



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO**

---

---

**FACULTAD DE CIENCIAS**

**SIMULACIONES NUMÉRICAS DE DINÁMICA DE  
REGOLITO EN LA SUPERFICIE CERCANA DE LA  
LUNA Y SU INTERACCIÓN CON  
INSTRUMENTACIÓN CIENTÍFICA**

**T E S I S**

**QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:  
FÍSICO**

**P R E S E N T A:**

**ALDO VLADIMIR ROMÁN DÍAZ**



**DIRECTOR DE TESIS:  
DR. GUSTAVO ADOLFO MEDINA TANCO**

Ciudad Universitaria, Cd. Mx., 2020



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



## Agradecimientos

- A la Universidad por darme la oportunidad de acceder a una educación de calidad superior y darme las condiciones para desarrollarme profesionalmente. En especial, quisiera resaltar a las siguientes entidades:
  - La Facultad de Ciencias: por brindarme mi formación académica y ponerme en el camino a mis grandes amigos. Facultad libre, rebelde y contestataria, cuya comunidad me enseñó a no quedarme callado y a no permitir atropellos, sin importar de quienes vengan.
  - Al Instituto de Ciencias Nucleares: Por mostrarme lo que es un instituto serio que pone las condiciones a sus alumnos e investigadores para realizar su trabajo sin contratiempos. De aquí quiero resaltar al equipo del LINX, encabezado por mi asesor Dr. Gustavo Medina, quienes me dieron un ejemplo de soñar en grande y trabajar para lograrlo. Un equipo es más que la suma de todas sus partes.
  - A Deporte UNAM: Por sacarme de mi burbuja y mostrarme el lado más surreal de la Universidad. Fue como un ensayo en pequeño de la vida *allá afuera*.
- A mi familia: Por arroparme durante toda mi vida. Indiscutiblemente mi Madre ha sido el pilar de mi crecimiento, por lo que le debo mi eterno agradecimiento. La familia, tan extensa y variada, siempre estuvo a su lado para apoyarla en la titánica tarea que fue criarme. Mencionarlos uno a uno sería una tarea imposible y me arriesgaría a cometer una injusticia al dejar a alguien afuera; sin embargo, quiero agradecer especialmente a la tía Hilda, Guadalupe, Gloria, Jimmy y al primo Luis. Sin su presencia, mi existencia no sería tan especial.
- A tí Naye, mi compañera, que siempre has estado conmigo en las buenas y en las terribles. Contigo a mi lado me siento fuerte y haces brillar cada uno de mis días.
- A mi amigo Armando, con quien comparto las mismas preocupaciones de la vida.
- A los amigos de la unidad: Quienes son como mi familia extendida, muy al estilo Malcolm el de en medio.
- A todos los integrantes de La Cueva y los Proyectos Estudiantiles de Ciencias: Por demostrarme siempre lo que es la amistad incondicional y el sentimiento de comunidad.
- A los amiguitos del bádmiton, con quienes siempre pasé momentos divertidos.
- Una mención especial al Dr. Yevgeny Kolokoltzev por la confianza de integrarme a su equipo de trabajo.
- A Erika y a Karla, aunque hayan decidido tomar caminos distantes al mio, ocupan un lugar importante en mi memoria.



## Abstract

Se simuló la interacción del plasma polvoso de la superficie cercana de la Luna con la instrumentación relevante de la misión COLMENA, con tal de prever potenciales riesgos originados por carga electrostática superficial y deposición de regolito. El trabajo se ejecutó en *SPIS*, un software de código libre que simula la dinámica de plasma espacial y calcula su absorción sobre la superficie de objetos; su extensión Dust adiciona un motor para el cálculo de la dinámica del polvo, en este caso, regolito lunar.

El primer objetivo fue caracterizar las propiedades del plasma polvoso dentro de 100 metros de altitud y sus efectos en la carga electrostática de la superficie de la Luna; a partir de este modelo, se diseñaron espacios de simulación adecuados al tamaño de la instrumentación científica estudiada. El segundo objetivo fue el cálculo de la evolución del potencial superficial de los modelos de instrumentación y la concentración final de polvo suspendido en estado estacionario. El caso del Tepotzin, robot principal de la misión COLMENA, incluyó un análisis eléctrico de un circuito equivalente a su electrónica interna, junto con mediciones de las características del plasma polvoso circundante.

Las conclusiones son: (1) Las características del ambiente lunar son comparables con los trabajos de otros autores, a excepción de la concentración de polvo suspendido, sobre la cual aún no existe un consenso. (2) El Tepotzin presenta un riesgo bajo de descarga eléctrica en los primeros 1500 segundos de exposición al ambiente lunar; sin embargo, ese riesgo aumentará con el paso de las horas y se requiere un cálculo de mayor duración. (3) Se concluye con éxito el cálculo del ambiente de polvo alrededor de la instrumentación, el cual es congruente con los casos control. El siguiente paso es cuantificar la deposición de polvo sobre paneles solares y el cálculo de riesgo por abrasión en componentes mecánicos.



# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>7</b>
1.1. Vista general . . . . .	7
1.2. Estructura de la tesis . . . . .	8
<b>2. Plasmas</b>	<b>9</b>
2.1. Conceptos básicos . . . . .	9
2.1.1. Definición . . . . .	9
2.1.2. Ecuaciones de Maxwell y sistemas de unidades . . . . .	10
2.1.3. Temperatura . . . . .	10
2.1.4. Longitud de Debye . . . . .	12
2.1.5. Oscilaciones . . . . .	13
2.2. Dinámica de plasmas . . . . .	14
2.2.1. Movimiento con <b>E</b> y <b>B</b> constantes . . . . .	14
2.2.2. Ecuación de Vlasov . . . . .	16
2.2.3. Sondas electrostáticas . . . . .	17
<b>3. Carga electrostática superficial y plasma polvoso</b>	<b>19</b>
3.1. Procesos de carga . . . . .	19
3.1.1. Absorción de plasma ambiental . . . . .	19
3.1.2. Fotoemisión . . . . .	20
3.1.3. Producción de electrones secundarios por impacto de electrones primarios . . . . .	23
3.1.4. Balance de corrientes y potencial de equilibrio . . . . .	24
3.2. Plasma polvoso . . . . .	25
3.2.1. Características . . . . .	25
3.2.2. Neutralidad macroscópica y longitud de Debye . . . . .	26
3.2.3. Frecuencias del plasma y de colisión . . . . .	27
3.3. Procesos de carga en un plasma polvoso . . . . .	27
3.3.1. Orbit Motion Limit Theory (OML) . . . . .	27
3.3.2. Carga de un ensamble de partículas . . . . .	29
3.3.3. Emisión de electrones secundarios . . . . .	29
3.4. Dinámica de plasma polvoso . . . . .	31
3.4.1. Fuerza de arrastre por iones . . . . .	31
3.4.2. Fuerza de arrastre de partículas neutras . . . . .	32
<b>4. Ambiente Lunar</b>	<b>33</b>
4.1. Radiación ionizante . . . . .	33
4.1.1. Atmósfera y magnetismo lunar . . . . .	34
4.1.2. Viento solar . . . . .	34
4.1.3. Radiación electromagnética y manta fotoelectrónica . . . . .	35
4.2. Regolito lunar . . . . .	36
4.2.1. Formación . . . . .	36

---

4.2.2.	Aglutinados . . . . .	37
4.2.3.	Distribucion de tamaño . . . . .	37
4.3.	Levitación de regolito y su presencia en la atmósfera . . . . .	39
4.3.1.	Evidencias observacionales . . . . .	39
4.3.2.	Modelo Dynamic Fountain . . . . .	40
4.3.3.	Resultados de simulaciones recientes sobre potencial superficial y dinámica de polvo . . . . .	42
<b>5.</b>	<b>Métodos computacionales implementados en SPIS-Dust</b>	<b>45</b>
5.1.	Gmsh . . . . .	46
5.1.1.	Geometría . . . . .	46
5.1.2.	Enmallado . . . . .	46
5.2.	Definición de grupos y parámetros locales . . . . .	46
5.2.1.	Materiales . . . . .	47
5.2.2.	Fronteras . . . . .	48
5.3.	SPIS-NUM . . . . .	49
5.3.1.	Movimiento de partículas . . . . .	50
5.3.2.	Campos eléctricos y magnéticos . . . . .	52
5.3.3.	Interacciones de superficie . . . . .	53
5.3.4.	Potenciales superficiales . . . . .	53
5.3.5.	Pasos temporales (Dt) y tiempo total de integración (Dur) . . . . .	54
<b>6.</b>	<b>Simulaciones de la atmósfera lunar y su interacción con instrumentación científica</b>	<b>55</b>
6.1.	Descripción general . . . . .	55
6.2.	Requerimientos . . . . .	58
6.3.	Procedimiento . . . . .	60
6.3.1.	Geometría, materiales y enmallado . . . . .	60
6.3.2.	Condiciones de contorno y suelo . . . . .	63
6.3.3.	Parámetros globales de la simulación . . . . .	67
6.4.	Resultados . . . . .	69
6.4.1.	Casos control . . . . .	69
6.4.2.	Instrumentación científica . . . . .	79
6.5.	Conclusiones y próximos trabajos . . . . .	96
<b>7.</b>	<b>Anexo</b>	<b>99</b>

# Capítulo 1

## Introducción

Es infrecuente que alguien lea la introducción de un libro, lo cual es una verdadera lástima: Pasajes oscuros o aparentemente sin sentido encuentran su explicación en esta parte, donde el autor presenta muy a grandes rasgos el trabajo, le da un contexto, nos guía y suelta algunos chismes. Por ejemplo David J. Griffiths, en su libro introductorio a la mecánica cuántica, compara la cantidad de estrellas que le asigna a un problema con las estrellas Michelin: Si un problema no tiene estrellas, es considerado únicamente comida rápida que quita el hambre pero no nutre; David Jackson nos confiesa que traicionó el pacto con Edward Purcell al sucumbir ante la tentación de usar las unidades del SI, cuando ambos prometieron solemnemente usar exclusivamente el CGS; Marcelo Alonso nos advierte, en todos sus libros, de no seguir por el camino de la física si se carece de la fortaleza necesaria... Estos ejemplos, junto con muchos otros, evidencian que es vital no saltarse la introducción. Uno podría perderse de anécdotas, confesiones o, lo que considero uno de los peores errores en ciencia: perder por completo el contexto y olvidar que la ciencia es una actividad humana. Sin más preámbulo, amable lector -Sinodal o curioso que encontró mi trabajo en Tesis UNAM-, de corazón lo invito a leer este primer capítulo de dos páginas.

### 1.1. Vista general

Los procesos de carga electrostática superficial ocurren sobre cualquier objeto expuesto a condiciones de espacio exterior. La absorción de las partículas del plasma ambiental, junto con la emisión de electrones por impactos de partículas o efecto fotoeléctrico, añaden carga a la superficie de los objetos que generan campos eléctricos, los cuales modifican el comportamiento del plasma alrededor de ellos y a su vez repercute en la cantidad de carga absorbida por el cuerpo. Este proceso continúa su dinámica hasta que la carga electrostática superficial alcanza el equilibrio. Estos fenómenos se presentan en cuerpos de todos los tamaños: Desde aquellos tan grandes como los satélites naturales de Júpiter, pasando por cometas, asteroides y artefactos artificiales como la Estación Espacial Internacional o un Cube Sat; hasta llegar al microscópico polvo espacial, presente en lugares como los anillos de los planetas jovianos o la capa externa de la Luna.

El tema central del presente trabajo es estudiar el proceso de carga superficial en una porción de la Luna, caracterizar las propiedades del plasma polvoso cercano a su superficie y la dinámica del regolito suspendido en su atmósfera cercana y estimar su influencia sobre la instrumentación espacial. Los resultados expuestos son parte del trabajo realizado en el Laboratorio de Instrumentación Espacial (LINX) del Instituto de Ciencias Nucleares (ICN) de la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM), en el marco de la misión COLMENA. La misión llevará a finales de 2021 un grupo de robots autónomos a la Luna, donde se ensamblarán para formar un panel solar.

---

## 1.2. Estructura de la tesis

En el capítulo 2 se deducen los parámetros básicos y ecuaciones necesarias para describir el comportamiento y movimiento elemental de las partículas en un plasma, limitándose a desarrollar lo esencialmente necesario para la deducción de las ecuaciones de absorción de plasma ambiental y explicar los fundamentos de los algoritmos implementados en SPIS para el modelado de dinámica de plasma. El capítulo 3 condensa las ecuaciones de absorción de plasma ambiental y potencial superficial de equilibrio. Junto con las ecuaciones de carga electrostática superficial y la dinámica de plasmas del capítulo 2, se desarrolla la teoría básica de dinámica de plasma polvoso. Las condiciones ambientales de la Luna en el capítulo 4, donde se expone la cantidad de radiación a la que está expuesta y se describen las características relevantes del regolito. Sumado a lo anterior, se exponen algunos estudios recientes que tratan de explicar el fenómeno de la levitación de regolito por acción electrostática. El capítulo 5 explica la estructura de SPIS-Dust y desentraña con detalle suficiente el funcionamiento de cada una de sus partes. Ésta es la parte crítica que une la física de los capítulos 3 y 4 con la solución de sus ecuaciones por métodos numéricos. Personalmente, es mi parte favorita, ya que aquí damos el gran paso de trascender desde un concepto totalmente abstracto, como lo es una colección de ecuaciones, a dar *un número* que sirva para la toma de decisiones críticas. En el capítulo 6 se discute a detalle el cómo se simulan los casos control de la atmósfera no perturbada de la Luna y cómo se comparan estos resultados con aquellos obtenidos por otros autores, para después usar esa información para alcanzar lo que nos propusimos: obtener información útil sobre los riesgos provocados por la atmósfera lunar al interactuar con los artefactos colocados sobre ella; en la última subsección se encuentran las conclusiones. Con fines de evitar una saturación innecesaria, las imágenes y tablas que puedan dificultar la lectura de este capítulo se alojaron en el capítulo 7.

# Capítulo 2

## Plasmas

El calentamiento progresivo de un gas desencadena la separación de sus moléculas; si se calienta aún más, se produce la ionización de sus moléculas o átomos, dando como resultados un sopa de partículas neutras, iones y electrones. Al continuar con la secuencia de calentamiento de los estados newtonianos -sólido, líquido, gas- se llega finalmente al **plasma**, de ahí que se le conozca coloquialmente como el *cuarto estado de la materia*. En este capítulo se presentarán los parámetros básicos, junto con las ecuaciones de movimiento, que describen el comportamiento del plasma.

### 2.1. Conceptos básicos

Para saber qué decisiones tomar para modelar computacionalmente a un plasma, es necesario tener un conjunto de parámetros de diagnóstico, los cuales debemos tener presentes en todo momento.

#### 2.1.1. Definición

Tonks y Langmuir acuñaron el término *plasma* para describir a aquellas descargas eléctricas en las que interactúan iones y electrones en densidades altas, las cuales mantienen una proporción similar entre partículas. Durante la observación de las oscilaciones en estos fenómenos, Langmuir y Tonks reportaron que: “cuando los electrones oscilaban, los iones positivos se comportaban como una gelatina rígida”. Es posible que encontraran similitud entre el comportamiento de los componentes de la descargas eléctricas y los de la sangre, donde existen corpúsculos que se mueven dentro del plasma sanguíneo [Sturrock, 1994]. Si bien todos los gases presentan un cierto nivel de ionización, no por ello son considerados plasma: Por tanto, es importante convenir una definición de lo que en adelante será referido como *plasma*.

*Un plasma es un gas cuasi-neutral compuesto de partículas cargadas y neutras, las cuales exhiben un comportamiento colectivo.*

Debido a que el plasma contiene cargas libres -tanto positivas como negativas- y que sus movimientos generan corrientes eléctricas, resulta evidente que su dinámica se verá afectada por campos eléctricos y magnéticos, los cuales también serán producidos por las mismas cargas dentro del plasma y que influirán en sí mismo. Esta fenomenología describe el *comportamiento colectivo* del plasma, donde su movimiento no sólo es afectado por las condiciones locales e influencias externas, sino por el estado de él mismo [Chen, 1984].

### 2.1.2. Ecuaciones de Maxwell y sistemas de unidades

En la literatura científica se utilizan simultáneamente el sistema de unidades Gaussianas modificadas (cgs-Gaussianas) y el Sistema Internacional de Unidades (mks-SI), por lo que durante este trabajo se utilizarán ambos. Por facilidad, se procurará dar prioridad al cgs-Gaussianas para la demostración de ecuaciones.

A continuación se presentan las **Ecuaciones de Maxwell** [Sturrock, 1994]

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\xi \quad (2.1a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.1b)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1c)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi\mathbf{j} \quad (2.1d)$$

Utilizaremos  $\xi$  para la densidad de carga (reservaremos  $\rho$  para la densidad de masa),  $\mathbf{j}$  es la densidad de corriente en emu,  $\mathbf{E}$  para la fuerza del campo eléctrico en esu y  $\mathbf{B}$  es la fuerza del campo magnético en Gauss.

Por el momento, consideremos un plasma compuesto únicamente de hidrógeno ionizado, así que escribiremos la carga, masa y densidad numérica de electrones como  $-e, m_e, n_e$  y la de los protones como  $e, m_i, n_i$ . Entonces, la densidad de masa, densidad de carga y densidad de corriente se escriben como:

$$\rho = n_e m_e + n_i m_i \quad (2.2a)$$

$$\xi = e(n_i - n_e) \quad (2.2b)$$

$$\mathbf{j} = \frac{e}{c}(n_i \mathbf{v}_i - n_e \mathbf{v}_e) \quad (2.2c)$$

### 2.1.3. Temperatura

Un gas en equilibrio térmico contiene partículas de todas las velocidades. Estas velocidades pueden tener distribuciones muy distintas, pero la más probable de todas se le conoce como **Distribución Maxwelliana** (Figura 2.1) [Chen, 1984]. Por simplicidad consideramos un gas unidimensional, cuya distribución Maxwelliana de velocidades está dada por

$$f(u) = A \exp\left(-\frac{\frac{1}{2}mu^2}{K_B T}\right) \quad (2.3)$$

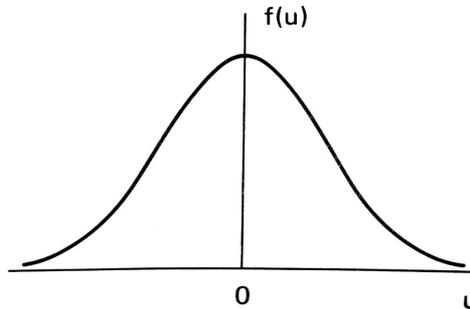


Figura 2.1: Distribución Maxwelliana. [Chen, 1984]

donde  $f du$  es el número de partículas por  $cm^3$  con una velocidad entre  $u$  y  $u + du$ ,  $\frac{1}{2}mu^2$  es la energía cinética y  $K_B$  es la constante de Boltzmann

$$K_B = 1.38 \times 10^{-16} \frac{erg}{K} \quad (2.4)$$

---

La densidad numérica  $n$ , o número de partículas por  $cm^3$ , está dada por

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} f(u) du \quad (2.5)$$

La constante  $A$  es la constante de normalización para la distribución Maxwelliana de una dimensión

$$\hat{f}(u) = \frac{1}{n} A \exp(-mu^2/2K_B T) \quad (2.6)$$

de tal forma que

$$\int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(u) du = 1 \quad (2.7)$$

$$A \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-mu^2/2K_B T) du = n \quad (2.8)$$

$$A \sqrt{\frac{2\pi K_B T}{m}} = n \quad (2.9)$$

$$A = n \sqrt{\frac{m}{2\pi K_B T}} \quad (2.10)$$

Quedando la distribución Maxwelliana en una dimensión

$$f(u) = n \sqrt{\frac{m}{2\pi K_B T}} \exp\left(-\frac{mu^2}{2K_B T}\right) \quad (2.11)$$

Y para el caso en tres dimensiones

$$f(u) = n \left(\frac{m}{2\pi K_B T}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mu^2}{2K_B T}\right) \quad (2.12)$$

El ancho de la distribución está caracterizada por la constante  $T$  a la cual llamaremos **temperatura** [Chen, 1984]. Para entender su significado, calcularemos la energía cinética promedio de las partículas de la distribución

$$\langle E \rangle = \frac{E}{n} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} mu^2 f(u) du}{\int_{-\infty}^{\infty} f(u) du} \quad (2.13)$$

Definiendo la **velocidad térmica** como [Chen, 1984]:

$$v_{th} \equiv \sqrt{\frac{2K_B T}{m}} \quad (2.14)$$

La cual, para el caso de electrones, tiene un valor cercano a

$$v_{th} \approx 5.9 \times 10^7 \sqrt{T_{eV}} \frac{cm}{s} \quad (2.15)$$

Y usando un cambio de variable  $x = u/v_{th}$ , podemos redefinir la ecuación 2.3 como

$$f(u) = A \exp(-u^2/v_{th}^2) = A \exp(-x^2) \quad (2.16)$$

Quedando la ecuación 2.13 como

$$\langle E \rangle = \frac{\frac{1}{2} m A v_{th}^3 \int_{-\infty}^{\infty} x^2 \exp(-x^2) dx}{A v_{th} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-x^2) dx} \quad (2.17)$$

Integrando por partes al numerador se obtiene

$$\int_{-\infty}^{\infty} x^2 \exp(-x^2) dx = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-x^2) dx \quad (2.18)$$

Sustituyendo en 2.17 se obtiene

$$\langle E \rangle = \frac{\frac{1}{2} m A v_{th}^3 \left(\frac{1}{2}\right)}{A v_{th}} = \frac{1}{4} m v_{th}^2 = \frac{1}{4} m \frac{2K_B T}{m} \quad (2.19)$$

Por lo que se concluye que la energía cinética promedio de un gas de distribución Maxwelliana en una dimensión es

$$\langle E \rangle = \frac{1}{2} K_B T \quad (2.20)$$

En general este resultado es la energía cinética promedio de un gas por cada grado de libertad, así en el caso tridimensional se obtiene [Chen, 1984]:

$$\langle E \rangle = \frac{3}{2} K_B T \quad (2.21)$$

$T$  y  $\langle E \rangle$  son cantidades con una relación muy cercana, por lo que es costumbre darle unidades de energía a la temperatura. Con tal de evitar confusiones en el número de dimensiones, se evita el uso de  $\langle E \rangle$  en favor de la energía contenida en  $K_B T$  para expresar la temperatura. El factor de conversión entre éstas es [Chen, 1984]:

$$1eV = 11,600K \quad (2.22)$$

#### 2.1.4. Longitud de Debye

Supongamos un plasma con una densidad uniforme  $n_0$  de electrones y protones, garantizando así la ausencia de una carga eléctrica neta y, por tanto, de campo eléctrico. Si ahora perturbamos ese plasma de tal forma que la densidad de protones cambia de  $n_0$  a  $(1 - \delta)n_0$  en una región  $-L < x < L$ , donde  $L$  es lo suficientemente grande para provocar un cambio importante en la distribución de electrones. Nuestra misión es encontrar el rango de  $L$  donde la transición ocurre. Si no existe un cambio en la densidad de electrones y usando la ecuación de la divergencia del campo eléctrico de Maxwell (2.1a), y tomando en cuenta que  $\mathbf{E} = -\nabla\phi$ , obtenemos la siguiente expresión:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\xi \quad (2.23)$$

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = 4\pi(\delta n_0 e) \quad (2.24)$$

Suponiendo que el plasma se mantiene neutro fuera de esta perturbación, i.e.  $\phi = 0$ , la solución a la ecuación anterior dentro de la zona de interés es (Figura 2.2)

$$\phi(x) = 2\pi\delta n_0 e(x^2 - L^2), |x| < L \quad (2.25)$$

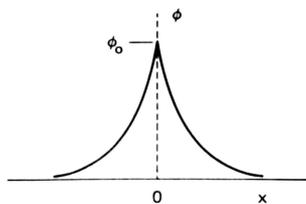


Figura 2.2: Potencial de una región con exceso de cargas. [Chen, 1984]

Y al evaluarla en el origen se obtiene:

$$\phi(0) = -2\pi\delta n_0 e L^2 \quad (2.26)$$

Ahora supongamos que el plasma tiene una temperatura  $T$ , dotando así a las partículas con una energía cinética de  $\frac{1}{2}K_B T$  por cada grado de libertad; añadiendo que el potencial  $\phi(0)$  es tan alto que repele a la mayoría de electrones del punto  $x = 0$ , se produce una perturbación en el estado del plasma que se extiende por un espacio de longitud  $L$ . Con tal de forzar al sistema para permanecer *cuasi-neutro*, requerimos que la energía cinética de los electrones supere la barrera de potencial en el origen

$$E_k > \phi(0)e \quad (2.27)$$

$$\frac{1}{2}K_B T > 2\pi\delta n_0 e^2 L^2 \quad (2.28)$$

Equivale a

$$\left(\frac{\lambda_D}{L}\right)^2 > \delta \quad (2.29)$$

Donde definimos  $\lambda_D$  como la **Longitud de Debye** [Sturrock, 1994]

$$\lambda_D \equiv \sqrt{\frac{K_B T}{4\pi n e^2}} \quad (2.30)$$

Con un valor aproximado de

$$\lambda_D \approx 740 \sqrt{\frac{T_{(eV)}}{n_{(cm^{-3})}}} \text{ cm} \quad (2.31)$$

Uno puede usar (2.30) para estimar el grado de neutralidad de los plasmas bajo ciertas situaciones. Si las dimensiones de  $L$  de un sistema son mucho más grandes que  $\lambda_D$ , ya sea porque las concentraciones de carga local se modifiquen o que potenciales externos perturben al sistema, éstas serán apantalladas a una distancia corta comparada con  $L$ , dejando así al grueso del plasma libre de potenciales y campos eléctricos grandes. El plasma es **cuasi-neutro** si uno puede asumir que  $n_e \approx n_i \approx n$ , donde  $n$  es la *densidad común del plasma*, pero a la vez no tan neutro como para eliminar todas las fuerzas electromagnéticas en el medio. Utilizamos únicamente la temperatura de los electrones para definir la  $\lambda_D$ , porque al ser más móviles que los iones, generalmente son los primeros en agruparse para compensar con carga negativa cualquier perturbación en el medio. Sólo bajo situaciones especiales, no consideradas en el presente trabajo, lo anterior no es necesariamente cierto.

### 2.1.5. Oscilaciones

Imaginemos un gas completamente ionizado, infinito, uniforme y con una temperatura suficientemente baja en el que se desprece el movimiento térmico de iones y electrones; También asumamos que no existe un campo magnético externo y que los iones son mucho más masivos que los electrones, ignorando así su movimiento.

Ahora consideremos un movimiento unidimensional, desplazando los electrones de la posición  $x$  a la posición  $x + \delta$  y además suponemos que los electrones lejanos –i.e.  $x = -\infty, x = \infty$ – no se perturban. Podemos evaluar el campo eléctrico en esta zona con exceso de cargas positivas  $ne\delta$ , con  $n$  la densidad inicial del sistema. Suponiendo que muy lejos de la zona de interés la densidad de carga neta es uniforme –i.e. no existen campos eléctricos– podemos usar la ecuación 2.1a para obtener el campo eléctrico en la región de donde las cargas fueron desplazadas

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\xi \quad (2.32a)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi n e \quad (2.32b)$$

$$E = 4\pi n e \delta \quad (2.32c)$$

---

La ecuación de movimiento para cualquier electrón en la zona será

$$m_e \frac{d^2 \delta}{dt^2} = -eE \quad (2.33a)$$

$$m_e \frac{d^2 \delta}{dt^2} = -e(4\pi n e \delta) \quad (2.33b)$$

Lo cual nos deja con la ecuación diferencial

$$\frac{d^2 \delta}{dt^2} + \left( \frac{4\pi n e^2}{m_e} \right) \delta = 0 \quad (2.34)$$

La ecuación anterior describe un oscilador armónico sin amortiguamiento, por lo que podemos definir el término entre paréntesis como el cuadrado de la **Frecuencia del Plasma** [Sturrock, 1994]:

$$\omega_p^2 \equiv \frac{4\pi n e^2}{m_e} \quad (2.35)$$

Si queremos obtener la frecuencia en  $Hz$ , utilizamos:

$$f_p \equiv \frac{\omega_p}{2\pi} = \sqrt{\frac{n e^2}{\pi m_e}} \quad (2.36)$$

El cual tiene un valor aproximado de

$$f_p \approx 9000 \sqrt{n} \text{ Hz} \quad (2.37)$$

El resultado anterior indica que si los electrones del plasma son desplazados de su estado uniforme, los campos eléctricos se acumularán y buscarán restaurar la neutralidad del plasma al empujar a los electrones a su posición inicial. Por inercia, los electrones sobrepasarán el punto de equilibrio y oscilarán alrededor de él con la *frecuencia del plasma*.

## 2.2. Dinámica de plasmas

Una vez que se conocen las características básicas de diagnóstico, se deducen las ecuaciones que rigen el movimiento de los componentes del plasma. Se comenzará con el estudio del movimiento individual de partículas cargadas, necesario para posteriormente deducir una ecuación que describa su comportamiento colectivo. La sección concluye con la base de la teoría que describe la absorción de cargas en superficies a un potencial distinto respecto al plasma neutro.

### 2.2.1. Movimiento con $\mathbf{E}$ y $\mathbf{B}$ constantes

Tal como se expuso en secciones anteriores, el movimiento de las partículas cargadas que componen al plasma será dictado por fuerzas de los campos eléctrico y magnético, es decir, la **Fuerza de Lorentz** [Chen, 1984]:

$$\mathbf{F}_L = q \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right) \quad (2.38)$$

Con  $q$  la carga y  $\mathbf{v}$  la velocidad de la partícula. La ecuación de movimiento de una partícula queda:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right) \quad (2.39)$$

Si en una primera aproximación suponemos un campo eléctrico  $\mathbf{E} = 0$  e imponemos que los campos sean perpendiculares y constantes, concretamente  $\mathbf{E} = E_x\hat{x} + E_y\hat{y}$  y  $\mathbf{B} = B\hat{z}$ , la ecuación 2.39 queda:

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q}{c}\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2.40)$$

Recordando que la dirección del campo magnético es  $\mathbf{B} = B\hat{z}$  se tiene que:

$$m\frac{dv_x}{dt} = \frac{q}{c}Bv_y \quad (2.41a)$$

$$m\frac{dv_y}{dt} = -\frac{q}{c}Bv_x \quad (2.41b)$$

$$m\frac{dv_z}{dt} = 0 \quad (2.41c)$$

Despejando y derivando una vez sobre el tiempo

$$\frac{d^2v_x}{dt^2} = \frac{qB}{mc} \frac{dv_y}{dt} \quad (2.42a)$$

$$\frac{d^2v_y}{dt^2} = -\frac{qB}{mc} \frac{dv_x}{dt} \quad (2.42b)$$

Y combinando los dos pasos anteriores

$$\frac{d^2v_x}{dt^2} = -\left(\frac{qB}{mc}\right)^2 \frac{dv_x}{dt} \quad \Longrightarrow \quad \frac{d^2v_x}{dt^2} + \left(\frac{qB}{mc}\right)^2 \frac{dv_x}{dt} = 0 \quad (2.43a)$$

$$\frac{d^2v_y}{dt^2} = -\left(\frac{qB}{mc}\right)^2 \frac{dv_y}{dt} \quad \Longrightarrow \quad \frac{d^2v_y}{dt^2} + \left(\frac{qB}{mc}\right)^2 \frac{dv_y}{dt} = 0 \quad (2.43b)$$

Lo cual describe un oscilador armónico con una frecuencia angular definida como **Frecuencia de Cyclotron** [Chen, 1984]:

$$\omega_c \equiv \frac{|q|B}{mc} \quad (2.44)$$

Además, podemos definir el radio de giro como **El radio de Larmor o Radio del Cyclotron** [Chen, 1984]:

$$r_L \equiv \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mcv_{\perp}}{|q|B} \quad (2.45)$$

Regresando a la ecuación 2.39 y tomando que  $\mathbf{E} \neq 0$ , se puede obtener una solución para el caso en que  $\frac{d\mathbf{v}}{dt} = 0$ ; éste término de la ecuación únicamente describe el movimiento giratorio, del cual ya sacamos la información necesaria. Entonces la ecuación 2.39 se convierte en

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c}\mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0 \quad (2.46)$$

Realizando el producto cruz entre  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{B}$

$$\mathbf{E} \times \mathbf{B} = \mathbf{B} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \mathbf{v}B^2 - \mathbf{B}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \quad (2.47)$$

Y tomando únicamente los términos transversales, se obtiene la **Velocidad de deriva** del campo eléctrico de la partícula [Chen, 1984]:

$$\mathbf{v}_E \equiv \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (2.48)$$

Este conjunto de ecuaciones describe el movimiento helicoidal de una partícula cargada viajando a través de un campo magnético y eléctrico (Figura 2.3).

