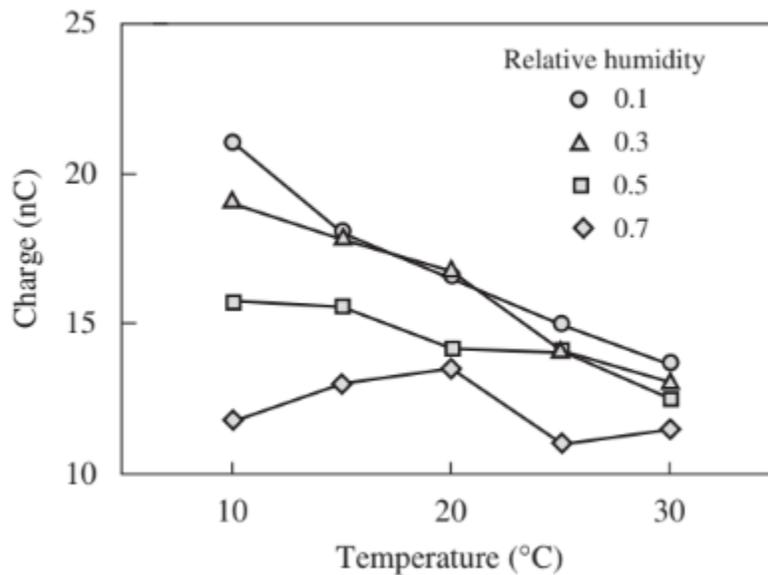


FIGURE 2.12 – Triboelectric charge of a metal sphere, 12.7 mm in diameter, as a function of temperature (Greason, 2000).

la particule isolante chargée et venir partiellement neutraliser la charge de cette dernière. Il est d'ailleurs intéressant de noter qu'une particule isolante chargée entourée d'air finira par se décharger. Ceci est dû aux ions présents dans l'atmosphère.

Le phénomène n'est cependant pas clair. En effet, il est difficile de savoir si les ions se trouvant dans l'air vont venir neutraliser la surface soit en venant se décharger et repartant neutre, soit en "s'accrochant" via la force électrostatique à la surface.

Plusieurs travaux montrent que, pour les matériaux étudiés, la quantité de charge transférée lors d'un contact n'est pas altérée par l'air environnant [7].

## 2.5 Écoulement granulaire

Au vu de ce qui a été dit précédemment, il est évident que le chargement triboélectrique dépendra fortement des matériaux mis en jeu et de la façon dont ils entreront en contact. Connaître le mouvement des particules sur le plan incliné est donc essentiel. Un grain peut glisser, rouler ou rebondir sur le plan (voir fig. 2.13). Plusieurs études montrent qu'il existe une différence évidente du transfert de charge si la particule roule ou glisse sur le plan [13]. Une particule glisse si le contact est continu; l'aire de contact est gardée constant avec la surface solide. Dans le cas d'un mouvement de roulement, la surface de contact change à chaque instant. La surface totale utilisable est donc plus grande et la charge totale peut atteindre une valeur supérieure. Mais d'autre part, vu que la particule est rarement sphérique, la surface de contact instantanée est souvent plus petite que si la particule est en mouvement de glissement. Cela peut compenser la plus grande zone de charge utilisable. Il est toujours difficile de savoir si le phénomène du transfert de charge diffère dans le cas d'un contact de glissement, où la surface reste globalement identique, par rapport à un contact de roulement dont la surface de particule en contact change constamment.

Le mouvement de rebond est très différent des deux précédents car ici la particule n'est pas constamment en contact avec le plan.

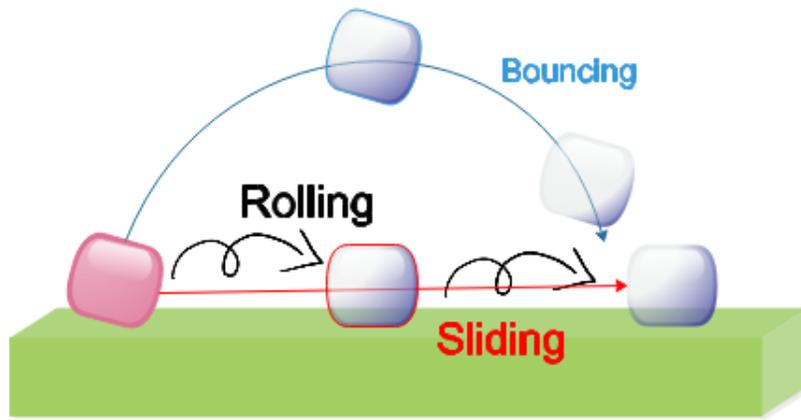


FIGURE 2.13 – the different movements of the particle

### 2.5.1 Quelques mots sur les écoulements granulaires

L'étude de la manière dont les matériaux granulaires s'écoulent sur le plan incliné est indispensable à la compréhension de l'électricité statique pouvant se créer durant la descente. L'expérience traitée dans ce mémoire consiste à faire couler des petites billes de verre sur un plan incliné. Seuls de faibles débits seront utilisés, menant à des écoulements moyennant des écarts relativement grands entre les grains. Dans notre cas, il va donc s'avérer compliqué et infructueux d'étudier le flux granulaire d'un point de vue purement macroscopique. Il est, en effet, tentant de trouver des lois macroscopiques régissant les flux granulaires. Une étude rhéologique de ces milieux granulaires ne mènera pas à des équations claires et précises comme c'est le cas pour un fluide Newtonien (e.g. l'eau).

Bien que nous connaissons bien la physique régissant le mouvement d'une particule sur un plan incliné ou entrant en collision avec un autre grain, appliquer ces lois à des systèmes de particules est très fastidieux. Et vu l'hétérogénéité de ces systèmes, leur écoulement est souvent hasardeux. Trouver ces lois macroscopiques en fonction de paramètres à l'échelle des grains est très ardu.

Il reste cependant instructif de s'attarder quelque peu sur l'étude des écoulements granulaires et d'amorcer les problèmes souvent rencontrés dans la rhéologie granulaire.

L'existence d'un angle de repos est une distinction de plus entre les fluides et les matériaux granulaires. Prenons par exemple un tambour rotatif (figure 2.14) dans lequel des liquides ou grains se trouvent. Lorsque ce dernier est en rotation, le milieu interne peut se mouvoir dû à la friction et aux multiples forces de cohésion (force de Van der Waals, interactions dipôle-dipôle, ponts hydrogène, force capillaire, etc.).

Avec une vitesse de rotation suffisamment faible, nous observons que la surface libre de l'eau reste horizontale. Tandis que si nous remplaçons l'eau par du sable, la surface libre du sable commence à tourner avec le tambour. L'expérience du tambour rotatif présente des particularités intéressantes qui pourront aider dans l'analyse des comportements granulaires et par conséquent des transferts de charges.

Lorsqu'un milieu granulaire se trouve à l'intérieur du tambour et que celui-ci tourne lentement, les grains sont entraînés et peuvent former un angle avec l'horizontale (voir figure 2.14). En rotation lente,  $\alpha_M$  est l'angle maximum sans qu'il n'y ait d'écroulement. Une fois cet angle dépassé une avalanche se produira sans devoir apporter une énergie externe. Un deuxième angle caractéristique des matériaux granulaires est l'angle de repos  $\alpha_R$ . Dans le cas

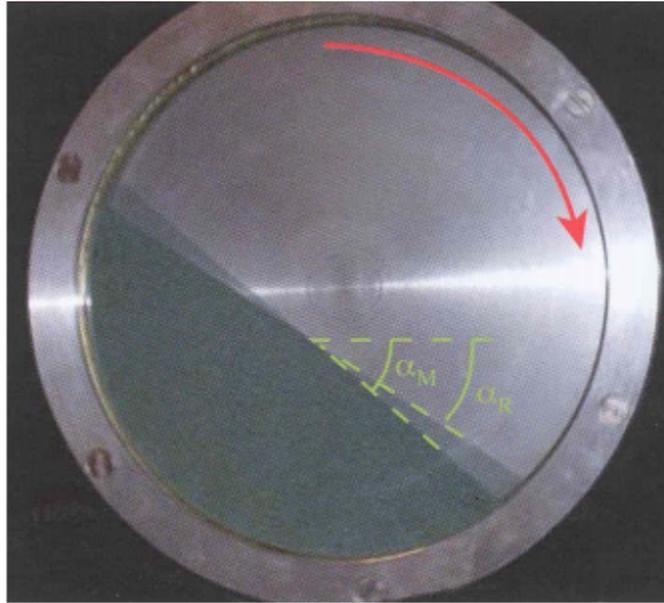


FIGURE 2.14 – Écroulement dans un tambour rotatif. Image tirée du livre "Ce que disent les fluides" de Etienne Guyon, Jean-Pierre Hulin et Luc Petit, 2011, Pg. 157 [20]

du tambour rotatif, on peut le voir comme l'angle maximum où l'apparition d'avalanche n'est pas possible. Entre l'angle de repos - plus faible - et l'angle maximum, il existe un régime où l'on peut déclencher des avalanches en apportant, par exemple, une petite impulsion à quelques grains (représenté dans le cas numéro 3 de la figure 2.15) [20]. Ces angles dépendent

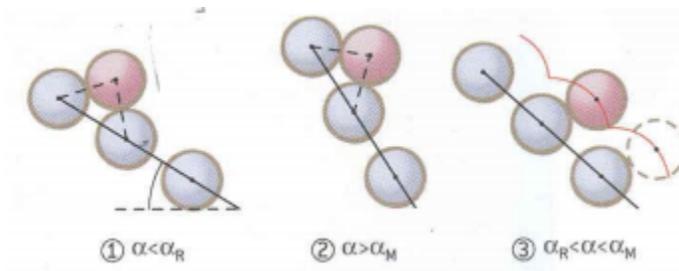


FIGURE 2.15 – Représentation des mouvements granulaires visibles dans un tambour rotatif. Les billes grises sont considérées comme fixes. Image tirée du livre "Ce que disent les fluides" de Etienne Guyon, Jean-Pierre Hulin et Luc Petit, 2011, Pg. 157 [20]

des matériaux en présence et plus spécifiquement des frottements internes. Dans le cadre plus précis de notre expérience, on observe aussi des angles sous lesquels la descente ne se fait pas ou donne naissance à des agrégats. Pour les grands angles, nos grains s'écoulent généralement sans formation de petits tas.

## 2.6 Bilan de travaux expérimentaux antérieurs

Dans cette section est recensée une brève liste de quelques travaux expérimentaux déjà réalisés ayant un lien direct avec notre expérience d'une chute de matériaux granulaires sur un plan incliné. La première expérience présentée étudie la charge cumulée par une seule bille subissant plusieurs impacts sur une surface plane conductrice. Ensuite, une autre expérience du même type est exposée. Un grain, préalablement chargé ou non, vient percuter

une surface métallique. L'expérimentateur mesure la charge initiale et finale portée par le grain. La troisième expérimentation s'intéresse à la charge d'un grain subissant un impact unique sur une surface métallique inclinée. Et nous finirons cette section par une recherche expérimentale observant l'électricité statique créée dans des matériaux granulaire lors de transports pneumatiques à l'intérieur d'un tuyau.

Les résultats de ces expériences, bien que à prendre avec précaution vu leur nombre limité, nous aiderons dans notre analyse de nos résultats.

### 2.6.1 Charge accumulée en fonction du nombre d'impacts d'une particule rebondissant sur une surface plane

De nombreuses expériences ont été réalisées afin d'essayer d'élucider les mécanismes intervenant dans les transferts de charges triboélectriques. Une expérience qui s'avère très instructive est une particule lâchée sur une surface plane. Si le dispositif est assez précis pour mesurer la charge portée par une particule unique, on peut mesurer sa charge en fonction du nombre de rebonds et de la vitesse initiale. Analyser des matériaux granulaires rebondissant sur diverses surfaces apportera des résultats intéressants pour l'expérimentateur. Plusieurs laboratoires se sont déjà penchés sur ces tests. Les résultats et le dispositif expérimental mis en place sont représentés à la figure 2.16 et 2.17. Ces figures sont directement tirées des travaux réalisés par l'équipe de Matsusaka, S. ; Ghadiri, M. ; Masuda, H. [21]. Sur la figure

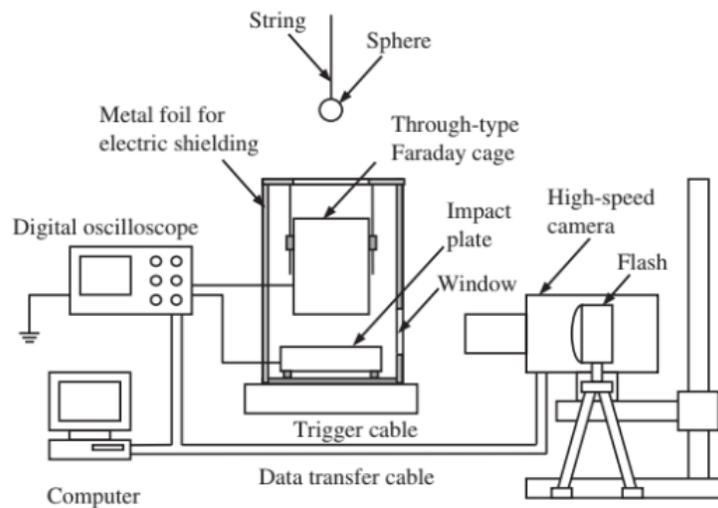


FIGURE 2.16 – Dispositif expérimental pour analyser l'accumulation de charge par impacts répétés [21]

2.17 on peut y voir la charge d'une bille en caoutchouc de 31mm de diamètre en fonction du nombre d'impacts sur la surface métallique. On obtient des courbes qui sont en accord avec le modèle du condensateur. Un objet subissant une expérience de triboélectricité a tendance à accumuler une charge qui ne peut dépasser une valeur limite.

Les impacts sont répétés au même endroit de la surface de la bille. A chaque impact, une plus petite charge, que celle transférée au précédent impact, est additionnée à la charge totale :

$$Q_n = Q_{n-1} + \Delta Q_n \quad : \quad \Delta Q_n < \Delta Q_{n-1} \quad (2.16)$$

Avec  $Q$  représentant la charge totale accumulée par la bille, le nombre entier  $n$  indiquant le nombre d'impacts.  $\Delta Q_n$  représente la charge transférée résultant de l'impact  $n$ .

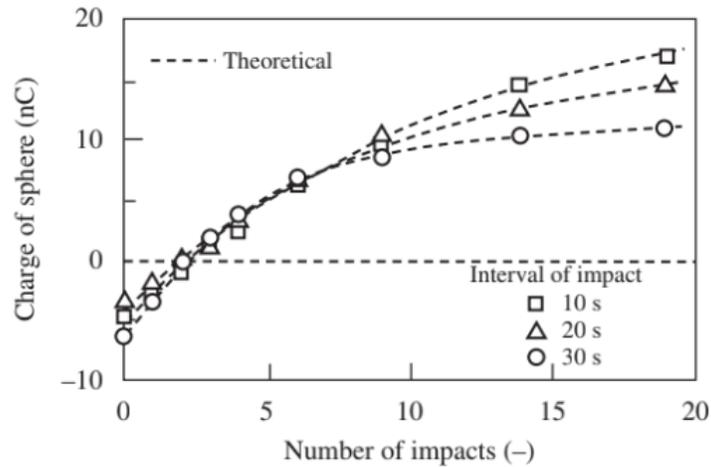


FIGURE 2.17 – Charge de sphère en caoutchouc synthétique par des impacts répétés [21]

Une des explications plausibles qui ressort est encore en partie expliquée par l’augmentation de l’aire de la surface de contact total. Au premier impact, la bille touche la plaque métallique avec une certaine surface de contact. Une charge associée y est transférée. Au second impact, à l’oeil nu, la surface de contact semble identique au premier impact. Et pourtant comme expliqué plus haut, dû aux irrégularités surfaciques la surface de contact peut s’avérer différente. Les nouvelles parties entrant en contact vont contribuer à la nouvelle charge transférée. Après quelques impacts la charge arrive à une valeur de saturation : toutes les parties atteignables ont été touchées. Bien que probable cette explication est encore trop vague et demande à être améliorée.

D’autres expériences du même type ont été réalisées avec des matériaux de différentes natures [8, 15, 22] et montrent des courbes similaires.

## 2.6.2 Impact sur une surface inclinée

Ici, est exposé des expériences impliquant un grain subissant un impact sur une surface plane métallique inclinée. Elles ont été réalisées par différentes équipes. Notamment Matsusaka et associés [23]. Les résultats ci-dessous sont tirés de l’article de Watanabe *et al.* [22]. L’expérience de l’équipe de M. Watanabe est représentée schématiquement à la figure 2.18. Un grain de sucre est lâché dans la partie supérieure du dispositif. Lors de sa chute verticale une mesure de la charge avant impact,  $q_i$ , est faite à l’aide d’une cage de Faraday reliée à un électromètre. Il entre ensuite en contact avec un plan métallique relié à la terre. Sa charge après impact,  $q_f$ , est à nouveau mesurée. La charge gagnée lors d’un impact ( $\Delta q = q_i - q_f$ ) en fonction de la charge initiale pour différentes vitesses initiales est représentée à la figure 2.19. Les résultats sont en accord direct avec une relation linéaire représentée sur le graphique. Sur ce graphique, la tendance est claire : plus la charge initiale en valeur absolue est grande moins la charge transférée due à l’impact est faible. Cette tendance est en accord avec le modèle du condensateur.

Ema *et al.* [8] ont fait le même type d’expérience. Ils faisaient varier l’angle de la surface métallique et mesuraient le courant traversé par un ampèremètre situé entre le plan conducteur et la terre. Les résultats de cette expérience sont montrés à la figure 2.20. On y voit bien une variation du transfert de charges en fonction de l’angle, avec un maximum pour

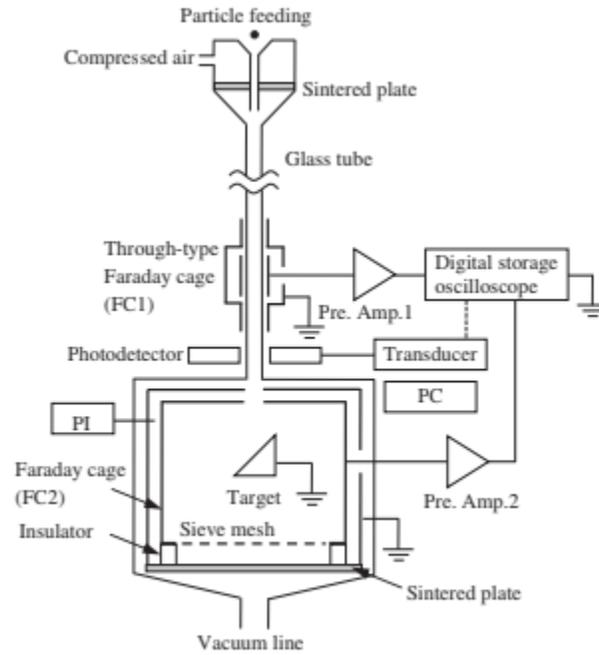


Fig. 19. Impact charging test rig for single particles.

FIGURE 2.18 – Expérience d’une particule entrant en contact sur une surface métallique reliée à la terre. Watanabe *et. al.* [22]

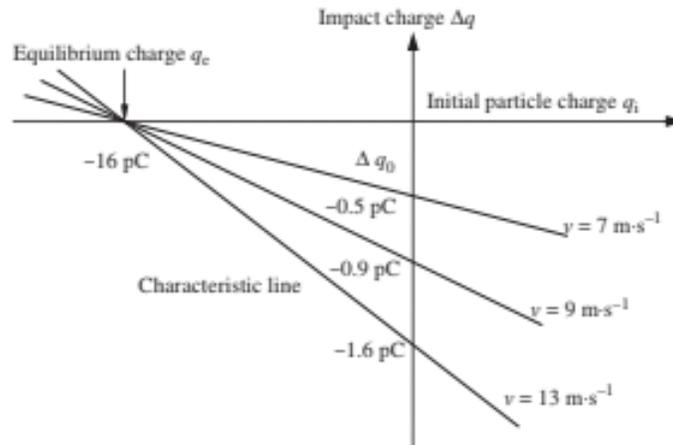


FIGURE 2.19 – Relation linéaire entre la charge gagnée lors de l’impact,  $\Delta q$ , et la charge initiale,  $q_i$  [22]

une inclinaison proche de  $60^\circ$ .

Mon expérience présentée dans ce mémoire traite un grand nombre de grains s’écoulant sur un plan métallique relié à la terre. Il ne faut donc pas forcément s’attendre à une courbe de résultats ayant la même forme.

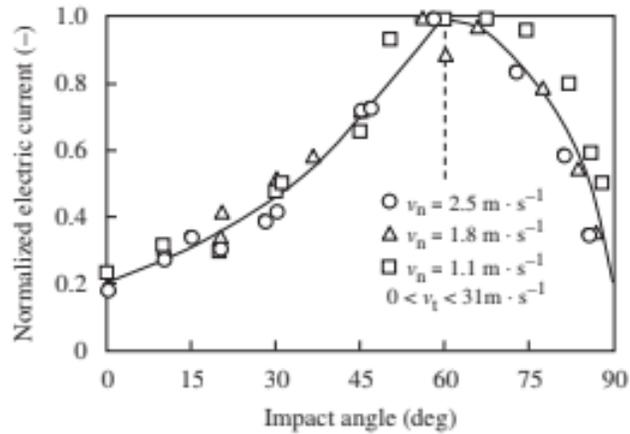


FIGURE 2.20 – Courant électrique normalisé ( $\frac{I}{I_{max}}$ ) en fonction de l'angle de la surface métallique [2]

### 2.6.3 Électricité statique dans un transport pneumatique de matériaux granulaires

Une autre étude expérimentale de 2006 menée par Shuji MATSUSAKA, Mitsuhiro OKI et Hiroaki MASUDA de l'université de Kyoto (Japon) [24] s'est concentrée sur l'électricité statique qui se créait dans un tube où circulent des grains transportés par un flux d'air. Le dispositif expérimental est représenté schématiquement à la figure 2.21. Pour résumer

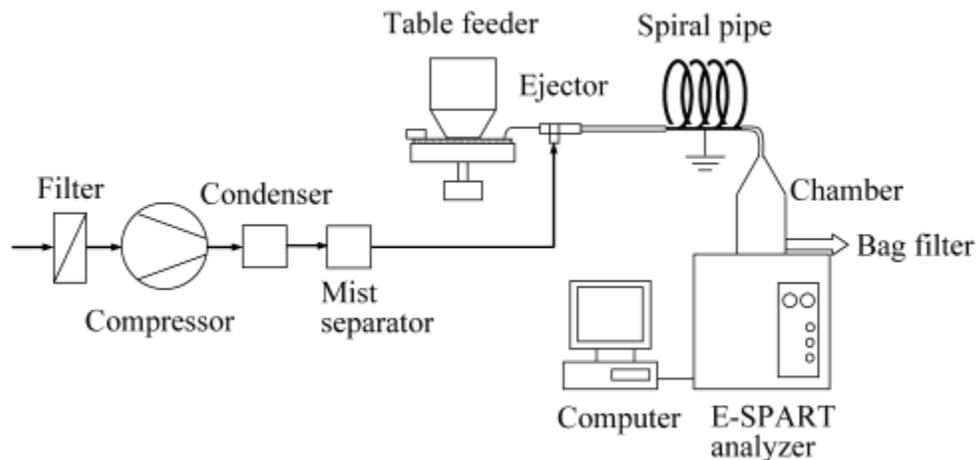


FIGURE 2.21 – Dispositif expérimental. Image tirée de l'article de l'expérience [24]

l'expérience, de fines particules d'aluminium (environ 3  $\mu\text{m}$ ) sont transportées par un flux d'air dans un tube conducteur relié à la terre. Les contacts entre particules et avec les murs induisent des transferts/séparations de charge par effet triboélectrique. La charge accumulée par les particules d'aluminium est ensuite mesurée. Les mesures expérimentales sont représentées dans le graphique 2.22 par des symboles différents selon le matériau utilisé pour le tuyau. Une première observation intéressante est de remarquer qu'en fonction des matériaux utilisés, les particules vont acquérir une charge soit positive soit négative.