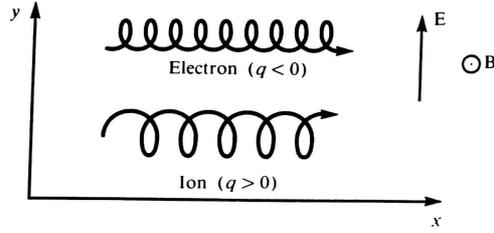


Figura 2.3: Deriva de partículas en un plasma. [Chen, 1984]

### 2.2.2. Ecuación de Vlasov

Cuando nos interesa estudiar el comportamiento colectivo de las partículas en un plasma debemos expresar sus ecuaciones de movimiento como una función de distribución  $f$ . Definimos, basándonos en 2.38, la aceleración de las partículas como:

$$\mathbf{a}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) \equiv \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q}{m}\mathbf{E} + \frac{q}{mc}\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2.49)$$

Si consideramos el desplazamiento de las partículas en un intervalo de tiempo  $dt$

$$\mathbf{x} \rightarrow \mathbf{x}' = \mathbf{x} + \mathbf{v}dt \quad (2.50a)$$

$$\mathbf{v} \rightarrow \mathbf{v}' = \mathbf{v} + \mathbf{a}dt \quad (2.50b)$$

Como la función de distribución cambiará en el tiempo

$$f \rightarrow f' = f + \frac{\partial f}{\partial t}dt \quad (2.51)$$

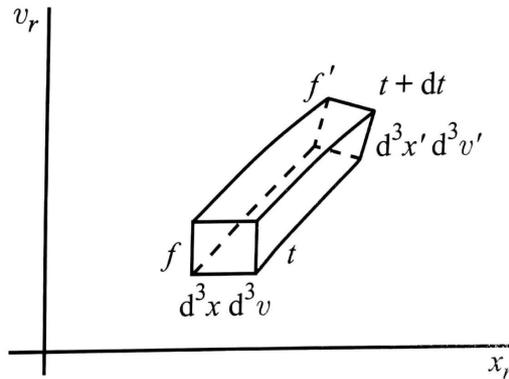


Figura 2.4: Evolución de un elemento de volumen  $d^3x d^3v$  en el espacio fase, del tiempo  $t$  al  $dt$ . [Gurnett and Bhattacharjee, 2005]

El conjunto de ecuaciones 2.50a y 2.50b siguen al movimiento de la partículas, mientras que 2.51 evalúa una característica en un punto fijo con velocidad y posición fija. Con tal de usar el poder de ambas formas de cálculo, relacionamos las mencionadas ecuaciones imponiendo que, para distintos momentos de  $t$ , tanto  $f$  como  $f'$  tienen la misma cantidad de partículas en un volumen  $d^3x d^3v$  (Figura 2.4), es decir:

$$f(\mathbf{x}', \mathbf{v}', t + dt)d^3x' d^3v' = f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)d^3x d^3v \quad (2.52)$$

Usando el jacobiano podemos relacionar

$$d^3x' d^3v' = \mathbf{J} d^3x d^3v \quad (2.53a)$$

$$d^3x' d^3v' = \frac{\partial(x'_1, x'_2, x'_3, v'_1, v'_2, v'_3)}{\partial(x_1, x_2, x_3, v_1, v_2, v_3)} d^3x d^3v \quad (2.53b)$$

$$d^3x' d^3v' = \left(1 + \frac{\partial a_r}{\partial v_r} dt\right) d^3x d^3v \quad (2.53c)$$

Con  $r = 1, 2, 3$ . Sustituyendo en la ecuación 2.52

$$\left(f + v_r dt \frac{\partial f}{\partial x_r} + a_r dt \frac{\partial f}{\partial v_r} + \frac{\partial f}{\partial t} dt\right) \left(1 + \frac{\partial a_r}{\partial v_r} dt\right) = f \quad (2.54)$$

Tomando únicamente los términos que son lineales con  $dt$  se tiene:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_r \frac{\partial f}{\partial x_r} + \frac{\partial}{\partial v_r}(a_r f) = 0 \quad (2.55)$$

Como  $a_r$  no depende de  $v_r$ , se tiene finalmente la **Ecuación de Vlasov** [Gurnett and Bhattacharjee, 2005]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_r \frac{\partial f}{\partial x_r} + a_r \frac{\partial f}{\partial v_r} = 0 \quad (2.56)$$

La cual, para nuestro caso de partículas cargadas en tres dimensiones, queda como:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{q}{m} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}\right) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = 0 \quad (2.57)$$

donde  $\nabla_{\mathbf{v}} = \hat{x} \frac{\partial}{\partial v_x} + \hat{y} \frac{\partial}{\partial v_y} + \hat{z} \frac{\partial}{\partial v_z}$  es el gradiente en el espacio de velocidad.

### 2.2.3. Sondas electrostáticas

Al existir una diferencia de potencial en una superficie, respecto al plasma en equilibrio, que repela un tipo de carga en particular, se obtendrá una zona perturbada alrededor de dicha superficie. Como el gradiente de potencial no puede ser repartido en todo el plasma debido al apantallamiento de Debye, se forma una capa con un potencial distinto que rodea a la superficie, llamada **Capa de Debye**. La función de la capa es formar una barrera de potencial de tal forma que, en caso de que una partícula repelida llegue a pasar la barrera, será sustituida con una carga atraída (Figura 2.5). El criterio de capa de Bohm [Chen, 1984] indica que las partículas atraídas a la superficie deben entrar en la capa con una velocidad de deriva mayor que la velocidad térmica de la capa:

$$v_0 > \sqrt{\frac{2K_B T}{m}} \quad (2.58)$$

Utilizando este criterio se puede estimar el flujo de partículas hacia una sonda de área  $A$ , lo cual resulta en una corriente:

$$I = qv_0 = n_s e A \sqrt{\frac{2K_B T}{m}} \quad (2.59)$$

Donde  $n_s$  es la densidad de partículas justo encima de la sonda. Para que las partículas hayan sido aceleradas a la velocidad requerida, se tiene que el potencial previo a la capa debe ser  $|\phi| > \frac{1}{2} K_B T / e$ , de tal forma que la orilla de la capa en contacto con la sonda tendrá un potencial relativo al cuerpo del plasma:

$$\phi_s \approx -\frac{K_B T}{2e} \quad (2.60)$$

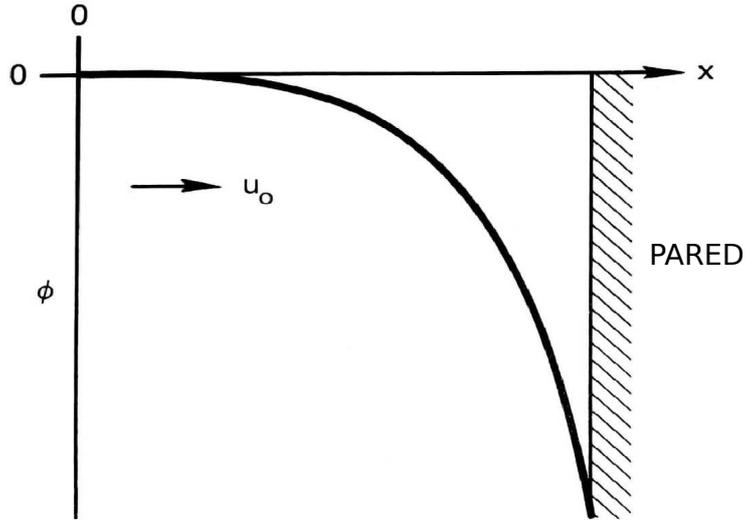


Figura 2.5: El potencial  $\phi$  en una capa plana. Se asume que los iones fríos entran a la capa con una velocidad uniforme. [Chen, 1984]

Suponiendo una distribución Maxwelliana de las partículas se tiene que

$$n_s = n_0 \exp(e\phi_s/K_B T) = n_0 \exp(-1/2) = 0.61n_0 \quad (2.61)$$

Donde  $n_0$  es la densidad promedio del plasma. Para nuestros propósitos es suficiente con aproximar  $0.61 \approx 1/2$ , por lo que la corriente de saturación o **Corriente de Bohm** es [Chen, 1984]

$$I_B \approx \frac{1}{2} n_0 e A \sqrt{\frac{2K_B T}{m}} \quad (2.62)$$

Langmuir y Tonks realizaron cálculos de capas de Debye para objetos de diversas formas, las cuales se conocen como **Sondas de Langmuir** [Mott-Smith and Langmuir, 1926]. Se llaman sondas por que se utilizan para medir las propiedades de un plasma al introducir directamente electrodos metálicos. Los resultados pueden variar mucho respecto a la forma y  $\lambda_D$  de la capa, por lo que las soluciones analíticas están limitadas a un puñado de casos especiales. Este concepto de sondas es la base sobre la que se desarrolló la teoría de absorción de partículas de plasma en el espacio, parte fundamental en el proceso de carga electrostática de superficies.

## Capítulo 3

# Carga electrostática superficial y plasma polvoso

Un cuerpo que viaja por la ionósfera, o a través del espacio exterior, está expuesto a radiación ionizante -Bombardeo de partículas cargadas y radiación electromagnética- la cual depositará o desprenderá cargas en su superficie. A éste fenómeno se le denomina **Carga Electrostática Superficial** y su estudio es de vital importancia para los ingenieros aeroespaciales, ya que es fuente de anomalías que derivan en alteraciones a la instrumentación y, en casos extremos, pérdida de la misión [Shu, 2011].

El desarrollo de ecuaciones analíticas que calculen las corrientes absorbidas y emitidas por un objeto bajo condiciones de espacio exterior es un trabajo arduo que se limita únicamente a un puñado de casos, como por ejemplo, cuerpos esféricos: Sus tamaños varían desde el de un grano de polvo ( $r \approx 1 \mu m$ ) hasta el de un satélite natural, como la Luna.

La primera sección del capítulo condensa las ecuaciones para el cálculo de corrientes al sumergir un cuerpo en un plasma, exponerlo a fotoemisión y producción de electrones secundarios. La segunda sección trata sobre la física del **Plasma Polvoso**, el cual combina los principios del Capítulo 1 con los fenómenos de carga electrostática superficial.

### 3.1. Procesos de carga

#### 3.1.1. Absorción de plasma ambiental

Tal como se expuso en la última subsección del Capítulo 1, la teoría básica que explica la absorción de partículas cargadas del ambiente, proviene del trabajo sobre colectores en descargas gaseosas [Mott-Smith and Langmuir, 1926]. Supongamos que una *sonda* (colector de plasma) se encuentra sumergida en un *plasma ambiental* con una distribución de velocidad Maxwelliana (2.11), produciéndose una capa de Debye alrededor de la sonda, con un potencial esféricamente simétrico  $\phi(\mathbf{r})$  respecto al plasma en equilibrio ( $\phi(\infty) = 0$ ) a una distancia finita de la sonda. Al incluir la energía potencial de las partículas que entran en la capa de Debye, la distribución del plasma en todo el espacio se expresa como:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{u}_s) = n_s \left( \frac{m_s}{2\pi K_B T_s} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{m_s \mathbf{u}_s^2}{2K_B T_s} - \frac{q_s \phi(\mathbf{r})}{K_B T_s} \right) \quad (3.1)$$

Para una partícula del tipo  $s$ , donde  $s = i$  para iones (protones o núcleos más pesados) y  $s = e$  para electrones,  $q_s$  es la carga,  $n_s$  la densidad del plasma ambiental,  $m_s$  es la masa,  $T_s$  su temperatura y  $\mathbf{u}_s$  su velocidad. Para un plasma Maxwelliano con una velocidad de deriva  $\mathbf{V}$  -Por ejemplo, la velocidad de deriva del viento solar o la de un satélite trasladándose a través del plasma ionosférico-, la distribución en el infinito del plasma ambiental se expresa como [Manka, 1973]:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{u}_s) = n_s \left( \frac{m_s}{2\pi K_B T_s} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{m_s (\mathbf{u}_s - \mathbf{V})^2}{2K_B T_s} \right) \quad (3.2)$$

Para obtener la densidad de corriente  $\mathbf{J}_s$  absorbida por la sonda, se integra sobre toda la distribución de velocidades. Usando  $\theta$  como el ángulo respecto a la normal de la superficie, la densidad de corriente para una partícula queda expresada como [Whipple, 1981]:

$$\mathbf{J}_s = q_s \int \int \int u_s \cos(\theta) f(\mathbf{r}, \mathbf{u}_s) d^3 \mathbf{u}_s \quad (3.3)$$

Debido a lo complicado que es resolver la ecuación 3.3, Langmuir y Mott-Smith se centraron en unas cuantas geometrías sencillas, tales como cubos o esferas. En la tabla 3.1 se presenta la compilación de resultados para  $\mathbf{J}_s$  elaborada por Whipple[1965] y Fahleson[1967], posteriormente refinada por Manka[1973]. Se asumen los siguientes aspectos: (1) El cuerpo es una esfera con un potencial superficial  $\phi_s$  (2) La capa de Debye tiene un potencial isotrópico  $\phi(r)$  (3) El tamaño del cuerpo respecto a  $\lambda_D$  puede ser muy pequeño o muy grande; (4) El campo electrostático es atractivo o repulsivo según el signo carga de la partícula y el potencial superficial de la esfera; (5) El plasma se encuentra en reposo o se traslada con una velocidad de deriva comparable con su velocidad térmica.

### 3.1.2. Fotoemisión

La fotoemisión es un proceso de carga provocado por el desprendimiento de electrones, originado por radiación electromagnética ionizante con energía  $h\nu$  mayor que la **función trabajo**  $W_f$  del material; Ejemplos de este tipo de radiación son la luz ultravioleta (UV) y los rayos X. Si los fotoelectrones no regresan a la superficie de donde fueron arrancados, dicha superficie adquirirá carga positiva.

Para analizar íntegramente la fotoemisión en la órbita terrestre, es necesario conocer el **Espec-tro de energía solar**  $S(\nu)$ , tal como el que se muestra en la figura 3.1. La **Producción de foto electrones**  $Y(\nu)$ , i.e. el número de electrones emitidos por cada fotón, ha sido medida en el laboratorio para un número selecto de materiales, tal como se muestra en la figura 3.2. [Grard, 1973]

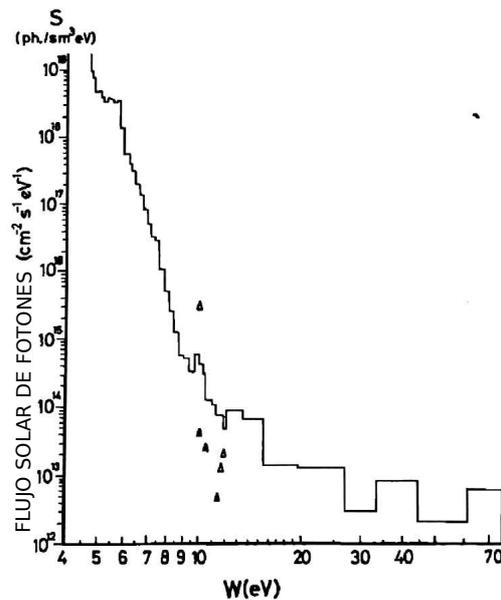


Figura 3.1: Espectro solar  $S(\nu)$ . [Grard, 1973]

Tamaño del cuerpo respecto $\lambda_D$	Pequeño	Grande
En reposo, $ \mathbf{V} /v_{th} \ll 1$		
Campo atractivo	$n_s q_s \sqrt{\frac{K_B T_s}{2\pi m_s}} \left(1 + \frac{q_s \phi_s}{K_B T_s}\right)$	$n_s q_s \sqrt{\frac{K_B T_s}{2\pi m_s}} \left(1 + \frac{2t}{r}\right)$
Campo repulsivo	$n_s q_s \sqrt{\frac{K_B T_s}{2\pi m_s}} \exp\left(\frac{q_s \phi_s}{K_B T_s}\right)$	
En movimiento, $ \mathbf{V} /v_{th} \neq 0$		
Campo atractivo	$n_s q_s v_{th} \sqrt{\pi} r^2 \frac{\sqrt{\pi}}{U} \operatorname{erf}(U) \left(\frac{q_s \phi_s}{K_B T_s} + U^2 + \frac{1}{2}\right) + \exp(-U^2)$	$\frac{n_s e_s v_{th} U}{2} \left[1 + \operatorname{erf}(U) + \frac{1}{U\sqrt{\pi}} \exp(-U^2)\right]$
Campo repulsivo	$\frac{n_s q_s v_{th}}{2\sqrt{\pi}} [\exp(-X^2) + U\pi(1 + \operatorname{erf}(X))]$	

Tabla 3.1: Ecuaciones de densidad de corriente  $\mathbf{J}_s$  por absorción de partículas de plasma ambiental.  $U = \frac{V \cos(\theta)}{v_{th}}$  y  $X = U - \sqrt{\frac{q_s \phi_s}{K_B T_s}}$ ;  $r$  es el radio del cuerpo,  $a$  el radio de la capa,  $t$  el espesor de la capa y  $\phi_s$  el potencial superficial del cuerpo respecto al plasma neutro. [Manka, 1973]

Multiplicando la producción diferencial por el espectro de flujo energético, se obtiene el **Flujo diferencial de fotoelectrones emitidos** por irradiación solar.

$$H(\nu) = S(\nu)Y(\nu) \quad (3.4)$$

El mayor contribuyente a la producción de fotoelectrones es la línea Lyman  $\alpha$ , la cual representa cerca del 30 % de emisión para algunos materiales. El flujo diferencial es una función de la energía del fotón y no debe ser confundido con la distribución de energía de los fotoelectrones. Al integrar la ecuación 3.4 respecto a  $\nu$ , obtenemos la **densidad de corriente de fotoelectrones por luz solar bajo incidencia normal**:

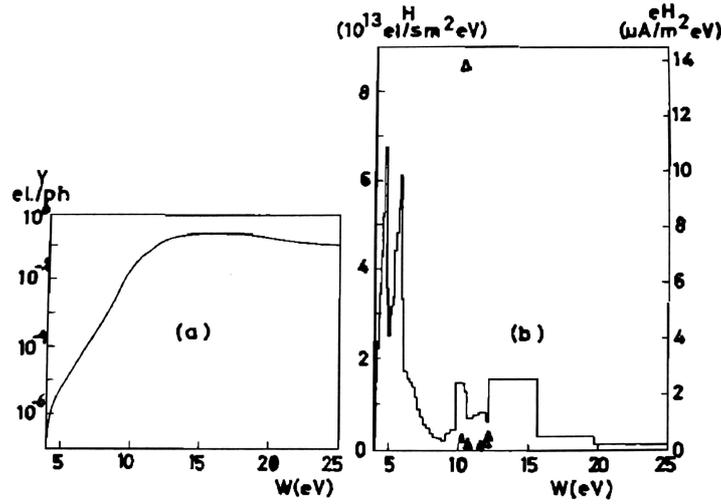


Figura 3.2: Producción de foto electrones  $Y(\nu)$  y diferencial del flujo de electrones  $H(\nu)$  para aluminio anodizado. [Grard, 1973]

$$j_{ph} = \int_0^{\infty} H(\nu) d\nu \quad (3.5)$$

Si bien la ecuación es matemáticamente correcta, el límite de integración inferior está limitado por una frecuencia crítica, a partir de la cual ya no hay fotoemisión.

$$E_{ph} = W_f \quad (3.6a)$$

$$h\nu_{crit} = W_f \quad (3.6b)$$

$$\nu_{crit} = \frac{W_f}{h} \quad (3.6c)$$

La **Distribución de Energía de Fotoelectrones**  $p(E)$  bajo irradiación solar se calcula al multiplicar el espectro de energía solar para luz monocromática  $f_\nu(E)$  por la diferencial del flujo de electrones  $H(\nu)$ . Al integrar respecto a la energía del fotón, obtenemos [Grard, 1973]

$$p(E) = \frac{1}{j_{ph}} \int_{\nu_{crit}}^{\infty} f_\nu(E)H(\nu) d\nu \quad (3.7)$$

Es importante recalcar que  $p(E)$  está normalizada, de tal forma que:

$$\int_0^{\infty} p(E) dE = 1 \quad (3.8)$$

La definición de  $p(E)$  se interpreta como el flujo de partículas con energías entre  $E$  y  $E + \Delta E$ , lo cual tiene la ventaja de ligar directamente a la distribución de energía con interesantes parámetros físicos, tales como la conductancia y el potencial superficial de una sonda. Con lo anterior, es posible asociar una temperatura  $T_{ph}$  a los fotoelectrones y, por tanto, una distribución Maxwelliana equivalente.

Al regresar a la ecuación 3.5 y añadir la dependencia del ángulo de incidencia  $\theta$ , se tiene que la **Densidad de corriente de fotoelectrones** es [Manka, 1973]:

$$J_{ph} = \begin{cases} j_{ph} \cos(\theta) & \phi_s < 0 \\ j_{ph} \cos(\theta) \exp\left(\frac{e\phi_s}{k_B T_{ph}}\right) & \phi_s > 0 \end{cases} \quad (3.9)$$

### 3.1.3. Producción de electrones secundarios por impacto de electrones primarios

Cuando un electrón incide sobre una superficie, éste puede reflejarse, absorberse o re emitirse. Una vez dentro del material, el electrón puede colisionar con puntos dispersivos y salir despedido nuevamente hacia el espacio; durante este proceso, el electrón pierde una porción de su energía con la cual puede excitar a otros electrones, los cuales a su vez pueden escapar del material. Existen tres de estos procesos identificados: (1) **Reflexión**; (2) **Retro dispersión**; (3) **Emisión secundaria auténtica** [Whipple, 1981].

La *reflexión* sólo es significativa si el electrón incidente posee una muy baja energía, normalmente  $\leq 10$  eV. La *retro dispersión* describe a los electrones que salen del material con una distribución isotrópica y una energía similar, pero un poco menor a la de entrada; Usualmente se presentan cuando los electrones incidentes poseen una energía  $< 50$  eV.

El **Coefficiente de reflexión**  $r$  es del orden de 0.05 cuando la energía primaria es cero, decreciendo al incrementar la energía. La relación que la describe es [Whipple, 1981]:

$$r = \frac{W^4}{16(E + W)^3 + W^3} \quad (3.10)$$

donde  $W$  es la suma entre la energía de Fermi y la función trabajo  $W_f$  del material,  $E$  es la energía del electrón incidente y ambos son medidos en *rydbergs* ( $1Ryd = 13.54$  eV).

La emisión de electrones secundarios es un proceso sumamente importante para la carga de objetos en la magnetósfera, donde a temperatura de los electrones se encuentra en el rango de unos cuantos cientos de eV y la producción de electrones secundarios puede ser mayor que la unidad. Frecuentemente, el potencial de equilibrio en superficies sombreadas está determinado por un balance entre los electrones primarios y los secundarios.

El modelo físico para la producción de electrones secundarios implica su excitación en el interior del material, con una tasa proporcional a la razón de pérdida local de energía por parte de los primarios, i.e. la *Potencia de Frenado* del material. El número de secundarios que migran a la superficie y logran escapar decrece exponencialmente con la profundidad, de manera que sólo aquellos producidos en una delgada capa superficial contribuyen significativamente a la producción observada.

La forma de la curva del **Coefficiente de producción de electrones secundarios**, como función de la energía de los primarios, parece ser casi universal cuando se normaliza respecto al **Coefficiente de máxima Producción**  $\delta_m$  y al de **Energía Máxima de Primarios**  $E_m$  (Tabla 3.2). La expresión para la emisión secundaria, basada en una potencia de frenado constante y variando únicamente con la energía de los primarios, se escribe como:

$$\delta = \frac{1.114\delta_m}{\cos(\theta)} \left(\frac{E_m}{E}\right)^{0.35} \left\{ 1 - \exp\left[-2.28 \cos(\theta) \left(\frac{E}{E_m}\right)^{1.35}\right] \right\} \quad (3.11)$$

Material	$\delta_m$	$E_m$ (keV)
Al	0.97	0.3
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	1.5-1.9	0.35-1.3
MgO	4.0	0.4
SiO <sub>2</sub>	2.4	0.4
Teflon	3.0	0.3
Kapton	2.1	0.15
Mg	0.92	0.25

Tabla 3.2: Valores representativos del coeficiente de máxima producción de electrones secundarios  $\delta_m$  y energía máxima de electrones primarios para la producción de electrones secundarios  $E_m$ . [Whipple, 1981]

Suponiendo una distribución isotrópica primaria, esta expresión se integra respecto al ángulo para obtener una producción promedio:

$$\delta_{avg} = \frac{2.228 \delta_m}{Q} \left( \frac{E_m}{E} \right)^{0.35} (Q - 1 + e^{-Q}) \quad (3.12)$$

donde  $Q = 2.28(E/E_m)^{1.35}$ .

La distribución de energía para electrones secundarios puede aproximarse mediante una Maxwelliana, con una temperatura  $T_{sec}$  característica alrededor de 2 eV [Whipple, 1981]. La densidad de corriente para electrones secundarios  $J_{sec}$  para una densidad de corriente de electrones primarios de un plasma ambiental  $J_e$  es [Manka, 1973]:

$$J_{sec} = \begin{cases} J_e \delta & \phi_s < 0 \\ J_e \delta \exp\left(\frac{e\phi_s}{K_B T_{sec}}\right) & \phi_s > 0 \end{cases} \quad (3.13)$$

### 3.1.4. Balance de corrientes y potencial de equilibrio

El problema de calcular el potencial de un cuerpo, dado un ambiente específico, consiste en determinar las corrientes de carga importantes e incluirlas en la **Ecuación de corriente total** [Manka, 1973]

$$J_{ph} + J_e + J_i + J_{sec} = J_{tot} \quad (3.14)$$

El caso donde el total de corrientes se anula, i.e.  $J_{tot} = 0$ , se le conoce como **Condición de equilibrio**, lo cual permite calcular el **Potencial de Equilibrio**  $\phi_{Eq}$ .

$$J_{ph} + J_e + J_i + J_{sec} = 0 \quad (3.15)$$

Aún para el caso simple de una esfera pequeña en reposo dentro de un plasma con distribución Maxwelliana, la ecuación resultante para el potencial de equilibrio es trascendental, la cual debe resolverse numéricamente. Entonces, en un plasma de hidrógeno, el potencial de equilibrio es  $\phi_{Eq} = -2.5 K_B T/e$  suponiendo que tanto iones como electrones poseen la misma temperatura. Cuando un cuerpo posee superficies no conductoras, o diversas superficies conductoras aisladas entre sí, la ecuación de balance de corrientes debe ser resuelta localmente para cada una de las superficies.

La figura 3.3 muestra el esquema de dos curvas de corriente-potencial para un cuerpo hipotético; los potenciales de equilibrio en donde las curvas cruzan el nivel  $I_{tot} = 0$  también se muestran. Usualmente, una curva de corriente-potencial cruza el nivel  $I_{tot} = 0$  una única vez. El potencial de equilibrio para un cuerpo así es estable: Para una perturbación pequeña de carga en el cuerpo, el sistema se moverá en la dirección mostrada por las flechas y, por tanto, tenderá a

restaurar el equilibrio. Sin embargo, es posible tener un comportamiento anormal de la curva de corriente-potencial, tal como se muestra en la curva con tres potenciales de equilibrio. Aquí,  $\phi_1$  y  $\phi_3$  son estables, pero el potencial central  $\phi_2$  es inestable y tenderá a moverse de su valor en caso de presentarse una perturbación.

Cuando la geometría del sistema se vuelve compleja, no es posible suponer un plasma isotrópico, especialmente cuando el objeto es del orden de  $\lambda_D$ ; La capa de Debye no es homogénea y es necesario calcular su comportamiento para cada superficie del sistema, lo cual es extremadamente difícil por medios más o menos analíticos. Para resolver problemas de este tipo, se requiere simular la dinámica del plasma mediante métodos numéricos, de lo cual trata gran parte del Capítulo 5.

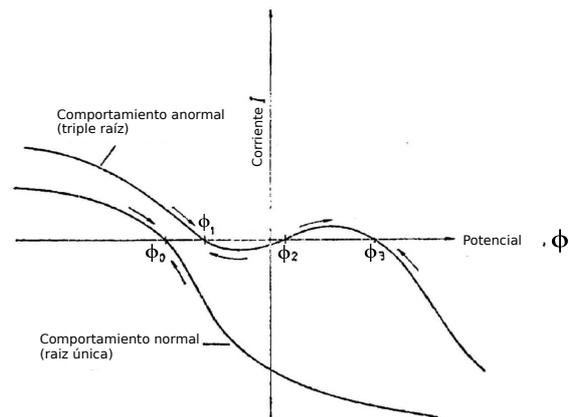


Figura 3.3: Curvas de corriente-voltaje para un cuerpo hipotético, el cual ilustra potenciales de equilibrio estables e inestables.[Whipple, 1981]

## 3.2. Plasma polvoso

El término **plasma polvoso** se refiere a la colección de partículas de polvo cargado, sumergida en un plasma. La presencia de éstas partículas de polvo afecta al comportamiento general del plasma, actuando como un portador de carga más en este sistema. Las propiedades físicas del polvo, tales como su tamaño, densidad y masa dependen de su origen y sus alrededores. En la mayoría de los casos, las partículas de polvo son mucho más masivas que los demás componentes del plasma, las cuales llegan a pesar hasta unas  $10^9$  veces más que un protón; además, éstas partículas de polvo vienen en diferentes tamaños y formas, abarcando desde los nanómetros hasta los milímetros. Éstas variaciones de tamaño y forma determinan que cada partícula se comporte de manera distinta, por lo que la descripción de su movimiento se torna complicada.

### 3.2.1. Características

El estudio del plasma polvoso normalmente se centra en partículas con tamaños entre nanómetros y los  $100 \mu m$ , ya que son las más probables a ser afectadas por campos eléctricos y magnéticos, participando así en el comportamiento general del plasma. En la mayor parte de los casos, el radio del polvo  $r_d \ll \lambda_D$  y el grano se puede asumir esférico, con una distribución de tamaño y masa; un  $r_d$  grande permite almacenar una mayor cantidad de carga. La carga de una sola partícula de polvo se expresa como  $q_d = \pm eZ_d$ , donde  $Z_d$  es la cantidad de cargas eléctricas atrapadas. Un condensado de las diferencias entre un plasma clásico y un plasma polvoso se encuentra en la tabla 3.3.

Características	Plasma de electrones-iones	Plasma polvoso
Condición de cuasineutralidad	$n_{e0} = Z_i n_{i0}$	$Z_d n_{d0} + n_{e0} = Z_i n_{i0}$
Carga de la partícula masiva	$q_i = Z_i e$	$ q_d  = Z_d e \gg q_i$
Dinámica de las cargas	$q_i = \text{constante}$	$\partial q_d / \partial t = \text{Corriente total}$
Masa de la partícula masiva	$m_i$	$m_d \gg m_i$
Frecuencia del plasma	$\omega_{pi}$	$\omega_{pd} \ll \omega_{pi}$
Longitud de Debye	$\lambda_{De}$	$\lambda_{Di} \ll \lambda_{De}$
Tamaño de partícula	Uniforme	Distribución de tamaño

Tabla 3.3: Diferencias básicas entre un plasma de iones-electrones y un plasma polvoso. [Shukla, 2002]

### 3.2.2. Neutralidad macroscópica y longitud de Debye

A gran escala, se dice que el plasma polvoso es eléctricamente neutro. En ausencia de fuerzas externas, la cuasineutralidad se logra en el equilibrio, el cual se puede expresar como:

$$q_i n_i - e n_e = q_d n_d \quad (3.16)$$

donde  $n_{i0}, n_{e0}$  y  $n_{d0}$  son la densidad para los iones, electrones y polvo respectivamente.  $q_i = Z_i e$  es la carga para iones (O+, Xe+...), por tanto si  $Z_1 = 1$  se trata únicamente de un protón; mientras que  $q_d = \pm Z_d e$  es la carga del polvo, donde  $Z_d$  es la cantidad de cargas atrapadas en un grano de polvo. El número de cargas  $Z_d$  en una partícula de polvo puede variar entre una y miles, lo cual dependerá de los parámetros del plasma, concentración del polvo y las corrientes descritas en la sección anterior. El polvo cargado modifica el comportamiento colectivo del plasma, lo cual incluye la formación de campos eléctricos, alterando el perfil de potencial local, modificando las trayectorias de partículas en el plasma e induciendo nuevas ondas, tales como las *ondas acústicas de polvo* (Figura 3.4).



Figura 3.4: Ondas acústicas en un plasma polvoso. [Shukla, 2002]

En el caso del plasma polvoso, la ecuación de Poisson 2.24 se puede generalizar para incluir la presencia de granos de polvo. Tal como se había discutido en la sección 2.1.4, para el cálculo de  $\lambda_D$  en un plasma neutro, únicamente se toma en cuenta la temperatura de los electrones porque son más móviles que los protones y compensan las perturbaciones con carga negativa, mientras que en un plasma polvoso, los electrones y protones son más móviles que los granos de polvo, por lo que  $\lambda_D$  toma en cuenta la temperatura de los electrones y los iones, quedando:

$$\lambda_D = \frac{\lambda_{De} \lambda_{Di}}{\sqrt{\lambda_{De}^2 + \lambda_{Di}^2}} \quad (3.17)$$

---

Donde  $\lambda_{De} = (k_B T_e / 4\pi n_e e^2)^{1/2}$  y  $\lambda_{Di} = (k_B T_i / 4\pi n_i e^2)^{1/2}$  son las longitudes de Debye de los electrones e iones respectivamente. En caso de que el polvo esté cargado negativamente,  $\lambda_D \approx \lambda_{Di}$ ; en caso de que esté cargado positivamente,  $\lambda_D \approx \lambda_{De}$  [Shukla, 2002].

### 3.2.3. Frecuencias del plasma y de colisión

La frecuencia del plasma polvoso se deduce de una manera similar a la ecuación 2.35. Suponiendo un plasma frío y desmagnetizado, la frecuencia del plasma está dada por:

$$\omega_{p,d}^2 = \frac{4\pi n_d Z_d^2 e^2}{m_d} \quad (3.18)$$

La tasa de colisión entre los granos de polvo y las partículas neutras también es una frecuencia característica del plasma polvoso. Hay tres tipos de frecuencias de interés: (1) Frecuencia de colisión electrón-neutro  $\nu_{en}$  (2) Frecuencia de colisión ion-neutro  $\nu_{in}$  (3) Frecuencia de colisión polvo-neutro  $\nu_{dn}$ . La frecuencia de colisión para la partícula  $s$  está dada por:

$$\nu_{sn} = n_n \sigma_s^n v_{th,s} \quad (3.19)$$

donde  $n_n$  es la concentración de partículas neutro,  $\sigma_s^n$  es la sección eficaz de colisión y  $v_{th,s}$  es la velocidad térmica de la partícula cargada.

## 3.3. Procesos de carga en un plasma polvoso

Los procesos de carga para un grano de polvo son los mismos que se expusieron en la sección anterior, i.e. absorción de plasma ambiental, fotoemisión y la emisión secundaria de electrones. Si las corrientes cumplen con la *condición de neutralidad*, el potencial del grano de polvo alcanza un potencial de equilibrio  $\phi_{Eq}$ . Sin embargo, existen consideraciones especiales que deben tomarse en cuenta para reproducir el comportamiento colectivo de los granos de polvo en un plasma complejo.

### 3.3.1. Orbit Motion Limit Theory (OML)

En el caso de que los granos de polvo se puedan considerar aislados en un plasma polvoso, es decir, si se cumple la condición  $r_d \ll \lambda_D \ll a$ , donde  $a$  es la distancia promedio entre granos, se asume que el movimiento de los iones y electrones libres no se ve afectado por las partículas de polvo cercanas, de tal manera que cualquier cambio en la trayectoria de aproximación hacia la partícula de polvo se debe únicamente al *espacio cargado* creado alrededor de ella. La interacción polvo-plasma es similar al caso de una sonda inmersa en un plasma y la interacción puede ser modelada aproximadamente por la teoría **Orbit Motion Limited** (OML). Este acercamiento utiliza las leyes de conservación de la energía y del momento angular para determinar la colección de iones y electrones por parte del polvo [Anuar, 2013].

Consideremos que una partícula de plasma del tipo  $s$  con masa  $m_s$  y una velocidad inicial  $v$  se aproxima, desde una distancia infinita, a una partícula de polvo con un radio  $r_d$  y carga  $q_d$ . Al entrar en la capa de Debye, la partícula experimenta alguna fuerza atractiva o repulsiva que altera su trayectoria. La partícula  $s$  podría golpear la superficie y ser colectada o podría ser dispersada por el grano de polvo, dependiendo de la fuerza resultante entre él y la partícula. Este proceso de colisión se muestra en la figura 3.5. En la figura, una partícula incidente pasa de largo respecto al grano de polvo y se deflecta con una velocidad  $v_g$ . **La sección eficaz de colisión**  $\sigma_s^d$  entre dos partículas es una función que depende de  $\rho_c$ , la cual está dada por:

$$\sigma_s^d = \pi \rho_c^2 \quad (3.20)$$

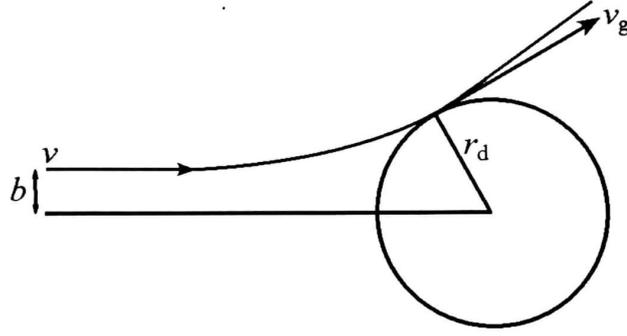


Figura 3.5: Colisiones entre una partícula de plasma  $s$  y una partícula de polvo cargado, con  $q_s q_d < 0$ . [Shukla, 2002]

De acuerdo con Shukla[2002], el parámetro  $\rho_c^2$ , conocido como **Factor de impacto** está dado por:

$$\rho_c^2 = r_d^2 \left( 1 - \frac{2q_s q_d}{r_d m v_s^2} \right) \quad (3.21)$$

Por lo que el la sección eficaz resulta:

$$\sigma_s^d = \pi r_d^2 \left( 1 - \frac{2q_s q_d}{r_d m v_s^2} \right) \quad (3.22)$$

La carga del polvo se puede encontrar con la relación:

$$q_d = C \phi_d \quad (3.23)$$

Donde  $\phi_d$  es el potencial superficial del polvo respecto al plasma neutro. De acuerdo con Whipple[1965] la capacitancia de un grano puede ser aproximada por:

$$C \approx r_d \exp\left(\frac{-r_d}{\lambda_D}\right) \quad (3.24)$$

Para  $\lambda_D \gg r_d$ , la capacitancia se aproxima a  $C \approx r_d$ , por lo que la ecuación de carga para un grano queda como:  $q_d = r_d \phi_d$ . La sección eficaz de una partícula de polvo, cargada negativamente, se expresa como:

$$\sigma_e(v_e) = \begin{cases} \pi r_d^2 \left( 1 + \frac{2e\phi_d}{m_e v_e^2} \right), & \frac{2e\phi_d}{m_e v_e^2} > -1 \\ 0, & \frac{2e\phi_d}{m_e v_e^2} < -1 \end{cases} \quad (3.25)$$

$$\sigma_i(v_i) = \pi r_d^2 \left( 1 - \frac{2e\phi_d}{m_i v_i^2} \right) \quad (3.26)$$

donde  $v_i$  y  $v_e$  son las velocidades de los iones y electrones, respectivamente. De la ecuación 3.25 se concluye que una colisión entre un electrón y una superficie negativamente cargada sólo sucederá si el electrón tiene suficiente energía como para rebasar la barrera inducida por el potencial superficial del polvo. Por otro lado, los iones son atraídos a la partícula de polvo y la colisión sucede en todo el dominio de velocidades.

El flujo de electrones y iones hacia una superficie se obtiene integrando la sección eficaz de colisión con la distribución de velocidades del plasma:

$$I_s = n_s \int v \sigma_s(v) f_s(v) d^3 v \quad (3.27)$$

Las densidades de corriente resultantes corresponden a la columna de “tamaño de cuerpo pequeño respecto a  $\lambda_D$ ” de la tabla 3.1.

### 3.3.2. Carga de un ensamble de partículas

En realidad, las partículas de polvo pueden estar densamente contenidas, de tal forma que  $r_d \ll a \ll \lambda_D$ . En este caso, las partículas de polvo interactúan unas con otras y participan en el comportamiento colectivo del plasma. Las partículas de polvo ya no están aisladas y es necesario complementar la teoría OML para incluir los efectos causados por la concentración de polvo.

El criterio para distinguir si el plasma polvoso se comportará colectivamente o como granos individuales, es el uso del parámetro  $P$ :

$$P = 6.95 \times 10^6 T_s(eV)r_d(cm) \frac{n_d}{n_{e0}} \quad (3.28)$$

A un valor bajo de  $P$ , i.e.  $P < 1$ , se ha probado que las partículas de polvo se comportan como si estuvieran aisladas; sin embargo, mientras  $P$  incrementa, la absorción de grandes cantidades de partículas de plasma por los granos de polvo resultan en un plasma perturbado y los efectos colectivos del polvo se vuelven progresivamente significativos [Anuar, 2013].

### 3.3.3. Emisión de electrones secundarios

En [Chow et al., 1993] se introdujo un nuevo modelo para calcular las emisiones de electrones secundarios desde pequeños granos esféricos de polvo. En el modelo, se asumió que: (1) La pérdida de energía de los electrones primarios puede ser descrita por la ley de Whiddington (2) La densidad de corriente de los electrones primarios se conserva dentro del grano (3) La emisión es proporcional a la pérdida de energía de los electrones primarios (4) El flujo de electrones secundarios decrece exponencialmente respecto con la distancia entre la superficie y su punto de producción (5) Los electrones primarios inciden perpendicularmente al grano. Con estas aseveraciones, se mostró que el resultado de emisión de electrones secundarios en un plasma polvoso es más alta que la emisión de una losa de material.

La emisión de electrones secundarios debido a impacto de electrones primarios se escribe como:

$$\delta(E_p) = \frac{1}{2} \int_0^{\min(r_d, x_{max})} K_s K_w (E_p^2 - K_w x)^{-1/2} f(x) dx \quad (3.29)$$

Donde  $E_p$  es la energía de electrón primario justo antes del impacto,  $r_d$  es el radio del grano,  $x_{max}$  es la distancia máxima recorrida antes de que el electrón sea detenido por el grano,  $K_s$  es la eficiencia de transferencia de energía,  $K_w$  es la constante de Whiddington para la pérdida de energía respecto a la distancia,  $x$  es la profundidad de penetración ( $x = 0$  en la superficie,  $x = x_{max}$  a máxima profundidad de penetración y  $x = r_d$  si los electrones atraviesan el grano). La función  $f(x)$  está dada por:

$$f(x) = \frac{1}{2} \int_0^\pi \exp(-\alpha l(x, \theta)) \sin \theta d\theta \quad (3.30)$$

donde

$$l(x, \theta) = [r_d^2 + (r_d - x)^2 - 2r_d(r_d - x) \cos \theta']^{1/2} \quad (3.31)$$

con  $\theta' = \theta - \sin^{-1}[(r_d - x) \sin(\theta)/r_d]$ ,  $\alpha$  es el inverso de la longitud de absorción para electrones secundarios y  $l(x, \theta)$  es la distancia recorrida por los electrones excitados para alcanzar la superficie del grano. La representación geométrica del modelo se encuentra en la figura 3.6.

El electrón absorbido puede detenerse a una distancia  $x_{max}$  desde la superficie o continuar trasladándose hasta que atravesase todo el grano ( $r_d$ ). En  $x_{max}$ , la energía del electrón es  $E(x) = 0$ . De la ley de Whiddington, la cantidad de energía perdida por el electrón primario está dada por:

$$E(x) = (E_p^2 - K_w x)^{1/2} \quad (3.32)$$

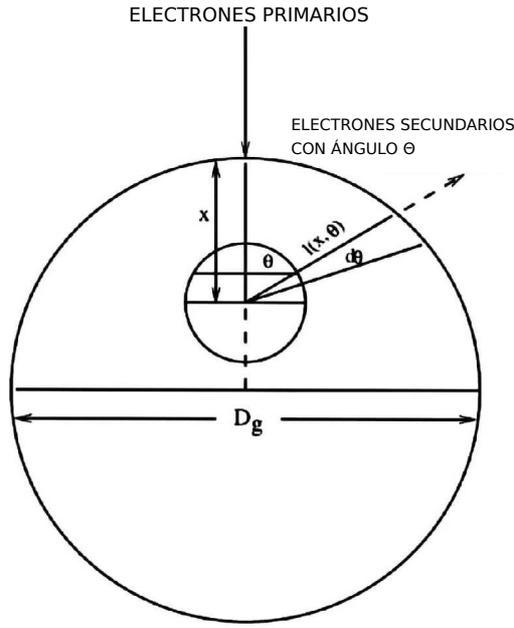


Figura 3.6: Electrón primario entrando en un grano esférico con incidencia normal. A lo largo de su trayecto, los electrones son excitados y pueden salir a la superficie isotrópicamente, debido al pequeño radio del grano. [Shukla, 2002]

donde la máxima profundidad de penetración es  $x_{max} = E_p^2 - K_w x$ . El electrón incidente atraviesa el grano por efecto túnel si su energía inicial es

$$E_p > (K_w r_d)^{1/2} \quad (3.33)$$

La producción de electrones secundarios  $\delta_s$  depende en del tamaño de grano y de la energía del electrón incidente. En resumen, la producción de electrones secundarios puede describirse con las siguientes características:

- A bajas energías de electrones primarios, una partícula de polvo pequeña produce más electrones secundarios que una partícula más grande, debido a la menor profundidad de penetración, lo cual significa que los electrones secundarios resultantes están más cercanos a la superficie, por tanto, es más probable que alcancen la superficie. Adicionalmente, los electrones secundarios pueden ser emitidos isotrópicamente desde un grano pequeño para una proporción  $x_{max}/r_d$  grande; caso contrario, para un grano grande es más probable el emitir sólo de un lado, debido a una proporción más grande entre  $x_{max}/r_d$ .
- A altas energías de electrones primarios, una partícula de polvo pequeña produce una menor cantidad de electrones secundarios que una partícula grande, debido a que es más probable que los electrones primarios atraviesen todo el grano pequeño a que sean detenidos. La ley de Whiddington establece que los electrones primarios pierden más energía al final de su recorrido. Una partícula de polvo más grande asegura que los electrones primarios sean detenidos dentro del grano, lo cual permite producciones más altas de electrones secundarios.

La corriente de electrones secundarios está dada por [Meyer-Vernet, 1981]:

$$I_{sec} = \frac{8\pi^2 r_d^2 e}{m_e^2} \int_0^\infty E \delta_s(E) f_e(E - e\phi_d) dE \quad \phi_s \leq 0 \quad (3.34)$$

$$I_{sec} = \frac{8\pi^2 r_d^2 e}{m_e^2} \exp\left(-\frac{e\phi_d}{k_B T_{se}}\right) \left(1 + \frac{e\phi_d}{k_B T_{se}}\right) \int_0^\infty E \delta_s(E) f_e(E - e\phi_d) dE \quad \phi_d \geq 0 \quad (3.35)$$

Donde  $k_B T_{se}$  es la energía térmica de los electrones secundarios. Asumiendo que los electrones secundarios se emiten con una distribución de energía Maxwelliana  $f(E - e\phi)$ , ésta se puede escribir como:

$$f_e(E - e\phi_d) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E - e\phi_d}{m_e}\right) \quad (3.36)$$

Por tanto las corrientes de electrones secundarios para partículas de polvo quedan:

$$I_{sec} = \begin{cases} C \int_0^\infty E \delta_s(E) \exp\left(-\frac{E}{K_B T_e}\right) dE & \phi_d \leq 0 \\ C \exp\left(-\frac{e\phi_d}{k_B T_e}\right) \left(1 + \frac{e\phi_d}{k_B T_e}\right) \int_0^\infty E \delta_s(E) \exp\left(-\frac{E}{K_B T_e}\right) dE & \phi_d \geq 0 \end{cases} \quad (3.37)$$

donde

$$C = 4\pi r_d^2 n_e e \left(\frac{K_B T_e}{2\pi m_e}\right)^{1/2} \frac{1}{(K_B T_e)^2} \exp\left(\frac{e\phi_d}{K_B T_e}\right) \quad (3.38)$$

### 3.4. Dinámica de plasma polvoso

Una partícula de polvo cargada sentirá las mismas fuerzas electrostáticas y magnetostáticas que cualquier otra partícula en el plasma. Sin embargo, es necesario agregar a sus ecuaciones de movimiento la fuerza gravitacional  $\mathbf{F}_g$ , fuerza de arrastre de Coulomb  $\mathbf{F}_c$  y el arrastre de partículas neutras  $\mathbf{F}_n$ , quedando de la siguiente forma:

$$m_d \frac{d\mathbf{V}_d}{dt} = Q_d(t)(\mathbf{E} + \mathbf{v}_d \times \mathbf{B}) + \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_c + \mathbf{F}_n \quad (3.39)$$

$$\frac{d\mathbf{x}_d}{dt} = \mathbf{v}_d \quad (3.40)$$

#### 3.4.1. Fuerza de arrastre por iones

La interacción entre iones y partículas de polvo consiste en (1) Impactos por colisión (2) colisiones electrostáticas de Coulomb (3) Efectos de fluidos, los cuales son despreciables. El primer término se refiere a la transferencia de momento debido a la colisión directa entre los iones y el polvo. Está en función de la sección eficaz del polvo 3.26 y se expresa como [Shukla, 2002].

$$\mathbf{F}_i^{coll} = \pi r_d^2 n_i m_i v_{i,tot} \mathbf{v}_i \left(1 - \frac{2e\phi_d}{m_i v_i^2}\right) \quad (3.41)$$

donde  $v_{i,tot} = (v_i^2 + 8k_B T_i / \pi m_i)^{1/2}$  es la velocidad total del ion, la cual es la velocidad de deriva y térmica combinadas.

La colisión electrostática de Coulomb, también conocida como fuerza de arrastre de Coulomb, se refiere a la dispersión del ion mientras pasa cerca del polvo. Se expresa mediante:

$$\mathbf{F}_i^{coul} = 2\pi b_0^2 n_i m_i v_{i,tot} \mathbf{v}_i \ln\left(\frac{b_0^2 + \lambda_{De}^2}{b_0^2 + b_c^2}\right) \quad (3.42)$$

donde  $b_0 = r_d \frac{e\phi_d}{m_i v_i^2}$  es el parámetro de impacto,  $v_c = r_d \left(1 - \frac{2e\phi_d}{m_i v_i^2}\right)^{1/2}$  es el parámetro de colisión directa. El cálculo de arrastre por fuerza de Coulomb es para excluir la fuerza provocada por impacto directo.

---

### 3.4.2. Fuerza de arrastre de partículas neutras

Una partícula que se mueve en un plasma débilmente ionizado experimenta fuerzas resistivas mientras se mueve a través del medio. La resistencia es causada principalmente por los átomos y moléculas neutras y está en función de la velocidad promedio de la partícula  $u_d$  la cual es, normalmente, menor que la velocidad térmica  $v_{n,th}$ . Hay dos regímenes de fuerza neutra dependiendo del número de Knudsen  $K_n$ , donde  $K_n = l_n/r_d$  y  $l_n$  es el camino libre medio molecular. El primer régimen, donde  $K_n \ll 1$  es conocido como régimen hidrodinámico, donde la expresión para la fuerza de arrastre  $F_n$  está dada por la ley de Stokes [Anuar, 2013]

$$F_n = -6\pi\eta r_d u_d \quad (3.43)$$

donde  $\eta$  es la viscosidad del gas y el signo negativo indica que el vector está en dirección opuesta a la velocidad de la partícula. El segundo régimen, donde  $K_n \gg 1$ , el cual es frecuentemente llamado *régimen molecular libre*, es el caso más probable para un plasma polvoso. Para  $u \ll v_{n,th}$ ,  $F_n$  está dada por [Anuar, 2013]:

$$F_n = -\frac{8\sqrt{2\pi}}{3}\gamma r_d^2 n_n T_n \frac{u_d}{v_{n,th}} \quad (3.44)$$

Donde  $\gamma$  es un coeficiente que depende de procesos subsecuentes que ocurren en la superficie del polvo. Por ejemplo,  $\gamma = 1$  para absorción y reflexión;  $\gamma = 1 + \pi/8$  para dispersión difusa.

## Capítulo 4

# Ambiente Lunar

El ambiente lunar es inclemente con todo aquello que se coloque en su superficie (figura 4.1), sin importar si se trata de humanos o robots. Algunas características que hacen de la Luna un lugar hostil son: Las variaciones de temperatura superficial promedio, que oscilan entre los  $-153\text{ }^{\circ}\text{C}$  de noche y  $107\text{ }^{\circ}\text{C}$  de día; la ausencia casi total de campo magnético, la exposición directa al viento solar; la aceleración gravitatoria en el ecuador, que es  $\frac{1}{6}$  de la terrestre, unos  $1.62\text{ m/s}^2$ ; carece de una atmósfera gaseosa suficiente que amortigüe la radiación electromagnética solar y el bombardeo de micrometeoroides, etc. Dentro del gran catálogo de variables que se deben tomar en cuenta para llevar exitosamente una misión en su superficie, nos fijaremos únicamente en aquellas que modifican la dinámica del regolito lunar y se explicarán a lo largo de este capítulo.

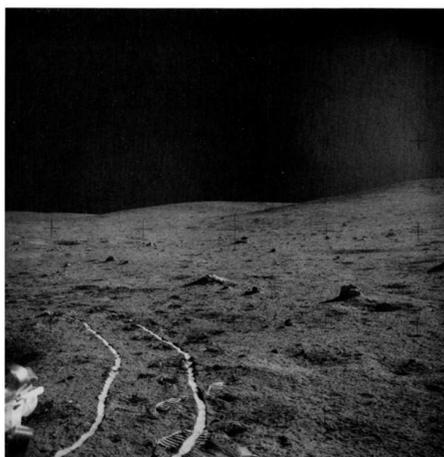


Figura 4.1: Vista de desde el sitio de alunizaje del Apollo 14. [Heiken, 1991]

### 4.1. Radiación ionizante

La Luna es bombardeada constantemente por diversos tipos de radiación ionizante: flujos grandes de partículas de baja energía del viento solar, flujos pequeños de rayos cósmicos galácticos de alta energía, algunos flujos intensos de partículas solares durante una tormenta y, finalmente, la radiación electromagnética del ultravioleta lejano solar. Todos estos fenómenos afectan impunemente al lado diurno de la Luna: La práctica ausencia de atmósfera gaseosa permite que la radiación electromagnética cargue la superficie lunar por fotoemisión, mientras que la ausencia de un campo magnético hace lo propio con la lluvia de partículas del viento solar, tal como se aprecia en la figura 4.2.

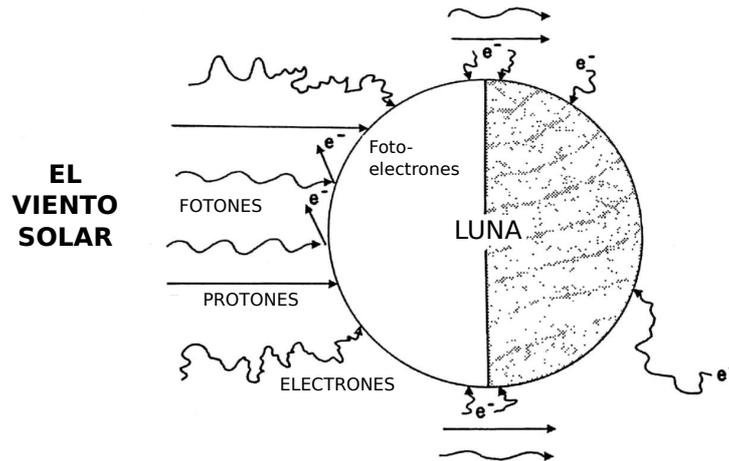


Figura 4.2: El viento solar y la capa de fotoelectrones sobre la Luna. [Freeman and Ibrahim, 1975]

#### 4.1.1. Atmósfera y magnetismo lunar

La atmósfera lunar es extremadamente tenue si la comparamos con la terrestre: Con una concentración de gas de alrededor de  $2 \times 10^5$  moléculas/cm<sup>3</sup> durante la noche y cerca de  $10^4$  moléculas/cm<sup>3</sup> en el lado diurno; esto significa que es unos 14 órdenes de magnitud más delgada que la terrestre.

Hasta ahora, la mayor parte de lo que sabemos sobre la atmósfera lunar se debe a modelos teóricos, ya que no se han realizado mediciones precisas *in situ*. Durante las misiones Apollo, los Lander contaminaron la atmósfera que los rodeaba, dificultando las mediciones de sus sofisticados sensores. Para ponerlo en perspectiva: La atmósfera lunar tiene una masa cercana a los  $10^4$  kg, cantidad equivalente a la del gas liberado por cada misión Apollo; entre los seis alunizajes Apollo se liberaron cerca de seis veces la cantidad de gas presente en toda la atmósfera. Se sabe que la atmósfera está mayoritariamente compuesta de neon, hidrógeno, helio y argón. El Neon, Hidrógeno y Helio son derivados del viento solar; el Argón <sup>40</sup>Ar es mayoritariamente originado del decaimiento radioactivo del <sup>40</sup>K lunar [Heiken, 1991].

En cuanto al campo magnético superficial, se sabe que es muy débil. Durante las misiones Apollo 12,15 y 16 se realizaron mediciones superficiales con magnetómetros puestos en zonas cercanas al sitio de alunizaje. De ello, se encontraron zonas con campos magnéticos anómalos tan fuertes como  $300 \gamma$  ( $1\gamma = 10^{-9}T$ ), los cuales aún son dos órdenes de magnitud más débiles que el campo magnético terrestre. Por otra parte, en las misiones Apollo 15 y 16 se lanzaron satélites secundarios equipados con magnetómetros y detectores de electrones, los cuales medían directa e indirectamente el campo magnético respectivamente, de los cuales se obtuvieron mediciones entre los  $10 \gamma$  y los  $0.4 \gamma$ . La distribución de la intensidad de este campo magnético es heterogénea: En las tierras altas es muy diversa en intensidad y localización, mientras que en los mares existe una débil uniformidad. Los orígenes de esta distribución son aún un campo de investigación abierto.

#### 4.1.2. Viento solar

El Sol se encuentra emitiendo constantemente un flujo de plasma llamado **viento solar**, el cual se considera eléctricamente neutro, embebido en un campo magnético que se extiende desde su corona hasta los confines del Sistema Solar. Típicamente tiene una velocidad de propagación que varía entre los 300 y los 700 km/s y la concentración de sus partículas varían entre 1 y  $20 \times 10^6$  m<sup>-3</sup> [Heiken, 1991]. De estos parámetros típicos podemos distinguir dos tipos: Viento

solar rápido y viento solar lento; la fuente del flujo lento puede ser cualquier región del sol a excepción de los hoyos coronales, mientras que el del flujo rápido son los hoyos coronales. Si bien estos dos tipos de flujo varían en diversos parámetros, aquellos que nos interesan son la concentración, temperatura y velocidad de deriva (Tabla 4.1) [Stubbs et al., 2014]. De estos dos flujos, es el lento el que experimenta la Luna durante la mayor parte del tiempo.

Parámetro	Flujo lento	Flujo rápido
Concentración $n_0[m^{-3}]$	$10 \times 10^6$	$5 \times 10^6$
Temperatura de electrones $T_e[eV]$	12.1	12.1
Temperatura de iones $T_i[eV]$	8.6	12.9
Velocidad de deriva $V[km/s]$	400	650

Tabla 4.1: Parámetros del plasma para el viento solar lento y rápido.

### 4.1.3. Radiación electromagnética y manta fotoelectrónica

En el lado diurno de la Luna, los fenómenos de carga están dominados por la fotoemisión provocada por los rayos UV y rayos X suaves, lo cual provoca un balance con potencial de equilibrio positivo. Los fotoelectrones regresan a la superficie en respuesta a la carga positiva creada por la fotoemisión, provocando una acumulación de los mismos justo por encima de la superficie. Esta acumulación se conoce como **manta fotoelectrónica** (figura 4.3) y es más densa que el viento solar en esa región. Los campos eléctricos en esta región apuntan hacia afuera de la superficie, por lo que las partículas negativamente cargadas son atraídas al suelo y las positivas son impulsadas hacia arriba [Colwell et al., 2007].

El perfil de la manta fotoelectrónica depende de la distribución de energía de los fotoelectrones, los cuales a su vez dependen del espectro de la radiación electromagnética incidente y de la función trabajo del material de la superficie. Las muestras de regolito, traídas por las misiones Apollo 14 y 15, se sometieron a pruebas de laboratorio para determinar su función trabajo. Se determinó que el rango efectivo para fotoemisión abarca entre los 50 y 250 nm ( $\approx 5 - 25eV$ ), los cuales cubren el ultravioleta cercano y lejano. Usando la ecuación 3.13 se obtiene una estimación de la densidad de corriente fotoelectrónica para luz solar con incidencia normal, la cual es de  $J_{ph} = 4.5 \mu A/m^2$ . El valor medio de la energía cinética de los fotoelectrones emitidos es alrededor de  $T_e = 2.2 eV$ , la cual puede ser usada para obtener una aproximación Maxwelliana con esa temperatura [Stubbs et al., 2014].

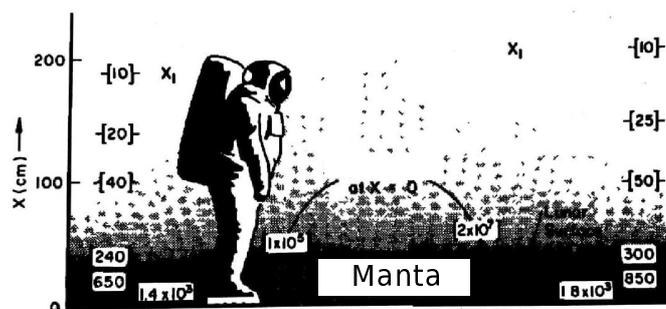


Figura 4.3: Capa foto electrónica lunar. [Walbridge, 1973]

---

## 4.2. Regolito lunar

**Regolito** es un término terrestre, el cual se refiere a “...Un término general para una capa de roca fragmentada desconsolidada... (Éste) incluye: escombros de rocas de todo tipo, incluyendo ceniza volcánica...”. Los regolitos producidos en la Tierra se generan por procesos exclusivamente terrestres, tales como la presencia de oxígeno, la influencia del agua y el viento, y de las actividades propias de la vida. En contraste, el regolito que se forma en la Luna es resultado de los continuos impactos de meteoroides, grandes y pequeños, y por el constante bombardeo de partículas atómicas cargadas provenientes del sol y demás estrellas.

El regolito lunar tiene gran similitud, en cuanto a tamaño, con la arena arcillosa, con un tamaño medio de grano entre los 45 y 100  $\mu\text{m}$ . Muchos de estos granos son angulosos y abrasivos, similares a la ceniza volcánica terrestre. Este material fino tiene una muy baja conductividad y poca pérdida dieléctrica, permitiendo la acumulación de carga electrostática bajo la radiación ultravioleta, provocando su levitación cuando los campos eléctricos normales a la superficie son lo suficientemente fuertes. Los granos cargados pueden exhibir un comportamiento inusual, lo cual incluye levitación y transporte por encima de la superficie, dentro de la manta fotoelectrónica. Se han realizado mediciones *in situ* y simulaciones de la dinámica del regolito en la atmósfera lunar; a pesar de ello, el fenómeno no está del todo bien comprendido.

El regolito es propenso a adherirse y acumularse en equipo científico por estas mismas fuerzas electrostáticas, el cual puede aferrarse a las superficies pintadas con una fuerza alrededor de  $10^4 \text{ dinas/cm}^2$  y a las superficies metálicas con una fuerza de  $10^3 \text{ dinas/cm}^2$ . Un ejemplo tangible del daño que causa el polvo en el equipamiento científico es el del Surveyor 5, misión que permaneció en la Luna durante dos años y medio, en donde la acumulación y adhesión de polvo fue mucho mayor a lo anticipado; mucha de la acumulación mostraba huellas de abrasión por regolito, provocado por el propulsor del módulo lunar del Apollo 12. El espejo óptico en el Surveyor 3 se dañó a consecuencia de este chorro de polvo y su acumulación. Éste es un claro ejemplo de que los equipos expuestos en una base lunar deben estar protegidos del daño producido por polvo. [Heiken, 1991]

### 4.2.1. Formación

Al momento de que una nueva capa de roca es expuesta sobre la Luna debido a, por ejemplo, un flujo de lava o el bombardeo de meteoroides, su destrucción comienza inmediatamente. Con el paso del tiempo, los escombros de los impactos terminan por cubrir la capa de roca. Ésta capa de escombros se conoce como **regolito lunar**. Debido a que el impacto de meteoroides produce choques térmicos y de presión, gran parte del material pulverizado se derrite y se recombina para producir *breccias* (Roca fragmentada) y *aglutinados* (Fragmentos recombinados), aumentando así su complejidad.

El proceso de formación se puede dividir, a grandes rasgos, en dos etapas: Una etapa temprana, justo después de que la capa de roca se expone por primera vez y que la capa de regolito es relativamente delgada (Menos de unos cuantos centímetros de espesor), donde los impactos de objetos, tanto grandes como pequeños, penetran el regolito y excavan roca fresca. En esta etapa, la capa de regolito se acumula rápidamente. Con el pasar del tiempo, el espesor de la capa de regolito se incrementa, dejando pasar únicamente los meteoroides más grandes. En esta etapa tardía, los pequeños impactos sólo perturban y mezclan la capa de regolito ya presente, ocasionando que ésta engrose más lentamente.

La evolución del regolito está gobernada por dos mecanismos completamente aleatorios: Uno destructivo, el cual se produce al excavar regolito existente en cráteres; el segundo es constructivo, con la añadidura de capas de nuevo material proveniente de cráteres cercanos. La superposición de todos estos fenómenos mecánicos, añadiendo a la fórmula partículas cósmicas y solares, provocan la *maduración* del material [Heiken, 1991].

### 4.2.2. Aglutinados

Los *aglutinados* son partículas individuales, agregados de partículas más pequeñas de suelo lunar. Estas partículas son pequeñas, usualmente  $< 1\text{ mm}$ , y contienen diminutas gotas de  $Fe$  metálico y  $FeS$  (Sulfuro de hierro). Probablemente se han formado por derretimiento y mezclado, producto del bombardeo de micrometeoroides sobre el regolito lunar, tal como se ve en la figura 4.4. La presencia de aglutinados es una de las características que más llamaron la atención de las muestras lunares, los cuales a su vez son el componente más abundante del suelo lunar: llegan a constituir el 60% del volumen en suelos maduros. Su formación es exclusiva de cuerpos terrestres sin atmósfera, tales como la Luna y Mercurio.