Ensuite il est constaté que les valeurs expérimentales s'accordent très bien dans ce cas avec les valeurs théoriques, calculées sur base du modèle du condensateur. Les courbes théoriques

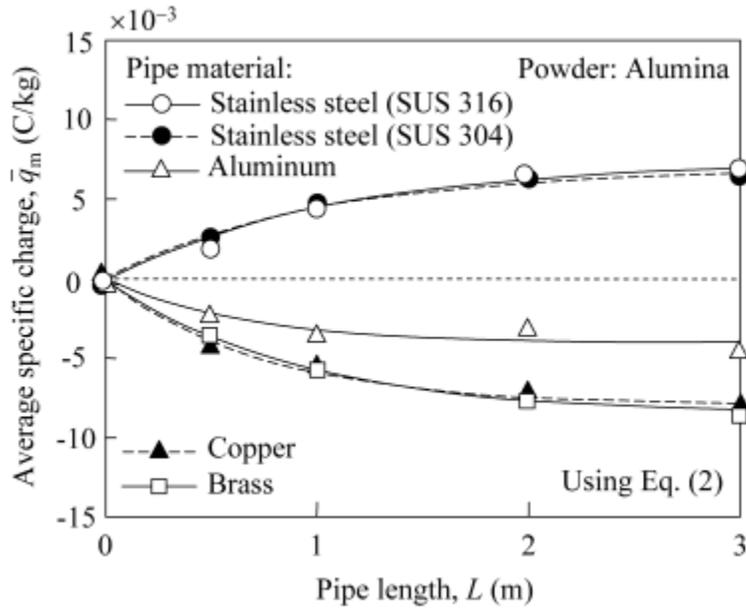


FIGURE 2.22 – Relations entre charge spécifique moyenne et la longueur du tube. Les symboles disques, triangles et carrés sont des mesures expérimentales. Les courbes sont tracées en utilisant une équation basée sur le modèle du condensateur. Figure tirée de l'article [24]

donnant la charge spécifique moyenne sont calculées selon ce modèle :

$$\bar{q}_m(L) = \bar{q}_{m0} \exp\left(-\frac{L}{L_0}\right) + \bar{q}_{m\infty} \left[1 - \exp\left(-\frac{L}{L_0}\right)\right] \quad (2.17)$$

Où  $\bar{q}_{m0}$  représente la charge moyenne spécifique initiale et  $\bar{q}_{m\infty}$  est la charge moyenne spécifique à l'équilibre. Plus la longueur du tuyau est longue, plus le temps de contact est long et plus la charge accumulée par les particules est grande. Il en ressort que les mesures expérimentales concordent bien avec les valeurs théoriques du modèle du condensateur.

# 3. Dispositif expérimental

## Sommaire

---

<b>3.1 Matériel</b>	<b>30</b>
3.1.1 Mesure du débit du flux de particules	31
3.1.2 Mesure de la charge des particules	31
3.1.3 Propriétés des particules	31
3.1.4 Mesure de température et d'humidité	32
3.1.5 Traitements des surfaces et nettoyage	33

---

## 3.1 Matériel

En général, les expériences de triboélectricité sont très sensibles aux différentes conditions dans lesquelles l'expérience est réalisée. Les résultats peuvent diverger ; aboutissant à de grandes incertitudes sur les mesures. De plus, les sources d'effet triboélectrique sont nombreuses (contact de grains avec les ustensiles, etc.) Un mode opératoire précis et fortement reproductible est donc capital.

Pour cette expérience, nous avons besoin d'un plan incliné, d'un dispositif permettant de réguler le débit du flux granulaire et d'un appareil permettant de mesurer la quantité de charge des grains (voir fig. 3.1). Un volume totale de 30 millilitres de billes est versé dans

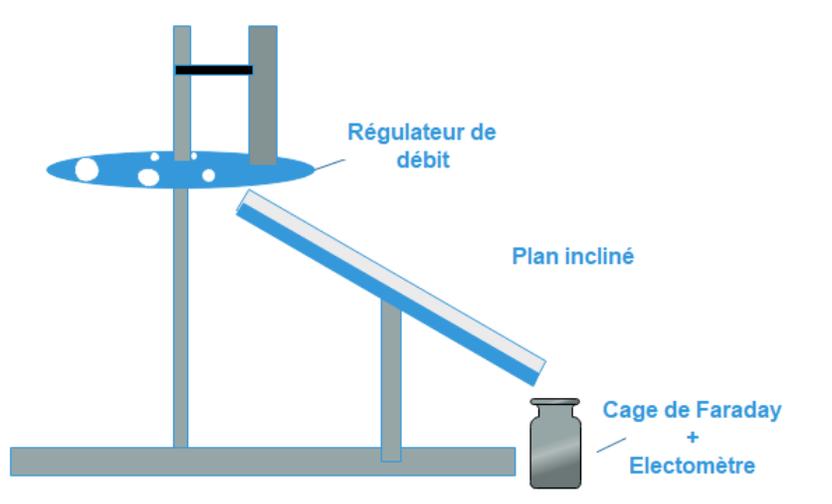


FIGURE 3.1 – Schéma de l'expérience pour mesurer la charge accumulée d'un flux granulaire sur une surface solide

un silo à ouverture réglable, permettant de réguler le débit. Pour nos expériences, en faisant varier la taille des billes, on modifie le diamètre du trou de sortie afin d'avoir des débits comparables (de l'ordre de  $1g/s$ ). Par volume totale est entendu qu'un bécher est rempli jusqu'à la ligne indiquant 30 ml. Cette opération est faite à l'oeil, une légère imprécision sur le volume est donc probable.

Les billes s'écoulent sur le plan incliné. La hauteur entre la sortie du silo et les premiers points de contact avec le plan incliné est constamment choisie et égale à 7 centimètres. Elles continuent leur descente sur le plan incliné et sont récoltées dans un appareil mesurant leurs charges à la fin de leur voyage.

Le montage est essentiellement monté à l'aide de systèmes de profilés en aluminium. Le plan peut être incliné à différents angles et ainsi changer plus ou moins fortement le régime d'écoulement du flux granulaires. Le plan est conducteur en Aluminium. Nous relierons ce plan métallique à la terre. Selon le matériau du plan incliné, il existe un angle limite en dessous duquel les matériaux granulaires ne s'écoulent pas ou difficilement. Par exemple, pour mon plan en Aluminium, une fine poudre de verre (diamètre  $< 100 \mu m$ ) stagne si l'angle est inférieur à  $10^\circ$ . Tandis que dans le cas d'un plan en plastique la même poudre laisse des agrégats pour des angles proches de  $20^\circ$ . Une fois cet angle trouvé de manière empirique, je répète l'expérience pour plusieurs valeurs d'angle différentes allant jusque  $70^\circ$ , par pas de  $5^\circ$ . Chaque mesure est répétée 3 à 5 fois.

### 3.1.1 Mesure du débit du flux de particules

L'expérience est montée afin de pouvoir choisir le diamètre du trou de sortie du silo. J'ai utilisé six diamètres différents : 1 mm, 2 mm, 3 mm, 4 mm, 6 mm et 8 mm. En fonction de la taille des grains, j'utilise un de ces 6 trous pour essayer d'avoir un débit de même ordre de grandeur ( $\sim 1g/s$ ). Les débits choisis sont les plus faibles possible afin de ne pas avoir d'accumulation de grains ou de former des couches de grains se superposant. Le but étant d'analyser l'interaction grain-plan. Il faut cependant éviter d'utiliser un diamètre de trou trop faible afin de ne pas voir le silo se bloquer à cause des effets de voûtes. L'*effet voûte* ou *effet arc*, visible dans des écoulements granulaires sortant par un trou, signifie la formation d'une couche formée par un ensemble de grains s'intercalant entre eux et empêchant le container de se vider. Les forces des grains de la couche et au-dessus sont responsables de cet effet de voûte.

Pour mesurer le débit j'utilise une simple balance mesurant la masse en fonction du temps. En faisant un graphique de la masse en fonction du temps, le débit est facilement trouvé en faisant une régression linéaire sur mes mesures.

### 3.1.2 Mesure de la charge des particules

En fin de parcours, les particules sont récoltées dans une cage de Faraday et la charge totale des particules est mesurée à l'aide d'un électromètre (figure 3.2).

### 3.1.3 Propriétés des particules

Dans la partie théorique, il a été dit que les propriétés des particules ont une influence apparente sur les phénomènes triboélectriques étudiés ici. L'effet de la composition, la forme et la taille des particules constituant le matériaux granulaires sont l'objet de plusieurs études spécifiques.

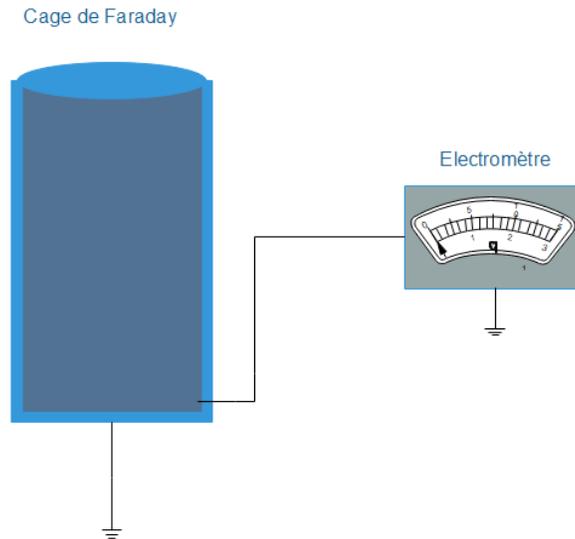


FIGURE 3.2 – Mesure de la charge des grains

Dans le cas de notre expérience, nous utilisons des petites billes de verres. Elles apparaissent comme sphérique mais n'ont cependant pas été analysé au microscope ou autre appareil permettant de caractériser la sphéricité.

La diamètres des billes utilisées dans mon expérience est fournie par le constructeur. Huit gammes différentes de diamètre ont été utilisées durant l'expérience :

1.  $63 - 75\mu m$
2.  $125 - 150\mu m$
3.  $250 - 300\mu m$
4.  $355 - 425\mu m$
5.  $560 - 600\mu m$
6.  $710 - 850\mu m$
7.  $850 - 1000\mu m$
8.  $1400 - 1600\mu m$

### 3.1.4 Mesure de température et d'humidité

Comme dit plus haut, l'environnement dans une expérience de triboélectricité a une importance capitale. Des petites variations de paramètres comme la température ou l'humidité relative de la pièce peuvent mener à des mesures éloignées. Il n'est d'ailleurs pas rare de voir expériences de transferts de charges par contact réalisées sous vide. Cependant, il est intéressant d'étudier les phénomènes triboélectriques dans des conditions normales. C'est le choix qui a été fait ici.

On utilise un hygromètre afin de mesurer l'humidité relative de l'air. L'humidité relative de l'air,  $\varphi$ , est le rapport entre la pression partielle de l'eau présente dans l'air de la pièce et la pression de vapeur saturante à la température de la pièce. La pression de vapeur saturante correspond à la valeur maximale que peut prendre la pression partielle de l'eau, i.e. la pression

partielle de l'eau dans une air saturé en eau.

$$\varphi(\%) = 100 * \frac{P_{vap}}{P_{sat}(T)} \quad (3.1)$$

L'appareil donne donc aussi la température ; au dixième de degré près.

### 3.1.5 Traitements des surfaces et nettoyage

Comme il est souvent répété dans ce travail, les expériences doivent, dans la mesure du possible, être réalisées dans des conditions similaires afin de pouvoir comparer les différents résultats en s'assurant de leur reproductibilité. Lors d'une expérience, de nombreuses impuretés peuvent venir se déposer sur le plan incliné. Le plan incliné est donc nettoyé avant chaque expérience afin d'éviter toutes interférences possibles dû aux contaminations. Le mouvement et le transfert de charge dépendent en effet des surfaces entrant en contact et s'assurer de leur propreté à chaque nouvelle essai est primordial afin d'obtenir des résultats les plus exacts possibles. Le produit utilisé pour le nettoyage est un détergent, le Mucasol™.

# 4. Modèle numérique

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Discrétisation du mouvement</b>	<b>37</b>
4.1.1	Méthode DEM	37
4.1.2	Méthode du Leapfrog	37
4.1.3	Détection des contacts	39
4.1.4	Implémentation des forces	40
<b>4.2</b>	<b>Modèle de chargement des grains</b>	<b>41</b>
4.2.1	Modèle du condensateur	41
4.2.2	L'effet "Miroir"	42
4.2.3	Répartition non-uniforme des charges	45
4.2.4	Transfert de charge entre les grains	46
4.2.5	Décharge électrostatique des particules rebondissantes	47
<b>4.3</b>	<b>Choix des paramètres de la simulation</b>	<b>50</b>
4.3.1	Choix du pas de temps	50
4.3.2	Coefficient de restitution $e$	50
4.3.3	Coefficient de frottement $\mu$	50
4.3.4	Constante de raideur $k_n$	51
4.3.5	Modèle de charge : choix de la charge limite $q_{max}$ et du temps caractéristique de charge $\tau$	51

---

Dans cette section, le code C++ utilisé pour la simulation informatique de mon expérience est expliqué et commenté.

Afin d'écrire mon programme, je me suis basé sur le travail réalisé par Eric OPSOMER, premier assistant à l'Université de Liège.

En résumé, le code simule un certain nombre de billes dont leur mouvement est dicté par différentes forces (gravitation, électrostatique, contact). Les billes commencent leur voyage à l'intérieur d'un silo et sont versées sur le plan incliné (voir figure 4.1). Quand les billes entrent en contact entre elles ou avec le plan, des transferts de charges peuvent avoir lieu selon un modèle de charge que nous allons implémenter.

L'objectif d'une telle simulation numérique est de pouvoir simuler, de façon la plus exacte possible, notre expérience. Une bonne simulation doit donc tenir compte d'un maximum de paramètres influençant l'expérience. La dépendance à ces paramètres n'est pas toujours aisée à identifier. Les manques de connaissances dans les phénomènes triboélectriques dans les matériaux granulaires se font souvent ressentir dans les simulations. Cependant la simulation numérique reste un outil puissant pour faire apparaître différentes particularités des matériaux granulaires.

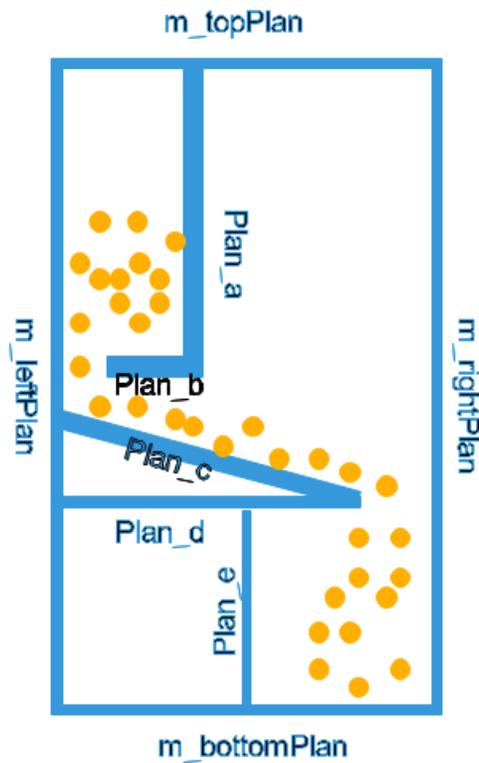


FIGURE 4.1 – Représentation imagée du programme

Nous commencerons par expliquer l’algorithme permettant d’implémenter l’écoulement des grains en tenant compte des différentes forces présentes. Ensuite, le modèle triboélectrique conditionnant le chargement des grains est exposé. Différents phénomènes seront pris en compte afin d’affiner le modèle de chargement des grains. Et nous clôturons cette section avec une discussion des différents paramètres indispensable à la simulation.

Afin de visualiser le mouvement des particules, un deuxième programme écrit sur *Wolfram Mathematica* a été conçu. La figure 4.2 montre des images de la vidéo, à différents instants, établie par ce programme sur base de la simulation numérique C++.

La couleur des particules fait référence à la charge qu’elle porte selon l’échelle sous la figure 4.2.

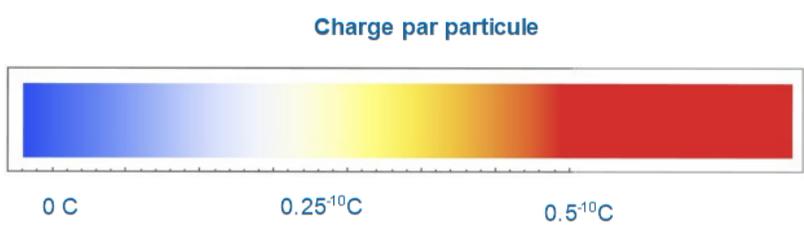
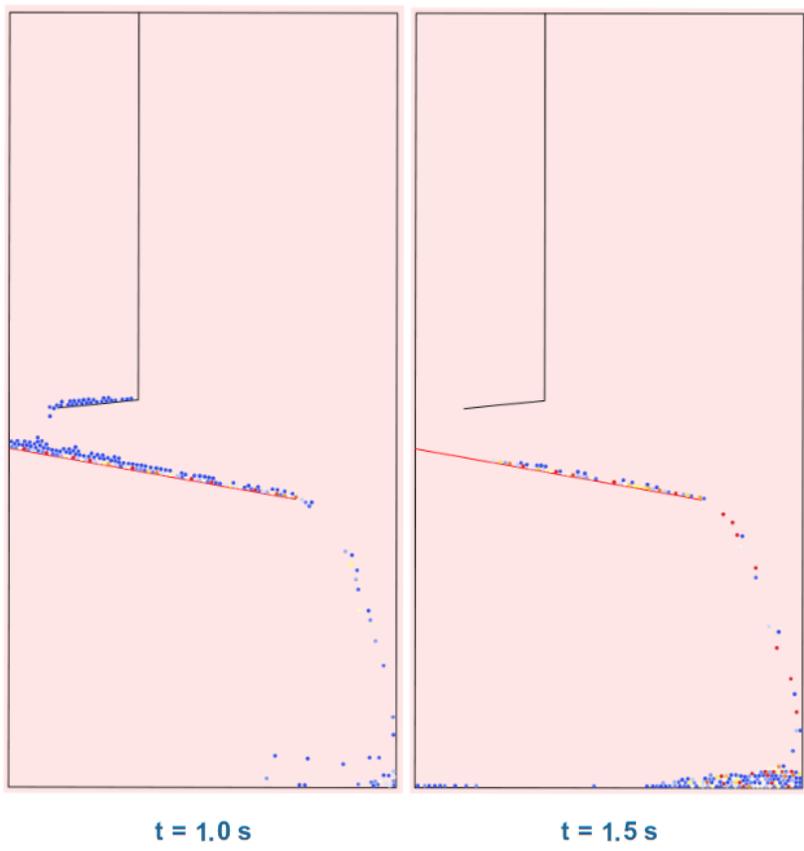
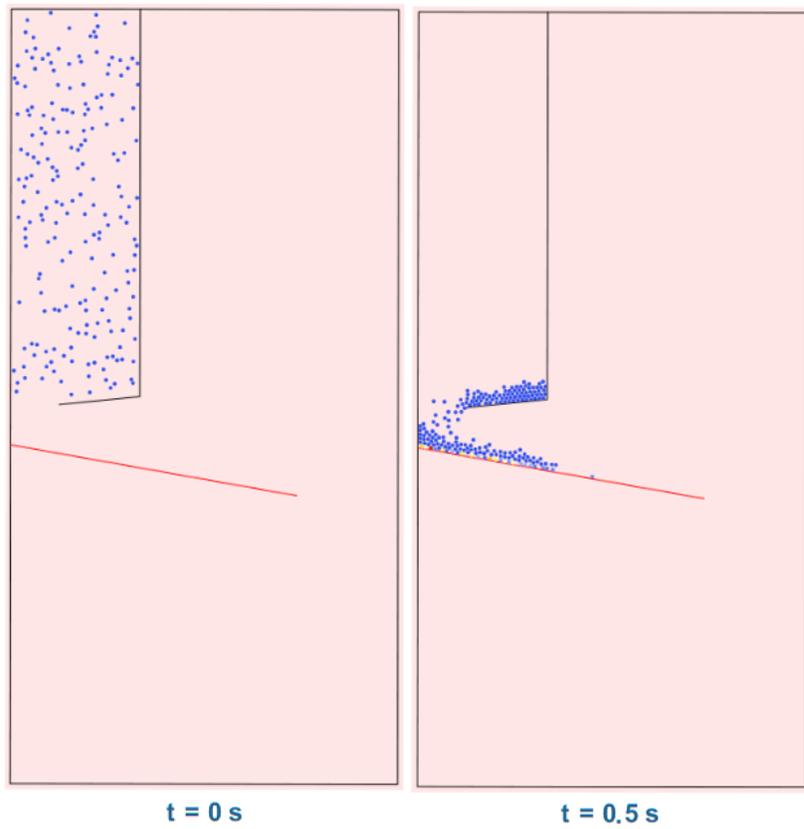


FIGURE 4.2 – Simulation du chargement de particules sphériques par effet triboélectrique sur un plan incliné (en rouge) à différents instants  
 $\theta_{plan} = 10^\circ$   
 $e = 0.4$   
 $k_n = 400 N/m$

## 4.1 Discrétisation du mouvement

### 4.1.1 Méthode DEM

La méthode numérique DEM (Discrets Elements Method) est une technique souvent utilisée afin de simuler un grand nombre de particules. C'est une méthode numérique fréquemment adoptée dans de multiples problèmes de matériaux granulaires. Cette méthode, progressivement développée à l'aube des années septante, a vu le jour dans un cadre géologique. L'étude de l'écoulement de pierres ne pouvait être simulé par des programmes déjà existant. En effet, l'étude de ces mouvements est discontinu, inhomogène, multidirectionnel et non élastique. Ce sont des propriétés particulières qui ne pouvaient être intégrées dans un programme étudiant des écoulements fluides. Ses principaux parents sont chronologiquement : *Burman, 1971* ; *Cundall, 1971* ; *Chappel, 1972*, *Byrne, 1974* [25]. En fonction des domaines de recherches, des affinités, précision voulue, technologies, le programme peut varier et être adapté en fonction des besoins.

L'algorithme *Discrets Elements Method* fait évoluer le système en fonction des forces agissant sur les grains. A chaque pas de temps, est calculé les forces appliquées sur chaque grains. En fonction de ces forces, la nouvelle vitesse et donc au la position de ces grains sont calculées. Ces forces dépendent d'un nombre plus ou moins grand de paramètres. La base du programme, pour mettre les particules indéformables en mouvement, sont "simple-ment" les équations de Newton. Dans la figure 4.3 est schématisé les principales étapes de fonctionnement de notre programme :

1. Configuration initiale : on place un nombre établi de grains dans notre système. Chaque grain connaît ses paramètres initiaux (position, vitesse, ...)
2. Prédiction : la position des grains est mise à jour. En connaissant leur vitesse respective, on peut faire bouger les grains.
3. Détection des contacts : les contacts entre les grains et avec les plans sont détectés.
4. Calcul des forces : les différentes forces agissant sur les grains sont calculés. Avec ces forces nous pouvons recalculer la vitesse des particules. La nouvelle position est trouvée en recommençant au point 2.

Notons que, dans le programme ici présenté, le volume et la forme des particules n'influencent pas leur mouvement.

### 4.1.2 Méthode du Leapfrog

Soit une particule de masse  $m$  finie régie par les lois de la mécanique classique non-relativiste. L'illustre seconde loi de Newton, nous dit que la résultante des forces est égale au produit de la masse de la particule avec son accélération :

$$\mathbf{F} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = m\mathbf{a} \quad (4.1)$$

Avec  $f(x(t)) = \frac{F(x(t))}{m}$ , nous réécrivons avec les notations habituelles :

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= v \\ \frac{dv}{dt} &= f(x) \end{aligned} \quad (4.2)$$

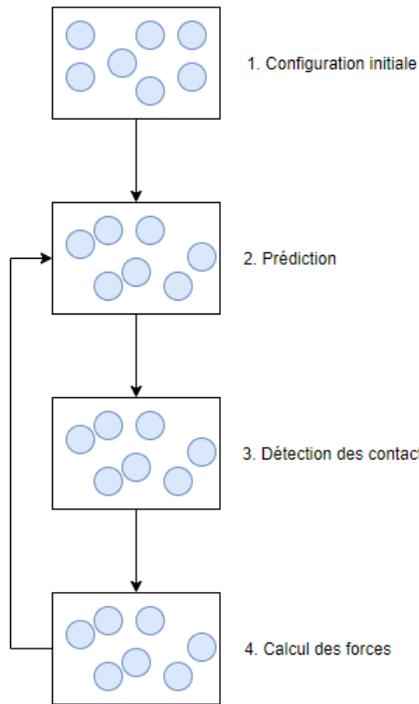


FIGURE 4.3 – Etapes principales du programme

Avec la fonction de la dérivée et un pas de temps  $\Delta t$  fini, on peut trouver la nouvelle position et vitesse de la particule à partir des anciennes :

$$\begin{aligned} x_{n+1} &= x_n + v_n \Delta t, \\ v_{n+1} &= v_n + f(x_n) \Delta t. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Mais dans plusieurs cas cette méthode n'est pas stable. Par exemple, vouloir modéliser un mouvement oscillatoire rapide n'offrira pas de bons résultats. Afin de contrer ce problème, nous utiliserons une méthode du second ordre, nécessitant le même nombre de calculs : le schéma du *Leapfrog* donné par :

$$x_{n+\frac{1}{2}} = x_n + \frac{1}{2} v_n \Delta t \quad (4.4a)$$

$$v_{n+1} = v_n + f(x_{n+\frac{1}{2}}) \Delta t \quad (4.4b)$$

$$x_{n+1} = x_{n+\frac{1}{2}} + \frac{1}{2} v_{n+1} \Delta t \quad (4.4c)$$

$$(4.4d)$$

Les premières lignes du code consistent à donner les propriétés initiales des particules (masse, taille, forme, charge, vitesse, ...). Dans mon programme, je commence par placer des particules rondes de vitesse nulle dans le silo, situé en haut à gauche sur la figure 4.1. Évidemment, elles ne peuvent se chevaucher entre elles.