Las fotografías de la figura 4.5 muestran una serie de imágenes obtenidas mediante un microscopio electrónico de diversos aglutinados. Típicamente tienen formas irregulares y frecuentemente contienen ramificaciones o morfología dendrítica. Todas estas características irregulares y angulosas, combinadas con su reducido tamaño, son exclusivas de este tipo de suelo. En la Tierra no hay presencia de aglutinados reales, dado que los procesos de erosión terminan por destruirlos; por ello, en la Luna son una fuente de riesgos endémica [Heiken, 1991].

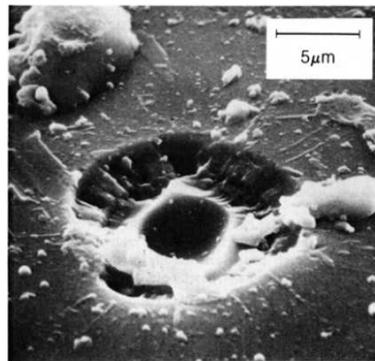


Figura 4.4: Impacto de un micrometeorito sobre un grano de suelo lunar. [Heiken, 1991]

### 4.2.3. Distribucion de tamaño

Diversos análisis sobre el tamaño de grano se han realizado en el Johnson Space Center de la NASA, los cuales se reportan en términos de algunos parámetros estandarizados, tales como el promedio y la mediana del tamaño del grano. La mayoría de las muestras de suelo lunar se ajustan a una distribución log-normal, de tal forma que la frecuencia de aparición vs el tamaño de grano son graficadas usando una escala logarítmica; si se utiliza una *escala phi* [ $\phi = -\log_2(\text{dimension de grano, mm})$ ], la distribución se aproxima a una Gaussiana. En general, para un sitio dado, tanto el tamaño de grano y su distribución variará respecto al de otros lugares, ésto como resultado de los distintos tamaños de la manta de regolito, i.e. tiempo de maduración del suelo. Incluso se ha observado una diferencia en la distribución entre lugares cercanos a las zonas de alunizaje.

Si bien no es posible utilizar los mismos parámetros de tamaño de grano desarrollados para sedimentos clásticos terrestres, es posible hacer descripciones estadísticas. El tamaño promedio de las muestras lunares varía desde los  $40\ \mu\text{m}$  hasta los  $800\ \mu\text{m}$ , con la mayoría de ellos cayendo entre los  $45$  y  $100\ \mu\text{m}$ . En la figura 4.6a se muestra el diagrama de frecuencia acumulativa para diversas muestras lunares [Heiken, 1991].

Si bien se tiene una descripción bien desarrollada para granos de hasta  $1\ \mu\text{m}$  de diámetro, no se tiene una medición de la distribución en tamaños menores. Como se mostrará en la siguiente subsección, los granos  $< 1\ \mu\text{m}$  son los más propensos a las fuerzas electrostáticas, volviéndolos de gran interés para el presente estudio. La única manera de estimar la distribución de esa región es realizando una extrapolación de distribuciones conocidas. En la figura 4.6b se observan

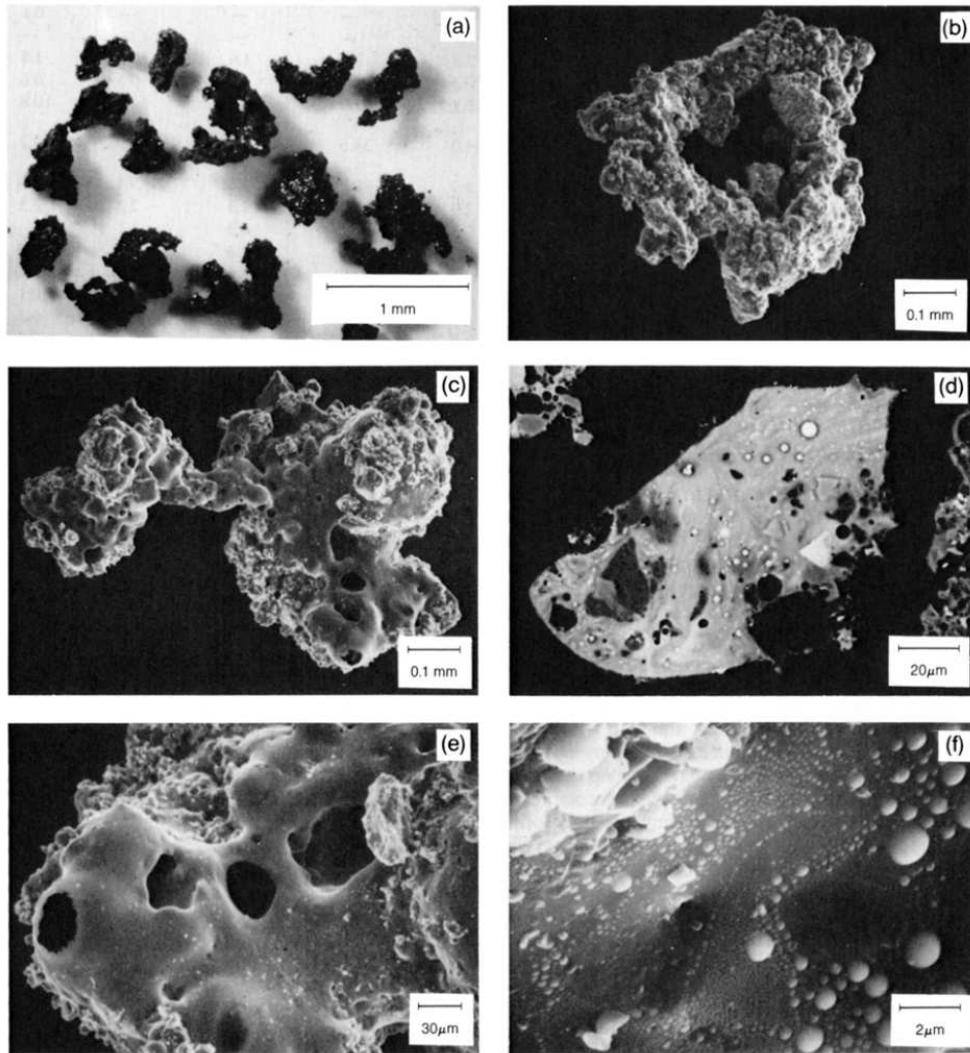
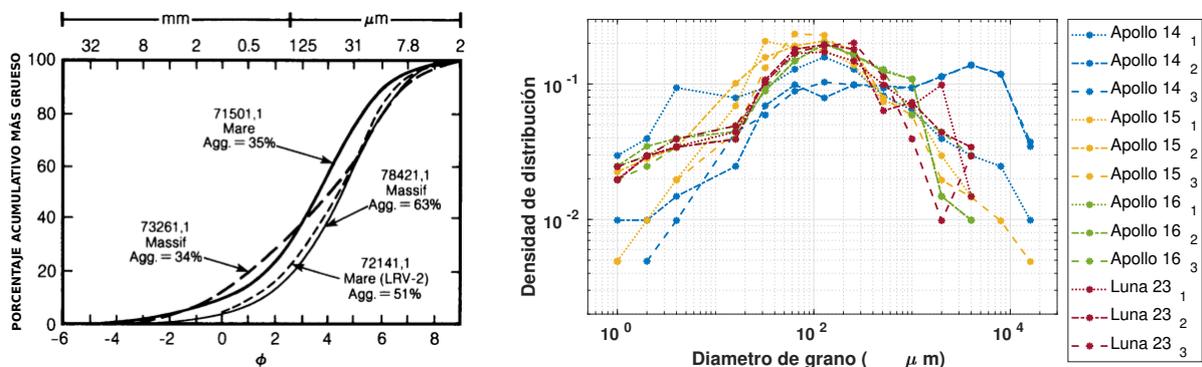


Figura 4.5: Granos de regolito vistos al microscopio electrónico.[Heiken, 1991]

las gráficas de la distribución de diversas muestras, con datos provenientes del catálogo de Graff[1993]. En el Capítulo 6 se desarrolla una discusión sobre este aspecto.



(a) Distribución acumulativa. [Heiken, 1991]

(b) Densidad de distribución. [Graf, 1993]

Figura 4.6: Distribución de tamaño de grano.

---

### 4.3. Levitación de regolito y su presencia en la atmósfera

La combinación de una escasa atmósfera, la carga electrostática superficial y la dinámica de los granos de regolito, convergen en el desarrollo de una **atmósfera de plasma polvoso** sobre toda la Luna. Este polvo suspendido, áltamente dinámico en la zona de transición entre día y noche, es un potencial riesgo que se estudia en el presente trabajo. Las especulaciones sobre su existencia y su comportamiento se remontan desde las observaciones entregadas por las misiones Surveyor, para después desencadenar una masiva cantidad de trabajos teóricos en la década de los 70's. Desde la década de los 90's se ha reavivado el interés por los temas relacionados con la Luna, cristalizando proyectos durante la primera mitad de la década de los 2010's y, próximamente, en los 2020's.

#### 4.3.1. Evidencias observacionales

La primera evidencia directa para los procesos electrostáticos actuando sobre el polvo lunar, fue el conjunto de imágenes capturadas por las cámaras de televisión en las misiones Surveyor 5 (1967), 6 (1967) y 7 (1968), además de una posible detección por Surveyor 1 (1966). Éstas imágenes se tomaron en el horizonte occidental poco después de la puesta de sol, la cual muestra un resplandor característico justo por encima del horizonte lunar (Figura 4.7). Este resplandor en el horizonte (De ahora en adelante HG, por "Horizon Glow") se interpretó como luz solar dispersada por una nube de partículas de polvo levitadas a  $< 1 m$  por encima de la superficie. En su momento, se determinó que la nube se encontraba a  $150 m$  de la sonda, a unos  $30 cm$  de altura, lo cual coincidía con la longitud de Debye esperada para la manta foto electrónica; por tanto, se sugirió la posible explicación de que el polvo levitaba por acción electrostática [Colwell et al., 2007].

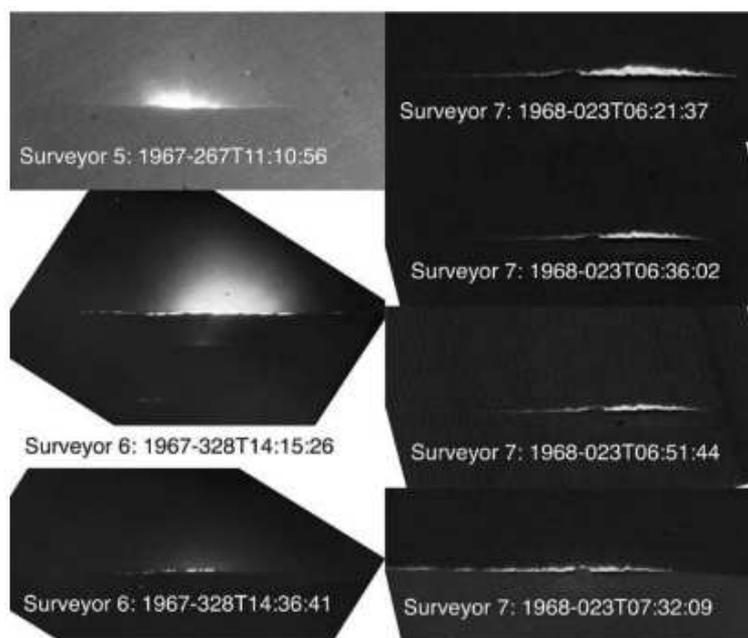


Figura 4.7: Horizon Glow tomado desde distintas misiones Surveyor. [Colwell et al., 2007]

Otro indicador de luz dispersada por polvo es el alto brillo detectado por el astrofotómetro del rover Lunokhod-2 (1973). Se realizó una medición cuando el Sol se encontraba a  $17 mrad$  por debajo del horizonte y las lecturas fueron más o menos del doble de lo esperado. Entonces, el astrofotómetro fue dirigido hacia el cénit, detectando también iluminación por polvo, el cual

debía estar a más de 260 m de altitud para que éste pudiera ser la causa. Otras mediciones también arrojaron valores más altos de los esperados; sin embargo, no fue posible efectuar observaciones de polvo levitado cuando el sol estaba muy por encima del horizonte.

El Lunar Ejecta and Meteorites experiment (LEAM) se desplegó durante la misión del Apollo 17(1973), el cual realizó observaciones durante 3 años. Los objetivos del LEAM fueron: (1) Investigar los flujos de polvo interplanetario sobre la luna (2) Investigar las propiedades del polvo emitido desde la superficie lunar (3) Dar seguimiento a la variación de estos flujos a lo largo de la orbita lunar (4) Observar partículas interestelares. Una vez que el LEAM comenzó a operar, fue claro para los encargados de la misión que las observaciones contradecían a lo esperado. De acuerdo con la información obtenida de los estudios del espacio interplanetario por las sondas Pioneer 8 y 9, se esperaba que los impactos por polvo interplanetario fueran del orden de unas cuantas detecciones por día; sin embargo, LEAM detectaba cientos de impactos al día. Más intrigante aún era el hecho de que las detecciones eran únicamente en un lado de la sonda, saturando por completo el detector. Después de explorar numerosas hipótesis que explicaran las observaciones, se llegó a la conclusión de que el LEAM registraba partículas de polvo lentas, altamente cargadas.[Colwell et al., 2007]

Durante la década de los 2000's, se han efectuado diversos estudios en el laboratorio para verificar la posibilidad del transporte de polvo lunar por fuerzas electrostáticas. Éstos se ha publicado en [Sternovsky et al., 2001], [Sternovsky et al., 2002], [Sickafoose et al., 2001], entre otros, probando la hipótesis de un transporte horizontal y, posiblemente vertical, del polvo lunar por campos electrostáticos.

#### 4.3.2. Modelo Dynamic Fountain

El primer estudio teórico en dar una explicación razonable a la presencia de polvo a grandes altitudes -granos del orden de 0.1  $\mu m$  a 100 km de altitud- fue el realizado por Stubbs[2005], donde propone un modelo en que los granos son acelerados hacia arriba mientras están presentes en la manta foto electrónica, para después ser eyectados, seguir una trayectoria balística y regresar a la superficie lunar (figura 4.9. A éste modelo lo llamó **Dynamic Fountain Model**.

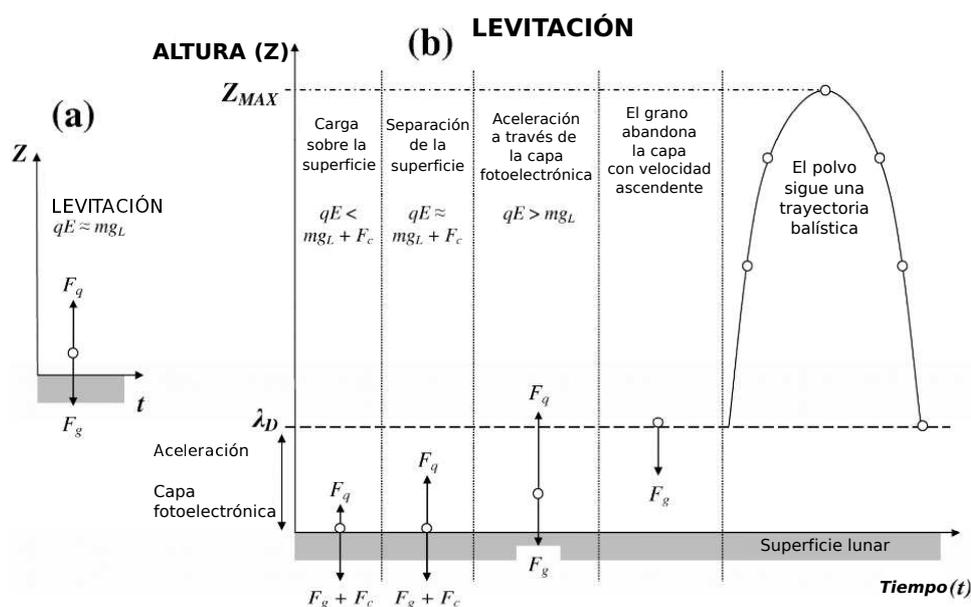


Figura 4.8: (a) Modelo de levitación estática. (b) Dynamic Fountain. [Stubbs et al., 2005]

Después de reexaminar las observaciones del Apollo 17, se determinó que el HG alcanzaba una altitud de  $\approx 10 \text{ km}$  [Zook and McCoy, 1991], por lo que el modelo de levitación estática, sugerida en [Criswell, 1973], no concordaba con las observaciones: Éste modelo explicaba cómo es que las partículas  $> 10 \mu\text{m}$  levitaban algunos centímetros por encima del suelo, mas no explicaba la presencia de granos  $< 1 \mu\text{m}$  a cientos de kilómetros de altitud. En el modelo de levitación estática, un grano de polvo encuentra un punto cercano a la superficie donde la fuerza electrostática  $F_e$  y gravitacional  $F_g$  se anulan, por lo que éste queda suspendido; en el modelo “Dynamic Fountain”, una vez que el grano de polvo retiene suficiente carga como para vencer la gravedad lunar y alguna fuerza cohesiva  $F_c$ , i.e.  $F_e > F_g + F_c$ , abandona la superficie lunar. Subsecuentemente, el grano acelerará ascendentemente a través de la manta fotoelectrónica, la cual tiene un espesor del orden de la longitud de Debye. Para granos muy pequeños, la fuerza gravitacional que actúa sobre ellos es casi despreciable a comparación de la aceleración electrostática inicial, por lo que una vez que el grano abandona la manta fotoelectrónica, lo hace con una velocidad  $V_{salida}$  y sigue una trayectoria parabólica, de regreso a la superficie lunar. Asumiendo que existe un aislamiento de Debye por encima del plano, el campo eléctrico en la superficie es:

$$E_s = \frac{\phi_s}{\lambda_D} \quad (4.1)$$

Una vez que el grano se levanta, la fuerza neta actuando en sentido ascendente es  $F = F_e - F_g$ . La carga en el grano de polvo  $q_d$  está dada por  $q_d = C\phi_d$ , con  $C$  la capacitancia del grano. Si se asume que la capacitancia es la misma que para una esfera de radio  $r_d$  y que  $r_d \ll \lambda_D$ , entonces estará dada por  $C \approx 4\pi\epsilon_0 r_d$ . Finalmente, después de resolver las ecuaciones de movimiento de tiro vertical, se obtienen las dos ecuaciones fundamentales del modelo:

$$Z_{max} = \frac{3\epsilon_0\phi_s^2}{\rho g_L r_d^2} \quad (4.2)$$

$$r_{max} = \sqrt{\frac{3\epsilon_0}{\rho g_L \lambda_D}} |\phi_s| \quad (4.3)$$

Donde  $Z_{max}$  es la altitud máxima que alcanza un grano de polvo y  $r_{max}$  es el radio máximo en el cual un grano de polvo levita;  $\phi_s$  es el potencial al que se encuentra la superficie lunar y  $g_L$  es la aceleración gravitacional de la Luna. Todas las mencionadas interacción generan una atmósfera de plasma en movimiento, cuya distribución de tamaño de grano se muestra en la figura 4.9.

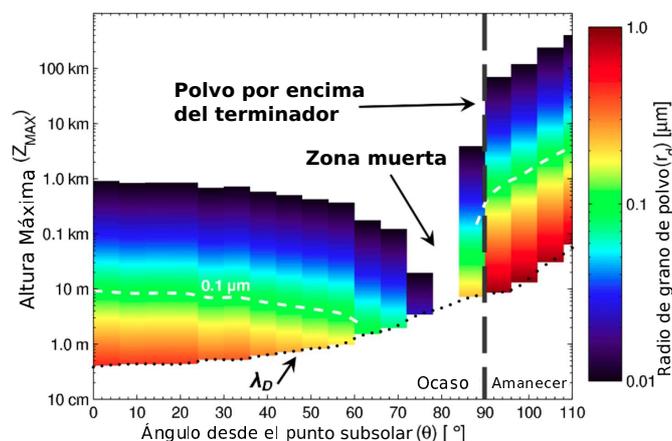


Figura 4.9: Espectrograma que muestra las predicciones del “Dynamic Fountain” para la altitud máxima alcanzada por el polvo. [Stubbs et al., 2005]

Las fortalezas de este modelo son: (1) El predecir correctamente la presencia de granos  $< 1 \mu\text{m}$  cerca de  $1 \text{ km}$  de altitud (2) La existencia de una “zona muerta”

---

cerca de los  $80^\circ$  de la latitud, en la cual no se levanta una cantidad significativa de polvo (3) presentar una cota superior para la altura alcanzada por los granos que levitan. Sus potenciales debilidades son: (1) El autor del estudio menciona que no toma en cuenta verdaderamente las fuerzas cohesivas que puedan existir entre los granos mientras se encuentran en el suelo; (2) Se asume que los granos serán acelerados a lo largo de  $\lambda_D$  de la manta foto electrónica y que el campo eléctrico siempre será en sentido ascendente, mientras que otros autores ([Guernsey and Fu, 1970], [Nitter and Havnes, 1992] y [Poppe and Horányi, 2010]) apuntan a que el perfil de potencial no se equilibra monótonamente, por lo que hay secciones con campo eléctrico ascendente y descendente.

### 4.3.3. Resultados de simulaciones recientes sobre potencial superficial y dinámica de polvo

En [Poppe and Horányi, 2010] se realizaron simulaciones numéricas PIC-1D con parámetros de viento solar y fotoemisión del regolito, conocidas hoy en día. Se usó iluminación solar vertical y dos distribuciones distintas de viento solar (Maxwelliana y “Lunar”). Los perfiles de potencial, campo eléctrico, densidad de fotoelectrones y viento solar son parte de los resultados. Además, suponiendo que la capacitancia de un grano de polvo es la misma que la de una esfera, se obtuvieron gráficas de altitud máxima para un sólo grano, el cual se comporta de manera similar a lo expuesto en [Stubbs et al., 2005]. Se asume que la carga superficial del grano depende del potencial del plasma a una altitud dada, mas no de los fenómenos de carga expuestos en el Capítulo 3; es decir, primero se calcula el perfil de potencial y después se calculan las trayectorias del polvo con el ambiente obtenido.

En el paper de Stubbs[2012] se revisitan y optimizan los métodos propuestos por Manka[1973] para calcular el potencial, campo eléctrico y  $\lambda_D$  justo por encima de la superficie de la Luna, bajo diversos ángulos de iluminación y parámetros de viento solar. Se trata de la lista más completa de estos factores, la cual toma en cuenta los parámetros del lado nocturno lunar. Entre sus suposiciones se encuentran:(1) La interacción del plasma se encuentra en equilibrio (2) Se aproxima la geometría de la superficie lunar como un plano infinito (3) El regolito es un perfecto aislante y no levita (4) El plasma es no colisional (5) Cada partícula del plasma tiene una distribución Maxwelliana no relativista (6) Hay una ausencia total de campo magnético (7) No hay emisión de electrones secundarios (8) Y el perfil del potencial llega monótonamente al equilibrio. Las aseveraciones más controvertidas son la no levitación del polvo y la progresión monótona del potencial; el autor expone que, si bien los resultados no son exactamente iguales a las simulaciones PIC [Poppe and Horányi, 2010], su estudio presenta estimaciones razonables. En [Popel et al., 2013] se resuelven las ecuaciones de movimiento para partículas de polvo y se desarrolla una ecuación analítica para el perfil de campo eléctrico. Se calcula la concentración de partículas de diversos tamaños a distintas altitudes, así como la altitud máxima alcanzable. El trabajo se concentró en tamaños de grano  $< 1 \mu m$ , en latitudes entre  $77^\circ$  y  $87^\circ$ . Es la única fuente que, mediante recursos analíticos, estima una distribución de tamaño y concentración de polvo suspendido; predice también, que las partículas de polvo más pequeñas, enriquecidas con hidrógeno, pueden alcanzar más de  $100 km$  de altitud por fuerzas electrostáticas.

En la primera parte del paper [Örger et al., 2016], se da continuidad al trabajo de Stubbs[2012] al añadir algunos cambios al modelo, para estudiar el potencial, campo eléctrico y  $\lambda_D$  justo por encima del suelo, con tres ángulos de iluminación y cinco condiciones de viento solar. En la segunda parte, combina sus resultados con el Dynamic Fountain Model [Stubbs et al., 2005] y presenta una lista de altitud máxima teórica para granos  $< 1 \mu m$  debido a fuerzas electrostáticas. Entre sus suposiciones se encuentran: (1) La Luna es una esfera perfecta (2) La interacción con el plasma es en el equilibrio (3) El regolito es un aislante perfecto (4) El plasma es no colisional (5) La emisión secundaria de electrones es despreciable (6) Las partículas de plasma tienen una distribución Maxwelliana (7) Ausencia total de campo magnético (8) El perfil de potencial alcanza el equilibrio monótonamente.

---

Finalmente, en [Kuznetsov et al., 2018] se efectúa un análisis de carga electrostática superficial y dinámica de polvo del módulo lunar Luna-Glob, usando el software SPIS-Dust, considerando tres inclinaciones de iluminación solar. Esta misión está planeada en latitudes altas, como aquellas consideradas en [Popel et al., 2013]. Se presentan gráficos de potencial superficial, potencial del plasma y densidad de polvo; Se concluye que la concentración de polvo calculada por SPIS-Dust es inferior a la predicha por Popel[2012], lo cual se atribuye a las condiciones iniciales estipuladas en la simulación. Éste trabajo presenta un antecedente en el uso de SPIS-Dust en una misión lunar futura.



## Capítulo 5

# Métodos computacionales implementados en SPIS-Dust

**Spacecraft Plasma Interaction Software** (SPIS) es un software modular escrito en Java, basado en un kernel numérico llamado **SPIS-NUM** (NUM), bajo el esquema de código libre, desarrollado por la agencia aeroespacial Onera [Sarraihi, 2013c]. NUM contiene diversos modelos de dinámica de plasma, uno de ellos es el Particle-In-Cell (PIC), que modela el movimiento de **superpartículas** a través de una malla desestructurada -tamaño variable-. El flujo de diseño de un proyecto de simulación se muestra en la figura 5.1.

El objetivo, sobre el cual se basó el desarrollo de SPIS, es simular un amplia gama de escenarios de carga electrostática superficial en instrumentación espacial, expuesta a los fenómenos expuestos en la Sección 1 del Capítulo 3. Existe una variante llamada SPIS-Dust, la cual incluye el cálculo de dinámica de plasma polvoso, con el objetivo de simular ambientes típicos de asteroides, cometas y la Luna.



Figura 5.1: Jerarquías de los procesos para diseñar una simulación en SPIS. [Anuar, 2013]

---

## 5.1. Gmsh

GMSH es un generador de mallas desestructuradas con un motor CAD nativo, cuyo objetivo es proveer una herramienta ligera de elementos finitos, rápida e intuitiva. Escrito en código libre, es en sí misma una poderosa herramienta para simulaciones de elementos finitos.

Está integrado por cuatro módulos: Geometría, enmallado, solucionador y post-procesamiento. Está integrado en SPIS únicamente como el módulo encargado del diseño de modelos CAD y su enmallado, por lo que el solucionador y el post-procesamiento no son relevantes en este momento.

### 5.1.1. Geometría

Éste módulo utiliza una representación por fronteras *Boundary representation* (B Rep) para describir figuras geométricas. A diferencia de los métodos implementados en otras herramientas CAD, los modelos se crean en una secuencia "de abajo hacia arriba" (figura 5.2), es decir, primero se definen puntos, después líneas, después superficies orientadas y , finalmente, volúmenes. Estas *entidades elementales* pueden congregarse en **grupos físicos**, los cuales serán interpretados en SPIS-NUM como un objeto, una frontera o el volumen computacional.

Debido a que todas las funciones de GMSH deben scriptarse, todas las entidades geométricas se puede parametrizar, facilitando enormemente el diseño de modelos simples; por el lado contrario, es muy difícil diseñar geometrías complejas y se vuelve necesario importar modelos creados en algún software externo.

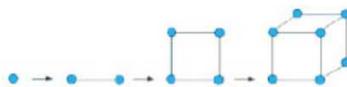


Figura 5.2: BRep. [Sarraihi, 2013c]

### 5.1.2. Enmallado

Un **enmallado de elemento finito** se trata de una estructura teselar formada por entidades geométricas elementales, tales como líneas, triángulos y tetraedros, organizados de tal forma que si alguno de ellos se intersecta, lo harán a lo largo de una cara, arista o un nodo (figura 5.3). Todos los enmallados de elemento finito generados por GMSH se consideran *desestructuradas*, lo que significa que las entidades elementales están definidas únicamente por una lista organizada de sus nodos, pero que no existe una relación ordenada entre sus elementos. GMSH ofrece tres algoritmos para el enmallado 2D y dos para el 3D, cada uno con sus ventajas y desventajas. La elección para el presente trabajo fue **Delaunay** [Geuzaine and Remacle, 2020]

La generación de la malla se realiza también de *de abajo hacia arriba*: Primero se discretizan las líneas, después se enmallan las superficies y, al final, las superficies se usan para la malla tridimensional. El tamaño de la malla se controla localmente por un *Campo de tamaños*, el cual describe la longitud de las aristas. El campo puede ser uniforme o especificado por valores asociados a lugares en la geometría, lo cual permite aumentar la resolución de la malla en zonas que requieran mayor precisión y, en contraparte, generar una malla gruesa en zonas de baja relevancia.

## 5.2. Definición de grupos y parámetros locales

En SPIS, se les llama *grupos* a una colección de **grupos físicos**, previamente definidos en GMSH, sobre los cuales se definen -entre otras más- propiedades materiales (**Spacecraft surface group**), de frontera (**External boundary group**) o de volumen computacional

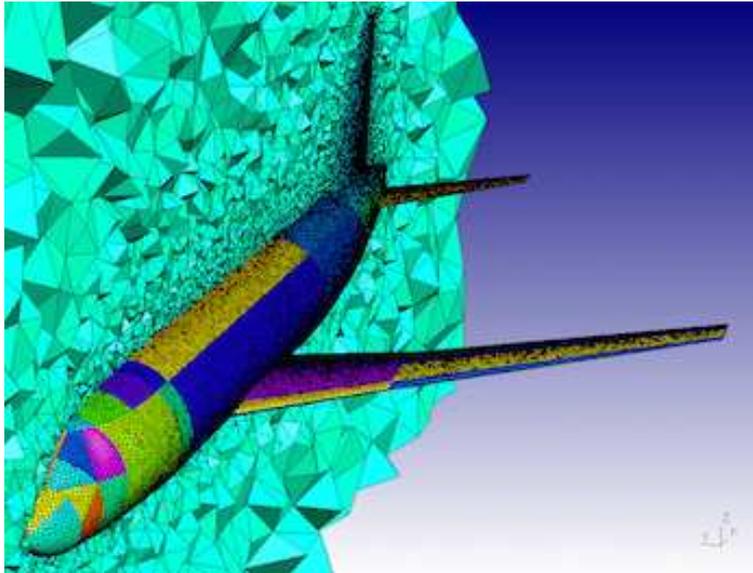


Figura 5.3: Enmallado 3D. [Geuzaine and Remacle, 2020]

(**Computational volume group**). Estas propiedades son parámetros numéricos y atributos físicos, los cuales son convertidas en *Campos de datos* (**DataFields**) y se mapean en la malla para asimilarse en SPIS-NUM [Sarraihi, 2013c]. En la figura 5.4 se muestra una captura de pantalla del proceso.

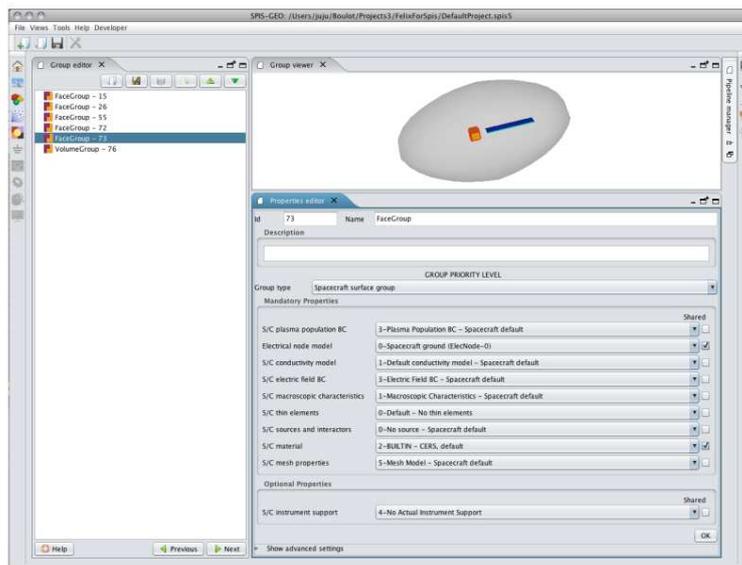


Figura 5.4: Edición de grupos en SPIS. [Sarraihi, 2013c]

### 5.2.1. Materiales

A las superficies marcadas con la etiqueta *Spacecraft surface groups* se les asignan propiedades materiales. Por cuestiones históricas del desarrollo del software, donde estaba planeado únicamente para simular la interacción de artefactos espaciales con plasma espacial, se le quedó el nombre de *spacecraft surface group* a todo lo relativo a materiales; sin embargo, la lista de propiedades de las superficies de asteroides y la Luna entran en esta categoría. Por lo general, los materiales se interpretan como una frontera con potencial flotante, donde las partículas van

a un sumidero (Más detalle en fronteras en la próxima subsección), sin embargo, las superficies polvosas son una excepción, debido a que inyectan partículas de polvo al volumen computacional.

SPIS posee un catálogo de materiales y sus propiedades físicas, donde muchos de ellos provienen del catálogo del NASCAP-2K por haber sido validados exhaustivamente. La lista de propiedades físicas y numéricas comprende alrededor de 40 parámetros para cada material, algunos de ellos se muestran en la tabla 5.1; así mismo, la lista de materiales disponibles está en la tabla 5.2. El contenido completo de materiales y sus propiedades físicas se encuentran en el manual de usuario de SPIS 5.1 [Sarraihi, 2013c] y el manual del NUM [Sarraihi, 2013b].

Nombre en SPIS	Unidad	Descripción
ElecNodeId	[-]	Identificador de nodo eléctrico
RDC	[-]	Relative dielectric constant (Cte. dieléctrica relativa)
BUC	[ $\Omega$ -1.m-1]	Bulk conductivity (Conductividad volumétrica)
PEY	[A.m-2 a 1UA]	Photo electron yield (Producción de fotoelectrones)
SRE	[ $\Omega$ ]	Resistividad superficial
MAP	[V]	Maximum absolute potential (Antes de la descarga)
WORK	[eV]	Work function (Función trabajo)
<sup>1</sup> dustRadiusDF	[m]	Lista de distribución del radio de grano
<sup>1</sup> dustMassDensity	[kg.m-3]	Densidad promedio del regolito

<sup>1</sup> Únicamente en superficies polvosas

Tabla 5.1: Lista de algunas propiedades físicas de materiales. [Sarraihi, 2013b]

### 5.2.2. Fronteras

Al definir una superficie como *External boundary group*, se solicita al usuario definir las condiciones de contorno de la simulación, las cuales son de dos tipos: Una para partículas y otra para campo eléctrico, las cuales se encuentran resumidas en la tabla 5.3.

En cuanto a la inyección de partículas, se puede especificar si una frontera es una fuente de plasma o no. Un ejemplo sería una simulación de un satélite en la ionósfera, donde la inyección del plasma ambiental se presenta desde cualquier dirección; en el caso de la Luna, la inyección sólo ocurre desde la frontera superior. Para las partículas salientes se puede especificar que éstas desaparezcan al cruzar una frontera - i.e. irse a un sumidero-, que se reflejen especularmente o que la partícula que atraviese la frontera se elimine y sea reemplazada por otra con la misma velocidad y dirección en una frontera contraria.

Las condiciones de campo eléctrico pueden ser de dos tipos: Dirichlet o Fourier. En la condición de Dirichlet se impone un potencial fijo  $\phi(\mathbf{x})$  en toda una frontera; en la de Fourier se elige una combinación lineal entre potencial y el gradiente del potencial perpendicular a la frontera,

Nombre en código	Descripción
ITOC	Material con una capa de ITO
CERS	Celdas solares de Si dopado con Ce y cubierta de MgF <sub>2</sub>
KAPT	Kapton
ALOX	Aluminio anodizado
AL2K	Aluminio limpio según NASCAP-2K
SC2K	Celdas solares según NASCAP-2K
Lunar dust material	Superficie de regolito lunar.

Tabla 5.2: Lista de algunos materiales disponibles en SPIS. [Sarraihi, 2013c]

Condición de contorno	Opciones
<b>Partículas</b>	
Salientes	Sumidero, Reflexión especular, Periódicas
Entrantes (Inyección)	Activado o Desactivado
<b>Campo eléctrico</b>	
Dirichlet	Potencial $\phi$ (V) fijo
Fourier	Una combinación lineal descrita por $\alpha\phi + \frac{\partial\phi}{\partial n} = value$

Tabla 5.3: Lista de condiciones de frontera para partículas y campos eléctricos.

descrita por la ecuación  $\alpha\phi + \frac{\partial\phi}{\partial n} = value$ , aunque regularmente en la práctica este tipo de frontera se reduce a una del tipo Neumann, al imponer  $\alpha = 0$ , quedando  $\frac{\partial\phi}{\partial n} = value$ .

Las fronteras bien definidas son el resultado de una combinación entre las condiciones para partículas salientes, entrantes y campo eléctrico. Ejemplos de dichas combinaciones son:

1. Frontera superior en la Luna, muy lejana de la superficie.
  - a) Inyección de partículas: Activada
  - b) Partículas salientes: Sumidero
  - c) Campo eléctrico: Dirichlet  $\phi = 0$
2. Fronteras laterales en Luna, emulando periodicidad.
  - a) Inyección de partículas: Desactivada
  - b) Partículas salientes: Reflexión especular o periódicas.
  - c) Campo eléctrico: Fourier (Reducida a Neumann)  $\frac{\partial\phi}{\partial n} = 0$
3. Toda la frontera de la simulación para un satélite en la ionósfera.
  - a) Inyección de partículas: Activada
  - b) Partículas salientes: Sumidero.
  - c) Campo eléctrico: Fourier  $\phi + \frac{\partial\phi}{\partial n} = 0$

### 5.3. SPIS-NUM

SPIS-NUM es el corazón de SPIS, el lugar donde toman lugar todos los cálculos de dinámica de plasmas, compuesto de cuatro subrutinas principales. El orden de estas subrutinas se ilustra en la figura 5.5 y se describe a continuación:

1. **Movimiento de materia:** Se resuelve la ecuación de Vlasov para el plasma ambiental, fotoelectrones, electrones secundarios y fuentes artificiales; La dinámica del plasma polvoso se obtiene con la interacción entre el plasma y el regolito suspendido mediante Colisiones de Montecarlo (MCC).
2. **Cálculo de potencial volumétrico y campo eléctrico:** Se resuelve la ecuación de Poisson con las condiciones de contorno dadas por las fronteras y los materiales, donde la densidad de carga es representada por las partículas del plasma polvoso.
3. **Interacciones superficiales entre plasma y materiales:** Se contabilizan las partículas emitidas por foto emisión, emisión de electrones secundarios, fuentes artificiales y superficies polvosas.

4. **Cálculo de potencial superficial de materiales:** Se resuelven las ecuaciones de balance de corrientes en artefactos espaciales y superficies polvosas; se realiza el mismo cálculo para el polvo suspendido.

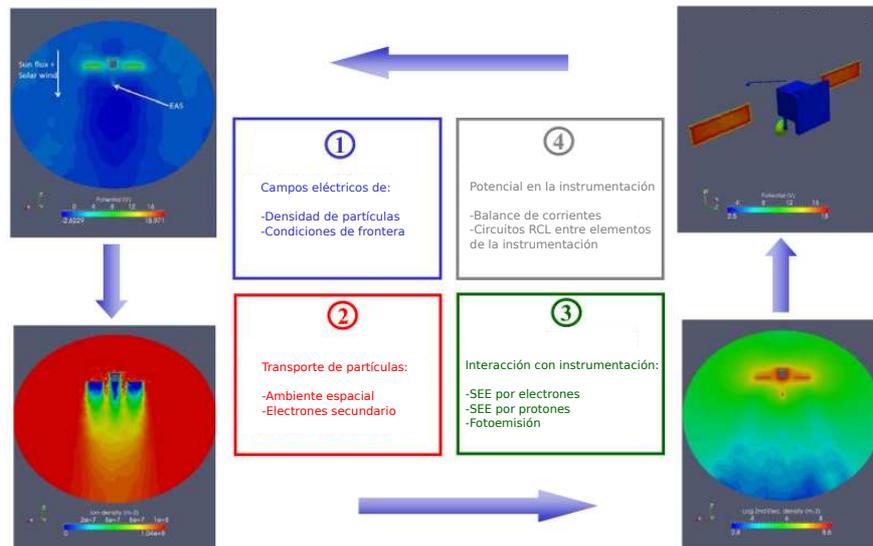


Figura 5.5: Principios numéricos de las simulaciones en SPIS. [Sarraihi, 2013c]

Los parámetros de la simulación se controlan desde una hoja llamada *Global parameters* (figura 5.6), la cual contiene cientos de parámetros físicos y computacionales, así como la elección de los modelos de interacción entre partículas, volumen y superficies físicas. La descripción completa de todas sus características se encuentra en [Sarraihi, 2013b].

Name	Type	Value	Unit	Description	Verbo...
scPotMonitorStep	double	-100.0	[s]	time step for spacecraft ground potential monitoring (0 => none, ...	LOW
densityLogPlotCutoff	double	0.0010	[ecu/m3]	cutoff for density log plots	LOW
plasmaPotMapMonitorStep	double	-10.0	[s]	time step for plasma potential monitoring (0 => none, -n => n ti...	LOW
poissonVerbose	int	3	None	Same as verbose, but specific to Poisson solver	LOW
verbose	int	3	None	Verbosity level (level of screen messages about code execution)	LOW
scPotMapMonitorStep	double	-10.0	[s]	time step for spacecraft local potential monitoring (0 => none, -n ...	LOW
finalCumulation	int	2	None	accumulate currents and densities at the end of simulation? 0=no,...	LOW
exportAllDataFields	String	None	None	Select the export mode for all data fields (None=no export, ASCII...	LOW
exportDensity	String	None	None	Select the export mode for density data fields (None=no export, A...	LOW
currentLogPlotFlag	int	2	None	plot log10 of currents? 0=no, 1=yes(log only), 2=both	LOW
densitiesMapsMonitorStep	double	-10.0	[s]	time step for densities monitoring (0 => none, -n => n times)	LOW
particleTrajectoriesNb	int	0	None	number of particle trajectories per PIC population	LOW
finalCumulationStartTime	double	0.5	[s] or [-]	if finalCumulation=1 starting time for final dens-current cumula...	LOW
densityLogPlotFlag	int	2	None	plot log10 of densities? 0=no, 1=yes(log only), 2=both	LOW
scCurrentMapMonitorStep	double	-10.0	[s]	time step for spacecraft local currents monitoring (0 => none, -n ...	LOW
numericsMonitorStep	double	-100.0	[s]	time step for numerical behaviour monitoring (0.0 => none, -n ...	LOW
currentLogPlotCutoff	double	1.0E-12	[A/m2]	cutoff for current log plots	LOW
exportPotential	String	None	None	Select the export mode for potential data fields (None=no export...	LOW
materialPropertyPlots	int	1	None	flag for plotting material properties: 0=no, 1=yes	LOW
cumulateBetweenSteps	int	1	None	accumulate currents and densities between monitoring steps for imp...	LOW

Figura 5.6: Hoja de parámetros globales. [Sarraihi, 2013c]

### 5.3.1. Movimiento de partículas

En general, existen dos formas de abordar las simulaciones numéricas en física de plasmas: Una por descripción cinética y otra por fluidos. Las simulaciones por modelos de fluidos consisten en resolver las ecuaciones de magnetohidrodinámica (MHD) para un plasma, las cuales

emplean coeficientes de transporte aproximados; por otra parte, las simulaciones cinéticas emplean modelos más detallados, los cuales consisten en la interacción de partículas individuales con los campos eléctricos y magnéticos. Este abordaje se logra mediante la solución numérica de ecuaciones de teoría cinética, tal como lo es la integración de la ecuación no colisional de Vlasov (2.57) y el uso de super partículas. En el presente trabajo, se utilizó un modelo **Particle-In-Cell** (PIC) con solución mediante el método *leapfrog* para la ecuación de Vlasov; para la dinámica del regolito se utilizó el método PIC+Colisiones Monte Carlo (MCC).

Las simulación PIC comienza con el conteo de **superpartículas** presentes en el *Volumen computacional*, donde cada una representa un número grande de partículas físicas, las cuales están a su vez representadas por la velocidad de distribución (2.11). La cantidad de partículas físicas que representa cada super partícula está determinada por el *peso*. Una vez contabilizadas, su posición y velocidad se obtienen de su temperatura, velocidad de deriva y la masa total; posteriormente, las partículas son movidas por las fuerzas de los campos eléctricos y magnéticos. Una manera común de resolver el movimiento de las superpartículas es el método *Leap-frog* [Birdsall and Langdon, 2005]. Las dos ecuaciones diferenciales a integrar son:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F} \quad (5.1)$$

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v} \quad (5.2)$$

Con  $\mathbf{F}$  la fuerza descrita por 2.38. Estas ecuaciones se aproximan por *Diferencias finitas*

$$m \frac{\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_0}{\Delta t} = \mathbf{F}_0 \quad (5.3)$$

$$\frac{\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_0}{\Delta t} = \mathbf{v}_1 \quad (5.4)$$

En la figura 5.7 se muestra un esquema del método *Leapfrog*. La computadora avanzará  $\mathbf{v}_t$  y  $\mathbf{x}_t$  hacia  $\mathbf{v}_{t+\Delta t}$  y  $\mathbf{x}_{t+\Delta t}$  a pesar de que  $\mathbf{v}$  y  $\mathbf{x}$  no son conocidas simultáneamente. Se utiliza este método en SPIS dada su fácil implementación y precisión, la cual no presenta errores para  $\omega_0 \Delta t \leq 2$ , el cual se conoce como **periodo de estabilidad de modelado para plasmas**.

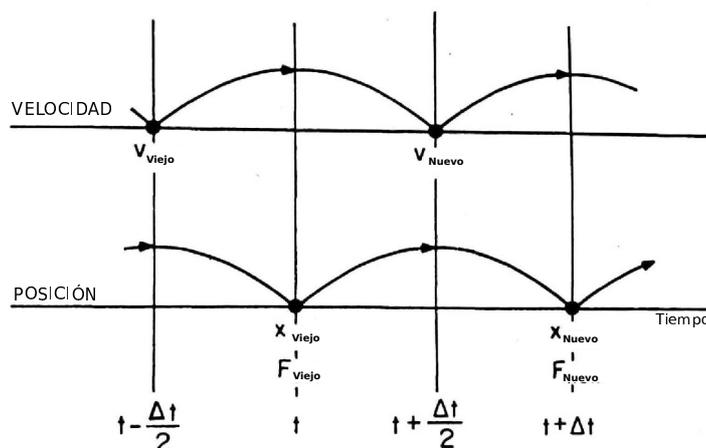


Figura 5.7: Método Leap Frog. [Birdsall and Langdon, 2005]

El método anterior sirve para modelar fenómenos no colisionales, lo cual no es cierto para la dinámica del polvo. Para ello se implementa la solución por **Colisiones de Monte Carlo** (MCC), que permite simular interacciones como la colisión entre electrones y partículas neutras

---

en fase gaseosa, además de otras interacciones de corto alcance tales como dispersión, ionización e intercambio de cargas. De acuerdo con Anuar[2013], éste método funciona al encontrar la *frecuencia de colisión*  $\nu$  dada por:

$$\nu_{col} = n_{objetivo}\sigma(E)v_{rel} \quad (5.5)$$

Donde  $n_{objetivo}$  es la densidad numérica de la partícula objetivo,  $\sigma$  es la sección eficaz como función de la energía de la partícula  $E$  y  $v_{rel}$  es la velocidad relativa entre las dos partículas que chocan. La probabilidad de una colisión en un paso temporal  $\Delta t$  está dada por

$$P_c = 1 - \exp(-n_{objetivo}\sigma(E)v_{rel}\Delta t) = 1 - \exp(\nu_{coll}\Delta t) \quad (5.6)$$

Un número aleatorio  $R$  es generado y  $P_c$  se compara con  $R$ . Se asume que una colisión ocurre en un periodo  $\Delta t$  si  $P_c > R$ . Si el proceso de colisión es por absorción, el proceso se repite para la siguiente partícula en el dominio. Un ulterior proceso probabilístico es llevado a cabo si hay más de un tipo de interacción posible, tal como sería la ionización, el intercambio de carga o la dispersión.

### 5.3.2. Campos eléctricos y magnéticos

El campo eléctrico en la simulación varía con la densidad local de partículas cargadas (eq: 2.1a), mientras que el campo magnético depende de su movimiento (eq:2.1d). En SPIS se implementó una solución a la ecuación de Poisson para el campo eléctrico mediante diferencias finitas preconditionadas, usando el método de gradiente conjugado o Gauss-Jordan para resolver el sistema de ecuaciones lineales. El campo magnético se considera constante -la contribución del plasma se considera despreciable-, definido en la hoja de *Global parameters*. A continuación se explica la solución por diferencias finitas en el caso unidimensional para la ecuación de Poisson del campo eléctrico. La ecuación diferencial se describe como [Birdsall and Langdon, 2005]:

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi \quad o \quad E_x = -\frac{\partial\phi}{\partial x} \quad (5.7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho \quad o \quad \frac{\partial E_x}{\partial x} = \rho \quad (5.8)$$

Combinadas se obtiene la ecuación de Poisson

$$\nabla^2\phi = -\rho \quad o \quad \frac{\partial^2\phi}{\partial^2x} = -\rho \quad (5.9)$$

Para resolver las ecuaciones 5.7 y 5.9 se puede aproximar el espacio físico como una malla (Figura 5.8).

$$E_j = \frac{\phi_{j-1} - \phi_{j+1}}{2\Delta x} \quad (5.10)$$

$$\frac{\phi_{j-1} - 2\phi_j + \phi_{j+1}}{(\Delta x)^2} = -\rho_j \quad (5.11)$$

Aproximar todos los puntos de la malla de esta forma nos arrojará una matriz de la forma:

$$\mathbf{A}\phi = -(\Delta x)^2\rho \quad (5.12)$$

El sistema de ecuaciones lineales puede ser resuelto por el método de *Gradiente Conjugado* o *Gauss-Jordan*.

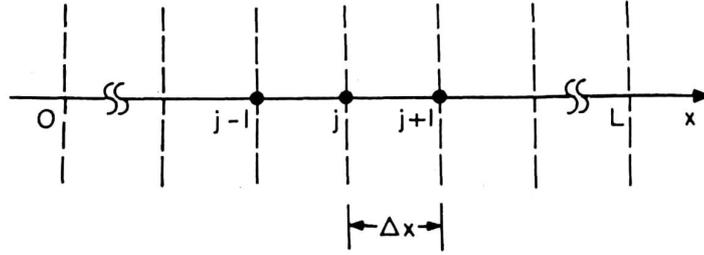


Figura 5.8: Diferencias finitas. [Birdsall and Langdon, 2005]

### 5.3.3. Interacciones de superficie

Las interacciones superficiales con plasma implementadas en SPIS son: (1) Emisión de electrones secundarios por electrones o protones y (2) Fotoemisión. Las emisiones son calculadas de manera automática en SPIS dependiendo de las propiedades macroscópicas del material. Las superficies materiales inyectan una cantidad de macropartículas proporcional a lo establecido en la hoja de *Global parameters* y en *Spacecraft surface groups*.

### 5.3.4. Potenciales superficiales

La evolución de los potenciales superficiales en materiales implica resolver un circuito equivalente constituido por la capacitancia y conductancia (superficial y volumétrica) de los distintos componentes del artefacto modelado. El artefacto puede ser descrito como la composición de estructuras llamadas **Super nodos eléctricos**. Por defecto, estas entidades tienen un potencial flotante respecto al plasma neutro, sin ninguna conexión entre ellos. El uso de un circuito interno *RCV* permite un mejor control de los elementos conectados internamente. La estructura de los *Súper nodos eléctricos* se describe en la figura 5.9. Para resolver el circuito equivalente en cada super nodo, se emplea la ecuación [Sarraihi, 2013a]:

$$\frac{d\phi}{dt} = C^{-1} (I_{total}(\phi) + R^{-1}\phi) \quad (5.13)$$

Donde el vector  $I_{total}$  es el balance de la corriente colectada y emitida por la superficie en cada elemento, la matriz de capacitancia  $C$  y la matriz de conductividad  $R$  son derivadas trivialmente del circuito equivalente. En caso de que el material sea un conductor, esta ecuación se resolverá para todo el super nodo como una entidad única; en caso de ser un dieléctrico, se computará para cada elemento de la malla que lo compone.

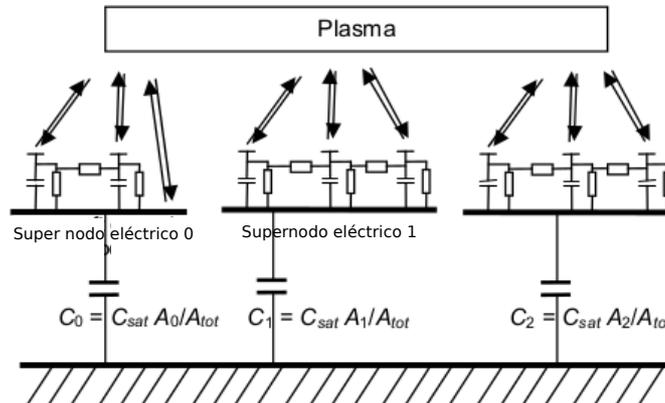


Figura 5.9: Circuito equivalente de carga superficial. [Sarraihi, 2013c]

### 5.3.5. Pasos temporales ( $\Delta t$ ) y tiempo total de integración ( $\Delta t_{total}$ )

Todas estas subrutinas se ejecutan con una jerarquía mostrada en la figura 5.10. En SPIS, las simulaciones se dividen en tres niveles de control:

1. **Al nivel de simulación:** La interacción entre las superficies materiales y el plasma.
2. **Al nivel de plasma:** resolución de transporte de partículas, acoplado con la ecuación de Poisson.
3. **Al nivel de partículas:** Las trayectorias de las partículas en el campo eléctrico y magnético.

Para cada nivel de control existe un **Tiempo total de integración** ( $\Delta t_{total}$ ) y un **Paso temporal** ( $\Delta t_x$ ) que puede ser controlado por el usuario en la hoja de *Parámetros Globales*. En el caso más general, todos los componentes de la simulación pueden ser calculados en *tiempo real*; sin embargo en algunos casos, el tiempo de dos procesos puede ser muy distinto, variando en órdenes de magnitud. Por ello, la simulación puede ser acelerada al considerar la dinámica de los procesos rápidos como *cuasi-estáticos*, comparados con los procesos más lentos. Por tanto, el estado estacionario de los procesos rápidos es obtenido sin la necesidad de integrarlos durante toda la simulación, así que su duración puede ser órdenes de magnitud más pequeña [Sarraihi, 2013c] (figura 5.11).

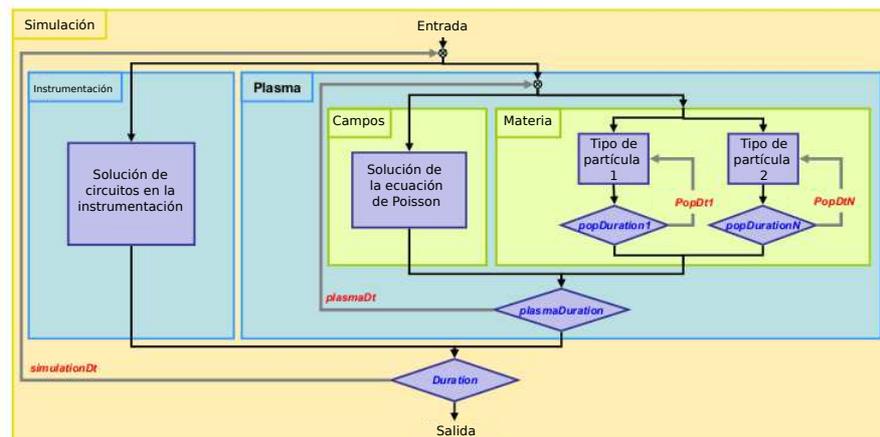


Figura 5.10: Jerarquía de time steps. [Sarraihi, 2013b]

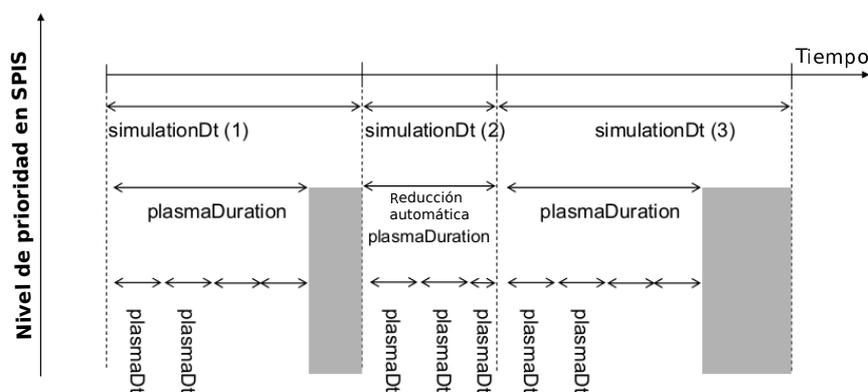


Figura 5.11: Tamaño variable de time steps. [Sarraihi, 2013c]

## Capítulo 6

# Simulaciones de la atmósfera lunar y su interacción con instrumentación científica

### 6.1. Descripción general

Para realizar un estudio satisfactorio de la instrumentación, fue preciso contar con un conjunto de simulaciones de referencia, en adelante: **Casos control**. Estos están divididos en dos categorías: **Volúmenes de referencia** y **Volúmenes reducidos**.

Los *volúmenes de referencia* representan porciones de la Luna con dimensiones de  $30 \times 30 \times 100m$ , los cuales reproducen el ambiente de plasma polvoso lunar. Se emplearon dos inclinaciones distintas para la incidencia solar: vertical y  $45^\circ$  (Figura 6.1). El caso de incidencia solar a  $45^\circ$  es el de mayor interés, dado que la misión COLMENA se desarrollará en esa latitud.

Es difícil encontrar referencias que describan detalladamente todas las características del ambiente de plasma lunar, tales como densidad del plasma, potencial superficial, etc. La mayoría se limita a estudiar casos con incidencia vertical y sin polvo suspendido. Por lo cual, la primera simulación se diseñó con las mismas suposiciones empleadas en las referencias: viento solar lento, incidencia solar vertical, sin regolito suspendido, etc. Con ello se garantizó la compatibilidad de resultados. En las subsecuentes simulaciones se modificó el ángulo de iluminación y se activó el cálculo de trayectorias de los granos de regolito.

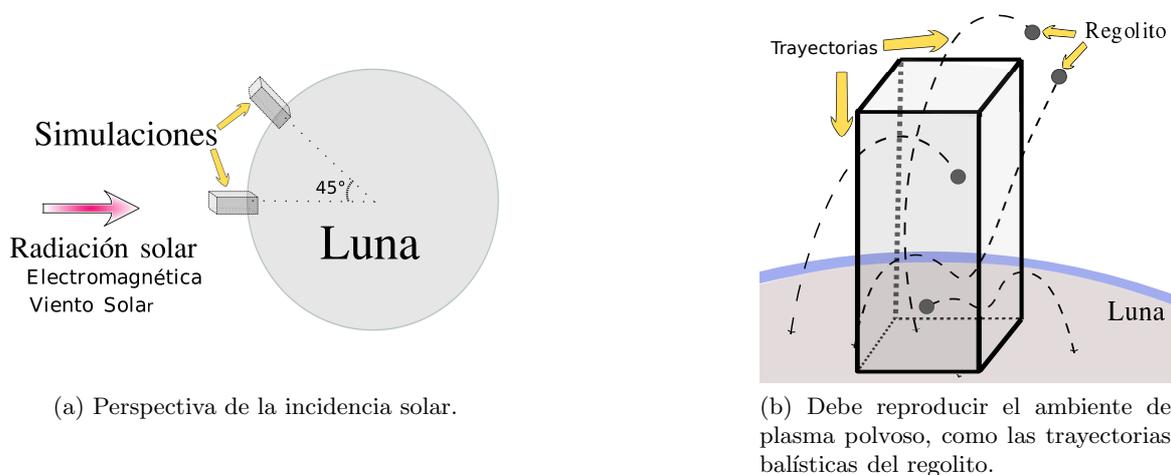


Figura 6.1: Volumen de referencia.

En principio, una vez definidos los *volúmenes de referencia*, es posible correr las simulaciones de los modelos de instrumentación dentro de los casos control, sin embargo, se antepusieron impedimentos técnicos. Como se aprecia en la figura 6.2, existen grandes diferencias de tamaño entre los modelos y los volúmenes de referencia, tan grandes como un factor  $10^4$ . Para resolver todos los detalles de la geometría del Tepotzin, que es el robot estelar de la misión COLME-NA, se requiere al menos una resolución de  $1mm$ . Generar una malla con esa fineza produciría alrededor de  $10^{14}$  tetraedros dentro de todo el volumen de referencia, lo cual vuelve inviable cualquier cálculo.

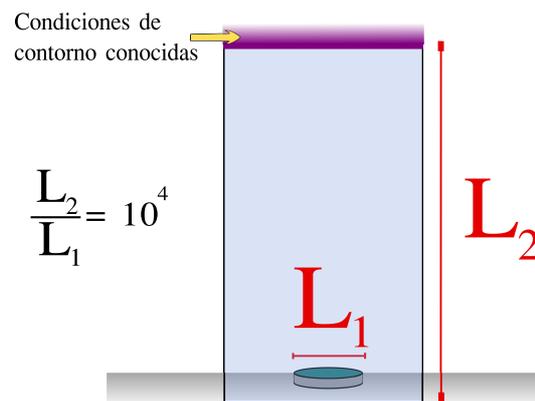


Figura 6.2: Comparativo entre las dimensiones de los instrumentos y la altura del volumen de referencia.

Al permitirle al usuario controlar la resolución de la malla (ver sección 5.1.2). GMSH permite reducir el tamaño de las celdas de la teselación alrededor de los objetos de interés y aumentarlo en las zonas que no presentan problemas. El aprovechamiento de esta herramienta permitió emplear una resolución mínima en las zonas alejadas de la instrumentación, las cuales están libres de la influencia de los robots; por el contrario, en las regiones cercanas a la instrumentación, que presentan gradientes y desequilibrios interesantes, se empleó una resolución alta. Lamentablemente los beneficios de manipular el tamaño de la malla tienen un límite: Durante las pruebas preliminares se concluyó que los gradientes en el tamaño de las celdas deben ser suaves, además de que la relación entre la celda más grande y la más pequeña de todo el volumen debe ser, a lo mucho,  $\sim 10$ . Por motivos que se exponen más adelante, el tamaño máximo de una celda en el volumen de referencia fue de  $2m$ , lo cual es  $2 \times 10^3$  veces más grande que la celda de  $1mm$  requerida para simular el Tepotzin. Aún tratándose del Peregrine, que es  $\sim 10$  veces más grande que el Tepotzin, la relación es de  $2 \times 10^2$ . Dado lo anterior, fue necesario caracterizar volúmenes de simulación más pequeños, cuyo tamaño fuera adecuado para cada modelo de instrumentación. Estos volúmenes computacionales serán referidos como los *Volúmenes reducidos* (Figura 6.3).

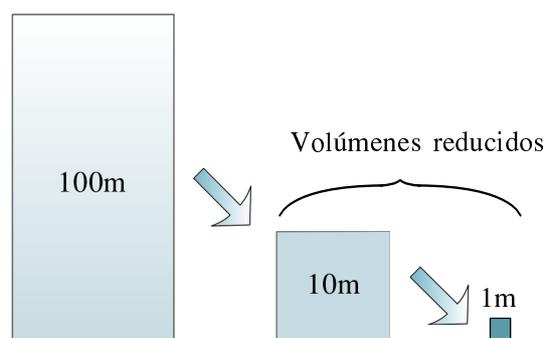


Figura 6.3: Reducción de espacios.

Tal como en las referencias, se asume una condición de neutralidad en la frontera superior de los volúmenes de referencia, por tanto, para garantizar que en ella se anulen los campos eléctricos producidos por la carga del suelo y que los componentes del viento solar tengan la misma densidad, dicha frontera superior se definió *muy lejos* del suelo. De acuerdo con Heiken[1991], la longitud de Debye del viento solar lento es  $\lambda_{DSW} \approx 10m$ , por tanto, en una primera aproximación, es correcto colocar la frontera superior a una altura del suelo  $h \gg \lambda_{DSW}$ . En este caso se optó por  $h \approx 10\lambda_{DSW}$ .

Como ya se mencionó en las referencias, únicamente se estudian casos en donde la frontera superior se encuentra en equilibrio, así que las condiciones de contorno de los volúmenes reducidos, las cuales se encuentran en zonas altamente dinámicas, son inicialmente desconocidas. Dado lo anterior, las condiciones de contorno se definieron de acuerdo con los resultados de los *volúmenes de referencia* tal como se observa en la figura 6.4. De esta manera se reprodujeron los fenómenos electrostáticos previamente observados en los volúmenes grandes, sólo que ahora con mayor resolución y con un menor consumo de recursos computacionales.

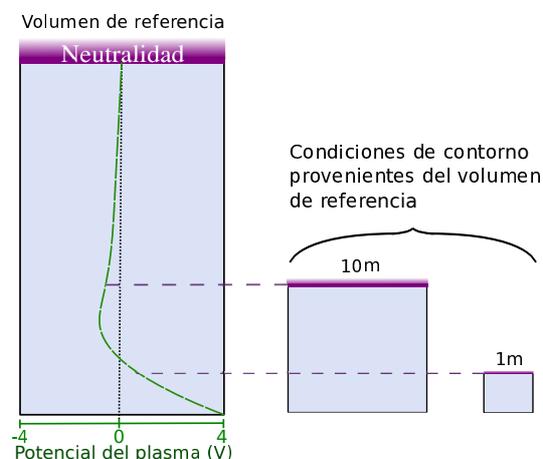


Figura 6.4: Valores de la frontera superior de los volúmenes reducidos. Se usa como ejemplo el valor del potencial del plasma, el cual varía con la altura. (No a escala)

Una vez caracterizados todos los casos control, se incorporaron las geometrías de los modelos de la **instrumentación** en volúmenes adecuados a su tamaño. Así mismo, se adaptó el tamaño de la malla al nivel de detalle requerido para cada modelo, tal como se muestra en la figura 6.5.