Ensuite, à partir de ces données initiales, le programme fera mouvoir ces particules en fonction du schéma du Leapfrog et des forces appliquées à chaque particule.

### 4.1.3 Détection des contacts

Dans ce paragraphe sera expliqué la détection de contacts entre les particules ou entre une particule et une paroi.

Connaissant la position des particules et leur rayon, il est facile de voir si elles se chevauchent. Soit deux particules de rayon respectif  $R_i$  et  $R_j$  dont la position du centre est donnée par  $r_i$  et  $r_j$ . On peut calculer la distance surface à surface par :

$$\delta = |\vec{r}_i - \vec{r}_j| - (R_i + R_j) \quad (4.5)$$

Si cette valeur est négative, nous savons que les deux disques se superposent et donc il y a contact.

Si maintenant nous cherchons à savoir si une particule et une paroi sont en contact, on procède de manière similaire. On trouve  $\delta$  en faisant la différence entre le rayon de la particule et la distance du centre de masse de la particule à la paroi :

$$\delta = (\vec{r}_i - \vec{r}_p) \cdot \vec{n}_p - R_i \quad (4.6)$$

La valeur de cet "enfouissement",  $\delta$ , est représenté à la figure 4.5

#### 4.1.3.1 Méthode des cellules liées

La DEM peut souvent s'avérer gourmande en calcul dû à la discrétisation du milieu granulaire. Détecter les contacts de particules de quelques micromètres séparées par des distances relativement grande est improductif et superflu. Afin d'être plus efficace, nous utiliserons la méthode des cellules liées afin de chercher les contacts d'une particule en son voisinage uniquement. Pour cette méthode, on divise le système en plusieurs cellules carrées comme présenté sur la figure 4.4. La longueur d'un coté des carrés est choisie comme étant égal au

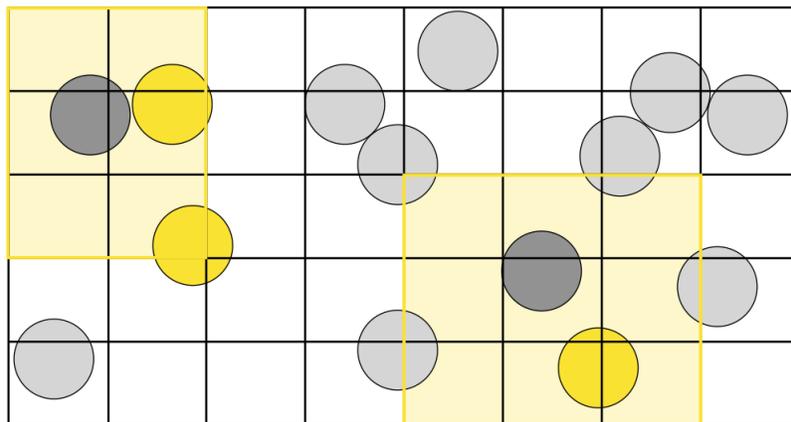


FIGURE 4.4 – Réseau de cellules liées : pour un grain, le programme détermine si il y a contact ou non seulement avec les grains appartenant à la même cellule ou à une cellule voisine. Image tirée des slides du cours présenté par Eric Opsomer : [PHYS3020-1] Outils numériques de la matière molle

diamètre du plus grand des grains. Ainsi, nous avons la garantie qu'une particule détectera

tous les contacts possibles si nous testons les contacts entre les particules situées dans sa cellule et celles se trouvant dans les cellules mitoyennes.

#### 4.1.4 Implémentation des forces

Les différentes forces employées sont :

- **La force de gravité** entre un grain et la terre, si l'expérience se fait sur terre. Vu la faible masse de nos billes, nous négligerons la force d'attraction gravifique entre particules.
- **Les forces de contact** regroupant la **force de répulsion** normale au contact et la **force de friction** tangentielle observées lors d'une collision entre deux objets.
- **La Force de Coulomb**. L'ajout de cette force au programme augmente considérablement le temps de calcul. Un nouveau réseau de cellules liées va donc être créé afin de rester avec des temps de calcul raisonnables.

##### 4.1.4.1 La force de contact

Dans le cas d'une collision entre deux objets, deux types de forces peuvent découler de cette collision. Premièrement, une force de répulsion dirigée perpendiculairement au contact. Deuxièmement, une force de frottement, s'opposant au mouvement relatif des deux objets, peut apparaître dans une direction tangentielle au contact.

La force de répulsion (voir figure 4.5) sera implémentée via le modèle d'un simple ressort. Cette force sera donc donnée par la loi de Hooke pour des solides élastiques :

$$\vec{F}_n = -k_n \delta \vec{n} \quad (4.7)$$

$\vec{n}$  est la normal au contact,  $\delta$  représente la distance de recouvrement entre les objets,  $k_n$  est

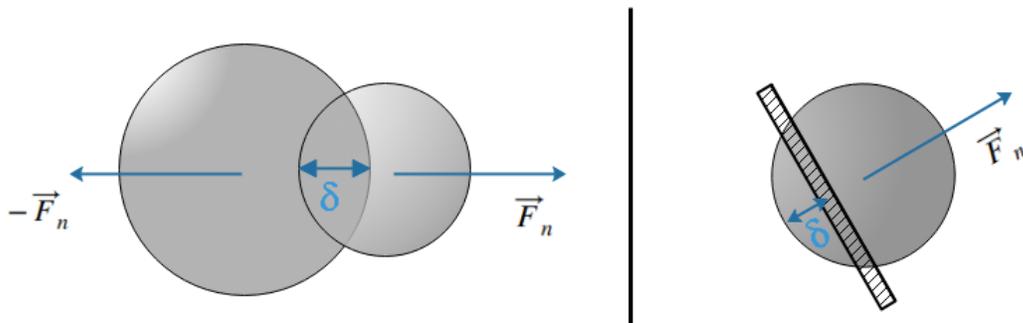


FIGURE 4.5 – Représentation de la force de répulsion

la constante de raideur du ressort. Nous reviendrons sur le choix de la valeur de la constante de raideur plus loin dans ce chapitre.

La force de frottement, tangentielle au contact, est bornée en utilisant le critère de Coulomb et donnée par l'équation suivante :

$$|\vec{F}_t| = k_t \cdot |\vec{v}_t| \quad \text{et} \quad |\vec{F}_t| \leq \mu \cdot |F_n| \quad (4.8)$$

#### 4.1.4.2 La force de Coulomb

Chaque grain de notre programme connaît sa charge et sa position. Implémenter la norme de la force de Coulomb est donc relativement aisé si nous considérons que toute la charge se situe au centre de masse du grain :

$$F_C = k_C \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} \quad (4.9)$$

$k_C$  ( $= 8.9875517923(14) 10^9 kg m^3 s^{-4} A^2$ )  
 $r_{12}$  est la distance séparant les deux grains.

Étant donné les petites charges présentes, une approximation nécessaire est justifiée pour notre programme afin d'avoir des temps de calcul raisonnables. En effet, pour être complet il faudrait, pour chaque grain, calculer les forces électrostatiques dues à la charge de tous les autres grains. Dans le programme un deuxième réseau de cellules liées est construit. Ainsi, pour un grain, je calcule la force de Coulomb entre ce grain et les autres grains de la cellule. Je calcule aussi la force exacte due aux grains des cellules voisines. Pour toutes les autres cellules, un grain fictif va être créé. Ce grain fictif a comme position le centre de masse de tous les grains de la cellule. La charge totale de cette particule fictive vaut la somme de toutes les charges présentes dans la cellule. La force électrostatique est calculée avec cette charge fictive.

## 4.2 Modèle de chargement des grains

### 4.2.1 Modèle du condensateur

Nous utiliserons le modèle de chargement des particules développé au paragraphe 2.10.

$$\boxed{\frac{dq}{dt_c} = \frac{a_c}{\tau} (\sigma_0 - \sigma)} \quad (4.10)$$

Si le pas de temps du programme est donné par  $\Delta t$  et que le grain touche le plan, on ajoute une charge égale à :

$$\Delta q = \frac{a_c}{\tau} (\sigma_0 - \sigma) \Delta t_c \quad (4.11)$$

$t_c$ , le temps de contact, nous indique qu'une variation de la charge n'aura lieu que si la particule est en contact avec le plan.

$\Delta q$  est la variation de charge pour le pas de temps  $\Delta t_c$ .

$\tau$  est le temps caractéristique de charge du circuit de charge de la particule. Dire que ce temps caractéristique reste constant et est le même pour tout mouvement de particule est sûrement une hypothèse trop forte. Pour de prochaines études, si le chercheur trouve le modèle cohérent, il serait indispensable de s'attarder sur ce paramètre dont l'interprétation n'est pas si évidente.

$\sigma_0$  est un paramètre que je suppose constant pour tous les grains représentant la densité de charge saturante (limite).

La force normale de contact a un impact direct sur notre modèle de charge par le biais de l'aire de contact instantanée  $a_c$ . En effet, l'expérience indique que plus cette force normale est grande, plus les énergies électriques et thermiques transférées seront grandes. Cette hypothèse, qui est en adéquation avec l'intuition, est discutée dans de nombreux articles [2, 16].

### 4.2.1.1 Calcul de l'aire de contact $a_c$

L'estimation de l'aire réelle de contact entre une particule et une surface plane n'est pas triviale. Dans le programme utilisé pour notre étude, une règle simple a été choisie. L'aire de contact  $a_c$  a été calculée en fonction de l'enfoncement de la particule dans le plan (voir notations figure 4.6) :

$$a_c = 2\pi l^2 = 2\pi \sqrt{R^2 - (R - |\delta|)^2}^2 \quad (4.12)$$

Où  $|\delta| > 0$  représente l'enfoncement de la particule dans le plan.

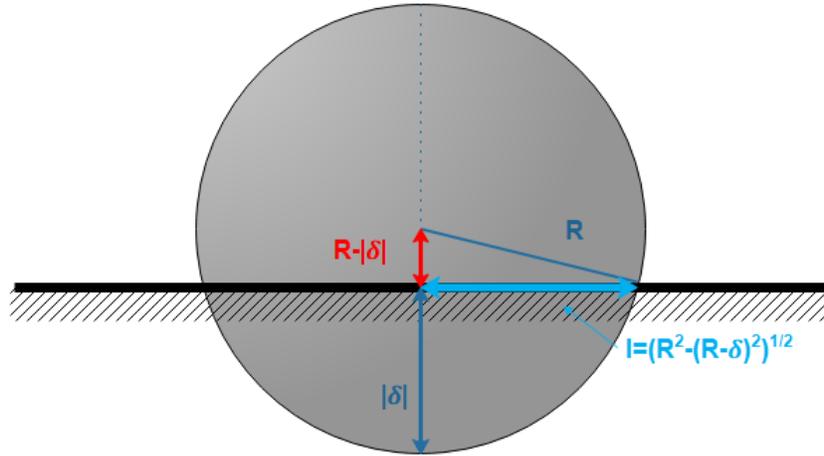


FIGURE 4.6 – Calcul de l'aire de contact  $a_c$

## 4.2.2 L'effet "Miroir"

L'effet miroir, ou plus précisément induction ou l'influence électrostatique est présenté au paragraphe 2.3.2 de la théorie. Chaque grain chargé ressent la répartition de charge sur le plan. Cette répartition de charge est due à l'induction électrostatique de toutes charges avoisinantes. Le plan est un conducteur relié à la terre, il est supposé parfait. Et donc, une charge  $Q$  située à proximité du plan métallique induira une charge image  $-Q$ .

Nous représentons cet effet en calculant pour chaque grain les forces électrostatiques entre ce grain et tous les grains images de charge égale et opposée. La position des grains images est trouvée en faisant une symétrie orthogonale par rapport au plan.

### 4.2.2.1 Conséquence sur le transfert/séparation de charge

Soit deux objets entrant en contact subissant une séparation de charge par effet triboélectrique. Il a été vu que si une charge préexiste avant le contact sur au moins un des deux objets, le transfert/séparation de charge était altéré. Nous reprenons l'équation 2.11 discutée dans la partie théorique qui gouvernait l'effet triboélectrique de deux objets éventuellement chargés entrant en contact :

$$\frac{dq_1}{dt_c} = \frac{a_c}{\tau} \left( \sigma_0 - \sigma_1 + \frac{\sigma_p}{2} \right) \quad (4.13)$$

C'est cette équation de triboélectrification que nous allons utiliser dans le code C++. Le calcul complet de  $\sigma_p$ , la densité de charge sur le plan dû aux charges avoisinantes, se trouve

à la section suivante :

$$\sigma_p = -\frac{\pi h^2 q}{2\pi(d^2 + h^2)^{3/2}} \quad (4.14)$$

Cette densité de charge a été établie afin d'assurer une charge image sur le plan égal à  $-q$  :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_p(h, d, q) dd = \int_{-\infty}^{+\infty} -\frac{\pi h^2 q}{2\pi(d^2 + h^2)^{3/2}} dd = -q \quad (4.15)$$

Une particule de charge  $+1C$  placée à une hauteur  $h$  du plan induit une densité image sur le plan conducteur relié à la terre comme représenté sur la figure 4.7.

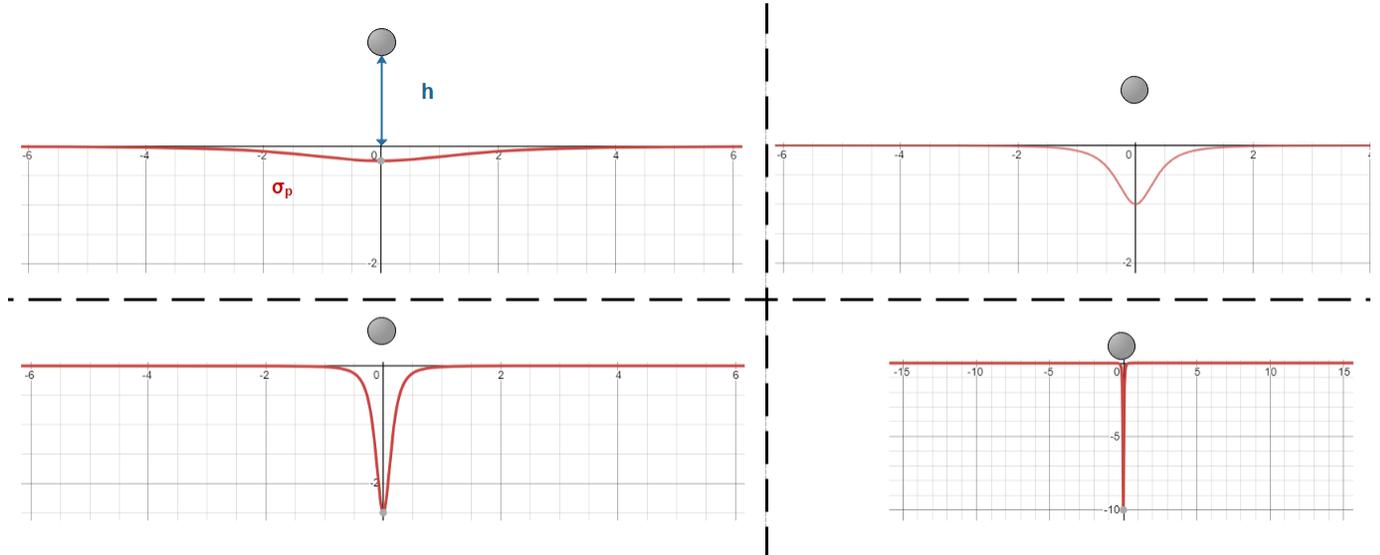


FIGURE 4.7 – Répartition de la charge image  $p$  sur le plan dû à une particule chargée de  $+1C$  pour différentes hauteurs par rapport au plan (2m, 0.5m, 0.2m, 0.05m). L'axe des ordonnées (sous le plan) est en  $\frac{C}{m^2}$

#### 4.2.2.2 Calcul de la répartition de charge sur un plan conducteur relié à la terre

Nous commençons par calculer le potentiel dû à une charge se trouvant à proximité d'un plan conducteur relié à la terre (figure 4.8). Il existe bien évidemment plusieurs méthodes pour arriver à la solution. *Relié le plan conducteur à la terre* signifie mettre le plan au potentiel 0.

Afin de faciliter les calculs, on considère le plan relié à la terre comme un conducteur parfait et infini. Le potentiel sur la surface est partout égal à 0, donc l'équation de Laplace n'a qu'une solution unique<sup>1</sup> :

$$\nabla^2 V = 0 \quad (4.16)$$

On va considérer une situation similaire, mais sans le plan conducteur, mais avec une autre charge image à la place. Si il est possible de satisfaire aux conditions limites, alors le potentiel sous le plan sera le même que dans le problème de base. les conditions aux limites sont :

$$\text{Sur le plan : } V = 0$$

$$\text{À l'infini : } V \rightarrow 0$$

##### 1. théorème d'unicité pour les potentiels :

Si nous avons un volume  $V$  entouré d'une surface  $S$  avec un potentiel unique sur sa surface, alors l'équation de Laplace à une solution unique en volume respectant les conditions de bords

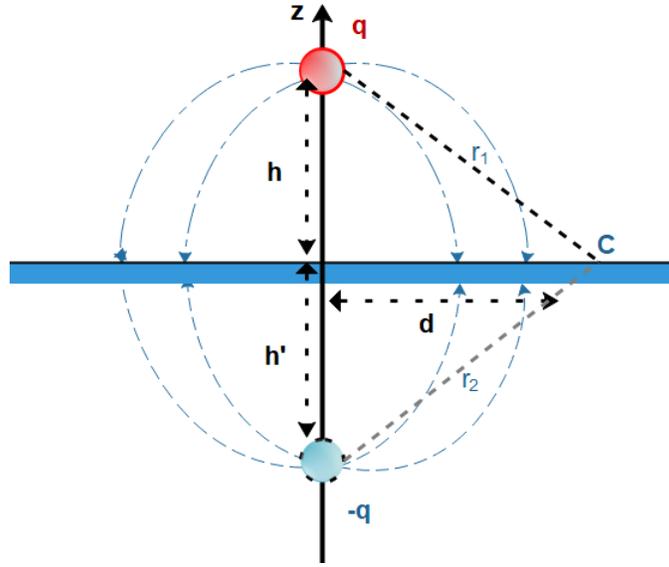


FIGURE 4.8

On place une charge image  $-q$  symétriquement opposée à  $q$ . Le potentiel de deux charge dans le vide est donné par :

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{q}{\|\vec{r}_1\|} - \frac{q}{\|\vec{r}_2\|} \right) \quad (4.17)$$

$\vec{r}_1$  et  $\vec{r}_2$  étant les vecteurs joignant  $q$  et  $-q$  respectivement à un endroit dans l'espace. Ainsi, en ajoutant cette charge fictive  $-q$ , on a bien potentiel nul à l'endroit du plan ( $z = 0$ ). On travaille donc maintenant avec cette charge fictive qui remplace le plan conducteur.

Nous connaissons maintenant le potentiel dû à une charge se trouvant à proximité d'un plan conducteur relié à la terre :

$$V = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (4.18)$$

Si nous prenons un point sur le plan avec les anotations de la figure 4.8, on a :  $r_1 = \sqrt{d^2 + h^2}$  et  $r_2 = \sqrt{d^2 + h^2}$ ; nous pouvons calculer la densité de charge apparaissant sur le plan conducteur par influence :

$$\sigma_{p1} = -\epsilon_0 \left( \frac{\partial V}{\partial z} \right)_{y=0} = -\frac{hq}{2\pi(h^2 + d^2)^{3/2}} \quad (4.19)$$

Il faut cependant normaliser cette équation si nous voulons s'assurer d'avoir une charge  $-q$  sur le plan. On cherche donc une densité de charge de la forme :  $\sigma_p = A\sigma_{p1}$  On intègre donc cette densité de charge sur tout le plan afin d'avoir une charge égale à  $-q$  :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_p(h, d, q) dd = \int_{-\infty}^{+\infty} A\sigma_{p1} dd = -q \quad (4.20)$$

Le calcul de l'intégrale de  $\sigma_{p1}$  donne :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{p1} dd = \int_{-\infty}^{+\infty} -\frac{hq}{2\pi(d^2 + h^2)^{3/2}} dd \quad (4.21)$$

$$= -\left[ \frac{qd}{2\pi\sqrt{(h^2 + d^2)}} \right]_{-\infty}^{\infty} \quad (4.22)$$

$$= \frac{-q}{\pi h} \quad (4.23)$$

"A" vaut donc  $\pi h$  La densité de charge sur le plan situé à une distance radial d d'une charge +q est :

$$\sigma_p = -\frac{\pi h^2 q}{2\pi(d^2 + h^2)^{3/2}} \quad (4.24)$$

La forme de cette densité de charge est représenté à la figure 4.7

### 4.2.3 Répartition non-uniforme des charges

Une approximation souvent faite en étudiant numériquement les matériaux granulaires est de répartir uniformément la charge sur la surface du grain. Si le matériau granulaire est un isolant, cette hypothèse n'est pas correcte. La répartition des charges sur les grains reste une énigme qui n'est que partiellement résolue. Cette répartition est sans nul doute complexe et rend les modélisations de matériaux granulaires chargés complexes.

Dans le programme présenté dans notre étude, et afin de représenter la répartition non-uniforme de la charge, la surface d'un grain sera divisée en plusieurs parties. Une section de surface entrant en contact avec le plan incliné se chargera selon l'équation 4.11. Connaissant la position angulaire de chaque grain, trouver la zone de surface touchant le plan se fait simplement.

Par exemple, si je décide de diviser la surface en quatre zones (figure 4.9) et si le plan est incliné d'un angle  $\theta_{Plan}$ . Si le programme détecte un contact entre un grain et le plan, il

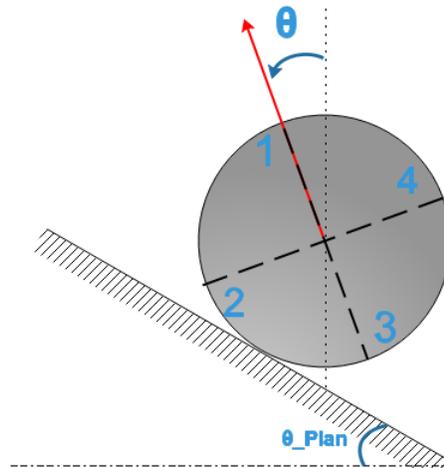


FIGURE 4.9 – Schéma du modèle de la répartition non-uniforme de la charge

détecte quelle zone est touchée avec :

- La **zone 1** est touchée si  $(\theta - \theta_{Plan}) \in \left[0, \frac{\pi}{2}\right[$
- La **zone 2** est touchée si  $(\theta - \theta_{Plan}) \in \left[\frac{\pi}{2}, \pi\right[$

- La **zone 3** est touchée si  $(\theta - \theta_{Plan}) \in \left[ \pi, \frac{3\pi}{4} \right[$
- La **zone 4** est touchée si  $(\theta - \theta_{Plan}) \in \left[ \frac{3\pi}{4}, 2\pi \right[$

Où  $\theta$  est la position angulaire du grain, comme indiqué sur la figure 4.9. Si par exemple  $\theta = 30 = \frac{\pi}{6}$  et  $\theta_{plan} = 20 = \frac{\pi}{9}$  alors  $(\theta - \theta_{Plan}) \in \left[ 0, \frac{\pi}{2} \right[$ , la zone 1 est donc touchée et à cette zone s'ajoute donc une charge :

$$\Delta q = \frac{a_c}{\tau} (\sigma_{0zone1} - \sigma_{zone1}) \Delta t_c \quad (4.25)$$

Cette répartition non-uniforme de la charge semble plus cohérente avec la réalité, dès lors que nous travaillons avec des particules isolantes. Elle aura un impact sur le transfert de charge. Par exemple, un grain glissant sur le plan aura la même section de surface entrant en contact avec le plan incliné laissant les autres zones de surfaces avec une charge nulle. Ainsi, avec le même modèle une particule glissante ou roulante sur la surface plane n'auront probablement pas des charges accumulées identiques.

#### 4.2.4 Transfert de charge entre les grains

Un autre effet intéressant pouvant se produire dans les flux granulaires est le transfert de charge entre les grains. En effet, l'effet triboélectrique ne peut se produire que entre deux objets ayant des travaux de sortie différents. Ainsi des particules de même composition, de charge identique, de même forme et de même taille ne peuvent théoriquement pas subir de transfert/séparation de charge. Dans notre code, nous avons ajouté des transferts de charge pouvant avoir lieu entre des particules de tailles et de charges distinctes. Le modèle utilisé dans notre programme est basé sur l'article de Holger Grosshans et Miltiadis V. Papalexandris : "*Large Eddy simulation of triboelectric charging in pneumatic powder transport*" [26]. La formule présentée dans l'article pour estimer le transfert de charge entre particules étant bien adapté à notre expérience, aucune contribution personnelle n'a été apportée au modèle, excepté le calcul de l'air de contact entre les billes. Dans notre programme, chaque fois qu'un contact est détecté entre deux billes, le transfert de charge se fait selon l'équation :

$$\Delta q_1 = -\Delta q_2 = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \left( \frac{q_2}{C_2} - \frac{q_1}{C_1} \right) \left( 1 - \exp \left( -\frac{\Delta t}{\tau_p} \right) \right) \quad (4.26)$$

Où  $\Delta t$  est le pas de temps de notre simulation.