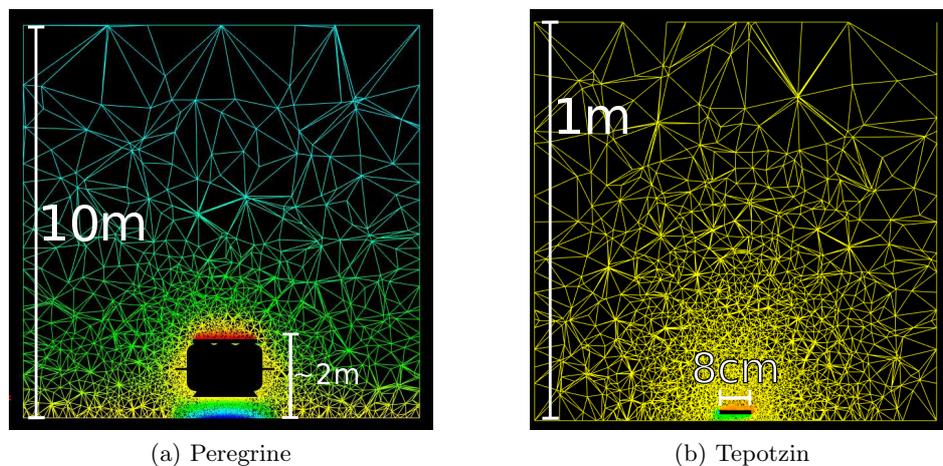


Figura 6.5: Ejemplos de geometrías finales, donde se combina el uso de un volumen de simulación adecuado al tamaño de la instrumentación y una malla con resolución variable.

---

## 6.2. Requerimientos

A continuación se enlistan todas las suposiciones físicas de cada simulación junto con los parámetros para la evaluación de resultados.

### 1. Casos Control

#### 1. *Volúmenes de referencia*

- La frontera superior se definió como la zona neutral del sistema: Las características del plasma inyectado emularon aquellas del viento solar lento  $n_{SW_0} = 10^7 \text{ m}^{-3}$  y se impuso un potencial nulo  $\phi = 0V$ .
- La frontera superior se colocó muy lejos del suelo, es decir, a una altura  $h \gg \lambda_{D_{SW}} \approx 10m$ . Se eligió  $h = 100m$ .
- Se requirió que la distancia entre las fronteras laterales fuera de  $l \gg \lambda_{D_{ph}} \approx 1m$ . Se eligió  $l = 30m$ .
- Las fronteras laterales simularon continuidad, es decir, que compensaran el momento y la cantidad de partículas salientes.
- Las propiedades físicas del suelo y el polvo suspendido fueron las reportadas para muestras lunares de acuerdo con Heiken[1991].
- La geometría del suelo se definió como una superficie plana, sin las irregularidades características del terreno lunar.
- La simulación se ejecutó el tiempo necesario para que el sistema alcanzara el estado cuasi estacionario. De resultados preliminares se concluyó que 3000s garantizaban esta condición.
- Se implementaron dos ángulos de incidencia solar respecto al cénit: Vertical ( $0^\circ$ ) e inclinado ( $45^\circ$ ).
- Se investigaron los casos con y sin levitación de regolito.

Las propiedades físicas observadas para caracterizar el sistema fueron:

- Potencial superficial promedio de la superficie lunar.
- Perfil del potencial del plasma.
- Perfil del campo eléctrico vertical.
- Perfiles de concentración de partículas:
  - a) Iones
  - b) Electrones
  - c) Foelectrones
  - d) Polvo
- Perfil de  $\lambda_D$

#### 2. *Volúmenes reducidos*

A partir de los resultados de los volúmenes de referencia, se diseñaron volúmenes reducidos cuyas condiciones de contorno reprodujeron los fenómenos previamente observados en los volúmenes más grandes.

---

## 2. Instrumentación

Es importante recalcar lo inédita que es una misión a la Luna con robots de dimensiones  $\ll \lambda_D$ , por lo que a priori se desconoce el comportamiento que exhibirán ante el ambiente de plasma y polvo durante el desarrollo de la misión. Por ellos, con tal de prever riesgos durante el despliegue, ensamble y comunicación entre distintos sistemas de la misión COLMENA, se simuló la respuesta de componentes críticos al ambiente lunar. En la figura 6.6 se muestran representaciones CAD de los instrumentos. Todos, salvo el Small Planetary Rover de la Agencia Espacial Canadiense, son instrumentos que se desplegarán durante la misión y se verán expuestos a la intemperie lunar. A continuación se describe cada uno de los instrumentos.

### 1. *Peregrine Lander*

Módulo que llevará a la Luna al sistema de comunicación y despliegue, el TTDM, el cual arrojará a los robots sobre la luna al inicio de la misión. Debido a que después del alunizaje, el Peregrine permanecerá quieto durante varias horas antes de iniciar el despliegue de los robots de COLMENA, es importante conocer las condiciones de carga electrostática y de atmósfera de plasma polvoso previo al despliegue de los robots. En otras palabras, estas serán las condiciones iniciales de la misión (Figura 6.6a).

### 2. *Rover hipotético*

La interacción entre el ambiente de plasma lunar y un rover, tal como aquellos operados a distancia en Marte, se supone muy distinto al de un robot con un radio  $r \ll \lambda_D$ . Para corroborarlo, se diseñó un modelo CAD de un rover de 1m de altura y se simuló su interacción con la atmósfera; sirvió como comparativo para los robots de COLMENA. El rover hipotético está basado conceptualmente en el Small Planetary Rover de la Agencia Espacial Canadiense (Figura 6.6b) [ASC-CSA, 2017].

### 3. *Tepotzin*

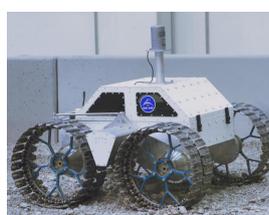
Se examinó la respuesta de un modelo simplificado del Tepotzin, representado por un cilindro flotante. Además del análisis del comportamiento del plasma polvoso en los alrededores de la unidad, también se estudió la diferencia de potencia alcanzada entre las terminales de interconexión y el análisis de las corrientes generadas a través del circuito equivalente a su electrónica interna (Figura 6.6c).

### 4. *Enjambre de Tepotzines*

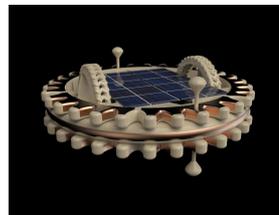
Una vez conocido el comportamiento individual de una unidad Tepotzin, se estudió el comportamiento colectivo de un enjambre de Tepotzines y su efecto perturbativo en el área circundante; se colocaron grupos de robots a distintas distancias, con una aglomeración mayor en el centro de la caja de simulación (Figura 6.6d).



(a) Peregrine Lander.



(b) Small Planetary Rover.



(c) Tepotzin.



(d) Tepotzines en enjambre

Figura 6.6: Modelos de instrumentación.

### 6.3. Procedimiento

En total se desarrollaron doce simulaciones de casos control, las cuales incluyen dos inclinaciones de incidencia solar, casos con polvo y sin polvo suspendido y tres tamaños de volumen de simulación. Los modelos de instrumentación totalizan ocho simulaciones: Dos por cada artefacto. Tanto el Peregrine Lander como el Rover se simularon en el volumen de 10m de altura, mientras que el Tepotzin y el Enjambre en aquel de 1m. El total de simulaciones y sus variantes se sintetiza en la tabla 6.1

Ángulo de Iluminación Solar (SZA)	Vertical (0°)	Inclinado (45°)
<b>Casos control</b>		
Presencia de Polvo	s/p	c/p
Dimensiones del Espacio	30X30X100m 10X10X10m 1X1X1m	
<b>Instrumentación</b>		
Presencia de polvo	c/p	
Modelo	Peregrine Lander Rover Tepotzin Enjambre	

Tabla 6.1: Resumen de simulaciones.

#### 6.3.1. Geometría, materiales y enmallado

##### Geometría

Todos los volúmenes de simulación se representaron con paralelepípedos de distintas alturas. Con el fin de satisfacer la condición de cuasi neutralidad en la frontera superior de los *volúmenes de referencia*, ésta se colocó a 100 m del suelo (ver sección 6.2.1.). En los *volúmenes reducidos* se colocaron a 10 y 1 m del suelo. Tanto el Peregrine Lander como el Rover se colocaron dentro de volúmenes de 10m de altitud, mientras que el Tepotzin y el Enjambre se situaron dentro de un volumen de 1m. Esta decisión se basó en lo expuesto dentro de la sección 6.1.

El Peregrine y el Rover son modelos muy complejos para su diseño en GMSH, por lo que fue necesario recurrir a su elaboración en un software de diseño CAD externo; por otro lado, los modelos de los Tepotzines al ser geometrías simples por tratarse de cilindros flotantes, se trazaron dentro del motor CAD nativo de GMSH. La representación de los Tepotzines como cilindros flotantes es, a primer orden, una aproximación correcta, dado que las ruedas del robot real están constituidas por un material dieléctrico, por tanto el robot está aislado eléctricamente del suelo. Esta simplificación fue necesaria para correr una multitud de simulaciones de prueba en el menor tiempo posible.

##### Partes de la instrumentación y sus materiales

Tal como se describe en la sección 5.2, las superficies de los modelos geométricos se clasifican en secciones llamadas *grupos físicos*. Si los grupos físicos se asignan como parte de la instrumentación, es decir, si se etiquetan como *Spacecraft surface group*, es posible asignarles propiedades materiales y eléctricas. Los Super Nodos Eléctricos (ESN) representan una o varias partes del objeto y están hechos de un sólo material, como los descritos en la tabla 5.2. En todas

---

las simulaciones del presente trabajo, el suelo lunar se definió como el ESN-0. A continuación se definen los ESN y sus materiales en cada simulación:

■ **Peregrine**

Todas las partes del Peregrine están hechas de aluminio o metalizadas, salvo la parte superior del panel solar (Ver figura 6.7). Por ello, el *cuerpo del peregrine* está definido como aluminio (AL2K), mientras que la parte superior lo está como *panel solar* (SC2K).

1. Cuerpo-AL2K
2. Panel Solar-SC2K

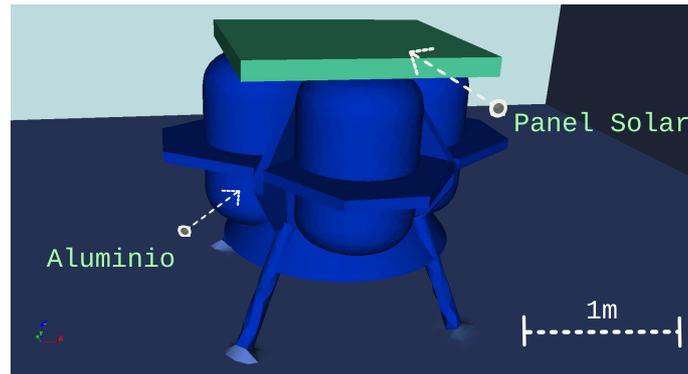


Figura 6.7: Modelo CAD del módulo Peregrine.

■ **Rover**

Para el Small Planetary Rover se decidió utilizar los mismos materiales que el Tepotzin. Por ello, las caras superior e inferior están hechos de panel solar y el anillo externo y los ejes de aluminio. Como se busca que, al igual que el Tepotzin, el rover esté aislado eléctricamente del suelo a pesar de hacer contacto, las ruedas se definieron como kapton (KAPT). Fue posible hacer un modelo con ruedas que se ejecutara en un tiempo razonable debido a que la resolución de la malla no era tan alta como la requerida para los Tepotzines. Su representación se encuentra en la figura 6.8.

1. Anillo externo y ejes-AL2K
2. Panel Solar Superior-SC2K
3. Panel Solar Inferior-SC2K
4. Ruedas (Cada una es un ESN separado)-KAPT

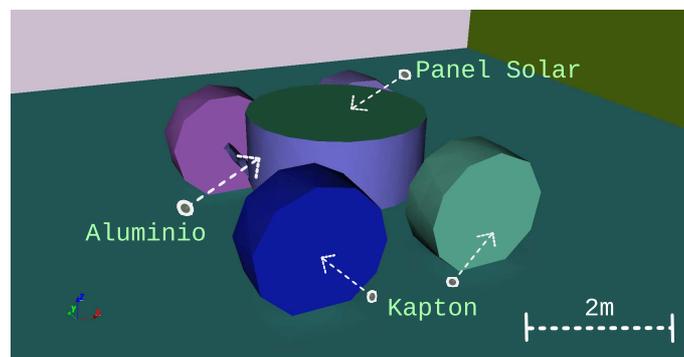


Figura 6.8: Modelo CAD del rover hipotético.

■ **Tepotzin**

El Tepotzin está cubierto en ambas caras -superior e inferior- por panel solar, mientras que las orillas representan sus conectores eléctricos, los cuales están aislados unos de otros. Los conectores están unidos eléctricamente en el modelo real, sin embargo, se busca analizar el caso hipotético en el que algunos de ellos estuvieran aislados.

Para aislar cada conector, se colocó una pequeña superficie de material dieléctrico (kapton) entre ellos (Ver figura 6.9). Con tal de hacer un análisis eléctrico sobre la electrónica interna, se acopló un circuito equivalente de una resistencia y un condensador en paralelo entre dos de los conectores eléctricos (Figura 6.10). Cuando el sol estuviera inclinado, dos de estos conectores estarían iluminados, mientras que los otros dos estarían a la sombra, estudiando así los efectos de las diferencias de carga electrostática sobre la electrónica.

1. Panel Solar Superior-SC2K
2. Panel Solar Inferior-SC2K
3. Conectores metálicos (Cada uno es un ESN separado)-AL2K
4. Aislantes entre conectores (Cada uno es un ESN separado)-KAPT

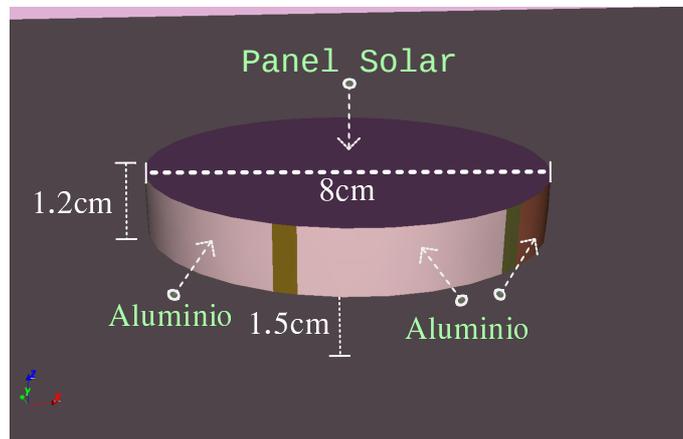


Figura 6.9: Modelo CAD del Tepotzin.

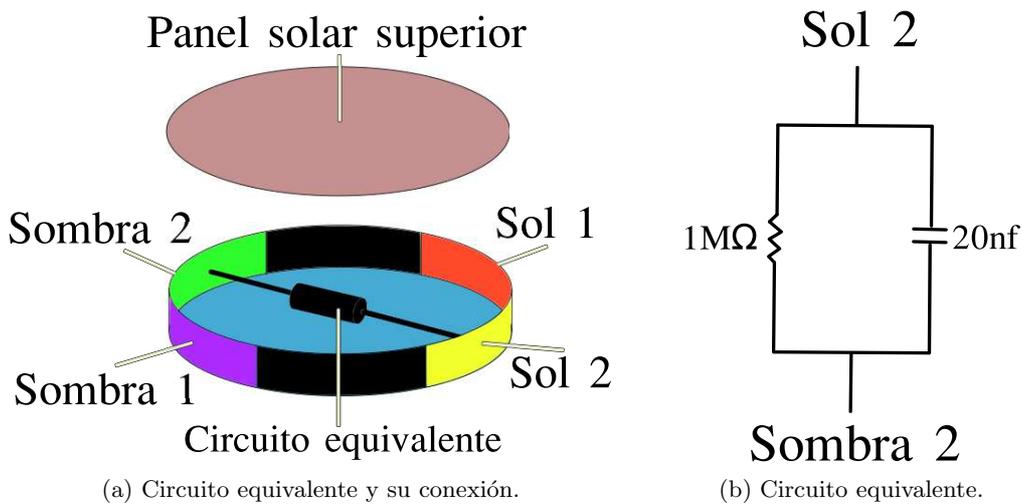


Figura 6.10: Circuito equivalente de la electrónica interna en el Tepotzin.

---

## ■ Enjambre

Para estudiar su comportamiento colectivo, descartando los efectos de la electrónica interna, estos modelos están compuestos de 3 ESN: Páneles solares en ambas caras horizontales y una orilla metálica (ver figura 6.11).

1. Panel Solar Superior-SC2K
2. Panel Solar Inferior-SC2K
3. Orilla metálica-AL2K

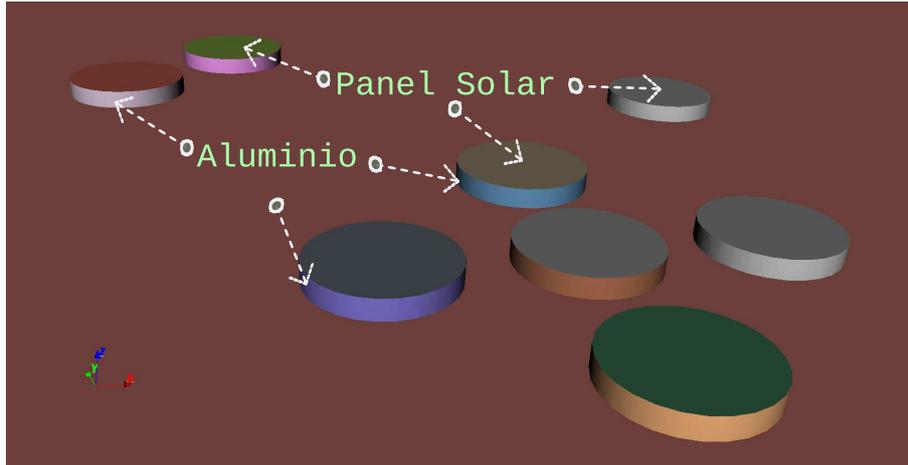


Figura 6.11: Modelo CAD del enjambre de Tepotzines.

## Enmallado

En [Birdsall and Langdon, 2005] se menciona que el tamaño de la malla debe ser  $< \frac{1}{3}\lambda_D$ , que de acuerdo con la figura 6.13, la cual muestran resultados de las simulaciones de prueba, aumentará con la altitud. Para mantener la precisión y ahorrar recursos computacionales se generó una malla evanescente que mantuvo la proporción requerida en todo momento, es decir,  $\approx 30 \text{ cm}$  de arista muy cerca del suelo, creciendo linealmente hasta alcanzar los  $2 \text{ m}$  de arista a los  $10 \text{ m}$  de altitud. Ésta condición mínima se cumple en todas las simulaciones, es decir, tanto en casos control (figura 6.12a,b) y en los de instrumentación.

Además de cumplir con la condición mínima arriba mencionada, en las simulaciones con instrumentación se empleó una malla que aumenta la resolución en las zonas cercanas a los modelos: Con ello se resuelven los detalles en zonas muy cercanas a los robots y a su vez se optimizan los recursos de cómputo (figura 6.12c,d).

### 6.3.2. Condiciones de contorno y suelo

#### Campo eléctrico

Se definió la frontera superior de los *Volúmenes de referencia* con un potencial neutro ( $\phi = 0 \text{ V}$ ) y a las fronteras de los *volúmenes reducidos* se les impuso un potencial basado en el perfil de potencial de la Figura 6.13, de acuerdo con su altura, ángulo de incidencia solar y presencia de polvo. Por ejemplo, al *volúmen reducido* de  $10 \text{ m}$  de altitud, con polvo e iluminación de  $45^\circ$ , se le asignó un potencial superior  $\phi = -1 \text{ V}$ . Este mismo criterio se aplicó para los casos con instrumentación. Se asumen equipotenciales paralelos al suelo, por lo que se impusieron condiciones de Neumann en las fronteras laterales ( $\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$ ).

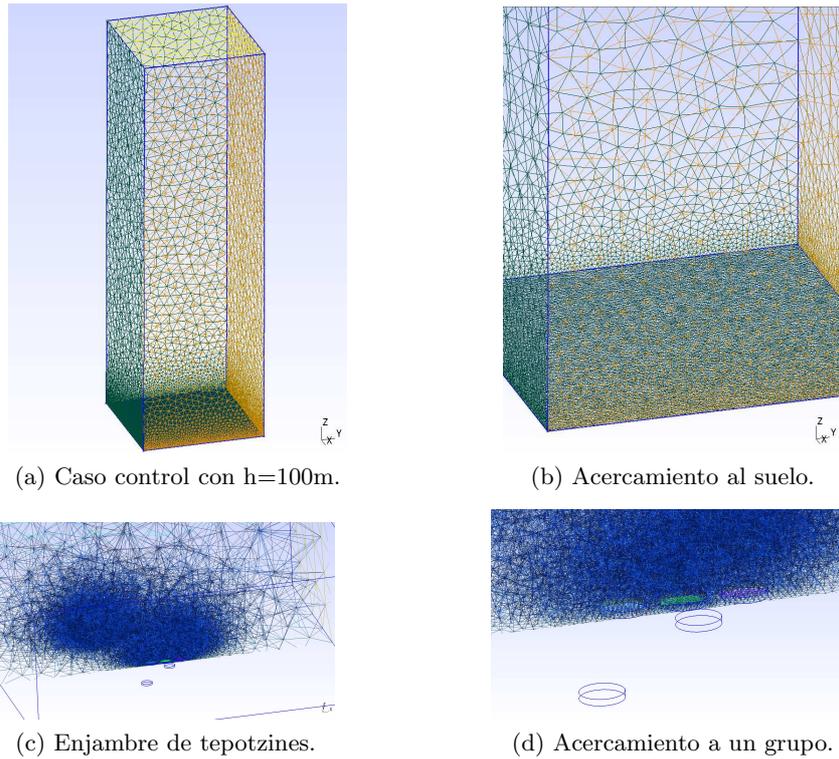


Figura 6.12: Mallado evanescente, que da prioridad a las zonas de interés.

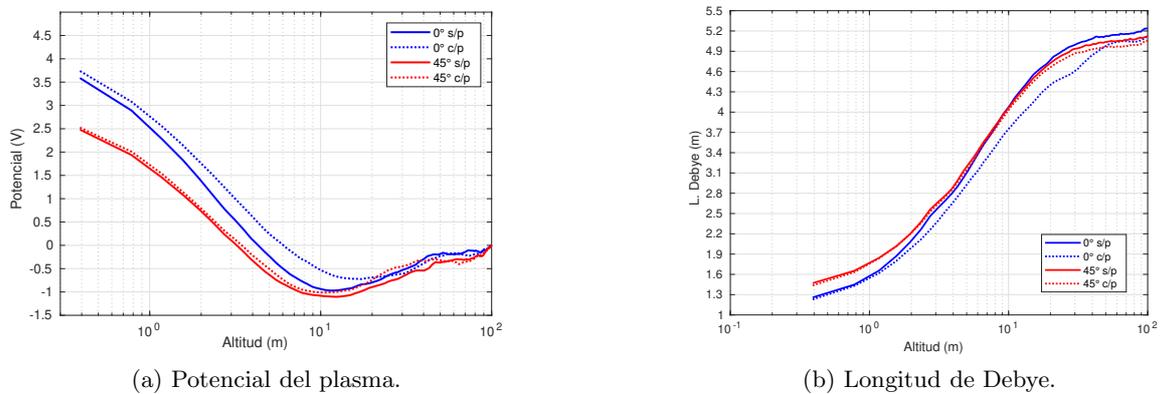


Figura 6.13: Perfiles del caso control de 100m de altitud. Estas gráficas son resultados que se explicarán más adelante, pero que son necesarias para configurar las simulaciones.

## Partículas

Desde la frontera superior se inyectó plasma (viento solar) y las partículas salientes a un sumidero. Las características del viento solar se detallan en la Sección 6.2.4. Con el fin de preservar continuidad de un sistema, se consideran los dos siguientes casos (Ver figura 6.14a): (1) Si sobre una pared existe un flujo neto de momento saliente, y en su contraparte existe un mismo flujo entrante, es necesario el uso de paredes periódicas. (2) En el caso de que no exista un flujo neto sobre una pared, es posible el uso de paredes reflejantes. Dado lo anterior, las fronteras perpendiculares al plano del Sol se definieron periódicas y las paralelas, reflejantes. Si bien el uso de paredes periódicas es la opción infalible, es una opción computacionalmente más costosa, por lo que de ser posible se recomienda el uso de paredes reflejantes; si la iluminación del Sol es vertical, las fronteras de uno u otro tipo serían indistinguibles.

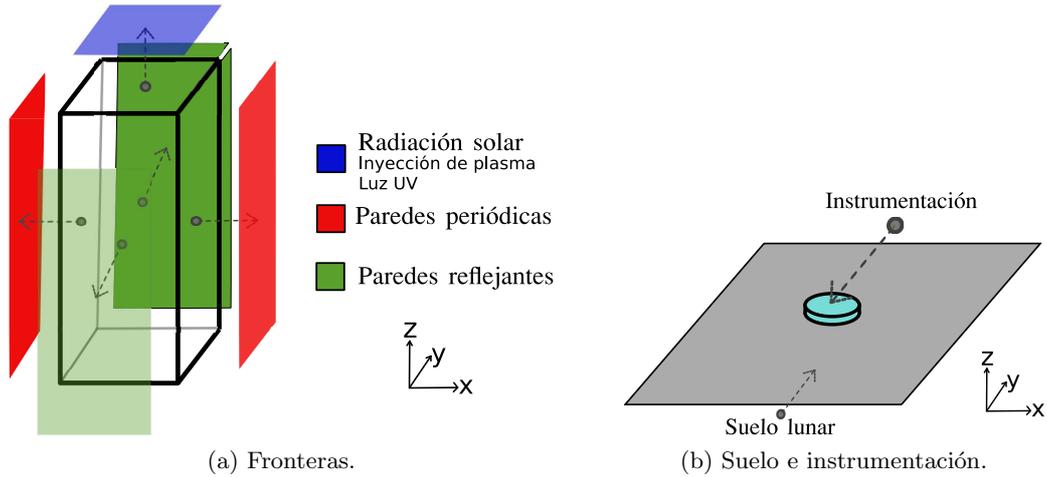


Figura 6.14: Esquema de las condiciones de contorno, detalladas en la tabla 6.2

<b>Superior</b>	
Inyección de partículas	Activada $\begin{cases} n_0 = n_e = n_i \gg n_{ph} & \text{Gran altitud} \\ n_0 = n_i > n_e > n_{ph} & \text{Reducciones} \end{cases}$
Partículas salientes	A sumidero
Campo eléctrico	Dirichlet $\begin{cases} \phi = 0 & \text{Gran altitud} \\ \phi \neq 0 & \text{Reducciones} \end{cases}$
<b>Laterales</b>	
Inyección de partículas	Desactivada
Partículas salientes	Continuas $\begin{cases} \text{Periodicas} & \text{Perpendiculares al Sol} \\ \text{Reflejantes} & \text{Paralelas al Sol} \end{cases}$
Campo eléctrico	Neumann $\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$
<b>Inferior (Suelo lunar)</b>	
Corriente de foto emisión	$4.5 \mu A/m^2$
Emisión secundaria de electrones	Desactivada
Resistividad superficial a la sombra	$1E18 \Omega m$
Densidad del regolito	$3000 kg/m^3$
Función trabajo	$5.8 eV$
Inyección de partículas de polvo	Distribución de tamaño en [Sarraihl, 2013c]

Tabla 6.2: Condiciones de contorno y propiedades físicas del suelo.

## Suelo

La frontera inferior representa el suelo lunar y, dado que representa a una superficie material, se modela como un sumidero de partículas con potencial flotante (figura 6.14 b). Sus propiedades físicas son las mismas que las del regolito lunar [Heiken, 1991], resumidas en la tabla 6.2. Al definirse como una superficie polvosa, el suelo inyecta partículas de regolito a la simulación: Cada celda del suelo inyecta alrededor de 100 macro partículas con una distribución de tamaño definida por el usuario. En la figura 6.15 se observan dos distribuciones de tamaño de grano, donde la línea roja representa al promedio de las muestras de la figura 4.6 b, contenidas en el catálogo de Graf[1993]; la segunda distribución, en verde, proviene de la extrapolación realizada sobre la distribución de la figura 4.6 por [Sarraihl, 2015] y es la opción default en SPIS. La distribución default de SPIS abarca tamaños de grano desde  $2nm$  hasta  $20\mu m$  de radio. Esta

distribución se obtuvo al tomar la región para granos con  $r < 20\mu m$  del ajuste de la distribución contenida en [Heiken, 1991]. La gráfica se trunca debido a que granos con  $r > 20\mu m$  no se elevan significativamente, tal como se observa en la figura 6.16, que muestra la altitud máxima que alcanza un grano de polvo en función de su radio, calculada con la ecuación 4.2. Los granos con  $r = 20\mu m$  levantarían  $0.3\text{ mm}$  por encima del suelo, lo cual es despreciable incluso para las dimensiones del Tepotzin. Resulta inútil emplear recursos computacionales en granos que permanecen en reposo, por tanto, es adecuada la medida de truncar la distribución en  $20\mu m$ . En la actualidad no se ha medido la abundancia de granos con  $r < 1\mu m$ , que justamente son los que alcanzan las mayores altitudes. En la distribución Default SPIS, estos granos decrecen en abundancia con una proporción  $\sim r^2$ , proveniente de un ajuste  $f(r) = Ar^2 \exp(-Br^2)$ . Sin embargo, si se realiza un ajuste al promedio de las muestras seleccionadas de [Graf, 1993] entre  $1\mu m < r < 12\mu m$ , se obtiene una proporción  $\sim r^{0.41 \pm 0.18}$ . Por ello, es posible que la distribución default subestime la cantidad de granos con  $r < 1\mu m$ . A pesar de que los dos ajustes arrojan resultados distintos, se usó la distribución default con tal de comparar los resultados con otros trabajos. La discusión sobre la validez de uno o la otra extrapolación serán el tema de un estudio posterior.

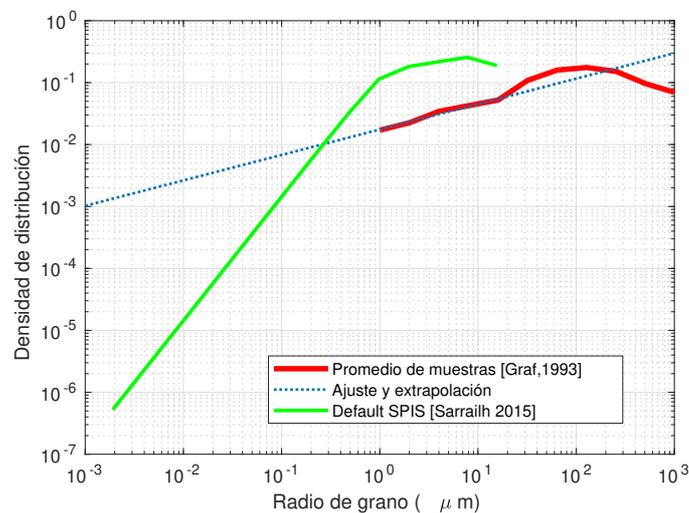


Figura 6.15: Densidad de distribución de tamaño de grano de regolito.

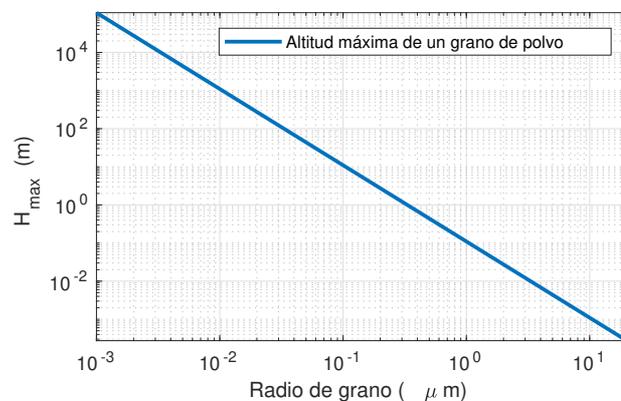


Figura 6.16: Altura máxima vs radio de grano por fuerzas electrostáticas. Ángulo de incidencia solar =  $0^\circ$ .

---

### 6.3.3. Parámetros globales de la simulación

En las tablas 6.3 y 6.4 se muestran todos los parámetros físicos y computacionales sobresalientes de todas las simulaciones; sin embargo, no hay que olvidar que son más de 200 parámetros involucrados y resulta impráctico describir cada uno de ellos a detalle, por ello, la explicación se centra en un grupo selecto.

La pestaña *Dust* contiene las características físicas del polvo, mencionadas en el Capítulo 4; a su vez, aquí se incluye la gravedad lunar. La pestaña *Plasma* incluye las propiedades del viento solar de flujo lento (tabla 4.1), tal como son su concentración, temperatura y tipo de ión -i.e. Hidrógeno-; se incluye el número promedio de macro partículas por celda.