$C_1$  et  $C_2$  représente la capacité électrique. Dans le modèle de Grosshans et Papalexandris, pour des particules sphériques elles sont déterminées avec :

$$C_n = 4\pi\epsilon_0 r_{p,n} \quad (4.27)$$

$\tau_p$  représente le temps caractéristique du transfert de charge entre grains de même composition. Dans le modèle de Holger Grosshans *et. al.* il est donné par :

$$\tau_p = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \frac{r_{p,1} + r_{p,2}}{A_{12}} \phi_p \quad (4.28)$$

Où  $\phi_p$  désigne la résistivité électrique des particules. Dans le cas du verre, la littérature donne des valeurs de l'ordre de  $10^{14} \Omega m$ . Dans notre simulation, l'aire de contact  $A_{12}$  (voir figure 4.10) est mesurée à partir de l'enfoncement respectif des particules, comme il a été fait pour les contacts grains-plan. Le calcul complet de l'aire de contact  $A_{12}$  est donné dans l'annexe 8.1.

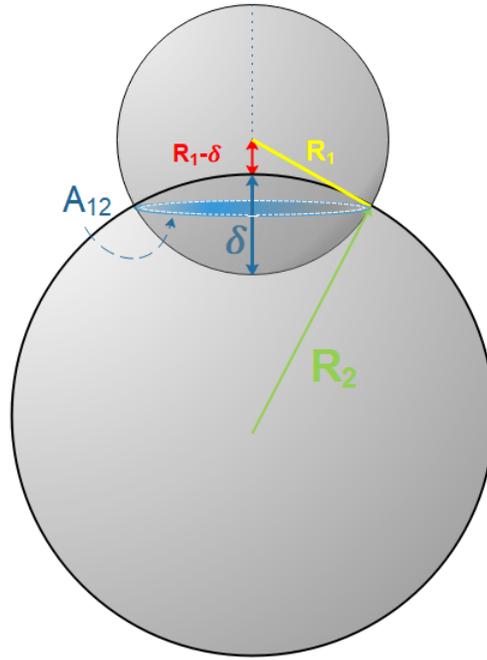


FIGURE 4.10 – Représentation de l'aire de contact entre deux particules

## 4.2.5 Décharge électrostatique des particules rebondissantes

Nous avons vu, au paragraphe de l'état de l'art, que si la tension entre un grain et le plan était assez grande l'air pouvait être rendu conducteur et ainsi décharger la particule. La tension minimal à laquelle ce phénomène peut se produire est appelé *tension de claquage* et avait été donné par :

$$V_{claquage} = \frac{Bpd}{C + \ln(pd)} \quad (4.29)$$

Afin d'estimer l'ampleur de ce phénomène, nous allons d'abord calculer une estimation de la différence de potentiel entre un grain et le plan conducteur relié à la terre.

### 4.2.5.1 Calcul de la différence de potentiel entre une sphère uniformément chargée en surface et un plan conducteur

La méthode des images est utilisée, pour calculer la différence de potentiel existante entre le plan relié à la terre et une sphère uniformément chargée en surface de densité  $\sigma_C$ . Par la méthode des images, nous remplaçons le plan conducteur par une sphère uniformément chargée en surface de densité  $-\sigma_C$ .

Pour trouver le champ électrique à l'extérieur de la à une distance  $r$  de son centre, nous utilisons la loi de Gauss :

$$\oint \vec{E} d\vec{A} = \frac{q_{in}}{\epsilon_0}$$

$$E = \frac{q_{in}}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

Le champ est radial et donné par :

$$\vec{E} = \left( \frac{\sigma_C R^2}{\epsilon_0 r^2} \right) \vec{n}_r \quad (4.30)$$

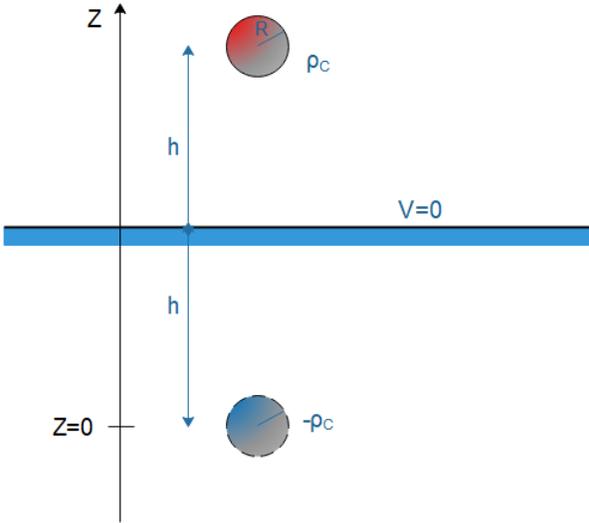


FIGURE 4.11 – sphère uniformément chargée en surface de densité surfacique  $\sigma_C$  à proximité d'un plan conducteur infini relié à la terre et représentation de sa sphère image.

La différence de potentiel électrique (V) est le travail effectué pour déplacer une charge de +1C dans un champ électrique :

$$V_b - V_a = \frac{W_{a \rightarrow b}}{q} = - \int_{z_a}^{z_b} \frac{F_z}{q} dz = - \int_{z_a}^{z_b} E dz$$

La différence de potentiel entre les deux sphères est trouvée en intégrant le champ  $\vec{E}$  le long de l'axe z entre à partir du centre de la sphère image ( $z=0$ ) :

$$\begin{aligned} \Delta V &= \int_R^{2h-R} \left( \frac{\sigma_C R^2}{\epsilon_0 z^2} + \frac{\sigma_C R^2}{\epsilon_0 (2h-z)^2} \right) dz \\ &= \frac{\sigma_C R^2}{\epsilon_0} \int_R^{2h-R} \left( \frac{1}{z^2} + \frac{1}{(2h-z)^2} \right) dz \\ &= \frac{\sigma_C R^2}{\epsilon_0} \left[ \frac{1}{2h-z} - \frac{1}{z} \right]_R^{2h-R} \\ &= \frac{2\sigma_C R^2}{\epsilon_0} \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{2h-R} \right) \end{aligned}$$

La différence de potentiel entre la sphère chargée et le plan conducteur relié à la terre ( $V=0$ ) est donc égal à  $\frac{V}{2}$  :

$$\boxed{\Delta V = \frac{\sigma_C R^2}{\epsilon_0} \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{2h-R} \right)} \quad (4.31)$$

Si la tension de claquage est atteinte (si l'équation 4.31 atteint la valeur de  $V_{Claquage}$  (4.29)), une décharge électrique se produit et la charge du grain retombe à une valeur égale à  $q_{relaxation}$ . Afin d'approximer  $q_{relaxation}$ , nous nous sommes basés sur les travaux antérieurs réalisés par Peter M. Ireland [16]. Malheureusement, la valeur trouvée est basée sur des résultats expérimentaux et est estimée de manière très imprécise. Le modèle de la relaxation de la charge des grains due aux décharges électriques en ionisant l'air a donc été implémenté dans

notre simulation numérique en choisissant  $q_{relaxation} = 0,032.10^{-12}C$ . A notre connaissance, aucune ou peu de recherches se sont intéressées de manière précise à la charge restante sur un grain après qu'il ait subit une décharge électrique due à l'air environnant.

## 4.3 Choix des paramètres de la simulation

Le choix des paramètres dans les simulations numériques de notre expérience est bien entendu une étape décisive. Dans le cas de notre expérience étudiant les transferts de charges dans des flux granulaires, le choix des différents paramètres est particulièrement laborieux. Il est en effet difficile de trouver les bonnes valeurs des constantes utiles à notre simulation, encore faut-il que ça soit des paramètres constants. Dans cette section, nous discuterons les différents paramètres essentiels.

### 4.3.1 Choix du pas de temps

Le choix du pas de temps est primordial. Dans l'idéal, il faudrait opter pour une valeur infinitésimale. Mais un pas de temps trop petit pourra donner lieu à des temps de calcul très longs. Lors de simulations avec un grand nombre de grains et un petit pas de temps, un ordinateur suffisamment puissant est requis. Ces simulations peuvent s'étaler sur plusieurs journées complètes. Dans la méthode des éléments discrets, la littérature donne souvent comme borne supérieure :

$$\Delta t \leq c\pi \sqrt{\frac{m}{k_n}} \quad (4.32)$$

Avec  $c \leq 0.05$  si l'on désire qu'une collision dure minimum vingt pas de temps.

### 4.3.2 Coefficient de restitution $e$

Le coefficient de restitution est défini comme le ratio entre les vitesses relatives initiales et finales après la collision. Le coefficient de restitution se situe dans un intervalle entre 0 et 1. Une collision parfaitement inélastique correspond à une valeur nulle, tandis qu'une collision parfaitement élastique prend une valeur égale à l'unité. Lors d'une collision, la perte d'énergie cinétique est représentée par ce coefficient. Cette perte peut être transformée en énergie cinétique rotationnelle, en chaleur ou en déformation plastique.

Il peut s'avérer complexe mais crucial de trouver un coefficient correspondant bien à l'expérience. Étant donné que ce paramètre est le résultat de multiples phénomènes, le plus simple est de chercher sa valeur empiriquement. Pour une particule rebondissante verticalement le coefficient de restitution est donné par :

$$e = \frac{v_f}{v_i} = \sqrt{\frac{E_{c2}}{E_{c1}}} \quad (4.33)$$

$E_{c1}$  et  $E_{c2}$  représente l'énergie avant et après collision respectivement. Cette équation est valable seulement avec des vitesses non-relativistes et si aucun échange ou fragment de matière n'est produit. Des tables dépendant de la nature des objets entrant en collision existent, il faudra tout de même rester vigilant.

Lors de nos simulations, plusieurs coefficients de restitution ont été choisis. Il sera à chaque fois indiqué dans la légende, sous les graphiques des résultats.

### 4.3.3 Coefficient de frottement $\mu$

Le coefficient de frottement permet de calculer la force de friction durant le contact. C'est une valeur scalaire sans dimension qui décrit le rapport de la force de frottement entre deux corps et la force qui les presse ensemble. C'est donc une valeur non constante. On différencie deux coefficients de friction principaux, le statique  $\mu_s$  et le coefficient de frottements cinétique  $\mu_k$  correspondant à un régime statique et dynamique, respectivement. Une valeur de 0 signifie qu'il n'y a aucune friction entre les objets. Dans notre programme, seul un coefficient de friction dynamique a été implémenté. En effet, notre modèle numérique a le défaut de ne générer aucune force de friction dans des cas statiques. Cependant, vu la dynamique de notre expérience, ce manque ne pose pas de problèmes.

Le coefficient de frottement est une mesure empirique - il doit être mesuré expérimentalement. Les surfaces plus rugueuses ont tendance à avoir des valeurs plus élevées. Le coefficient de frottement dépend des surfaces en contact.

### 4.3.4 Constante de raideur $k_n$

Pour rappel, la collision est modélisée par un ressort. La force de répulsion vaut :

$$\vec{F}_n = -k_n \delta \vec{n} \quad (4.34)$$

Avec  $\delta$  représentant l'enfoncement et  $\vec{n}$  le vecteur unitaire normal au contact. Dans notre cas, la constante raideur du ressort est trouvée en fixant la superposition maximale tolérée entre deux solides. Nous avons considéré la collision frontale de deux disques identiques. En égalant l'énergie potentielle de déformation avec l'énergie cinétique maximale que l'on trouve dans notre système, on obtient une valeur de  $k_n$  :

$$\frac{1}{2} k_n \delta_{max}^2 = \frac{1}{2} m v_{max}^2 \leftrightarrow k_n = \frac{m v_{max}^2}{\delta_{max}^2} \quad (4.35)$$

On testera différentes valeurs de  $\delta_{max}^2$  dans notre simulation afin d'observer l'effet de  $k_n$  sur notre modèle de chargement. Les différentes valeurs que nous avons choisies sont comprises entre  $k_n = 100N/m$  et  $1600N/m$

### 4.3.5 Modèle de charge : choix de la charge limite $q_{max}$ et du temps caractéristique de charge $\tau$

Pour rappel, l'équation qui détermine le transfert de charges entre une bille et le plan incliné dans notre programme est donné par :

$$\frac{dq}{dt_c} = \frac{a_c}{\tau} (\sigma_0 - \sigma) \quad (4.36)$$

Où, si l'on prend en compte les charges induites sur le plan conducteur :

$$\frac{dq_1}{dt_c} = \frac{a_c}{\tau} \left( \sigma_0 - \sigma_1 + \frac{\sigma_p}{2} \right) \quad (4.37)$$

Le choix des paramètres  $\sigma_0$  et  $\tau$  aura évidemment une grande influence sur les résultats de la simulation numérique. Si l'équation ci-dessus est correcte, toute la physique impliquée dans le phénomène du transfert de charge se retrouvera en partie dans ces deux paramètres. Cependant, trouver les bonnes valeurs de ces deux paramètres n'est pas évident.

De plus, le transfert de charge est influencé par des facteurs environnementaux. On peut supposer que les valeurs de  $\sigma_0$  et  $\tau$  varieront elles aussi.

Bien que l'équation de charge d'un condensateur est souvent utilisée dans le cas de simulation de triboélectricité, le manque de connaissances et d'estimations sur le choix de ces deux paramètres se fait ressentir. En effet, sans une bonne connaissance de la nature et des paramètres dont dépend  $\sigma_0$  et  $\tau$ , il devient compliqué d'interpréter les résultats de manière fiable.

Plusieurs études expérimentales se sont déjà penchées sur cette problématique (e.g. [16, 18]). Mais, comme cela été expliqué plus haut, les valeurs de  $\sigma_0$  et  $\tau$  peuvent varier d'une expérience à l'autre, en fonction de la taille et de la forme des billes, du mouvement des grains, de leur nature, des conditions climatiques, etc. Il n'a donc pas été possible de trouver une excellente estimation de ces deux paramètres.

Le choix de l'ordre de grandeur de  $\sigma_0$  est basé sur des valeurs rencontrées dans la littérature des matériaux granulaires. On a calculé la valeur de  $\sigma_0$  en prenant la charge maximum qu'une bille de  $0.0006m$  de rayon peut porter étant égale à  $q_{max} = 3.10^{-7}C$ .

Le choix de  $\tau$  est basé sur les travaux expérimentaux réalisés par [18]. Plusieurs valeurs de ce temps caractéristique et de charge maximale portée par un grain seront employées lors de nos simulations ( $\tau = 0.04s$ ,  $\tau = 0.44s$ ,  $\tau = 0.88s$ ,  $\tau = 1.32$ ,  $\tau = 4.4s$ ,  $\tau = 10s$ ).

# 5. Résultats

## Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Remarques préliminaires</b>	<b>53</b>
5.1.1	Déroulement de l'expérience	53
5.1.2	Étude de l'empilement des billes	54
<b>5.2</b>	<b>Résultats de l'expérience</b>	<b>54</b>
5.2.1	Présentation des résultats expérimentaux	54
5.2.2	Discussion des résultats expérimentaux	56
5.2.3	Influence des conditions atmosphériques	61
5.2.4	Mise à l'échelle	61
<b>5.3</b>	<b>Résultats de la simulation numérique</b>	<b>65</b>
5.3.1	Implémentation du modèle de chargement	65
5.3.2	Discussion des résultats	68
5.3.3	Discussion du modèle numérique conditionnant le chargement des particules	73
5.3.4	Discussion des décharges électrostatiques des particules rebondissantes	74
5.3.5	Discussion des transferts de charge entre les particules de même composition	75

---

## 5.1 Remarques préliminaires

### 5.1.1 Déroulement de l'expérience

Un volume de 30 ml de billes est versé le long d'un plan incliné. Durant cette descente, des transferts de charges entre le plan et les billes d'une part, et d'autre part entre les billes, auront lieu. Les billes sont récoltées dans une cage de Faraday reliée à un électromètre afin de mesurer leur charge. Les résultats sont essentiellement représentés sous forme graphique. Les barres d'erreurs sont chaque fois estimées sur base de l'écart type, mesurant la dispersion des valeurs expérimentales par rapport à la valeur moyenne des trois ou quatre mesures :

$$Ecart\ type : \sqrt{\frac{\sum_i^n (q_i - \bar{q})^2}{n}} \quad (5.1)$$

Malgré des écarts types relativement faibles dans nos expériences, ces résultats doivent être pris avec précaution. En effet, comme expliqué dans la partie théorique, ces expériences de triboélectricité peuvent être influencées par plusieurs paramètres dont leur environnement. La

présence d'impuretés sur les billes ou sur un autre ustensile peut venir perturber l'expérience. L'appareillage électronique est un exemple supplémentaire de cause d'erreurs sur nos mesures. Afin donc d'éviter au mieux toutes sources d'erreurs systématiques, les expériences ont été réalisées en essayant de reproduire chaque expérience dans des conditions identiques.

### 5.1.2 Étude de l'empilement des billes

Afin d'obtenir des estimations de plusieurs caractéristiques de notre échantillon, l'empilement des billes est étudié. Avant de commencer les calculs, il faut préciser que cette méthode ne nous donnera accès qu'à des approximations, qui peuvent être parfois éloignées de la vraie valeur. Cependant, ces approximations, utilisées pour traiter certains graphiques, nous suffiront dans le cadre de ce mémoire.

Soit  $V_{echantillon}$  le volume initial de notre échantillon (dans notre expérience celui-ci vaut 30 ml). On cherche à connaître le volume total des sphères,  $V_{Sphres}$ . La fraction volumique, définie comme  $\phi = \frac{V_{Sphres}}{V_{echantillon}}$ , est une notion souvent utilisée dans les études des matériaux granulaires. Pour des sphères, on peut estimer la valeur de notre fraction volumique comme étant égale à  $\phi \approx 0.58$ . C'est une valeur située entre la Random Loose Packing Limit et la Random Close Packing Limit. J'obtiens donc pour le volume des sphères :

$$V_{Sphres} = 0.58V_{echatillon} \quad (5.2)$$

En divisant cette équation par le volume d'une seule sphère, j'obtiens une estimation du nombre de billes total :

$$N_{Sphres} = \frac{0.58V_{echatillon}}{\frac{4}{3}\pi R^3} \quad (5.3)$$

R étant le rayon moyen d'une sphère. Pour notre expérience, le diamètre moyen des billes est donné par le fournisseur.

En repartant du volume total des sphères 5.2 et en le multipliant par la masse volumique du verre, j'obtiens une approximation de la masse de mon échantillon.

## 5.2 Résultats de l'expérience

### 5.2.1 Présentation des résultats expérimentaux

Premièrement, on observe facilement que faire couler des billes de verre sur le plan incliné produit un plus grand transfert de charges que de simple contact bille-plan. Ceci est en accord avec plusieurs études [16,27]). Citons aussi le travail réalisé par l'équipe de Watanabe *et al.* [22] qui ont étudié le transfert de charges entre une seule particule et un plan plat. Selon leurs résultats, une bille de verre initialement non-chargée percutant un mur en métal se verra chargée d'une valeur bien plus petite qu'un picocoulomb ( $10^{-12}C$ ). Ce sont des valeurs rapportées comme petites par rapport à une bille de verre glissant sur un plan métallique. Bien que cela puisse paraître évident, l'explication n'est pas si triviale.

La première de nos expérience s'intéressait à la variation de la charge en fonction de la longueur du plan incliné. La dépendance de la charge totale accumulée pas les billes en fonction de la longueur du plan avait déjà été étudiée auparavant, notamment par Matsuyama et Yamamoto [28]. Des résultats similaires ont été observés dans le cas de notre expérience.

Le silo a été déplacé à différents endroits du plan incliné de manière à faire varier la distance parcourue par les billes. Il a bien été observé une augmentation des charges électrostatiques sur les billes avec une augmentation de la distance parcourue. Cependant, comme attendu, la variation de l'augmentation de la charge totale accumulée par les grains est de plus en plus faible au fur et à mesure que nous agrandissons la distance parcourue<sup>1</sup>.

Ces résultats soutiennent l'hypothèse que la charge totale cumulée sur un grain a une valeur de saturation. C'est une hypothèse très forte en faveur du modèle qui fait le parallèle avec la charge d'un condensateur. Bien que mon étude ne se focalise pas sur ce point, il était voulu de vérifier qu'il était bien observé une telle tendance afin de soutenir le modèle implémenté numériquement.

Le premier graphique 5.1 représente la charge totale accumulée par les billes ayant dévalé le plan incliné en fonction de l'angle de ce plan. Les différentes courbes de couleurs indiquent le diamètre moyen des billes utilisées pour l'expérience. Un deuxième graphique du même type est exposé à la figure 5.2 pour de fines poudres.

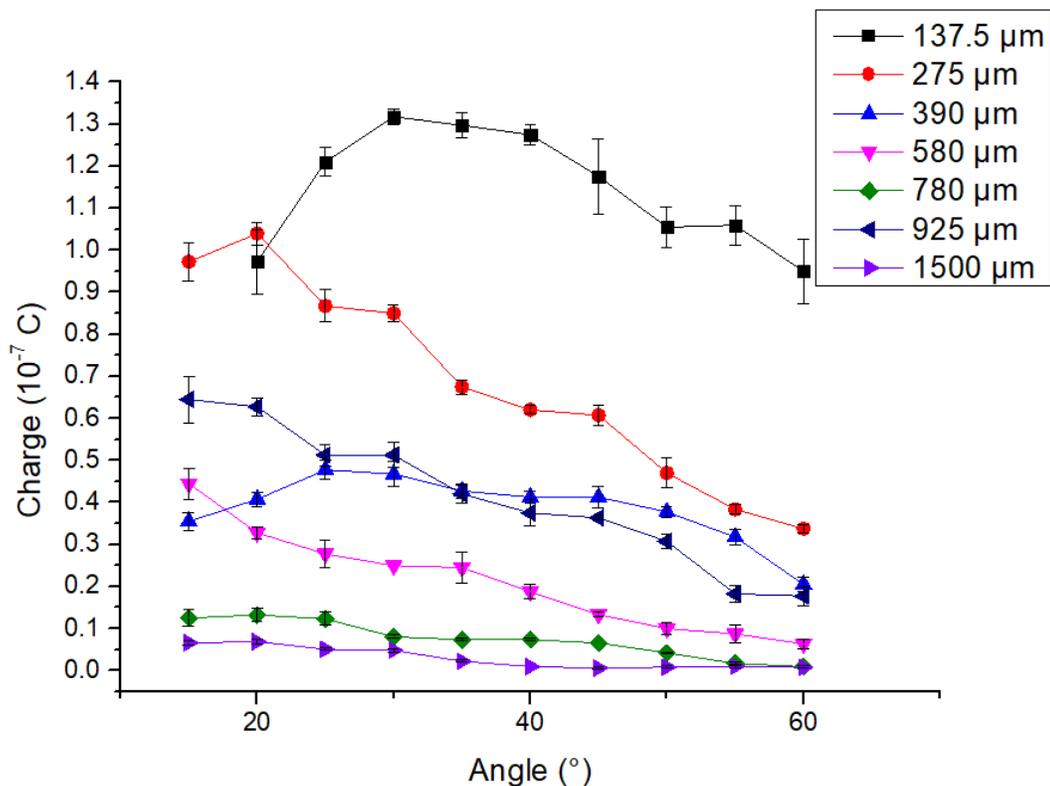


FIGURE 5.1 – Charge totale accumulée par les billes en fonction de l'angle du plan incliné pour des diamètres moyens des billes

Les premières tendances qui ressortent de ces deux graphiques sont :

- **Plus l'angle du plan incliné est grand, moins la charge accumulée sera grande** (voir figure 5.1) C'est une tendance qui avait déjà été observée dans les travaux de M. P.M. IRELAND [18] [16] pour des perles de silice. Cependant, pour les petits angles ( $15^\circ, 20^\circ, 25^\circ$ ), les courbes ne semblent pas particulièrement suivre cette tendance.

1. Ces résultats sont manquants en conséquence d'un accès au laboratoire interdit par un arrêté gouvernemental lié à la crise sanitaire de 2020

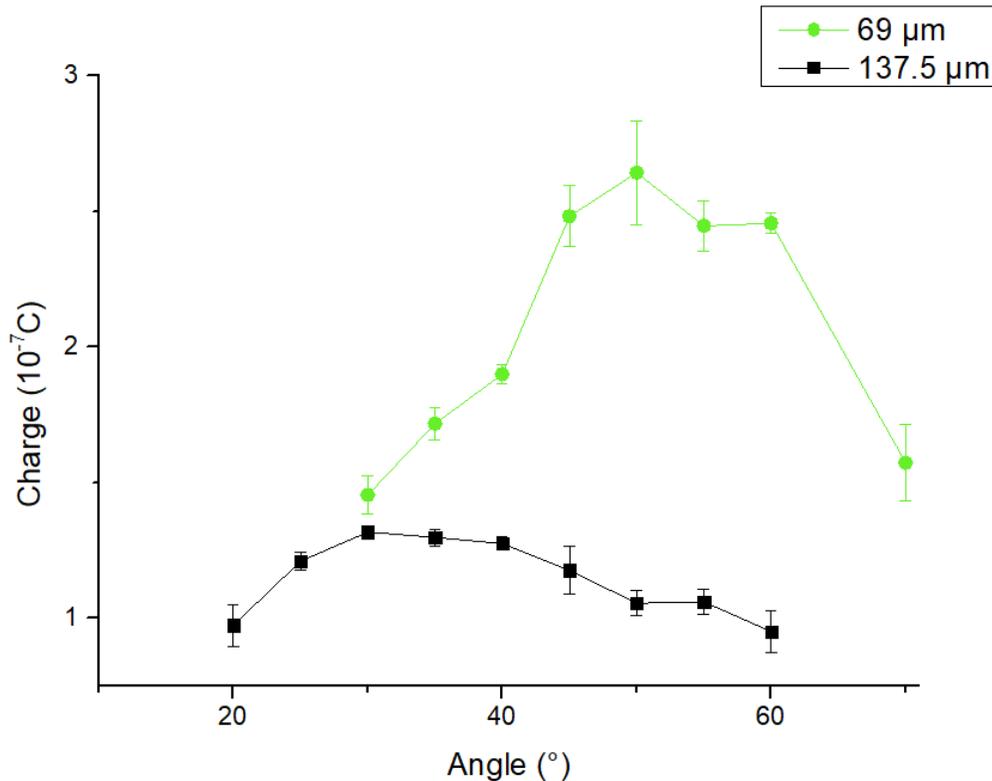


FIGURE 5.2 – Charge totale accumulée par les billes en fonction de l'angle du plan incliné pour des diamètres moyens de billes de 69  $\mu\text{m}$  et 137.5  $\mu\text{m}$

- Lorsque les billes utilisées sont de très petite taille, le comportement semble différent (figure 5.2). A ces tailles-là (entre 50 et 150  $\mu\text{m}$ ) les billes se présentent sous forme de poudre où il devient compliqué de les distinguer pour l'oeil humain. A cause de leur petite taille, les petits grains n'auront pas un mouvement d'écoulement similaire à celui de plus gros grains.

On observe des formations d'agrégats "collés" avec le plan et les ustensiles, dû notamment aux forces de Vanderwaals et aux forces de Coulomb.

La charge accumulée par les particules ne semblent pas non plus suivre les mêmes courbes que pour des billes de plus grosses tailles.

Notons que les résultats expérimentaux de P.M. Ireland (figure 5.3) donnent aussi des courbes décroissantes de la charge accumulée en fonction de l'angle pour de fines particules irrégulières non sphériques.

Dans le troisième graphique expérimental 5.4 est affiché la charge totale cumulée par les billes de verre en fonction de la taille de billes pour différents angles de la surface métallique. On y observe plus clairement que **pour un volume d'échantillon constant, les billes de plus gros diamètres accumulent une charge totale plus petite.**

### 5.2.2 Discussion des résultats expérimentaux

Les raisons de ces tendances peuvent être multiples et complexes. Dans les paragraphes qui suivent nous discuterons des différents paramètres pouvant influencer l'effet triboélectrique et qui permettraient d'expliquer nos résultats.

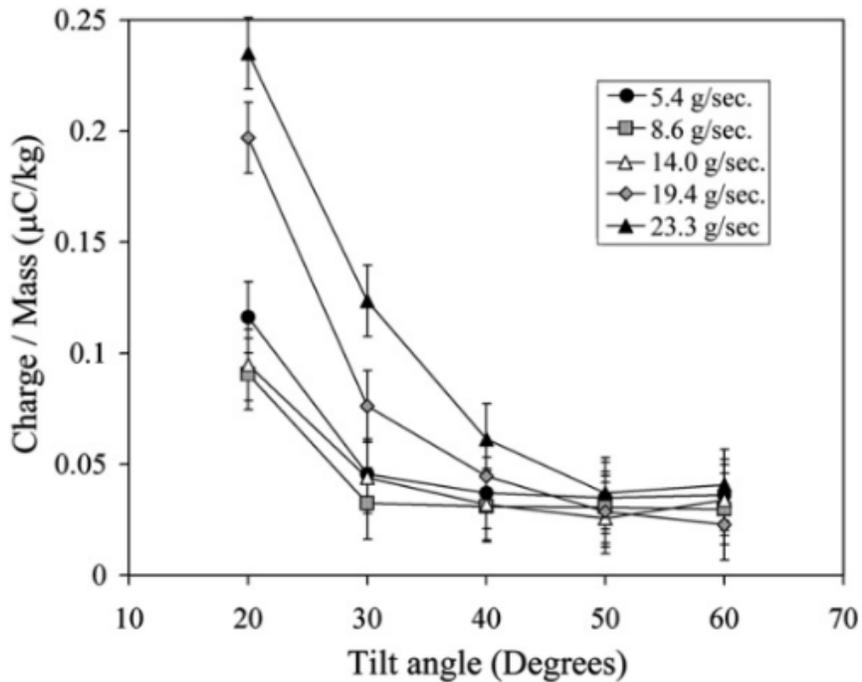


FIGURE 5.3 – Charge par unité de masse en fonction de l’angle d’un plan conducteur métallique reliée à la terre. +- 500 perles de gel de silice  $\sim 1mm$  . Résultats expérimentaux tirés de l’article "*Triboelectrification of particulate flows on surfaces : Part I — Experiments*" de Peter M. Ireland [18]

### Taux de particules rebondissantes

Premièrement, on remarque que la présence ou l’absence de **rebonds** est déterminante pour la charge accumulée sur les billes. On observe que plus le plan est incliné plus le taux de particules rebondissantes est important. C’est l’une des premières observations particulièrement visible en exécutant notre expérience. Les rebonds seront plus longs si le plan est fortement incliné. La hauteur des rebonds par rapport au plan a aussi tendance à être plus importante. Les grands sauts retrouvés quand la pente est raide est d’ailleurs une source d’erreurs expérimentales. En effet, les mouvements deviennent hasardeux et peuvent atteindre des hauteurs suffisantes pour passer par dessus le plan incliné.

Excepté pour la poudre de très fine taille ( $63-75\mu m$ ), les grands angles ( $55^\circ$  et  $60^\circ$ ) impliquent généralement les plus petites charges accumulées. Le taux de particules rebondissantes sur le plan incliné semble donc être un facteur révélateur de la charge transférée. Cependant, ce facteur ne peut expliquer à lui seul les résultats. En effet, les billes en contact n’accumulent pas toutes une même charge. Notons aussi que les billes chargées par effet triboélectrique et la charge induite sur le plan peuvent donner lieu à des phénomènes de décharges électrostatiques (voir section 4.2.5). En théorie ces décharges électrostatiques se produisent seulement si il n’y a plus de contact avec le plan (i.e. si elles rebondissent). Ceci vient renforcer l’idée que les particules rebondissantes limitent la charge totale accumulée.

### Mode de contact

Le taux de particules en contact avec le plan conducteur sera donc plus faibles pour des inclinaisons raides. Selon plusieurs études, un contact continu aura tendance à transférer

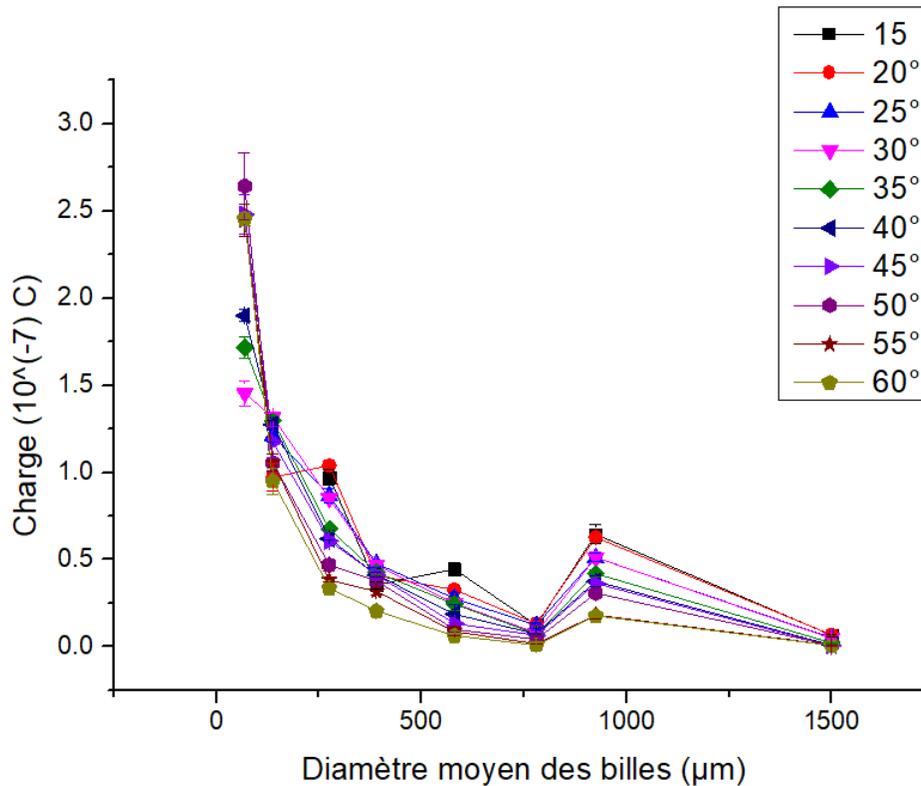


FIGURE 5.4 – Charge totale accumulée par les billes en fonction du diamètre moyen des billes pour différents angles du plan

plus de charge. Malgré que la force normale soit plus grande dans le cas de rebonds qu'un contact continu. Le fait que les particules en mouvement de rebonds accumulent moins de charge que les particules en contact continu avec le plan se fait ressentir dans nos résultats. En effet, on observe dans la figure 5.1 que, globalement, plus l'angle du plan est grand, moins la charge accumulée est grande.

Il a été pressenti que ce sont les particules en contact avec le plan incliné qui pourra expliquer en grande partie l'accumulation de charges dans les flux granulaires. Il existe cependant plusieurs modes de contact (roulement, glissement) ne semblant pas se charger de manière identique. Plusieurs études de triboélectricité dans les mouvements granulaires soutiennent que des particules glissantes accumulent plus de charges que des particules roulantes [13,16]. Pour des particules de forme quelconque, le taux de particules en mouvement de glissement est plus important pour des petits angles, comparés aux grands angles. Cependant toutes les particules utilisées dans notre expérience sont de petites billes sphériques. Il est donc compliqué de différencier les modes de contact ; si différences, il existe.

### Diamètre des billes

De la figure 5.4, il ressort une tendance manifeste : plus le diamètre des billes est important, moins la charge totale accumulée est grande. Dans notre expérience un volume d'échantillon constant de billes est utilisé, quelque soit leur taille. Par volume d'échantillon est entendu qu'un bécher est rempli jusqu'à la ligne horizontale indiquant 30 millilitres.

Ainsi, un volume de billes de diamètre élevé aura de plus petites surfaces disponibles pour les transferts de charges<sup>2</sup>. Il existe de solides raisons de penser qu'une bille de grande taille puisse accumuler plus de charge qu'une bille plus petite. Cependant, les grosses particules de verre ont tendance à rebondir davantage. Ainsi une plus petite fraction de surface pourrait être en contact avec le plan. Aussi, le nombre de billes contenu dans l'échantillon est plus important si leur diamètre est moindre. Toutes ces explications pourraient expliquer que pour un volume d'échantillon constant, les valeurs de charges sont plus importantes pour de petites particules. C'est une observation souvent rapportée par les industriels, signalant des charges électriques plus importantes dans la manipulation de fines poudres.

De plus, il a aussi été remarqué que pour un volume d'échantillon initial identique versé sur le plan avec un même débit, le **temps de contact** total<sup>4</sup> est plus court pour les particules de plus grandes tailles.

### Force normale et surface de contact

Discutons à présent de la **force normale**. Comme il a été dit dans la théorie, la force normale de contact est une grandeur conditionnant le transfert de charge par contact. Plusieurs études montrent que pour une particule initialement neutre rebondissant sur une surface plane, plus la force normale est grande, plus la quantité de charge transférée sera grande [22].

Soit une particule entrant en collision avec le plan incliné. Si on stipule que la force normale est exclusivement causée par le poids de la particule, la norme de la force normale exercée sur la particule par le plan est donnée par :

$$F_N = mg \cos(\theta_{plan}) \quad (5.4)$$

Pour de faibles inclinaisons, la force normale de contact sera donc plus importante.

Il a aussi été vu que la force normale a un impact direct sur la **surface de contact** entre la bille et le plan. Cette aire de contact a une influence attestée sur le transfert de charge. Plusieurs études [18, 29] proposent que l'aire de contact est l'un des facteurs le plus élémentaire et déterminant du transfert de charges. Une augmentation de la force normale entraîne une augmentation de cette surface. De même, frotter deux objets entre eux implique de plus grandes quantités de charges. Encore une fois, l'explication souvent retrouvée dans la littérature est que les frottements font augmenter la surface de contact totale.

Dans le cas de notre expérience, où nous utilisons un volume d'échantillon de 30 ml. de billes, la surface totale disponible est plus petite si la taille des billes est plus grande. On peut donc supposer que l'aire de contact totale (i.e. la surface accumulée de toutes les billes ayant été en contact avec le plan) est plus importante dans le cas de petites particules. De la figure 5.4, il en ressort bien une plus petite charge accumulée pour les plus grosses billes. On peut aussi supposer, en partant de l'équation 5.4 et en supposant que l'aire de contact est directement liée à la force normale, que l'aire de contact totale sera plus restreinte si le plan incliné est raide. Une diminution globale de la charge accumulée est en effet observable sur le graphique 5.1.

---

2. Une estimation des surfaces disponibles en fonction des rayons moyens des billes contenues dans un volume de 30 ml est donnée à la section 5.2.4.1

## Vitesse des grains et temps de contact

Il est dorénavant incontestable, dans la conception du possible, que le mouvement granulaire joue un rôle dans les phénomènes triboélectriques. La **vitesse des particules** fait partie intégrante de la rhéologie<sup>3</sup> des flux granulaires. Dans l'équation 2.10 modélisant le transfert de charge à l'image des condensateurs, il n'est pas insensé de penser que la vitesse de la particule influence tous les paramètres de l'équation. Au contraire, il est clair que la vitesse des particules impacte directement  $t_c$ , le temps de contact. Le temps de contact total des particules avec le plan incliné est donc intimement lié à la vitesse des particules. Et cette dernière est directement liée au degré d'inclinaison du plan. Par exemple, pour un volume de 30 ml de billes d'un rayon moyen de  $280\mu m$ , une inclinaison de  $15^\circ$  et un débit de 1.42 g/s, le temps de contact total de l'ensemble des particules dépasse amplement la minute<sup>4</sup>. Tandis que pour le même échantillon et dans les mêmes conditions mais avec l'angle du plan à plus de  $55^\circ$ , ce temps ne dépasse pas les 30 secondes. Il a été vu dans la théorie que le transfert de charge ne se fait pas de manière immédiate. On peut donc penser que l'angle, via le temps de contact, aura une répercussion sur la charge transférée. Une fois de plus, si on estime que nos résultats sont justes, on ne peut expliquer la forme des courbes de la figure 5.1 par le seul temps de contact. En effet, ces courbes devraient alors être décroissantes, sans exception.

Soit une collision entre le plan et une particule, de laquelle s'ensuit des déformations et changements de mouvements. Les collisions étant inélastiques, le vecteur vitesse et donc l'énergie cinétique ne seront en principe pas conservés. L'énergie cinétique est convertie en d'autres types d'énergie. Les déformations résultantes de ces collisions ont probablement un impact sur le transfert de charge, notamment via l'aire de contact  $a_c$ . Quantifier de manière plus formelle les forces générées par la collision entre un grain et un plan est un élément d'étude nécessaire.

## Coefficient de friction

Pour finir l'analyse de nos résultats expérimentaux, un dernier paramètre est discuté : le coefficient de friction. Pour rappel  $\mu$  est une valeur scalaire sans dimension qui décrit le rapport de la force de frottement entre deux corps et la force qui les presse ensemble. Ce coefficient n'est pas unique à la matière mais dépend du système dans lequel les objets sont en interaction. Il dépend de l'atmosphère, la vitesse des particules, etc. Il semble dépendre fortement des structures des surfaces mises en contact. Certaines études soutiennent l'hypothèse que plus les coefficients de friction sont élevés, plus les charges transférées par effet triboélectrique seront importantes [30,31]. Cependant, des paramètres comme l'aire de contact réelle, plus petite que l'aire de contact apparente, semble être un paramètre plus élémentaire que le coefficient de friction. D'autres équipes de recherche ont d'ailleurs étudié la variation du coefficient de friction sur des matériaux plus ou moins tribochargés [31]. Les études citées sont arrivées à la conclusion que les frottements étaient influencés par ces charges créées par effet triboélectrique. Ces charges électriques fixes et stables qui, à leur tour, contribuent aux interactions électrostatiques de surface entre les solides en contact,

---

3. La rhéologie est «la branche de la physique qui traite de la déformation et de l'écoulement de la matière, en particulier l'écoulement non newtonien des liquides et l'écoulement plastique des solides» (Oxford Languages, 2020, ma traduction)

4. Dans ce cas-ci, le *temps de contact total de l'ensemble des particules* est défini comme l'intervalle de temps s'étant écoulé du premier impact jusqu'à ce que la dernière bille ait quitté le plan incliné

ont une répercussion sur le coefficient de frottements. Il ne semble donc pas être une valeur constante dans ces expériences.

### 5.2.3 Influence des conditions atmosphériques

Afin de mesurer l'effet des conditions dans lesquelles on travaille, le graphique 5.5 représente la charge récoltée pour une série d'expériences similaires. C'est à dire :

- l'angle du plan incliné est de 30°
- les grains utilisés sont de même taille
- le volume total de l'échantillon des grains est de 30 ml
- le silo est placé à même hauteur du plan

En analysant les résultats, on se rend compte que juste en répétant l'expérience à des jours différents, et donc en travaillant dans des conditions différentes, les charges accumulées varient. Cependant, malgré ces disparités, il a été observé que les tendances principales sont généralement présentes. Le calcul de l'écart type est donc bien évidemment basé sur un échantillon de mesures d'une expérience identique réalisée dans des conditions sensées être les mêmes.

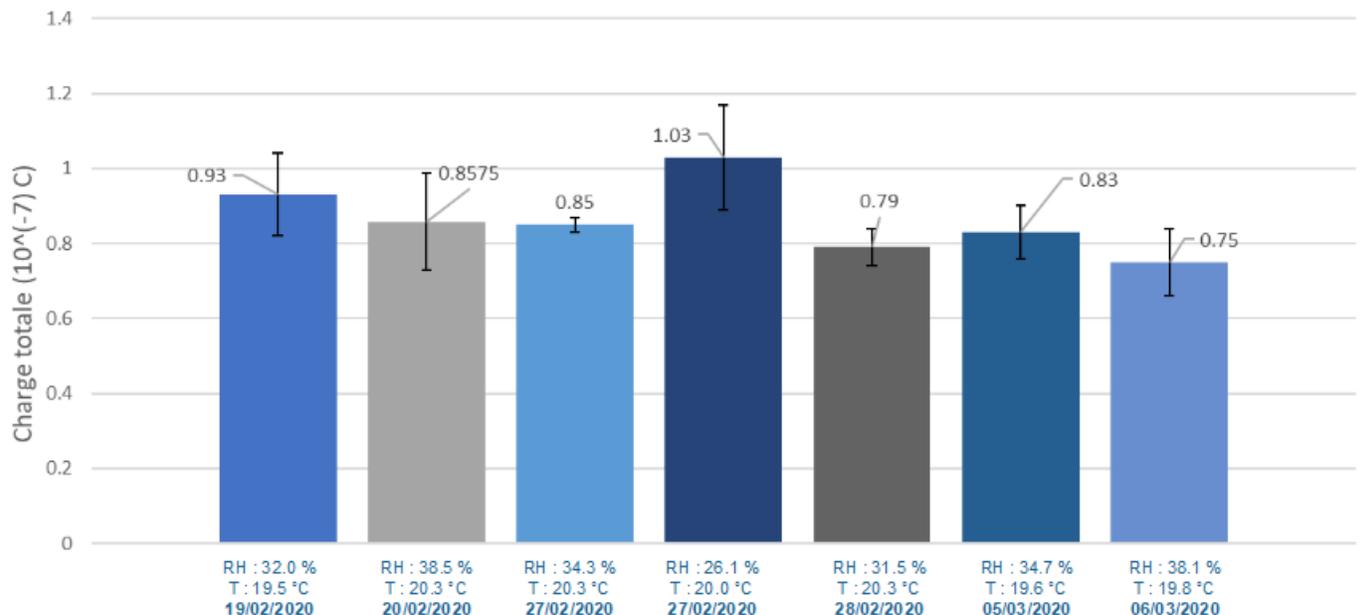


FIGURE 5.5 – Charge totale accumulée par les grains prise à différents moments. (diamètres des billes compris entre 250 et 300 $\mu$ m, volume d'échantillon de 30ml)

### 5.2.4 Mise à l'échelle

Les expériences ont chaque fois été réalisées pour le même volume de billes (30 ml). Afin de comparer et discuter les résultats, il peut être intéressant de réaliser une mise à l'échelle (*Feature scaling* en anglais). Grâce à cette méthode, on peut espérer trouver des relations mathématiques. Les mises à l'échelle sont utilisées pour normaliser notre échantillon de résultats et donc à éliminer les redondances.

Dans cette section nous allons donc étudier cette mise à l'échelle des résultats en fonction de la masse de notre échantillon, de la surface totale disponible et du nombre de grains.

Il faut cependant rester prudent en observant les graphiques. En effet, mon échantillon de mesure est restreint ; par conséquent conclure des dépendances explicites et certaines est difficilement concevable.

#### 5.2.4.1 Mise à l'échelle en fonction de la surface totale disponible

Essayons d'étudier la dépendance de charge accumulée par les grains en fonction de la surface disponible pour le contact. La surface disponible est définie comme la surface totale des grains pouvant rentrer en contact avec le plan incliné. Pour un grain seul de rayon  $R$ , la surface disponible est simplement donnée par  $4\pi R^2$ . Mais cette valeur est encore discutable. En effet, à cause des irrégularités de surfaces la surface réelle disponible n'est que rarement égale à  $4\pi R^2$ .

Pour un nombre plus élevé de grains j'estime la surface totale disponible par :

$$S_{disponible} = N_{grains} 4\pi R^2 \quad (5.5)$$

$N_{grains}$  étant le nombre de grains contenus dans mon échantillon. Nous estimons au paragraphe 5.1.2 cette valeur par :

$$N_{Sphres} = \frac{0.58V_{echantillon}}{\frac{4}{3}\pi R^3} \quad (5.6)$$

Que l'on remplace dans l'équation 5.5 :

$$S_{disponible} = \frac{0.58V_{echantillon}}{\frac{R}{3}} \quad (5.7)$$

En plus de la raison précédente, l'estimation n'est pas évidente car dans un groupement de grains, tous les grains ne vont pas spécialement toucher le plan incliné. On imagine facilement que pour un grand nombre de grains, comme c'est le cas pour les avalanches, seuls les grains du dessous seront capables d'entrer en contact avec la surface les supportant. Un grain peut aussi rebondir plus ou moins haut, il peut être empêché par un autre grain de pouvoir toucher le plan. Dû à sa charge, il peut aussi être repoussé. Ainsi la surface disponible peut s'avérer être bien inférieure à 5.5. Lors de mon expérience, des faibles débits d'écoulement du matériau granulaire ont été choisis. Je garde donc comme première approximation la formule 5.5.

Diamètre des billes	Surface totale disponible
63-75 $\mu m$	1,513 $m^2$
125-150 $\mu m$	7,593.10 <sup>-1</sup> $m^2$
250 - 300 $\mu m$	3,796.10 <sup>-1</sup> $m^2$
355-425 $\mu m$	2,677.10 <sup>-1</sup> $m^2$
560-600 $\mu m$	1,800.10 <sup>-1</sup> $m^2$
710-850 $\mu m$	1.338.10 <sup>-1</sup> $m^2$
850-1000 $\mu m$	1.129.10 <sup>-1</sup> $m^2$
1400-1600 $\mu m$	6.96.10 <sup>-2</sup> $m^2$

TABLE 5.1 – Estimation du nombre de billes dans un volume de 30 ml et de la surface totale disponible pour le contact.

Les résultats de la mise à l'échelle de nos résultats expérimentaux en fonction de la surface disponible sont exposés aux figures 5.6 et 5.7. On observe que la normalisation de nos résultats ne fonctionne donc pas. Néanmoins, on observe une décroissance moins abrupte de la charge totale en fonction de la taille des grains (figure 5.7). On en déduit donc que cette surface disponible ne permet d'expliquer à elle seule la différence de transfert de charges entre les différents échantillons de billes. Lorsque la taille des billes est changé, on modifie la surface disponible, de même que leur masse, qui peut aussi impacter le chargement triboélectrique.