En *Surface Interactions* se tiene todo lo relacionado con emisión de electrones. En este caso, la emisión de electrones secundarios para superficies está desactivada, dado que los electrones primarios no tienen la energía adecuada para emitir secundarios:  $10\text{ eV}$  es una temperatura lo suficientemente alta para que la contribución de electrones reflejados no sea significativa ( $\geq 10\text{ eV}$ ), y a la vez es muy baja ( $< 50\text{ eV}$ ) para desprender electrones secundarios verdaderos. Por otra parte, este cálculo está activado para el polvo en suspensión dado que la emisión secundaria no es despreciable.

La fotoemisión se encuentra activada y la temperatura de los fotoelectrones es de  $2.2\text{ eV}$ , tal como se justifica en el Capítulo 3. Durante las simulaciones preliminares de volúmenes de simulación pequeños, la caja de  $1\text{ m}$  de altitud presentaba un déficit de fotoelectrones en el sistema, ya que escapaban en exceso por la frontera superior. Por ello, se compensó esa pérdida al inyectar una segunda población de electrones con la misma temperatura y densidad de aquellos que escapaban en exceso; esta población está marcada en la hoja *Plasma* y es únicamente para las cajas de  $1\text{ m}$  de altitud.

En *Spacecraft* están la capacitancia total del sistema y los parámetros numéricos que balancean la precisión, la estabilidad y la velocidad de cómputo de los potenciales superficiales. La tabla 6.4 muestra explícitamente los parámetros que deben incluirse en las pestañas de *Plasma* y *Surface interactions* para representar el ángulo de inclinación solar, donde en la primera hoja se incluye la velocidad de deriva de las partículas del viento solar y en la segunda se indica la dirección de la radiación UV del sol para el cálculo de la fotoemisión.

La tabla 7.1 (Anexo) contiene a detalle los time steps y la duración de cada simulación, donde cada time step varía de acuerdo con el tamaño del volumen computacional y longitud de la malla. La duración de las simulaciones de los casos control fue de  $3000\text{ s}$  para garantizar convergencia; al concluir que el estado estacionario se alcanza alrededor de los  $1000\text{ s}$ , los modelos con instrumentación se ejecutaron durante  $1500\text{ s}$ , reduciendo así el tiempo de cómputo, pero garantizando un tiempo  $50\%$  mayor al necesario para alcanzar el estado estacionario.

Parámetro	Valor
<b>Dust</b>	
defaultMass ( <i>kg</i> )	1.257E-14
densification	0.1
Dt ( <i>s</i> )	0.5
Duration ( <i>s</i> )	1.0
Gz ( <i>m.s</i> - 2)	-1.66
W ( <i>eV</i> )	5.8
<b>Plasma</b>	
avPartNbPerCell	5
<b>Electron</b>	
Density ( <i>m</i> - 3)	1E7
<sup>1</sup> Density2 ( <i>m</i> - 3)	2.4E7
Temperature ( <i>eV</i> )	10
<sup>1</sup> Temperature2 ( <i>eV</i> )	2.2
<b>Ion</b>	
Density ( <i>m</i> - 3)	1E7
Temperature ( <i>eV</i> )	10
Type	H+
<b>Surface Interactions</b>	
electronSecondaryEmission	0
<b>PhotoElectron</b>	
Densification	0.1
Temperature ( <i>eV</i> )	2.2
<b>Spacecraft</b>	
CSat ( <i>F</i> )	7E-3
SmoothingI	2.0
SmoothingPot	2.0
validityRenormalisation	2.0

<sup>1</sup> Únicamente en espacios de 1m de altitud.

Tabla 6.3: Parámetros invariantes. Los nombres de las opciones se dejan en inglés, tal cual están en la interfaz de usuario de SPIS-Dust.

Iluminación Solar	0° (Vertical)	45° (Inclinado)
<b>Plasma</b>		
electronVx ( <i>m/s</i> )	0.0	-280000
electronVz ( <i>m/s</i> )	-400000	-280000
ionVx ( <i>m/s</i> )	0.0	-280000
ionVz ( <i>m/s</i> )	-400000	-280000
<b>Surface Interactions</b>		
sunX	0.0	0.7071
sunZ	1.0	0.7071

Tabla 6.4: Parámetros para el ángulo solar. Los nombres de las opciones se dejan en inglés, tal cual están en la interfaz de usuario de SPIS-Dust.

---

## 6.4. Resultados

### 6.4.1. Casos control

#### Volúmenes de referencia

Los objetivos se centraron en caracterizar al sistema en el estado estacionario, en consecuencia el primer paso fue corroborar que efectivamente el sistema alcanzó el equilibrio. En la gráfica 6.17 se muestra la evolución del potencial superficial promedio del suelo lunar. Aquí se observa que el potencial de equilibrio con ángulo de incidencia vertical ronda los  $4.4\text{ V}$  y para un ángulo de  $45^\circ$  se equilibra alrededor de los  $3.2\text{ V}$ . La presencia de polvo modifica en  $0.08\text{ V}$  y  $0.09\text{ V}$  cuando se tiene iluminación vertical e inclinada, respectivamente, lo que representa una variación  $\sim 2\%$  en ambos casos. De lo anterior se concluye que la presencia de polvo no afecta significativamente al potencial superficial. Del mismo gráfico también se concluye que el potencial superficial se equilibra cerca de los  $200\text{s}$ .

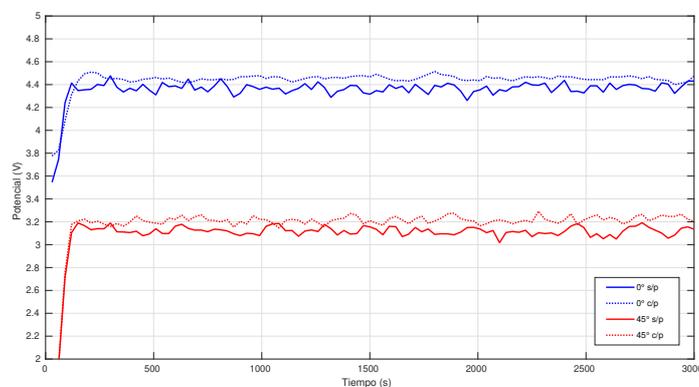


Figura 6.17: Evolución del potencial en la superficie lunar.

Las figuras 6.18 y 6.19 muestran la cantidad de macropartículas y las corrientes totales sobre la superficie. De la figura 6.18 se deduce que la cantidad de electrones de viento solar se estabiliza cerca de los  $250\text{s}$ , los iones a los  $100\text{s}$  y los foto electrones cerca de los  $500\text{s}$ . El polvo con iluminación vertical se estabiliza cerca de los  $1000\text{s}$  y, si bien el número de macropartículas sigue aumentando en el tiempo con  $45^\circ$  de iluminación, dicho aumento se minimiza y estabiliza alrededor de los  $1000\text{s}$ . Las corrientes totales en todos los casos alcanzan el equilibrio cerca de los  $250\text{s}$ , tal como se muestra en la figura 6.19.

Con los resultados de los parámetros de diagnóstico, se concluye que los sistemas alcanzan el estado cuasi estacionario alrededor de los  $1000\text{s}$ .

En las tablas 6.5 y 6.6 se resumen los resultados de cuatro parámetros comparables con los reportados en diversas fuentes. Las referencias parten de las mismas suposiciones esenciales: Una superficie con las mismas propiedades eléctricas que el regolito lunar, expuesto a radiación electromagnética y viento solar lento, salvo [Colwell et al., 2007], el cual es una compilación de resultados de múltiples estudios anteriores que carecían aún de información, que los estudios posteriores ya poseían. Los parámetros iniciales de cada referencia no son exactamente iguales a las de este trabajo, sin embargo, son los que más se parecen; por otro lado, los detalles de los métodos para obtener los resultados, i.e. si es una simulación PIC o un balance de corrientes, nos permite comparar los resultados de distintas formas de atacar el mismo problema. Calificar las diferencias entre los resultados de la tesis y las referencias no es sencillo, ya que no hay un valor *correcto*; lo que sí podemos aseverar, es que existe un consenso respecto a *valores razonables* que caigan dentro de un mismo orden de magnitud.

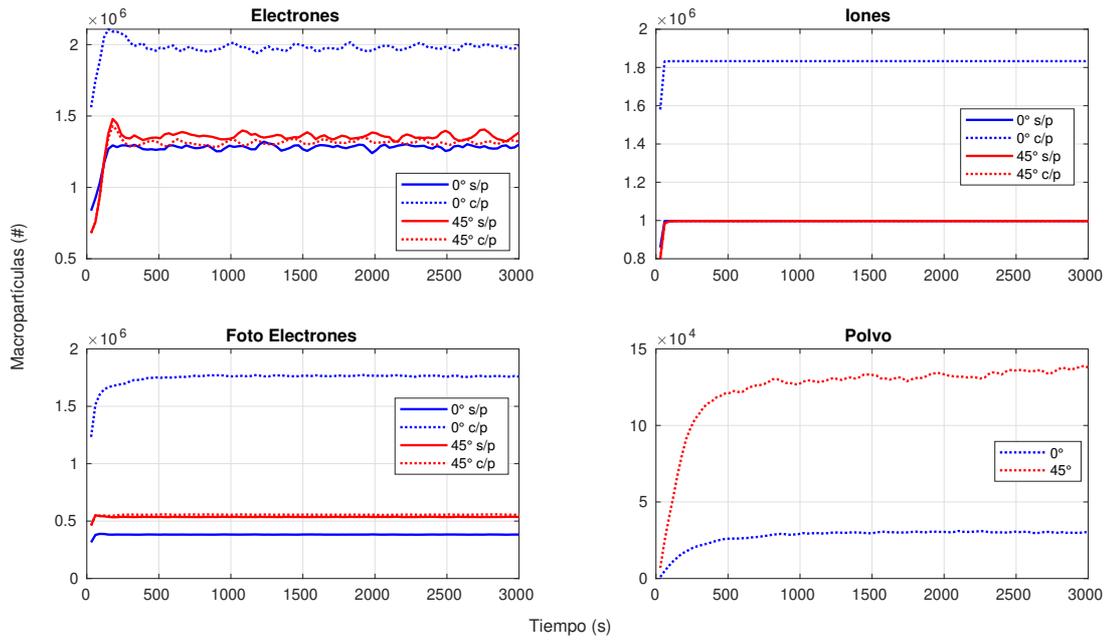


Figura 6.18: Número de macro partículas.

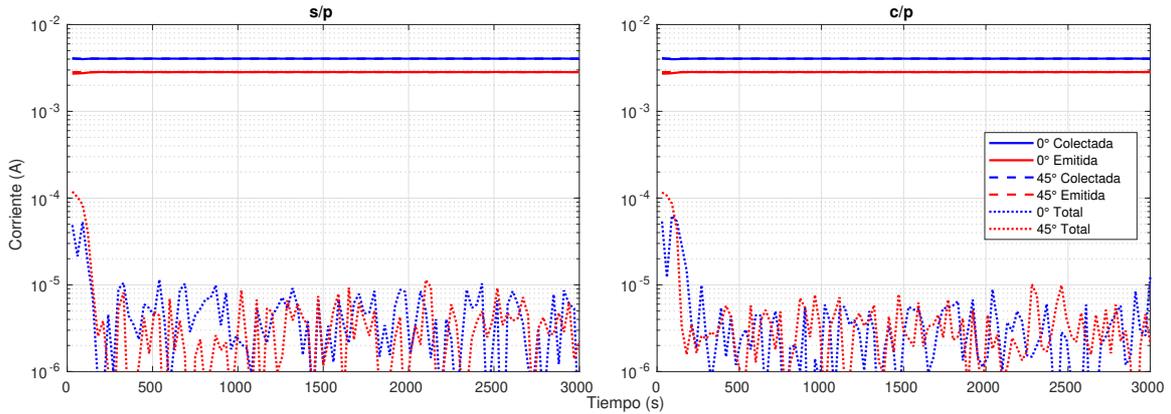


Figura 6.19: Corrientes totales

Respecto a los resultados de la tabla 6.5, el potencial superficial, con y sin polvo, tiene una diferencia  $\sim 5\%$  respecto a las reportadas por Poppe[2010] y Örgen[2016], mientras que hay una diferencia de  $\sim 50\%$  con respecto a la de Stubbs[2012]. Es posible afirmar que el resultado entra en lo razonable y que no existe una diferencia importante entre los resultados con polvo y sin polvo, dado que una diferencia de  $0.18V$  es despreciable respecto a las diferencias con las referencias. El campo eléctrico superficial resultante es menor que el reportado por todas las referencias, donde la más alejada está a un factor  $\sim 2$  y la más cercana a un  $\sim 50\%$ ; sin embargo, se considera un resultado confiable. La longitud de Debye se encuentra bien centrada en el consenso de que es cercana a  $1\text{ m}$ ; la diferencia entre con y sin polvo es  $\ll 1\%$ ; La concentración de fotoelectrones es cercana a  $10^8\text{ m}^{-3}$  y tiene una diferencia del  $\sim 30\%$  respecto a las referencias, concluyendo que también se encuentra en parámetros razonables. Al analizar el contenido de la tabla 6.6 se llega a la misma conclusión de que todo se encuentra en los rangos razonables.

Origen	Tesis		Referencias			
Variantes	s/p	c/p	[Colwell,2007]	[Poppe,2010]	[Stubbs,2014]	[Örger,2016]
$\phi_s$ (V)	$4.37 \pm 0.03$	$4.45 \pm 0.02$	$\sim 10$	4.55	2.85	4.26
$E_s$ (V/m)	2.17	2.07	–	3.0	3.74	4.15
$\lambda_s$ (m)	1.09	1.09	0.66	1.1	0.76	1.02
$n_{ph_s} 10^8(m^{-3})$	1.00	0.99	0.6	1.3	1.39	–

Tabla 6.5: Resultados comparados entre distintas fuentes. SZA= 0°

Origen	Tesis		Referencias	
Variantes	s/p	c/p	[Stubbs et al., 2014]	[Örger et al., 2016]
$\phi_s$ (V)	$3.12 \pm 0.03$	$3.21 \pm 0.03$	3	3.25
$E_s$ (V/m)	1.66	1.72	2.5	2.67
$\lambda_s$ (m)	1.33	1.29	–	1.21
$n_{ph_s} 10^8(m^{-3})$	0.67	0.70	–	–

Tabla 6.6: Parámetros comparados entre distintas fuentes. SZA= 45°.

En las gráficas 6.20 se presenta el perfil de la concentración de partículas cargadas. La densidad de fotoelectrones es  $\sim 23$  veces mayor que la de electrones del viento solar a 40cm del suelo en el caso vertical, mientras que en el caso a 45° es  $\sim 16$  veces; la concentración de fotoelectrones a la misma altura de 40cm es 33 % mayor en el caso vertical que en el inclinado. Con iluminación a 0° se presenta un exceso de fotoelectrones a 30m en el caso con polvo respecto al caso sin polvo, la cual es  $\sim 30$  %. Fuera de ese caso particular, el polvo no afecta significativamente a la cantidad de fotoelectrones suspendidos, ya que un exceso del 30 % es despreciable respecto a las variaciones de un órdenes de magnitud a lo largo de la medición.

En todos los casos estudiados, la cantidad de iones se mantiene constante a lo largo de todo el perfil, lo cual se debe a que su energía cinética es mucho mayor que la barrera de potencial de la superficie lunar, por tanto su trayectoria no se altera. Los electrones del viento solar sí son afectados por el campo eléctrico superficial, dado que la Luna cargada positivamente los atrae y absorbe, creando un gradiente de densidad que se estabiliza cerca de los 30m de altitud. A su vez, la cantidad de electrones y foto electrones es la misma alrededor de los 10m de altitud, donde termina la manta de fotoelectrones.

Los resultados previamente mencionados se pueden comparar con aquellos reportados en [Poppe and Horányi, 2010] y [Lisin et al., 2015], tal como se hace en la figura 6.21. En la figura 6.21a se tiene que la concentración de fotoelectrones en [Lisin et al., 2015] es mayor entre 40cm y 8m; la mayor diferencia entre concentraciones es del  $\sim 50$  % a 3m de altura. En cuanto a la concentración de iones, ésta es la misma en todas partes. Los electrones del viento solar presentan una diferencia máxima del  $\sim 20$  % a 1m del suelo. En la figura 6.21b los resultados se comparan respecto a los presentados en [Poppe and Horányi, 2010]. La densidad de fotoelectrones exhibe el mismo comportamiento, sin embargo, siempre con una diferencia de  $\sim 10$  % . Los densidad de iones es constante a lo largo de todo el perfil, como era esperado; la diferencia en las cantidades se debe a los parámetros iniciales de la referencia, donde introducen alrededor de  $1.1 \times 10^7 m^{-3}$  en lugar de  $10^7 m^{-3}$ . Finalmente, la mayor diferencia en cantidad de electrones del viento solar es cercana al 30 % justo a 40cm del suelo.

Del análisis anterior, se concluye que a pesar de que se exhiben diferencias de hasta el 50 % en zonas puntuales de los perfiles, todos ellos presentan un comportamiento cualitativamente congruente con las referencias, por tanto se obtuvo una buena representación de una porción de la Luna en cuanto al perfil de partículas cargadas.

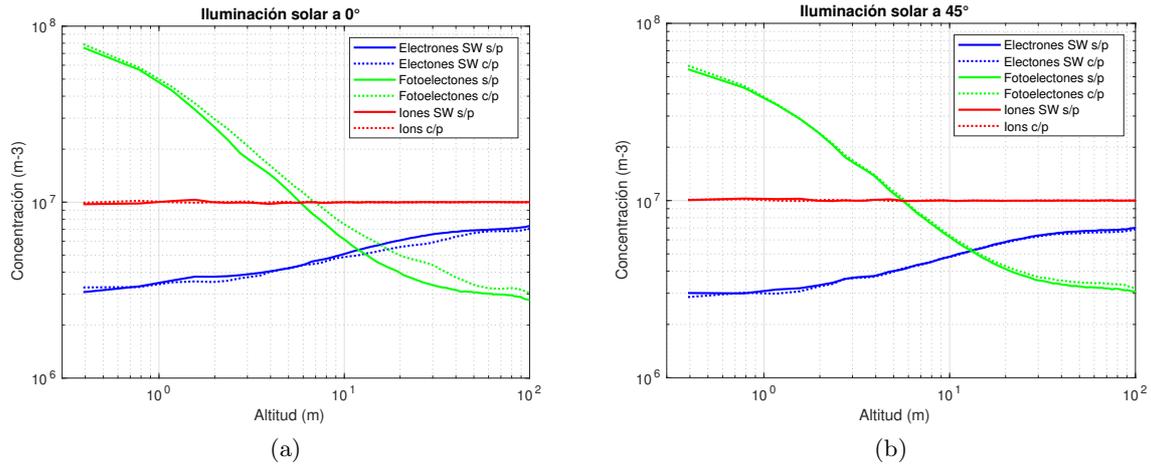


Figura 6.20: Concentración de partículas cargadas.

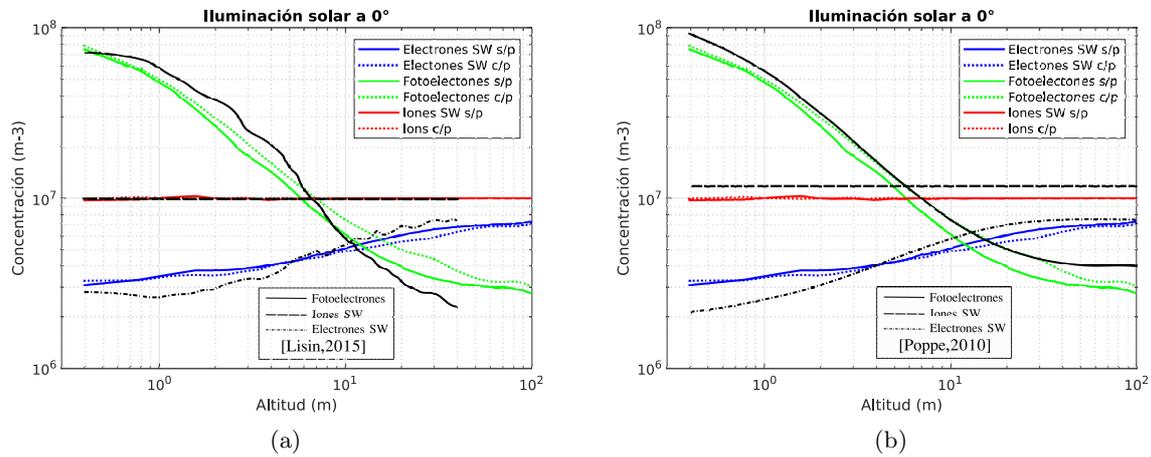


Figura 6.21: Comparación con referencias.

Las curvas de potencial (Figura 6.22b) exhiben un comportamiento cualitativamente congruente con Poppe[2010] y predicho en [Guernsey and Fu, 1970], donde el potencial alcanza el equilibrio en el infinito de manera no monótona. La gráfica muestra un mínimo cercano a los  $10m$  para todos los casos, salvo el vertical con polvo, el cual lo alcanza a los  $20m$ ; este mínimo es cercano a  $-1V$ . Después del punto mínimo, el potencial se acerca al cero y se estabiliza alrededor de los  $50m$ , donde se mantiene constante en  $-0.2V$  hasta alcanzar la frontera superior, donde alcanza el equilibrio forzadamente. Si se comparan las curvas con la sobrepuesta de [Poppe and Horányi, 2010], se nota que sus resultados son en general  $1V$  más bajos que los resultados de las condiciones equivalentes. A pesar de esta diferencia, lo importante es la forma de la curva, la cual es similar en todas.

En la figura 6.23b se observa que el campo eléctrico se anula entre los  $10m$  y  $20m$ . Cercano a la superficie, el campo eléctrico es  $\sim 37\%$  mayor con sol vertical que inclinado; al alcanzar los  $2m$  de altitud, la diferencia desaparece y todos los casos exhiben el mismo comportamiento. Al compararlos los resultados con las referencias, en [Poppe and Horányi, 2010] las curvas son iguales a partir de los  $2m$  de altitud, por otro lado, Lisin[2015] muestra un campo eléctrico  $\sim 0.5V/m$  más intenso hasta  $4m$  de altitud aproximadamente, para igualarse al resto en los  $\sim 7m$ .

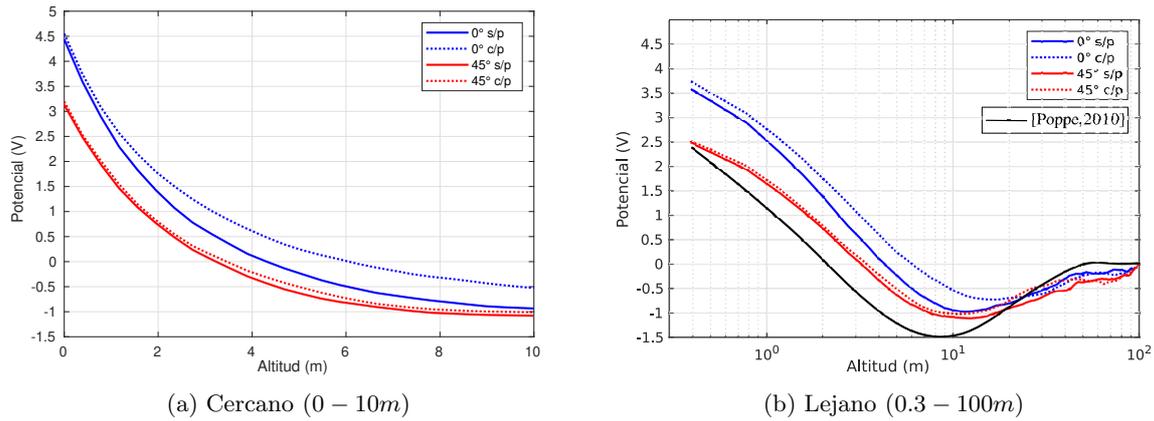


Figura 6.22: Potencial del plasma.

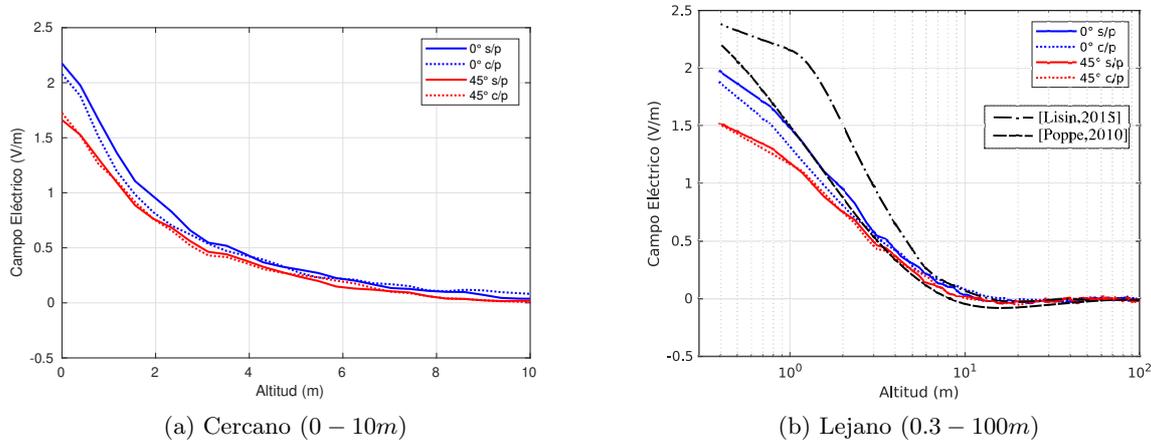


Figura 6.23: Campo eléctrico vertical.

La longitud de Debye es alrededor de  $\sim 1m$  cerca del suelo en todos los casos, como se ve en la figura 6.24, y aumenta desde  $1.6m$  hasta  $4m$  en el primer tramo de  $1m$  de altitud; desde ahí aumenta y se estabiliza en  $\sim 5m$  a partir de los  $30m$ . Es importante notar que no se alcanzan los  $7m$  característicos del viento solar, dado que si bien la densidad de fotoelectrones no es tan alta a  $100m$  como lo es cerca del suelo, su cantidad está en el mismo orden de magnitud que los electrones del viento solar, por lo que siguen impactando sobre la longitud de Debye total.

La densidad de polvo se encuentra en la figura 6.25, la cual muestra el promedio y la desviación estándar de nueve perfiles en distintos puntos de la caja. Cerca del suelo, hay una concentración de polvo  $\sim 3$  veces mayor con iluminación vertical que con horizontal, esa diferencia aumenta a  $\sim 6$  veces a  $1m$  de altitud. En alturas mayores, la concentración de polvo disminuye progresivamente en ambas curvas, manteniendo la misma proporción entre ambas hasta los  $10m$ , donde la densidad del caso vertical pica drásticamente; alrededor de los  $50m$ , ambas curvas presentan la misma concentración. Entre los  $80m$  y  $1000m$  existe un repunte en la densidad de polvo para iluminación vertical. Queda pendiente el corroborar si esta zona interesante se debe a una cuestión numérica o física, ya que no coincide con variaciones en el campo eléctrico y se presentó en múltiples simulaciones previas. Por el momento se acepta el intervalo entre  $70m$  y el suelo como una simulación aceptable para caracterizar a los volúmenes de referencia.

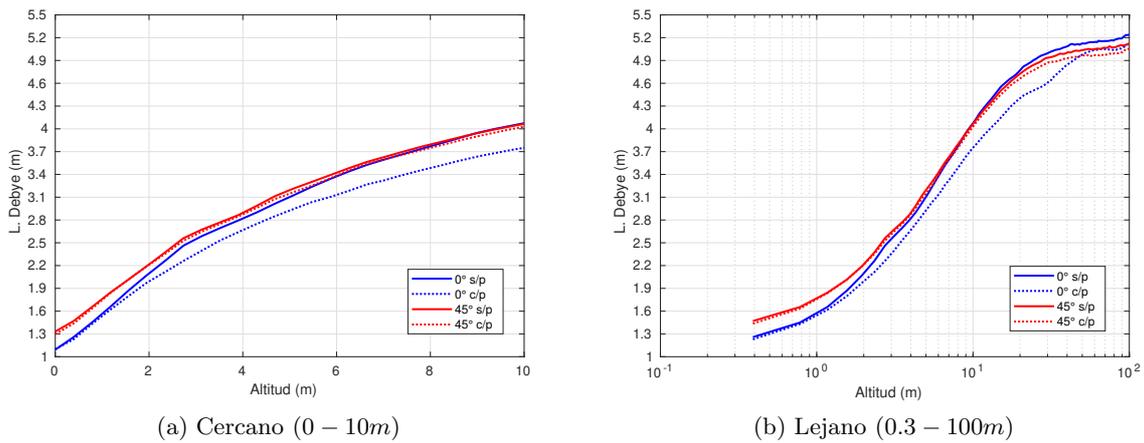


Figura 6.24: Longitud de Debye.

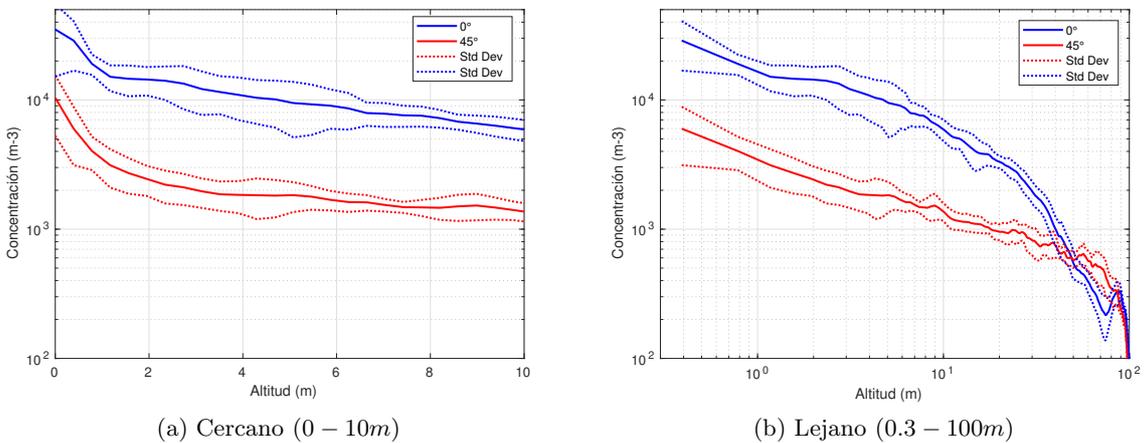
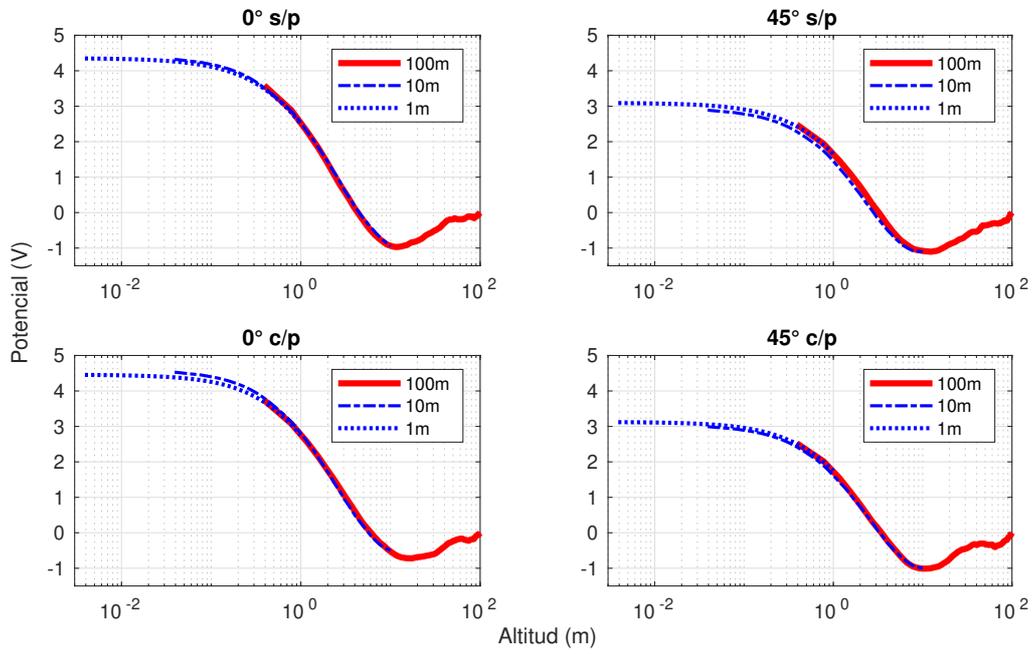


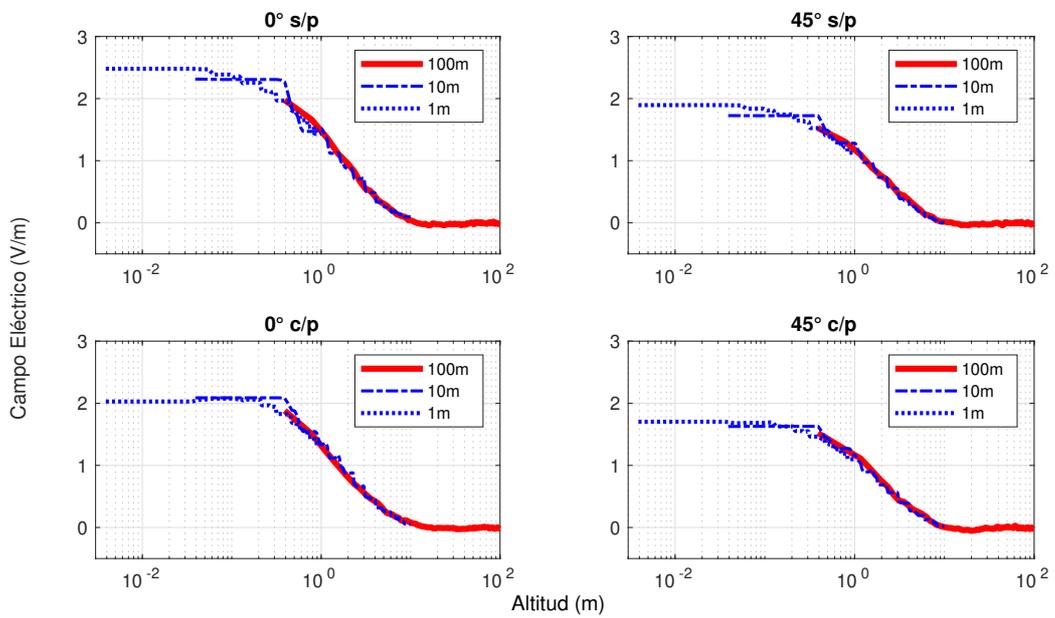
Figura 6.25: Densidad de polvo.