La surface disponible, ou de façon plus précise, la surface des billes pouvant entrer en contact avec le plan est une donnée prioritaire si l'on veut améliorer la compréhension des phénomènes triboélectriques. En effet, ne pas avoir accès à une bonne estimation de cette aire implique des résultats difficiles à interpréter. Il est avéré que la surface de contact est proportionnelle à la quantité de charge accumulée par les grains. Cependant, accéder à une valeur correcte de cette surface reste laborieux dans des matériaux granulaires montrant beaucoup de mouvements pouvant être qualifiés d'hasardeux. De plus, les surfaces ne sont que rarement lisses et la surface de contact réelle dépendra de la force normale de contact et donc des mouvements des objets.

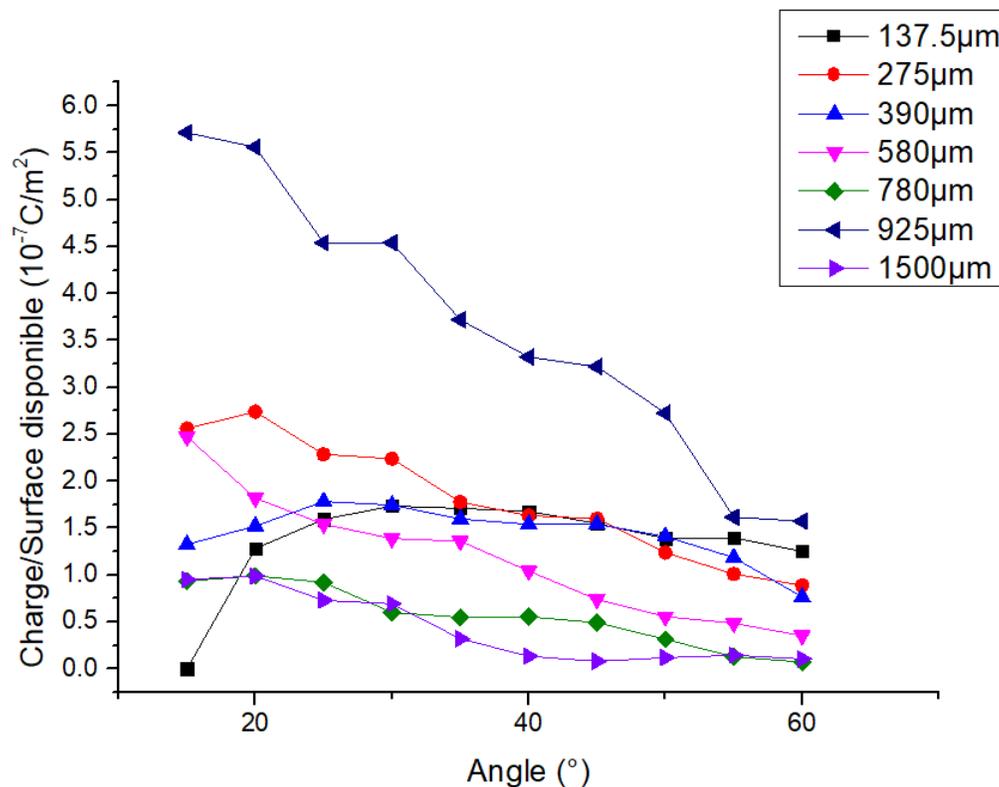


FIGURE 5.6 – Charge totale accumulée par unité de surface disponible en fonction de l'angle du plan incliné pour différentes tailles de billes (diamètre en  $\mu m$ )

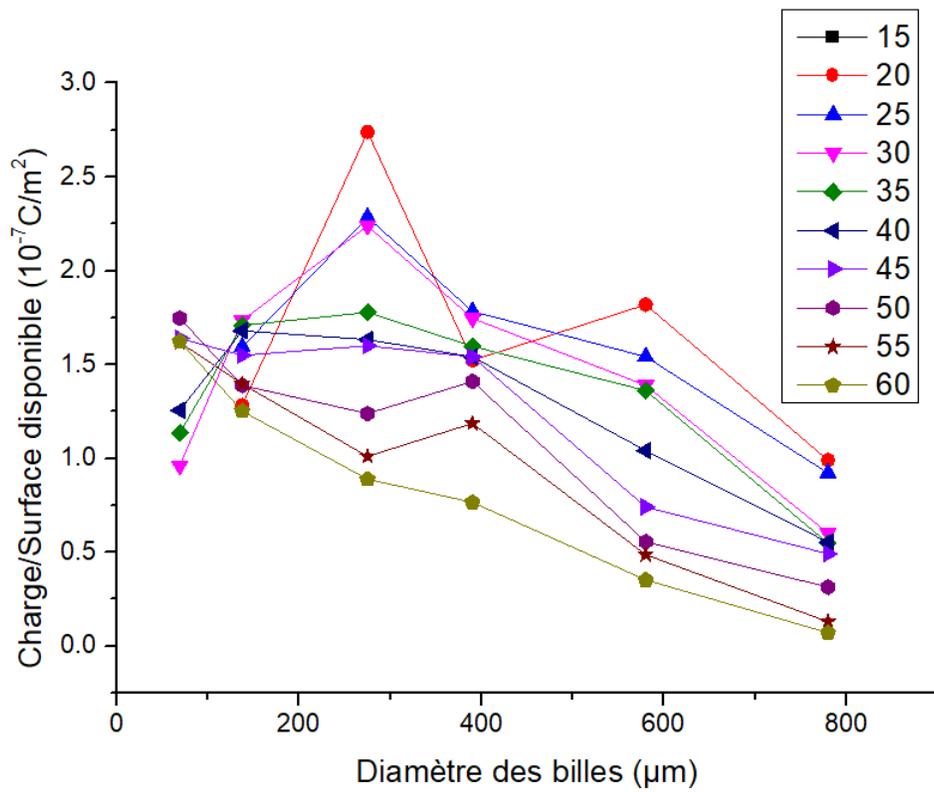


FIGURE 5.7 – Charge totale accumulée par unité de surface disponible en fonction de différentes tailles de billes pour certains angles du plan incliné

## 5.3 Résultats de la simulation numérique

Dans cette partie sont exposés les résultats de la simulation numérique 2D de notre expérience. Les résultats sont présentés sous formes graphiques. Les points représentent la valeur moyenne de plusieurs simulations de conditions initiales identiques.

### 5.3.1 Implémentation du modèle de chargement

#### a) modèle simple de chargement

Pour commencer, une simulation a été faite en reprenant l'équation 2.10 : dès qu'un contact entre une particule et le plan incliné est détecté, une charge était ajoutée selon cette équation.

$$\Delta q = \frac{a_c}{\tau} (\sigma_0 - \sigma) \Delta t_c \quad (5.8)$$

Seuls l'angle et la taille des particules sont modifiés entre les différents points. Le nombre de billes est maintenu constant pour tous les points de la figure 5.8. Une décroissance significative de la charge en fonction de l'angle du plan incliné est visible. On peut voir que dans ce cas, le seul changement de la taille des particules n'apporte pas de grands écarts. Les écarts

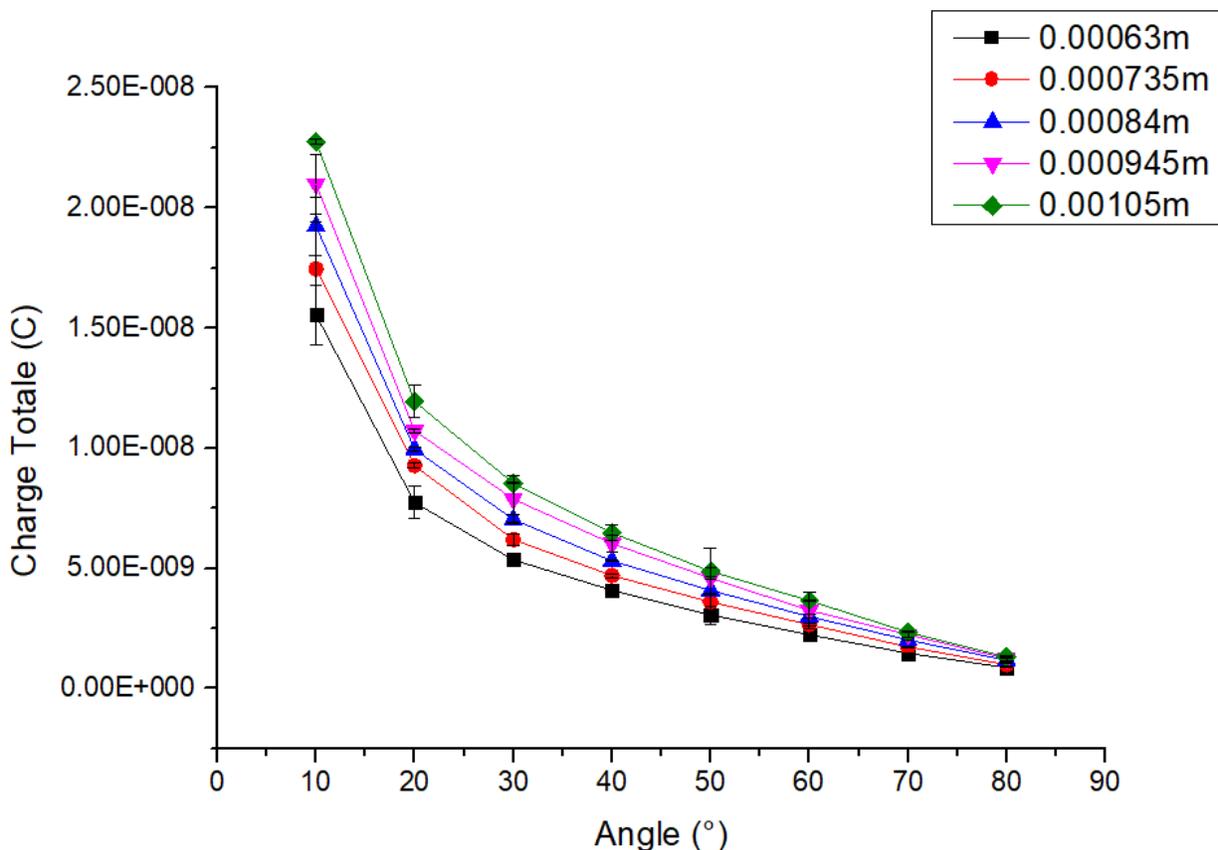


FIGURE 5.8 – Charge totale accumulée par les grains en fonction de l'angle pour différentes tailles de particules.

visibles de la charge totale accumulée sont probablement attribués à des aires de contact et donc des transferts de charges plus grands.

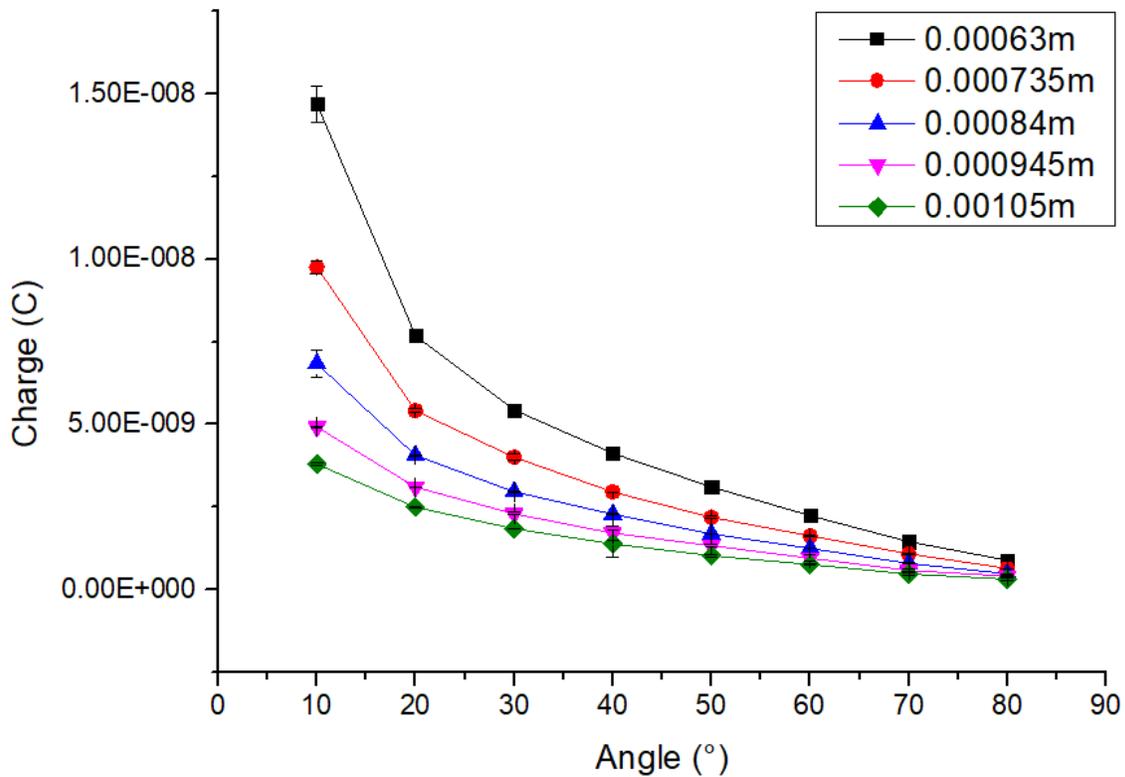


FIGURE 5.9 – Résultats de simulations numériques avec le modèle du condensateur

Au cours de l'expérience, un volume total constant de billes est utilisé pour tous les résultats affichés, quelle que soit la taille des billes. Le nombre de grains entrant en contact est évidemment une donnée déterminante pour la charge totale accumulée. Nous avons donc tenté de recopier l'expérience en gardant les mêmes proportions. Le nombre de billes de départ est estimé sur base de la formule 5.3 avec un volume d'échantillon de départ identique :

$$N_{Sphres} = \frac{0.58V_{echatillon}}{\frac{4}{3}\pi R^3} \quad (5.9)$$

Le programme modifié avec un nombre de billes de départ en rapport avec l'expérience génère les résultats présentés à la figures 5.9. On y observe une décroissance claire. Dorénavant, les billes de plus petites tailles accumulent une charge totale plus importante. Ce qui est en meilleure adéquation avec notre expérience. La "simple" équation tirée du modèle condensateur, bien que dépendante de nombreux paramètres, ne permet pas d'expliquer nos résultats expérimentaux. Nous cherchons à y ajouter des phénomènes pour, au minimum, ressentir si ils ont une influence sur le transfert de charge.

### b) répartition non-uniforme de la charge sur la surface du grain

La première modification apportée au modèle triboélectrique consiste à ne plus voir la charge des particules se répartir de façon uniforme sur leur surface. La façon dont a été modélisée la répartition non uniforme de charge est expliquée en détail au paragraphe 4.2.3. La surface de la bille a été divisée en quatre parties égales. Lorsqu'une de ces parties touche

le plan incliné, elle se charge comme précédemment :

$$\Delta q = \frac{a_c}{\tau} (\sigma_{0zone} - \sigma_{zone}) \Delta t_c \quad (5.10)$$

Excepté la valeur de la charge de saturation qui est divisée par quatre, afin de garder une valeur de saturation totale identique. Un exemple des résultats obtenus avec cette simulation (modèle de charge du condensateur + répartition non uniforme de la charge) est affiché à la figure 5.10. En ajoutant une répartition non uniforme de la charge, qui est justifiée pour des

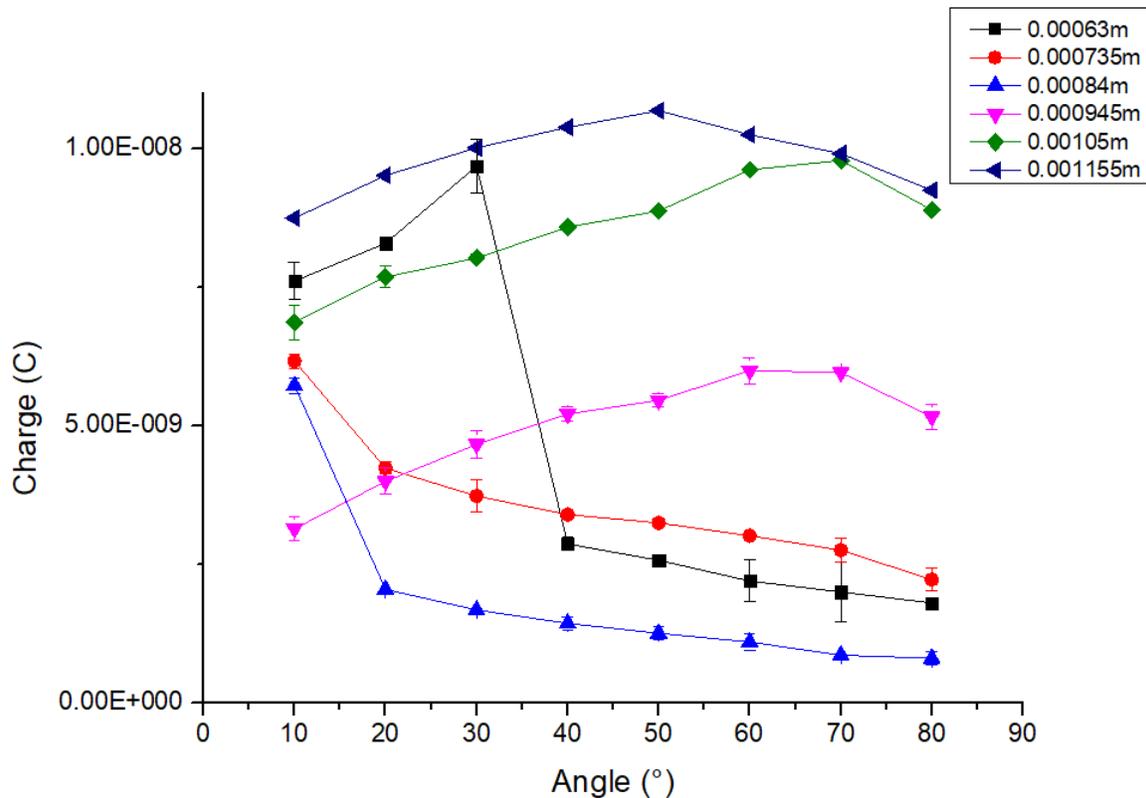


FIGURE 5.10 – Résultats de simulations numériques. Chargement selon le modèle du condensateur et répartition non-uniforme de charge sur un grain

particules isolantes, on observe des résultats changés. Les courbes ne sont plus toutes monotones, il y a présence de maxima pour certaines tailles de billes. La façon dont se répartit la charge sur la particule semble donc jouer une grande importance sur le transfert de charge. Plusieurs études se sont d'ailleurs focalisées sur l'influence de la répartition de charge sur l'effet triboélectrique. Selon une étude numérique [32] menée par Holger Grosshans et Miltiadis V., Papalexandris, la répartition non uniforme de charge granulaire dans des matériaux isolants permet bel et bien de gagner en précision.

Peter M. Ireland [18] a fait le même type d'expérience, avec des perles de gel de silice et un plan incliné conducteur relié à la terre (figure 5.3). Les résultats expérimentaux de cet auteur sont cependant en meilleur accord avec la figure 5.8. Ils ne montrent pas de maximum et la forme de la courbe reliant les données expérimentales se rapprochent d'une exponentielle décroissante. Cependant, une seule taille moyenne de particules de silice a été utilisée ( $\sim 1mm$  de diamètre).

La distribution locale de la charge dans différents types de matériaux granulaires demande donc encore davantage de recherches.

### c) Effet miroir

Ensuite, nous nous sommes intéressés à l'effet de la répartition de charge présente sur le plan incliné. De nombreuses études, qu'elles soient plus théoriques ou expérimentales, ont explicitement indiqué que les charges à l'endroit de l'impact portées par les objets entrant en contact ont une répercussion sur le transfert de charge.

Sur le plan métallique, la charge induite par une particule avoisinante est estimée par (voir paragraphe 4.2.2.1) :

$$\sigma_p = -\frac{\pi h^2 q}{2\pi(\rho^2 + h^2)^{3/2}} \quad (5.11)$$

L'équation gouvernant le transfert de charge  $q_1$  de la particule est alors :

$$\frac{dq_1}{dt_c} = \frac{a_c}{\tau} \left( \sigma_0 - \sigma_1 + \frac{\sigma_p}{2} \right) \quad (5.12)$$

Les densités de charges  $\sigma_1$  et  $\sigma_p$  étant de signes opposés, le transfert de charge pour un même contact est donc diminué si nous prenons en compte l'effet de la répartition de charge sur le plan due à l'influence des particules avoisinantes.

Dans notre simulation l'effet de la charge induite sur le plan s'avère négligeable. Cependant le modèle implémenté dans le code peut s'avérer utile pour des simulations futures, avec soit des charges, soit un nombre de grains plus importants.

### d) Décharge électrostatique et transfert de charges entre billes

Deux autres phénomènes observables dans les milieux granulaires ont été ajoutés. Cependant ils n'ont tous les deux pas de grandes répercussions sur la simulation et, dû aux faibles charges en présence, aucun effet observable n'a pu être mis en évidence. Nous revenons à la fin de ce chapitre pour discuter plus précisément de ce sujet. Les deux derniers phénomènes implémentés sont :

- Phénomène de relaxation : dû à des décharges électrostatiques causées par l'air environnant. Ce phénomène s'observe lorsque des particules fortement chargées sont séparées du plan conducteur (i.e. les particules rebondissent).
- Transfert de charges entre les particules isolantes. (Voir paragraphe 4.2.4)

## 5.3.2 Discussion des résultats

En résumé, un programme caractérisant relativement bien le mouvement des particules en deux dimensions a été élaboré. Afin d'estimer le transfert de charge, un modèle simple de charge a été mis en place en prenant en compte plusieurs phénomènes pouvant impacter ce transfert de charge. Dans la suite de cette discussion, la variation de certains paramètres est réalisée dans le but d'étudier la conséquence sur notre modèle de charge.

### Temps de contact et vitesse des billes

Une analyse de la vitesse moyenne des particules et du temps de contact total est donnée aux figures 5.11 et 5.12. La vitesse moyenne d'une particule est calculée comme étant sa vitesse moyenne entre le moment de son premier impact avec le plan incliné et jusqu'à ce qu'elle quitte complètement le plan incliné. La vitesse moyenne des billes est calculée sur toutes les particules ayant touché le plan.

Le temps de contact total représente le temps entre le premier impact et la sortie du dernier

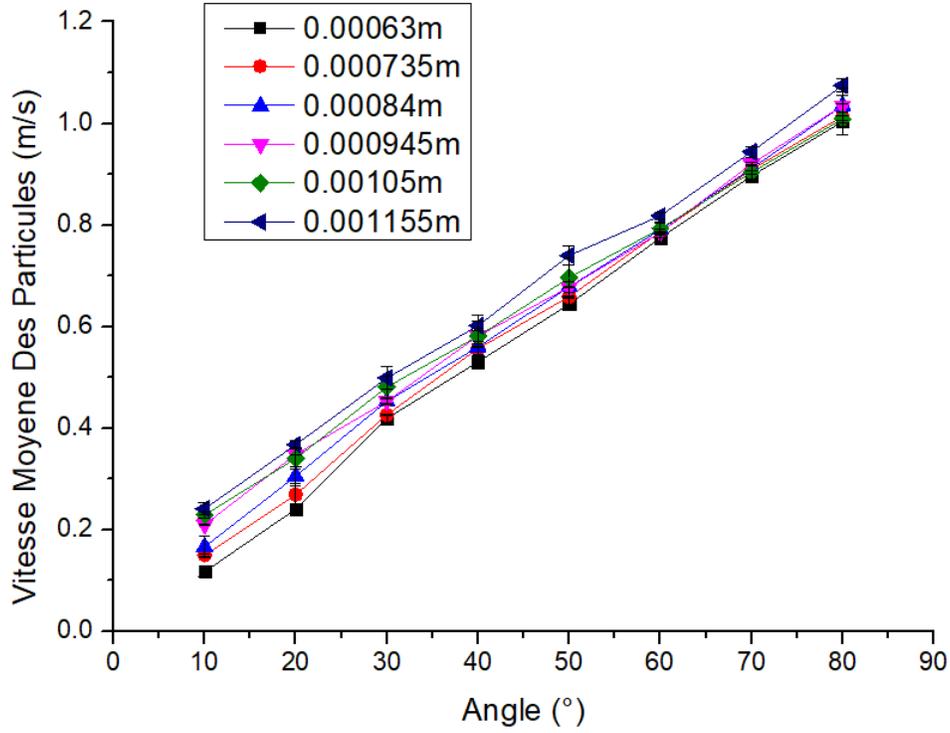


FIGURE 5.11 – Vitesse moyenne des particules en fonction de l’angle du plan incliné

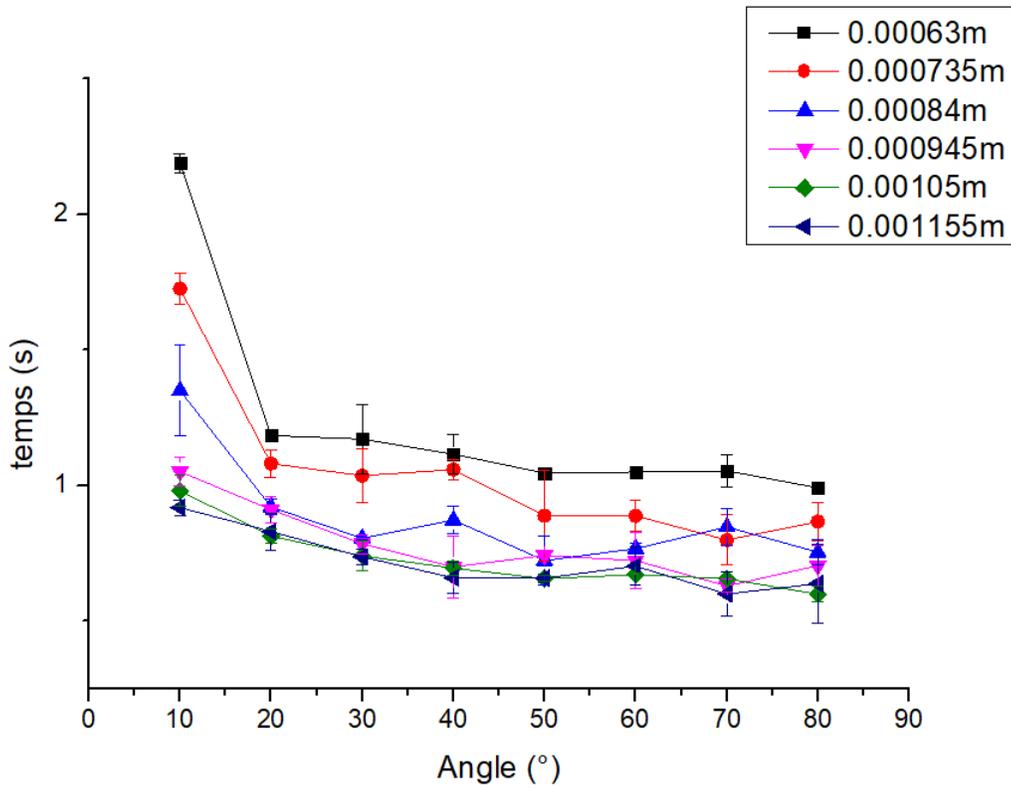


FIGURE 5.12 – Temps de la descente des particules en fonction de l’angle du plan incliné

grain.

On peut y voir que dans notre simulation, la vitesse moyenne des particules augmente avec l'angle. On y suspecte une relation linéaire. La vitesse élevée des particules aux grands angles a bien sûr comme conséquence d'avoir des particules passant moins de temps en contact avec le plan incliné. Cette diminution de temps que les billes passent en contact avec le plan incliné a une incidence directe sur le transfert de charge. Le temps de contact pourrait expliquer la diminution de la charge dans nos résultats expérimentaux et numériques avec l'angle.

Vu que le programme représente relativement bien la mécanique d'écoulement des grains, leur vitesse et position respective sont des données précieuses dans l'analyse d'écoulements granulaires. En effet, ces deux informations sont difficiles d'accès pour l'expérimentateur, à moins de mettre en place un dispositif d'observation précis et, souvent, coûteux.

### Coefficient de restitution $e$ (figures 5.13-5.15)

On peut y voir que le coefficient de restitution,  $e$ , n'a pas de grandes influences sur la charge totale accumulée par les billes. Ce n'est certainement pas un aspect que nous retrouvons dans l'expérience. Le coefficient de restitution joue un grand rôle dans le mouvement des particules. Cette indépendance de la charge totale au coefficient de restitution est peut-être dû à un choix de  $\tau$  petit : la charge arrive rapidement à des valeurs élevées.

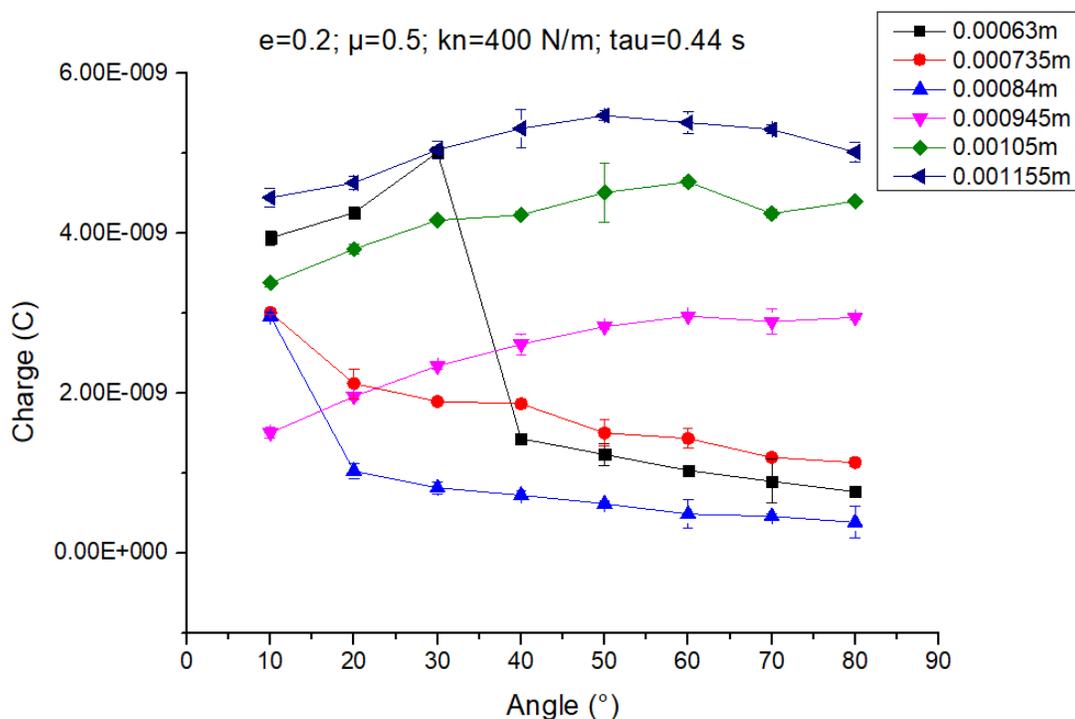


FIGURE 5.13 – Résultats de simulations numériques. Chargement selon le modèle du condensateur et répartition non-uniforme de charge sur un grain

### Constante de raideur $k_n$ (figure 5.16)

En modifiant la constante de raideur  $k_n$  du ressort modélisant la collision, nous altérons la quantité de charges transférées. Avec une raideur plus grande, pour un même contact,

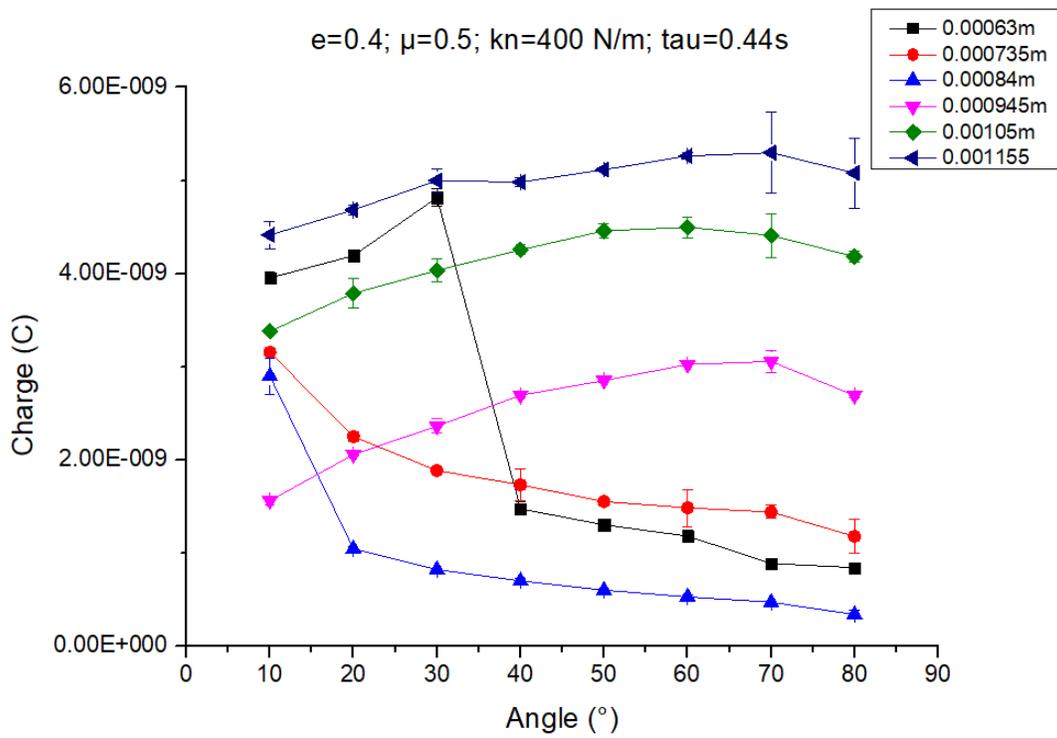


FIGURE 5.14 – Résultats de simulations numériques. Chargement selon le modèle du condensateur et répartition non-uniforme de charge sur un grain

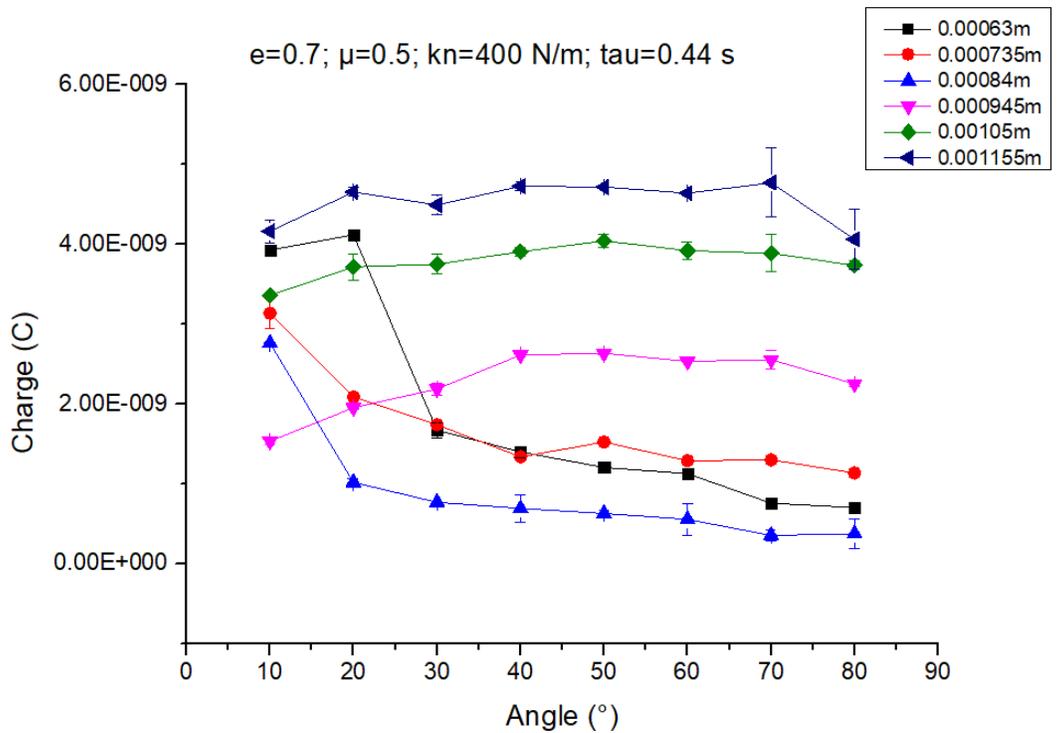


FIGURE 5.15 – Résultats de simulations numériques. Chargement selon le modèle du condensateur et répartition non-uniforme de charge sur un grain

l'enfoncement dans le plan plus faible. Ceci implique une aire de contact plus petite et donc le transfert de charge est réduit.

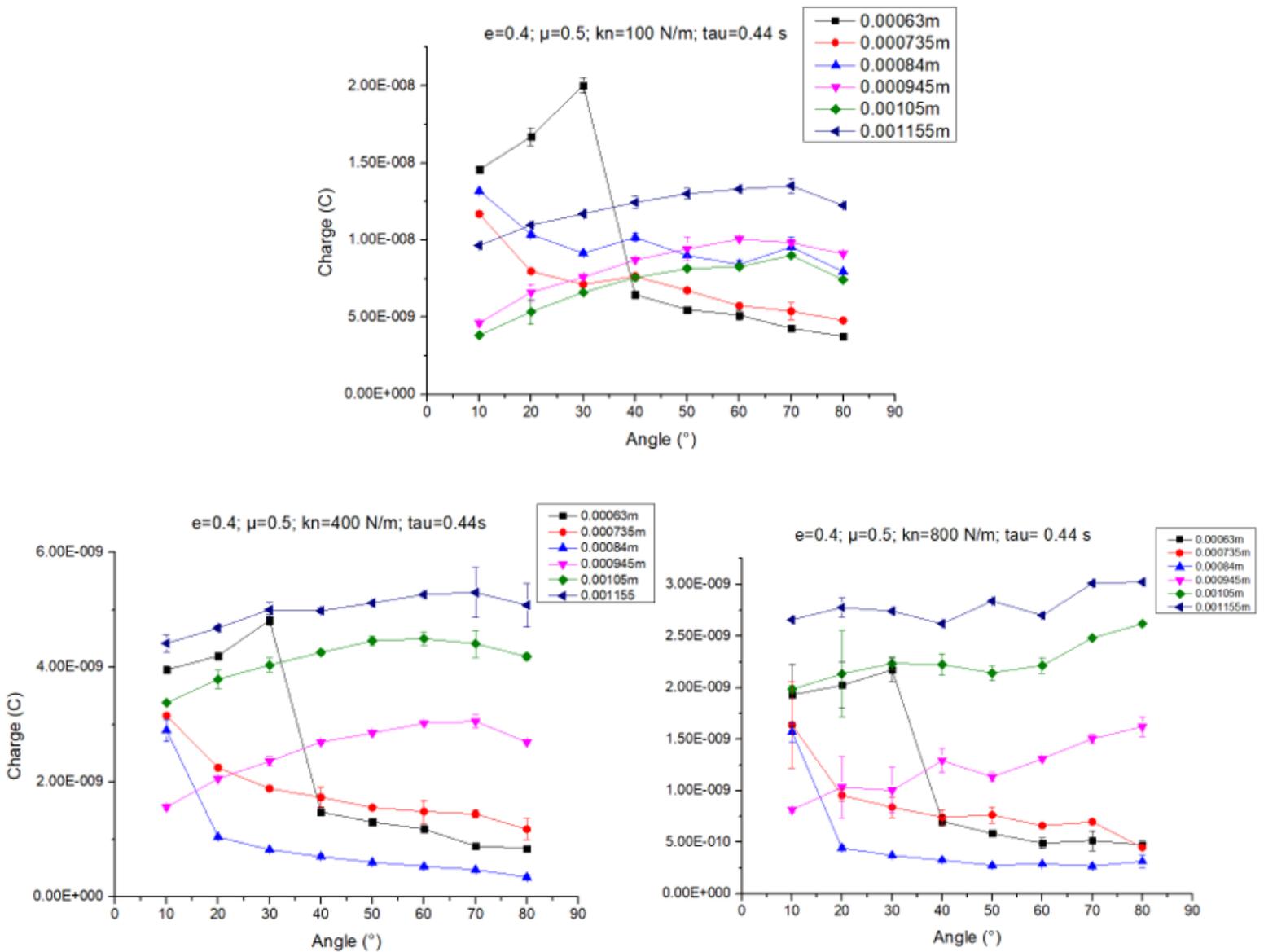


FIGURE 5.16 – Résultats de simulations numériques pour différentes valeurs de  $k_n$

### Temps caractéristique $\tau$ (figure 5.17)

D'autres simulations ont été faites afin d'observer l'effet du temps caractéristique de charge  $\tau$ . Le temps caractéristique  $\tau$  a un impact net sur le transfert de charge. Ceci ressort directement de la formule implémentée dans notre programme modélisant le transfert de charge. Ainsi, si le temps  $\tau$  est élevé alors la charge finale des billes sera plus faible (voir les figures 5.17).

Enfin, une dernière série de simulation avait pour objectif de tester l'influence du coefficient de friction  $\mu$  sur la charge totale cumulée. Aucun changement significatif n'a été observé.

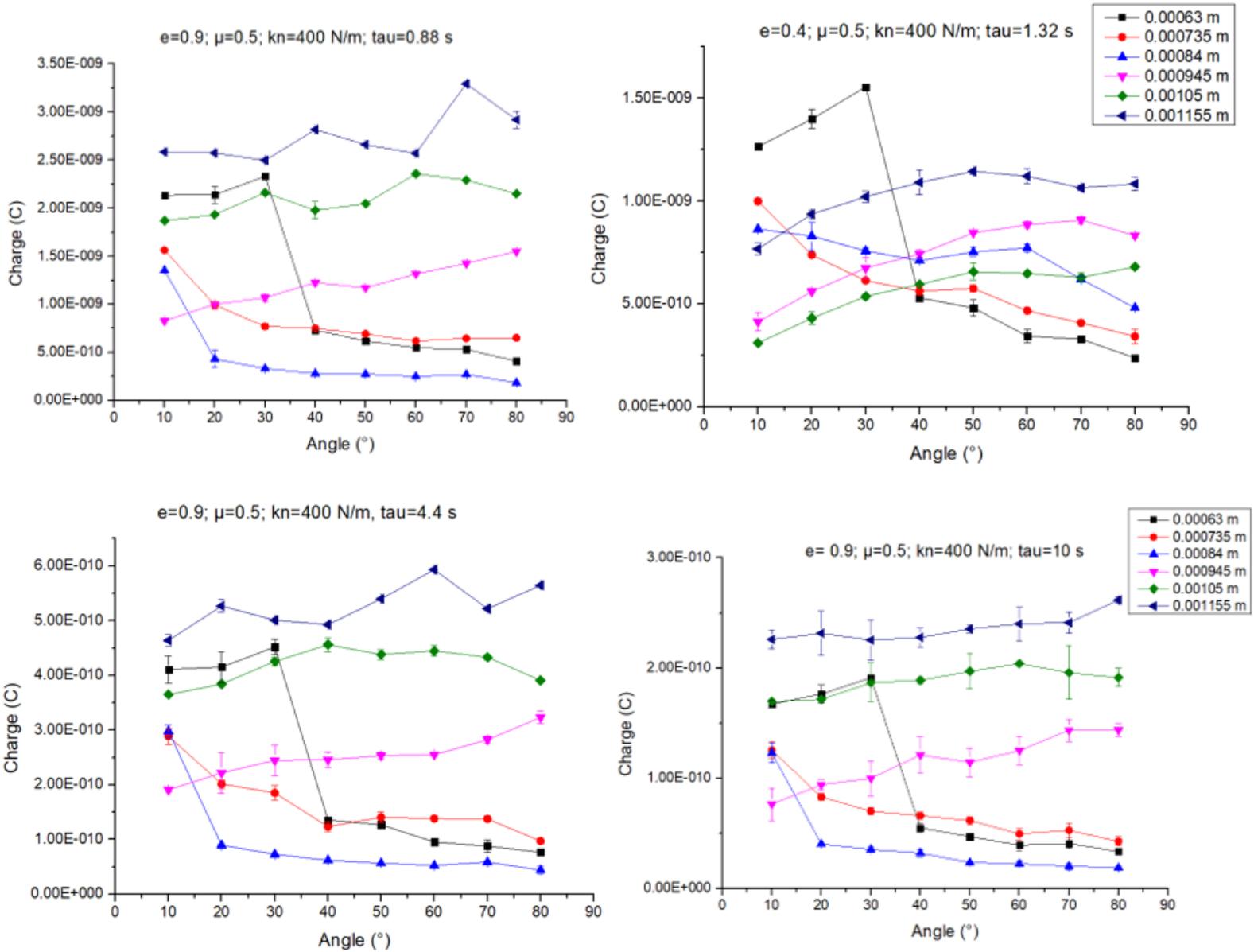


FIGURE 5.17 – Résultats de simulations numériques pour différentes valeurs de  $\tau$

### 5.3.3 Discussion du modèle numérique conditionnant le chargement des particules

Dire qu'un grain se charge à l'image d'un condensateur est pressenti par plusieurs arguments empiriques. Il est clair que ces arguments ne constituent en aucun cas une preuve réelle pour la véracité de ce modèle.

Pour rappel, l'équation que nous avons utilisée est (sans considérer la charge induite sur le plan) :

$$\frac{dq}{dt_c} = \frac{a_c}{\tau} (\sigma_0 - \sigma) \quad (5.13)$$

Ou si nous prenons en compte la répartition de charge présente sur le plan :

$$\frac{dq_1}{dt_c} = \frac{a_c}{\tau} \left( \sigma_0 - \sigma_1 + \frac{\sigma_p}{2} \right) \quad (5.14)$$

Le fait que cette équation soit paramétrée par des facteurs constants est source d'erreurs si nous voulons comparer les résultats de la simulation à l'expérience. En effet, il a déjà été discuté précédemment que les paramètres de l'équation varient en fonction des caractéristiques du contact.

Bien que le modèle semble cohérent avec les résultats expérimentaux, un modèle plus précis est requis si nous voulons gagner en précision et pouvoir faire de bonnes prédictions.

### 5.3.4 Discussion des décharges électrostatiques des particules rebondissantes

La tension de claquage pour l'air en fonction du produit  $pd$  ( $Torr.cm$ ) est montrée à la figure 5.18. Cette courbe, directement tirée de l'article de A. A. Martinsa et M. J. Pinheiro [17], a été déterminée de manière expérimentale. Dans le cas de notre expérience, les charges

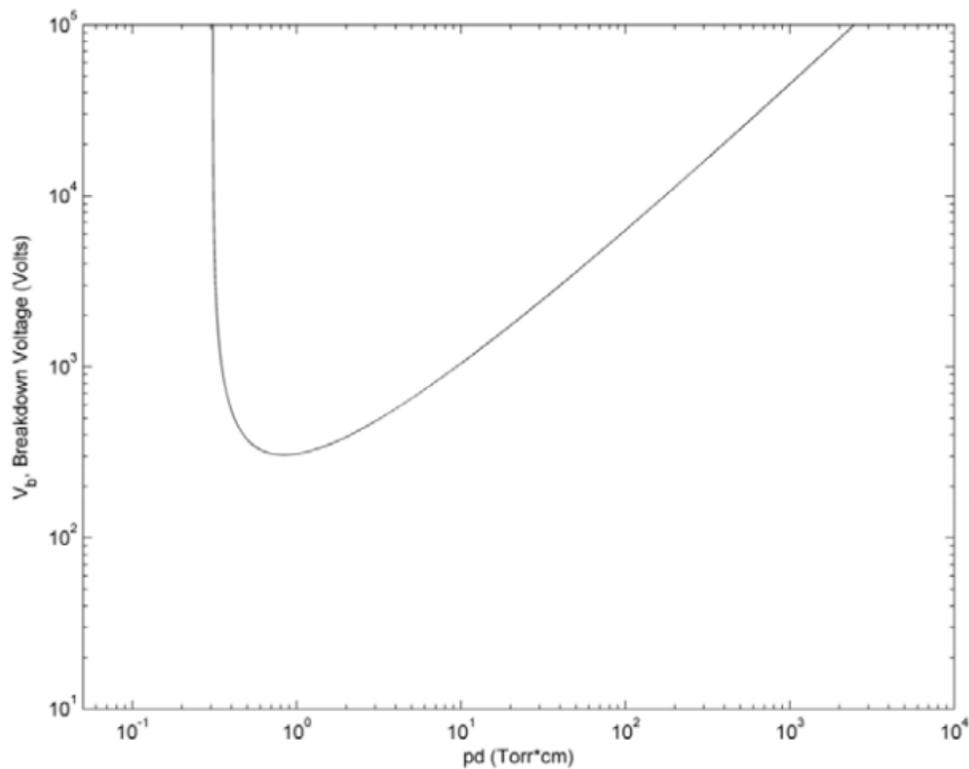


FIGURE 5.18 – Courbe de Paschen pour l'air

prises en jeu sont trop petites pour pouvoir atteindre les tensions de claquage requises pour donner lieu à des phénomènes de décharge électrique, si l'on suit le modèle présenté à la section 4.2.5. Cependant, lors de mes manipulations, il n'était pas rare d'entendre de petits pétilllements probablement dûs à des décharges électrostatiques. Le phénomène n'est donc pas du tout à négliger lors de manipulations de matériaux granulaires. Nombreux sont les industriels rapportant des phénomènes de décharges électriques. De plus, ces décharges électriques peuvent altérer le bon déroulement des manipulations. Des phénomènes ravageurs et destructeurs peuvent se produire en présence de poudre ou gaz inflammable.

### 5.3.5 Discussion des transferts de charge entre les particules de même composition

Nombreuses sont les études et observations rapportant que la charge transférée aux matériaux granulaires par effet triboélectrique est principalement causée par contact avec des matériaux de compositions différentes [2, 7, 18, 26]. Notre étude s'est essentiellement focalisée sur les transferts de charges entre les grains et le plan métallique. Cependant, des charges peuvent être transférées entre des grains de même composition. Le taux de charge transférée pourrait dépendre de plusieurs facteurs [26], tel que la taille et la forme des particules, leur charge à l'endroit du contact, la nature des éléments et de la présence d'impuretés.

Le modèle utilisé dans la simulation numérique prend plusieurs de ces effets en compte, en écartant les effets de la présence d'impuretés. C'est un modèle retrouvé dans plusieurs sources bibliographique [26, 33]. Le modèle à été adapté à notre programme et selon cette équation les propriétés et charges des particules présentes dans la simulation donnent lieu à des effets qui peuvent être considérés comme négligeables. Avec ce phénomène, toutes les particules simulées accumulaient une charge. Celles n'ayant pas touché le plan, sont chargées avec un minimum de  $10^{-19}C$  grâce aux transferts avec les billes touchées.

Néanmoins, le phénomène demande à être approfondi davantage. Il n'est en effet pas dit qu'il est inexistant et doit être négligé. Il est tout à fait possible que ce phénomène soit plus important que prédit.

# Conclusion

Ce travail avait pour objectif d'étudier l'effet triboélectrique dans des flux granulaires sous différentes conditions. Nous nous sommes restreints à l'étude d'écoulement à faible débit de petites billes de verre sur un plan conducteur à différentes inclinaisons. Afin d'investiguer les transferts de charges par contact entre les grains et la surface métallique, une étude expérimentale et numérique a été menée.

Par l'expérience, il a été constaté que la charge totale accumulée par l'ensemble des grains dépend des caractéristiques d'écoulement des grains. La séparation/transfert de charge semble fortement dépendre de la manière dont le grain se déplace. Les tendances générales indiquent une diminution de charge totale accumulée par les billes si l'angle augmente. On observe cependant de possibles maximums pour des valeurs d'angle intermédiaires. Une explication hypothétique de ce maximum a été donnée en disant que l'air de contact dépend notamment de l'angle et de la vitesse des particules. Toujours selon nos résultats expérimentaux, la deuxième tendance principale observée est significative : pour un même volume total de billes initial, les billes de plus grandes tailles accumulent une plus petite charge totale. Ce phénomène a été expliqué, en partie, par la diminution de la surface totale des billes disponible pour le contact.

Plusieurs paramètres caractérisant l'écoulement ont été discutés tels que l'angle du plan incliné, la taille et forme des particules, le taux de particules rebondissantes, la force normale de contact, la surface effective et réelle de contact, la vitesse des particules et le temps de contact. Pour des matériaux de compositions fixes, le temps de contact et l'aire de contact réelle entre les deux objets ont été présentés comme les deux paramètres les plus élémentaires aux transferts de charges.

Un modèle de chargement des particules représenté par un condensateur a été mis en place. Plusieurs modifications ont été apportées afin de prendre plusieurs phénomènes en compte, tel que la prise en compte de charge induite sur le plan métallique et la répartition non-uniforme de la charge sur la surface du grain. Il a été vu, grâce à l'expérience et la simulation numérique, que ce modèle du transfert de charge semble cohérent pour décrire l'effet triboélectrique d'une seule particule en mouvement de pur glissement. Cependant, ce modèle n'est pas pratique pour un grand nombre d'expériences, étant donné qu'il dépend de paramètres que l'on peut difficilement interpréter. Ces paramètres ne semblent pas constants et dépendent de la façon dont les objets vont entrer en contact, de leur composition et de leur forme. Un autre modèle de l'effet triboélectrique plus précis et plus complet doit encore être mis en place afin de mieux comprendre le mode de chargement par contact. Davantage de recherches doivent être faites afin d'éclaircir les corrélations existantes entre les caractéristiques des mouvements granulaires et l'effet triboélectrique.

La simulation numérique s'avère rester un outil puissant pour explorer les caractéristiques des écoulements granulaires. Cependant, les temps de calcul deviennent rapidement extrême-

ment long pour étudier des échantillons contenant seulement quelques centaines de grains. Des approximations fortes ont dû être faites pour simuler l'expérience. De plus, des faiblesses de précisions dans la compréhension des phénomènes amènent à faire des hypothèses encore non vérifiées. Ces approximations rendent la comparaison entre la simulation numérique et l'expérience ambiguë.

Malgré les nombreuses avancées scientifiques, les limites d'appareillages et de connaissances se font encore trop fortement ressentir dans les études de triboélectrifications des milieux granulaires.

# Perspectives

Tout d'abord ce travail montre que les avancées scientifiques, autant pour l'étude de l'effet triboélectrique que pour les matériaux granulaires, sont nombreuses. Ces dernières années, le nombre d'articles sur ces sujets ne cessent d'augmenter. Cependant une multitude de questions restent encore en suspens. Des hypothèses théoriques demandent encore à être confirmées.

De nombreux points noirs, dû notamment aux difficultés de se représenter la structure électronique de matériaux granulaires, persistent.

Ci-dessous, une liste a été dressée afin de relever différentes améliorations qu'il serait utile d'apporter à l'expérience présentée dans ce document :

- Utiliser des matériaux de différentes natures. Il serait en effet intéressant de voir si nous obtenons les mêmes tendances avec des billes métalliques ou un plan isolant. Tous types de matériaux peuvent s'avérer intéressants à étudier.
- Dans l'expérience réalisée, le plan incliné est un conducteur relié à la terre. On peut remplacer la terre en reliant le plan à une différence de potentiel. Le but étant d'étudier l'effet de cette différence de potentiel sur la charge des grains. Cela pourrait s'avérer instructif à propos des mécanismes entrant en jeu dans les transferts de charge par contact. Arriver à réduire ou augmenter la charge des grains peut aussi représenter un intérêt pour les industriels de plusieurs secteurs.
- Il faut raffiner le dispositif expérimental utilisé. Peut-être en ayant recours à de nouvelles techniques permettant d'estimer la charge portée par les grains.
- Élaborer des méthodes d'observations plus précises. L'oeil humain, bien qu'avec une précision suffisante pour distinguer les grains, n'est pas assez fiable pour observer un grand nombre de particules. Le mouvement des particules serait mieux caractérisé avec des systèmes, par exemple, de caméras adaptées.
- Mettre l'expérience sous vide peut s'avérer très utile pour étudier le transfert de charge. En éliminant l'influence jouée par l'air, il est plus facile de reproduire l'expérience, avec des mesures concordantes. Cependant, la plupart des expériences similaires à celle de ce document se font sous vide. Il est intéressant d'étudier le phénomène à l'air libre, plus proche de la réalité de certains industriels.
- Du point de vue de la simulation numérique il y a encore de nombreuses améliorations et optimisations pouvant être apportées. Par exemple, la simulation numérique utilisée dans ce travail est en deux dimensions. Bien que la simulation en 2D peut apporter des pistes de réponses et permet de se faire une idée de l'influence de différents paramètres, espérer avoir des résultats rigoureusement analogues est vraisemblablement vain. Élaborer un programme en trois dimensions sera donc très utile pour une analyse plus fine du phénomène.

# Bibliographie

- [1] Seyam A.M., Oxenham W., and Theyson T. Functional finishes for textiles. chapter 17 : Antistatic and electrically conductive finishes for textiles. *Woodhead Publishing Series in Textiles*, pages 513–553, 2015.
- [2] Matsusaka S., Maruyama H., Matsuyama T., and Ghadiri M. Triboelectric charging of powders : A review. *Chemical Engineering Science*, 65 :5781–5807, 06 2010.
- [3] Sow Mamadou, J. Lacks Daniel, and Mohan Sankaran R. Effects of material strain on triboelectric charging : Influence of material properties. *Journal of Electrostatics*, pages 396–399, 11 2012.
- [4] Naik Shivangi, Sarkar Saurabh, Gupta Vipul, Handcock Bruno C., Abramov Yuri, Yu Weili, and Chaudhuri Bodhisattwa. A combined experimental and numerical approach to explore tribocharging and pharmaceutical excipients in a hopper chute assembly. *International Journal of Pharmaceutics*, pages 58–68, June 2015.
- [5] Diaz A.F. and Guay J. Contact charging of organic materials : ion vs. electron transfer. *IBM J. Res. Dev.*, 37 :249–259, 1993.
- [6] Davies D.K. Charge generation on dielectric surfaces. *J. Phys. D Appl. Phys.*, 2 :1533–1537, 1969.
- [7] J. Lowell and A. C. Rose-Innes. Contact electrification. *Advances in Physics*, 29 :947–1023, 1980.
- [8] K. Tanoue, A. Ema, and H. Masuda. Effect of material transfer and work hardening of metal surface on the current generated by impact of particles. *Journal of Chemical Engineering of Japan*, 32 :544–548, 1999.
- [9] W.R. Harper. The volta effect as a cause of static electrification. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 205 :83–103, 1951.
- [10] Murata Y. and Kittaka S. Evidence of electron transfer as the mechanism of static charge generation by contact of polymers with metals. *Japanese Journal of Applied Physics*, 18 :421, 1979.
- [11] T.J. Fabish and C.B. Duke. Molecular charge states and contact charge exchange in polymers. *Journal of Applied Physics*, 48 :4256 – 4266, 1977.
- [12] Zou Haiyang, Zhang Ying, Guo Litong, Wang Peihong, He Xu, Dai Guozhang, Zheng Haiwu, Chen Chaoyu, Chi Wang Aurelia, Xu Cheng, and Lin Wang Zhong. Quantifying the triboelectric series. *Nature Communications*, 10, March 2019.
- [13] Peter M. Ireland. Dynamic particle-surface tribocharging : The role of shape and contact mode. *Journal of Electrostatics*, pages 524–531, December 2012.
- [14] Blondel Christine and Wolf Bertrand. Un phénomène plus complexe qu’il n’y paraît : l’attraction des corps légers ou d’un filet d’eau. [http ://www.ampere.cnrs.fr/labo/corpslegers.php](http://www.ampere.cnrs.fr/labo/corpslegers.php), 2012. [Online ; accessed avril 2020].

- [15] Matsuyama T. and Yamamoto H. Impact charging of particulate materials. *Chem. Eng.*, 61 :2230 – 2238, 2006.
- [16] Peter M. Ireland. Triboelectrification of particulate flows on surfaces : Part ii — mechanisms and models. *Powder Technology*, pages 199–210, 2010.
- [17] Martins A. A. and Pinheiro M. J. On the propulsive force developed by asymmetric capacitors in a vacuum. *Physics Procedia*, 20 :112–119, 2011.
- [18] Peter M. Ireland. Triboelectrification of particulate flows on surfaces : Part i — experiments. *Powder Technology*, pages 189–198, 2009.
- [19] W.D. Greason. Investigation of a test methodology for triboelectrification. *Journal of Electrostatics*, 49 :245 – 256, 2000.
- [20] Guyon Etienne, Hulin Jean-Pierre, and Petit Luc. Ce que disent les fluides. *Belin : pour la science*, 2ème édition :150 – 160, 2011.
- [21] S. Matsusaka, M. Ghadiri, and H. Masuda. Electrification of an elastic sphere by repeated impacts on a metal plate. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 33 :2311 – 2319, 2003.
- [22] H. Watanabe, Ding Y.L. Samini, A., M. Ghadiri, T. Matsuyama, and K.G. Pitt. Measurement of charge transfer due to single particle impact. *Particle Particle Systems Characterization*, 23 :133 – 137, 2006.
- [23] S. Matsusaka, T. Nishida, Y. Gotoh, and H. Masuda. Electrification of fine particles by impact on a polymer film target. *Advanced Powder Technology*, 14 :127–138, 2003.
- [24] MATSUSAKA SHUJI, OKI MITSUHIRO, and MASUDA HIROAKI. Control of electrostatic charge on particles by impact charging. *Advanced Powder Technol.*, 18 :229–244, October 2006.
- [25] Jing Lanru and Ove Stephansson. Fundamentals of discrete element methods for rock engineering, theory and applications. *Developments in Geotechnical Engineering*, 85 :1–45, 2007.
- [26] Grosshans Holger and Papalexandris Miltiadis V. Large eddy simulation of triboelectric charging in pneumatic powder transport. *Powder Tecnology*, 301 :1008–1015, 07 2016.
- [27] Mehrani P., Bi H.T., and Grace J.R. Bench-scale tests to determine mechanisms of charge generation due to particle-particle and particle-wall contact in binary systems of fine and coarse particles. *Powder technologies*, 173 :73 – 81, 2007.
- [28] T. Matsuyama and H. Yamamoto. Maximum electrostatic charge of powder in pipe flow. *Journal of the Society of Powder Technology, Japan* 45 :373–379, 2008.
- [29] Yang Weixu, Wang Xiaoli, Hanqing Li, Wu Jun, Hu Yanqiang, Li Zhihao, and Liu Hui. Fundamental research on the effective contact area of micro-/nano-textured surface in triboelectric nanogenerator. *Nano Energy*, 57 :41–47, March 2019.
- [30] Shuaihang Pan and Zhinan Zhang. Fundamental theories and basic principles of triboelectric effect : A review. *Friction*, 7, 08 2018.
- [31] A. Thiago, Burgo L., A. Silva Cristiane, B. S. Balestrin Lia, Fernando, and Galembeck. Friction coefficient dependence on electrostatic tribocharging. *Scientific Reports*, 3 :1–8, August 2013.
- [32] Grosshans Holger and Papalexandris Miltiadis V. A model for the non-uniform contact charging of particles. *Powder Technology*, pages 518–527, October 2017.

- [33] Grosshans Holger and Papalexandris Miltiadis V. Numerical study of the influence of the powder and pipe properties on electrical charging during pneumatic conveying. *Powder Technology*, 315 :227–235, 04 2017.
- [34] Hu Jiawei, Gu Pengfei, Zhou Qun, Liang Cai, Liu Daoyin, and Chen Xiaoping. Experimental and modeling study on mechanisms of sliding and rolling electrification. *Powder Technology*, 340 :484 – 494, September 2018.
- [35] Zarrebini A., Ghadiri M., Dyson M., Kippax P., and McNeil-Watson F. Tribo-electrification of powders due to dispersion. *Powder Technology*, 250 :75–83, 10 2012.
- [36] Preud’homme Nicolas. Simulations numériques d’écoulement granulaire dans un tambour rotatif. 2019.
- [37] Granuchargen, granular material electric charge analyzer. <https://granu-tools.com/products/granucharge/>. Accessed : 2020-04-19.

# Annexes

## 8.1 Estimation de l'aire de contact entre deux particules

Dans cette annexe est estimé l'aire de contact entre deux particules utilisée dans notre simulation numérique. Lors d'une collisions, les particules se déforiment, ce qui est modéliser par une superposition. On choisit de représenter l'aire de contact  $A_{12}$  entre les deux sphères comme le plus grand disque interceptant les deux sphères (voir figure 8.1). On cherche donc

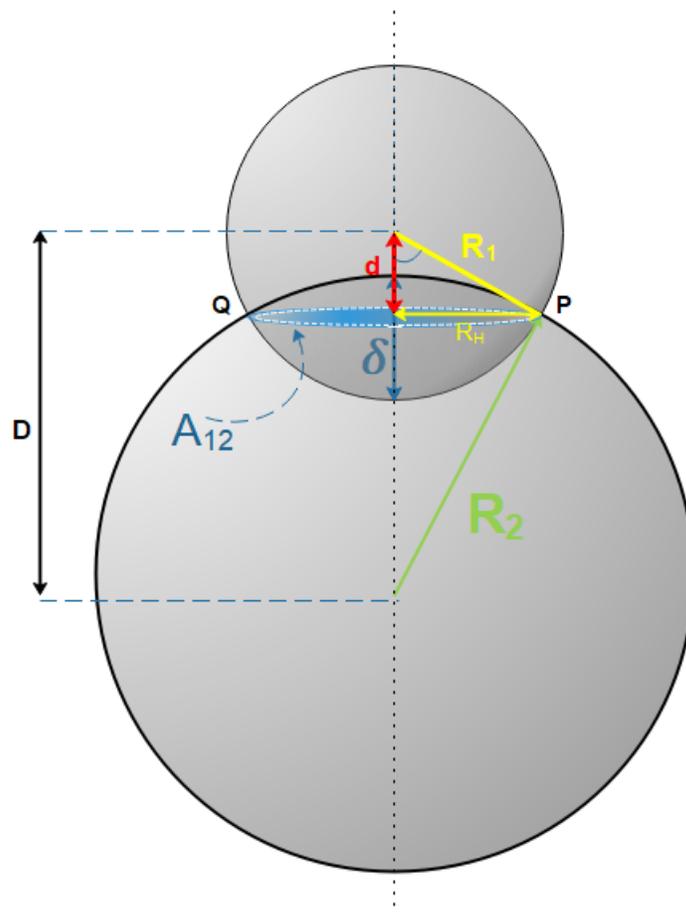


FIGURE 8.1 – Calcul de l'air de contact entre deux particules

à calculer le rayon  $R_H$  de ce disque. Si l'on connaît la distance  $d$  (en rouge sur la figure), une simple application du théorème de pythagore permettra d'avoir  $R_H$ . Pour trouver  $d$  nous appliquons *la loi des cosinus générale* au triangle quelconque  $OPO'$  :

$$R_2^2 = R_1^2 + D^2 - 2R_1D \cos(\alpha) \quad (8.1)$$

Avec  $\cos(\alpha) = \frac{d}{R_1}$  :

$$R_2^2 = R_1^2 + D^2 - 2R_1D \frac{d}{R_1} \quad (8.2)$$

On trouve donc la valeur de  $d$  :

$$d = \frac{R_1^2 - R_2^2 + D^2}{2D} \quad (8.3)$$

où  $D = R_1 + R_2 - \delta$ .

$R_H$  est trouvé en appliquant le théorème de pythagore :

$$R_H = \sqrt{R_1^2 - d^2} \quad (8.4)$$

Et enfin, il a été choisi de modéliser l'aire de contact  $A_{12}$  entre les deux particules comme la surface du disque de rayon  $R_H$  :

$$A_{12} = \pi R_H^2 \quad (8.5)$$

Dans notre simulation numérique, nous utilisons cette valeur pour trouver le temps de relaxation  $\tau_p$ .  $\tau_p$  est ensuite utilisée pour simuler le transfert de charge entre particules à partir de l'équation 4.26.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>2. État de l'art</b>	<b>7</b>
2.1	Transfert de charges par contact entre deux objets . . . . .	8
2.1.1	Transfert électronique entre deux métaux . . . . .	9
2.1.2	Transfert électronique entre un isolant et un conducteur . . . . .	10
2.1.2.1	Modèle de Fabish et Duke . . . . .	11
2.1.3	Transfert de charge entre deux isolants différents . . . . .	12
2.1.4	Signe de la charge des objets . . . . .	12
2.2	Influence électrostatique . . . . .	12
2.3	Modèle du chargement des particules . . . . .	13
2.3.1	Modèle du condensateur . . . . .	14
2.3.2	Répartition des charges sur le plan : l'effet miroir . . . . .	15
2.3.3	Décharge électrique des particules rebondissantes . . . . .	17
2.4	Paramètres influençant le transfert de charge . . . . .	18
2.4.1	Le temps de contact $t_c$ . . . . .	19
2.4.2	La force normale et l'aire de contact . . . . .	19
2.4.3	La forme des particules . . . . .	20
2.4.4	Effet de la température et de l'humidité sur le transfert de charge . . . . .	20
2.4.5	Influence de l'air . . . . .	21
2.5	Écoulement granulaire . . . . .	22
2.5.1	Quelques mots sur les écoulements granulaires . . . . .	23
2.6	Bilan de travaux expérimentaux antérieurs . . . . .	24
2.6.1	Charge accumulée en fonction du nombre d'impacts d'une particule rebondissant sur une surface plane . . . . .	25
2.6.2	Impact sur une surface inclinée . . . . .	26
2.6.3	Électricité statique dans un transport pneumatique de matériaux granulaires . . . . .	28
<b>3</b>	<b>3. Dispositif expérimental</b>	<b>30</b>
3.1	Matériel . . . . .	30
3.1.1	Mesure du débit du flux de particules . . . . .	31
3.1.2	Mesure de la charge des particules . . . . .	31
3.1.3	Propriétés des particules . . . . .	31
3.1.4	Mesure de température et d'humidité . . . . .	32
3.1.5	Traitements des surfaces et nettoyage . . . . .	33
<b>4</b>	<b>4. Modèle numérique</b>	<b>34</b>
4.1	Discrétisation du mouvement . . . . .	37
4.1.1	Méthode DEM . . . . .	37
4.1.2	Méthode du Leapfrog . . . . .	37

4.1.3	Détection des contacts . . . . .	39
4.1.3.1	Méthode des cellules liées . . . . .	39
4.1.4	Implémentation des forces . . . . .	40
4.1.4.1	La force de contact . . . . .	40
4.1.4.2	La force de Coulomb . . . . .	41
4.2	Modèle de chargement des grains . . . . .	41
4.2.1	Modèle du condensateur . . . . .	41
4.2.1.1	Calcul de l'aire de contact $a_c$ . . . . .	42
4.2.2	L'effet "Miroir" . . . . .	42
4.2.2.1	Conséquence sur le transfert/séparation de charge . . . . .	42
4.2.2.2	Calcul de la répartition de charge sur un plan conducteur relié à la terre . . . . .	43
4.2.3	Répartition non-uniforme des charges . . . . .	45
4.2.4	Transfert de charge entre les grains . . . . .	46
4.2.5	Décharge électrostatique des particules rebondissantes . . . . .	47
4.2.5.1	Calcul de la différence de potentiel entre une sphère unifor- mément chargé en surface et un plan conducteur . . . . .	47
4.3	Choix des paramètres de la simulation . . . . .	50
4.3.1	Choix du pas de temps . . . . .	50
4.3.2	Coefficient de restitution $e$ . . . . .	50
4.3.3	Coefficient de frottement $\mu$ . . . . .	50
4.3.4	Constante de raideur $k_n$ . . . . .	51
4.3.5	Modèle de charge : choix de la charge limite $q_{max}$ et du temps carac- téristique de charge $\tau$ . . . . .	51
<b>5</b>	<b>5. Résultats</b>	<b>53</b>
5.1	Remarques préliminaires . . . . .	53
5.1.1	Déroulement de l'expérience . . . . .	53
5.1.2	Étude de l'empilement des billes . . . . .	54
5.2	Résultats de l'expérience . . . . .	54
5.2.1	Présentation des résultats expérimentaux . . . . .	54
5.2.2	Discussion des résultats expérimentaux . . . . .	56
5.2.3	Influence des conditions atmosphériques . . . . .	61
5.2.4	Mise à l'échelle . . . . .	61
5.2.4.1	Mise à l'échelle en fonction de la surface totale disponible . . . . .	62
5.3	Résultats de la simulation numérique . . . . .	65
5.3.1	Implémentation du modèle de chargement . . . . .	65
5.3.2	Discussion des résultats . . . . .	68
5.3.3	Discussion du modèle numérique conditionnant le chargement des par- ticules . . . . .	73
5.3.4	Discussion des décharges électrostatiques des particules rebondissantes . . . . .	74
5.3.5	Discussion des transferts de charge entre les particules de même com- position . . . . .	75
<b>6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>76</b>
<b>7</b>	<b>Perspectives</b>	<b>78</b>

<b>8 Annexes</b>	<b>82</b>
8.1 Estimation de l'aire de contact entre deux particules . . . . .	82

---

## Résumé

---

Dans certains cas, des objets peuvent acquérir une charge après être entrés en contact avec d'autres objets. Ce phénomène, souvent plus important lorsque les objets sont frottés entre-eux s'appelle : triboélectricité. Le chargement de flux de matériaux granulaires sur une surface solide reste maigrement compris. L'électricité statique créée lors de manipulation de matériaux granulaire est pourtant un problème récurant dans l'industrie manufacturière. La maîtrise de ces phénomènes peut aussi mener à de nombreuses applications (e.g. Électrophotographie). Ce document étudie les charges créées lors d'une chute de différents flux granulaires sur une surface plane solide. Le premier objectif de cette étude est de faire une synthèse des connaissances actuelles dans le domaine. Ensuite, une étude expérimentale est menée. En parallèle à l'expérience, une étude numérique est établie dans le but de mieux comprendre ce chargement électrique de matériaux granulaires. Différents modèles régissant ces transferts de charges sont exposés et discutés.

**Mots clés :** Triboélectricité - Matériau granulaire - Transfert de charge - Électricité statique - Expérience - Simulation numérique

---

## Abstract

---

In some cases, certain objects will acquire a charge after coming into contact with other objects. This phenomenon, often more important when the objects are rubbed against each other, is called : triboelectrification. The charging of granular material that flows onto a solid surface is still something we hardly understand. However static electricity created when handling granular materials is a recurring problem in the manufacturing industry. Controlling these phenomena can also lead to many applications (e.g. Xerography). This document studies the charges created during a fall of different granular flows on a solid planar surface. The first objective of this study is to synthesize current knowledge in the field. Then, an experimental study is conducted. In parallel with the experiment, a numerical study is established in order to better understand this electrical charge of granular materials. Different models governing these charge transfers are exposed and discussed.

**Keywords :** Triboelectrification - Granular material - Charge transfer - Electrostatics - Experiment - Computer simulation