## Volúmenes reducidos

En la figura 6.26 se muestran los perfiles de potencial del plasma y el campo eléctrico vertical para los volúmenes de distintas alturas. En rojo se encuentran señalados los resultados del volumen de referencia de  $100m$ , los cuales se comparan con aquellos de los volúmenes reducidos. De los perfiles de potencial (figura 6.26a) se observa que existe continuidad entre los volúmenes y que se reproduce el resultado de potencial superficial, el cual es  $4.5V$  bajo incidencia vertical y de  $3.1V$  con incidencia a  $45^\circ$ . En la figura 6.26b también se observa continuidad con el campo eléctrico vertical. Se hace notar que el perfil de los casos de  $10m$  presentan un gradiente de menor resolución, y que a pesar de ello, la continuidad prevalece. En las figuras 6.27, 6.28 y 6.29 se muestran las mismas mediciones para las partículas del plasma. Estas también presentan continuidad entre todos los volúmenes. De lo anterior, se concluye que las características electrostáticas de los espacios pequeños reproducen el comportamiento del volumen de referencia.



(a) Potencial del plasma.



(b) Campo eléctrico vertical

Figura 6.26: Perfiles electrostáticos.

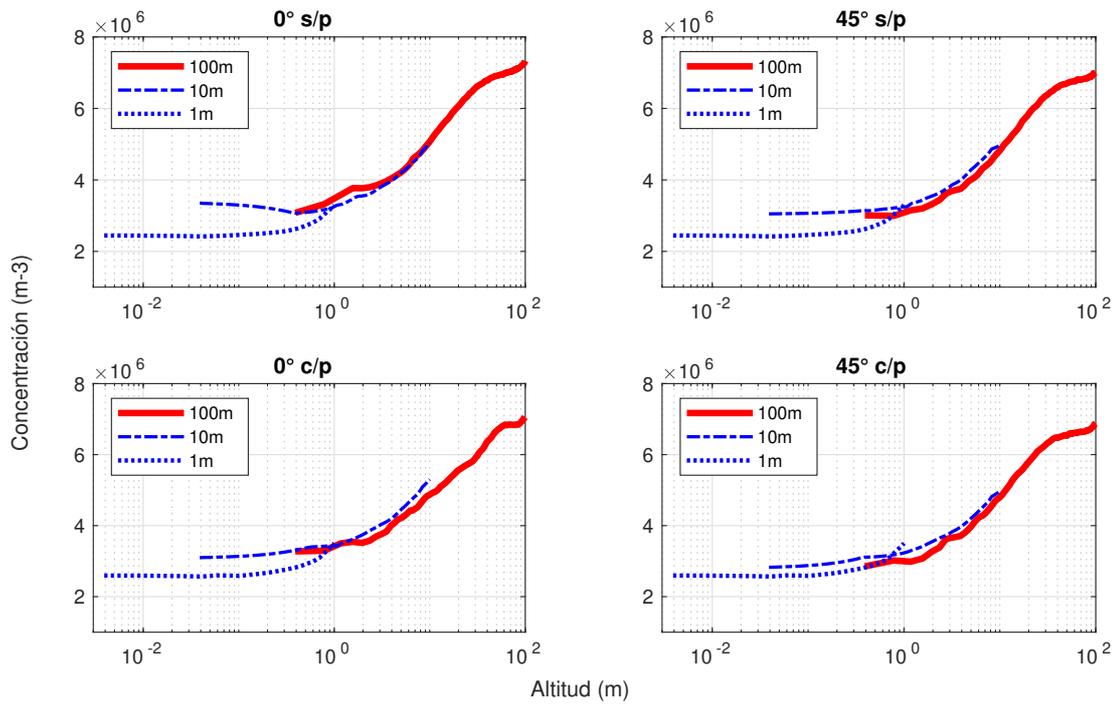


Figura 6.27: Electrones de viento solar.

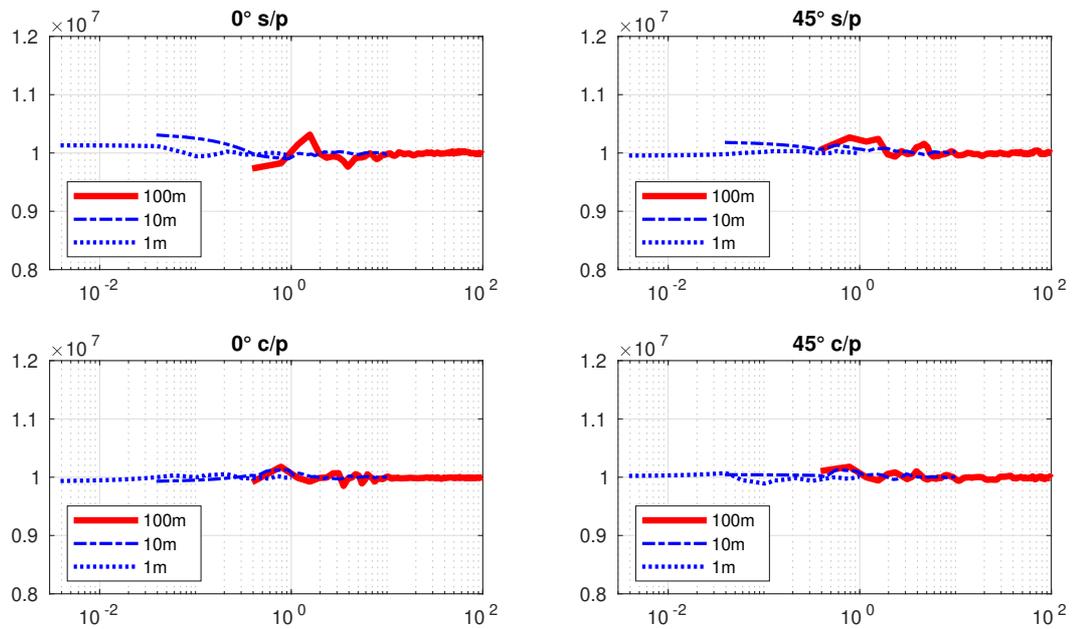


Figura 6.28: Iones.

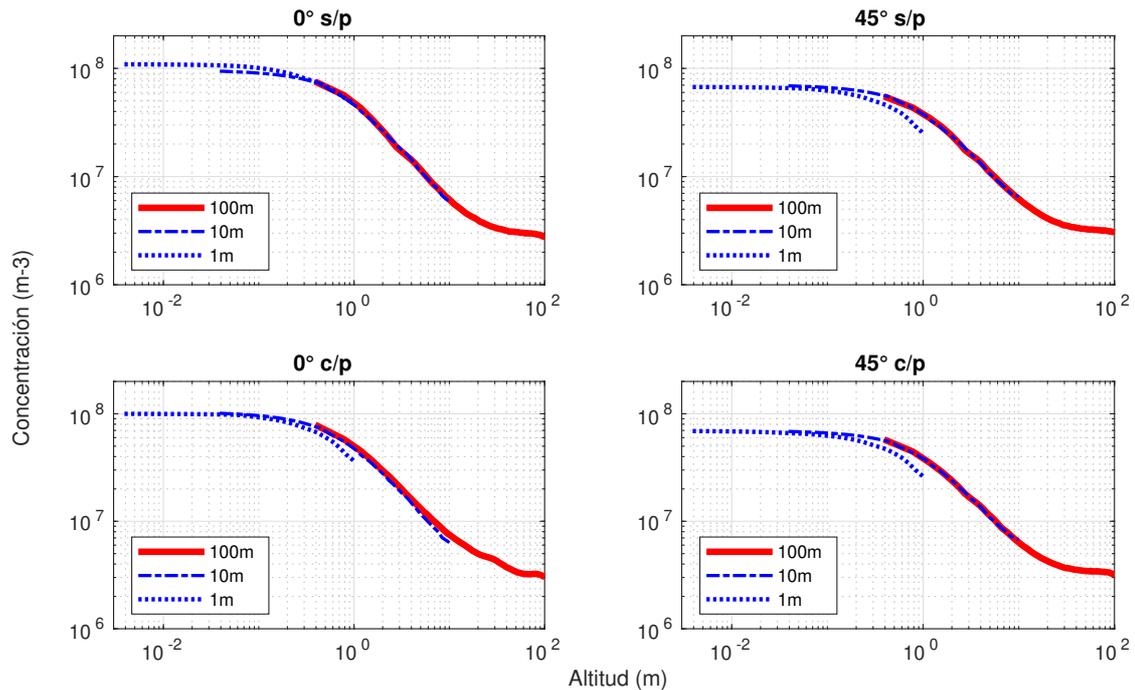


Figura 6.29: Foto electrones.

La figura 6.30 muestra el comparativo de la concentración de polvo promedio y su desviación estándar. En la gráfica con incidencia vertical se notan diferencias grandes entre el volumen de referencia y el volumen de 10m, donde la primera discontinuidad, justo en la frontera a 10m, tiene una diferencia cercana a un orden de magnitud; por otro lado, la curva se comporta cualitativamente coherente respecto a la caja de 1m en el intervalo entre 20cm y 1m, para después diverger en distancias < 20cm, donde a los 4cm existe una diferencia en un factor 3.5. Tampoco existe continuidad entre el volumen de 100m y 1m, donde existe una discontinuidad en un factor 2.6 respecto al perfil del volumen pequeño. La discrepancia entre resultados se debe a que las macropartículas de polvo se escapan del volumen de simulación en las fronteras superiores y dado que estas se encuentra muy cercanas a la superficie polvosa en los volúmenes reducidos, esta pérdida afecta a los resultados finales.

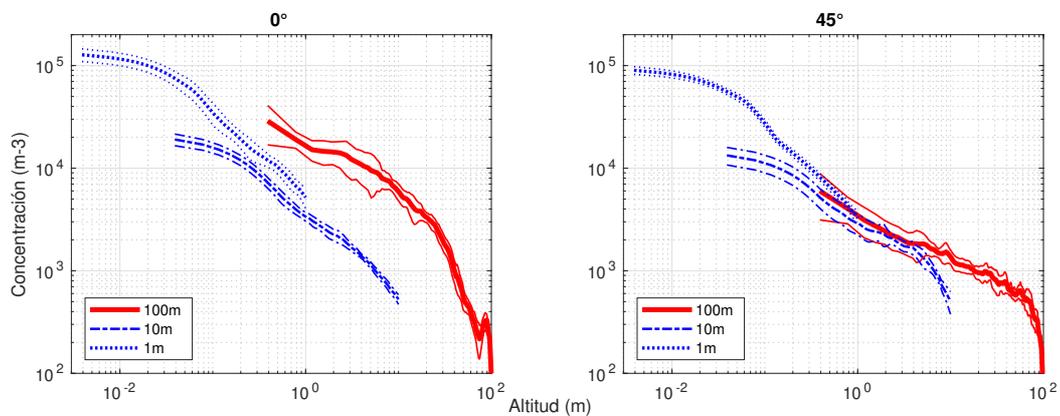


Figura 6.30: Densidad de polvo promedio y desviación estándar.

---

De lo expuesto anteriormente, podemos concluir que no fue posible reproducir las características del volumen de referencia dentro de los volúmenes reducidos con iluminación vertical; sin embargo, se emplearon como casos control tomando en cuenta el déficit de polvo. Contrario a lo sucedido con los resultados anteriores, las simulaciones con iluminación con  $45^\circ$  de incidencia muestran continuidad entre todas los perfiles de densidad de polvo. Existe una diferencia de un factor 2 en entre la frontera superior de la caja de  $10m$  y esa misma altura del volumen de referencia; dicha diferencia desaparece a partir de los  $50m$ , donde los promedios y los intervalos de variación se sobreponen hasta los  $40cm$  de altura. En el intervalo entre  $40cm$  y  $1m$  todas las líneas de promedio y desviación estándar se sobreponen. Las líneas de los volúmenes de  $10m$  y  $1m$  continúan con un comportamiento similar entre  $\sim 1m$  y  $\sim 10cm$ , en donde se presenta una diferencia de un factor 2. De lo anterior, se puede concluir que existe un intervalo de confianza del volumen de  $10m$  entre  $\sim 10cm$  y  $\sim 5m$  de altura; mientras que el intervalo propuesto para el volumen de  $1m$  no es tan claro por debajo de  $10cm$ , sin embargo, al presentar continuidad con el volumen de referencia y la mayor parte del de  $10m$ , se considera que los resultados son aceptables.

La discrepancia entre los resultados exhibidos por los dos casos de incidencia solar se debe a la cantidad de polvo suspendido en cada caso: Las simulaciones con iluminación vertical generan más polvo y, por tanto, este se pierde con una tasa mucho mayor en volúmenes reducidos en el caso con iluminación a  $45^\circ$ . En otra palabras, ésta pérdida no afecta significativamente a las simulaciones con  $45^\circ$  de incidencia solar, mientras que para simular correctamente los casos verticales es necesario emplear una función similar a la que se usó para compensar la pérdida de fotoelectrones. Lamentablemente, esta función de compensación no se encuentra disponible para el polvo suspendido y será necesario agregarla al framework de SPIS-Dust para hacer simulaciones de escala pequeña en un futuro. Así mismo queda pendiente por encontrar el ángulo mínimo en el cual la pérdida de polvo no afecta significativamente a los resultados.

## 6.4.2. Instrumentación científica

### Peregrine

En la figura 6.31 se muestra el proceso de carga de los ESN que componen al Peregrine, donde las curvas representan al potencial superficial promedio de cada uno de ellos. En la figura 6.31a se observa una discontinuidad en el proceso de carga cerca de los 300s, poco tiempo después de alcanzar el equilibrio. Se descartó que este fenómeno se originara en un proceso físico, dado que el potencial promedio del suelo también se dispara y no existe un flujo repentino de carga en el ambiente para que se ligue al fenómeno. Estas inestabilidades tienen dos orígenes posibles: i) Tal como se menciona en [Birdsall and Langdon, 2005], el método PIC puede volverse inestable en *tiempos muy grandes* de simulación; ii) La estabilidad de la solución de la ecuación de carga superficial 5.13 depende fuertemente del tamaño de  $\Delta t$  y, tal como se explica en esa misma sección, el  $\Delta t$  aumenta su tamaño conforme la simulación se acerca al equilibrio, por tanto, es posible que este tamaño haya alcanzado repentinamente un valor muy alto. A pesar de presentarse esta inestabilidad, no se afectó el resultado en el equilibrio.

El potencial de equilibrio del suelo es muy similar al mostrado en la figura 6.17 y aunado a que todas las curvas exhiben un tiempo de carga similar, los resultados de la carga de los componentes del Peregrine se consideran razonables. En cuanto al potencial de equilibrio y sus consecuencias para la misión, se encontró que la diferencia de potencial entre los distintos ESN permanece  $< 50V$ , que de acuerdo con Shu[2011] es aún bajo para desencadenar ESD's. De lo anterior se concluye que no hay un riesgo de descargas electrostáticas en el Peregrine.

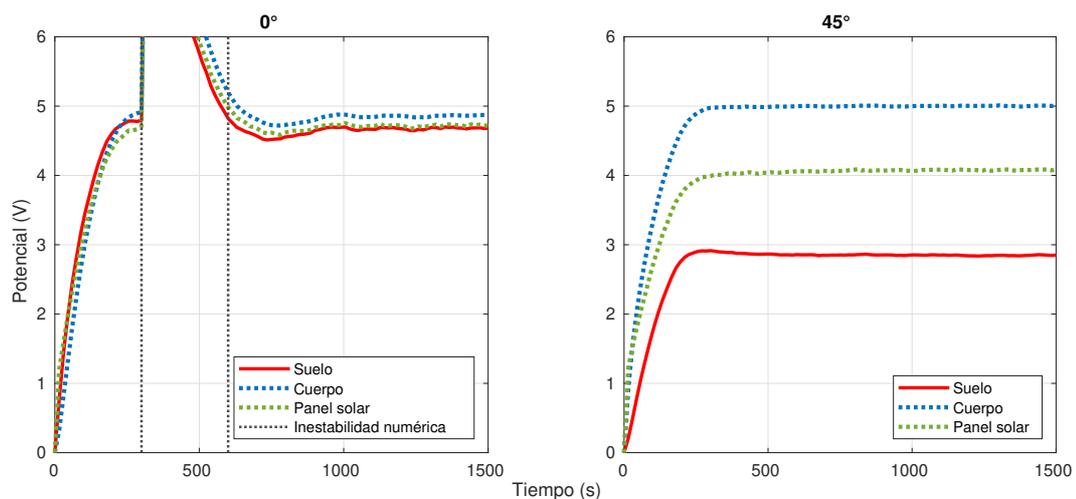
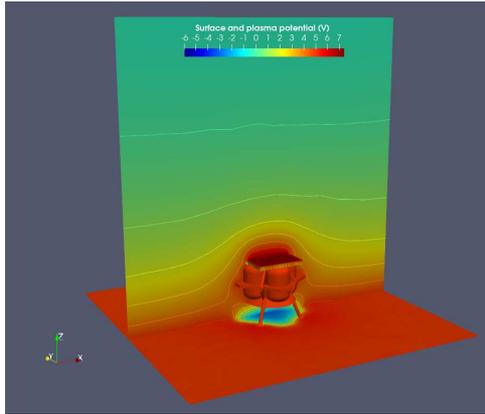


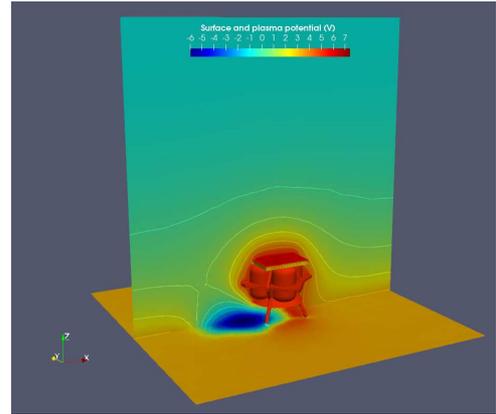
Figura 6.31: Evolución del potencial superficial promedio en cada super nodo del Peregrine Lander. El caso vertical exhibe una inestabilidad numérica entre los 300s y 700s.

En la figura 6.32 se observa el panorama general de la distribución de potencial de plasma alrededor del Peregrine. Es de notarse en las figuras 6.32a y b que las líneas isopotenciales son paralelas a 3/4 de la altura de la caja y a los laterales del Peregrine, lo cual muestra que el tamaño del volumen de simulación resultó adecuado. Tal como se esperaba, en las áreas sombreadas se generan zonas de carga negativa, las cuales alcanzan los  $-6V$ ; La región de mayor carga positiva es la del panel solar, cuyo potencial ronda los  $7V$ .

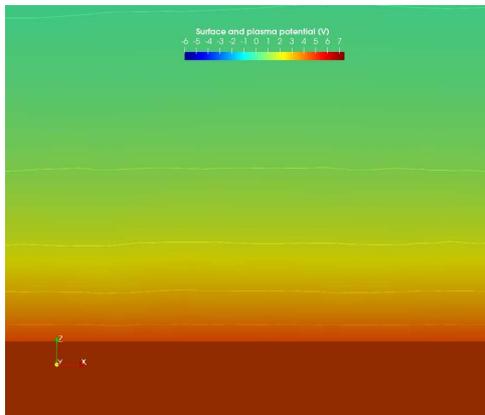
La distribución de potencial generó gradientes eléctricos que influyeron sobre la acumulación de polvo, tal como se muestra en las imágenes de la figura 6.33. El polvo, al estar cargado positivamente, es atraído hacia donde existen potenciales negativos y se repele de donde la carga total sea positiva, por ello en los sumideros de potencial se formaron acumulaciones de polvo. En las zonas de acumulación, la concentración de polvo alcanza valores cercanos a  $10^6 m^{-3}$ , mientras que en las zonas enrarecidas se alcanzan concentraciones inferiores a  $10^2 m^{-3}$ .



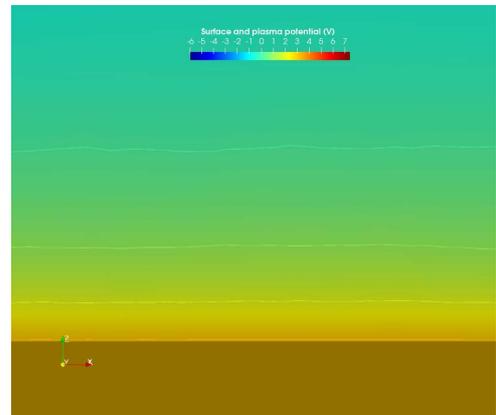
(a) 0°



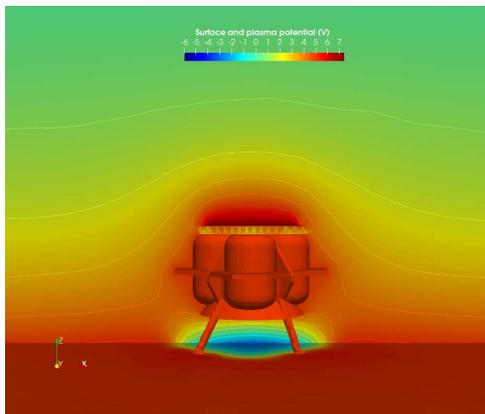
(b) 45°



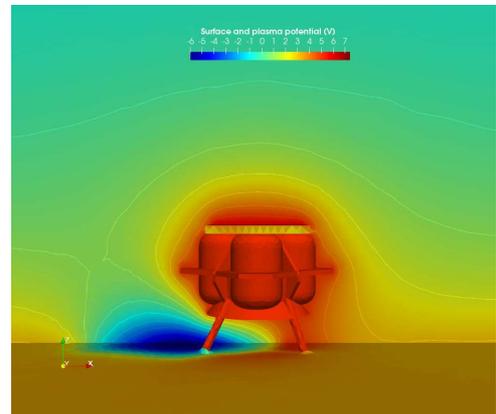
(c) 0° Volumen control sin instrumentación.



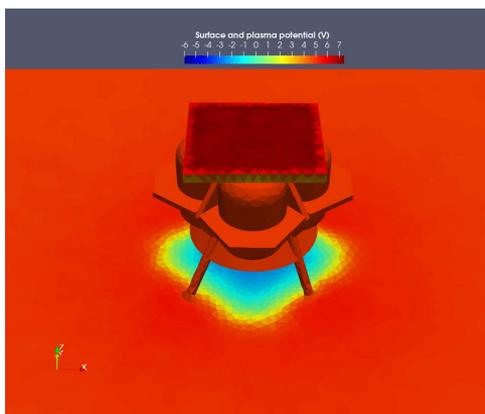
(d) 45° Volumen control sin instrumentación.



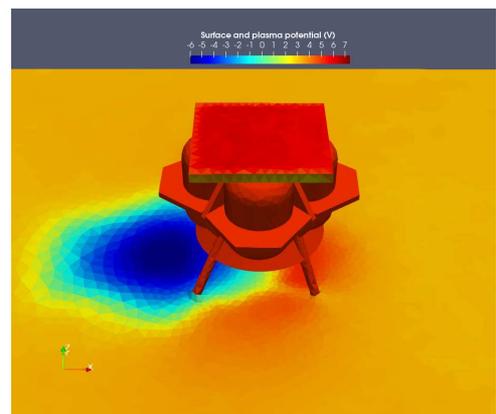
(e) 0°



(f) 45°

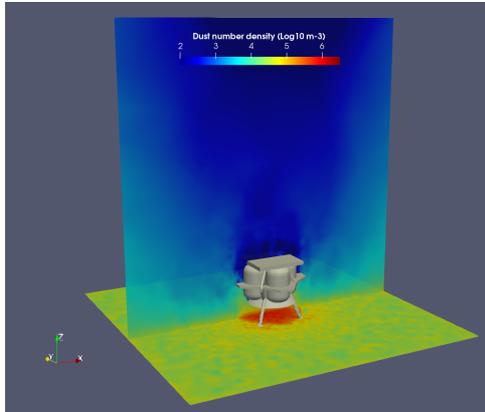


(g) 0°

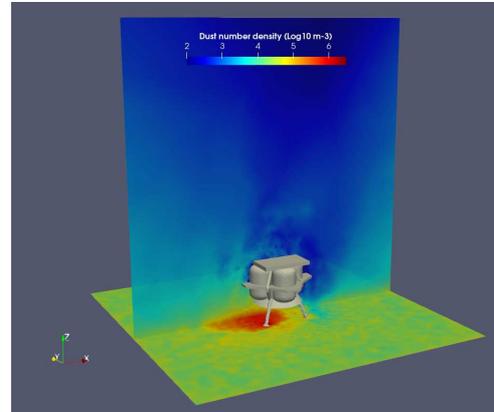


(h) 45°

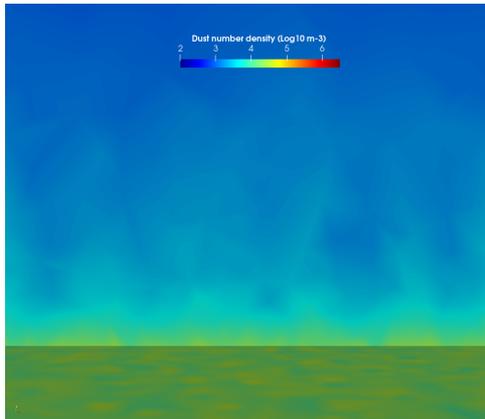
Figura 6.32: Potencial superficial y del plasma sobre el Peregrine Lander.  $T = 1500s$



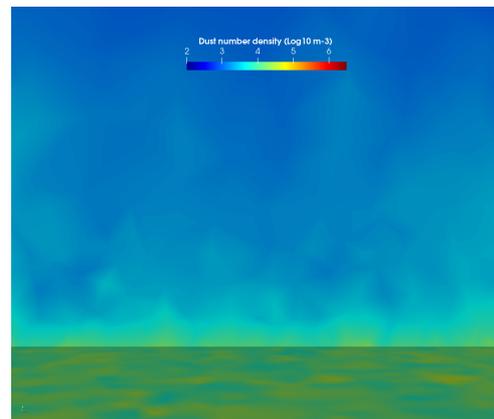
(a) 0°



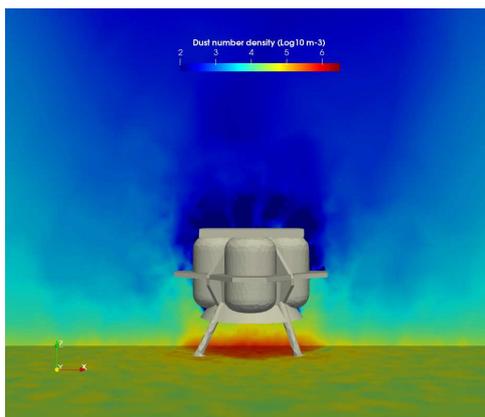
(b) 45°



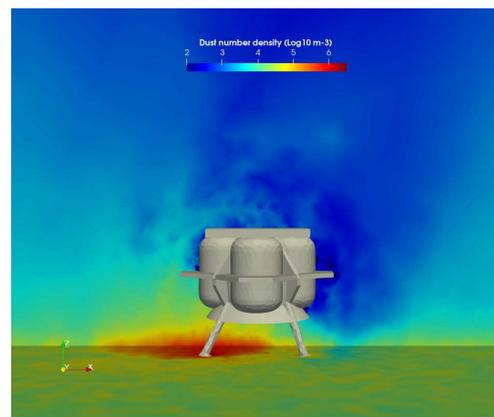
(c) 0° Volumen control sin instrumentación.



(d) 45° Volumen control sin instrumentación.



(e) 0°



(f) 45°

Figura 6.33: Concentración de polvo sobre el Peregrine Lander.  $T = 1500s$ .

## Rover

En la figura 6.34 se muestra la evolución del potencial superficial del rover. El potencial superficial promedio en los paneles solares superiores es mayor al del Peregrine. Esto se debe, sin embargo, a que la misma pieza en el Peregrine abarca no solamente la superficie expuesta al sol, sino también la parte sombreada debajo de él; por el contrario, en el rover únicamente se toman en cuenta las celdas que conforman la zona expuesta al sol para calcular el potencial promedio. El panel solar inferior se encuentra aislado de cualquier otro nodo, así que éste se cargará negativamente por el contacto con los electrones del viento solar y los fotoelectrones ambientales. Durante el tiempo de simulación, el potencial promedio de estas superficies alcanzó los  $-8V$  y  $-11V$  con incidencia solar de  $0^\circ$  y  $45^\circ$  respectivamente. Si bien el tiempo de carga no fue suficiente para alcanzar el equilibrio, sí fue posible obtener un resultado parcial con el cual se estimó el comportamiento de los granos de regolito alrededor del instrumento. Al menos en los primeros  $25 \text{ min}$  de la presencia del rover en la Luna, no existe un riesgo de ESD; sin embargo, se sugiere ejecutar simulaciones durante un mayor tiempo.

Tal como se aprecia en las imágenes 6.35g,h el potencial superficial de las celdas que componen los paneles expuestos al sol ronda los  $7V$ , tal como en el Peregrine. Para facilitar la visualización del potencial volumétrico en las figuras 6.35e y f, la escala inferior se fijó en  $-4V$ , por lo que las zonas de  $-8V$  y  $-11V$  únicamente aparecen como menores a  $-4V$ . Gracias a ello, es posible visualizar que la zona inferior pasa, en una distancia muy corta, desde  $-8V$  o  $-11V$  hasta los  $2V$  y  $0V$  con incidencia solar de  $0^\circ$  y  $45^\circ$  SZA respectivamente. Las ruedas, definidas como un material dieléctrico, únicamente se cargan positivamente en las celdas expuestas al sol y los demás polígonos se encuentran cargados negativamente. La distribución de carga electrostática anteriormente discutida resulta en la distribución de polvo de las imágenes de la figura 6.36. Como era de esperarse, existe una acumulación de polvo en las regiones sombreadas con una concentración  $\sim 4$  órdenes de magnitud mayor respecto a las áreas iluminadas. En las figuras 6.36e,f claramente se ve que las zonas de potencial positivo repelen al polvo, donde incluso la carga de las llantas es suficiente para reproducir el mismo efecto de los paneles solares.

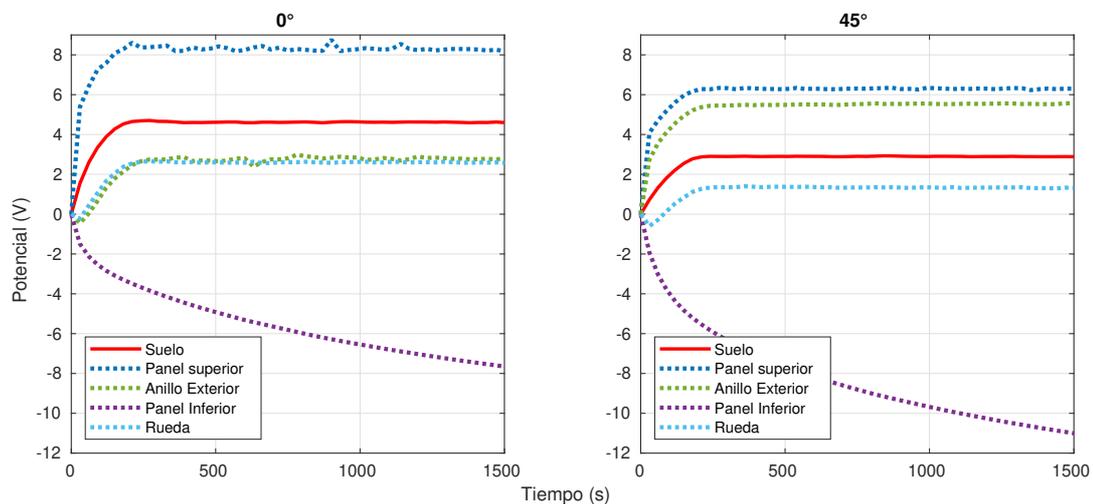
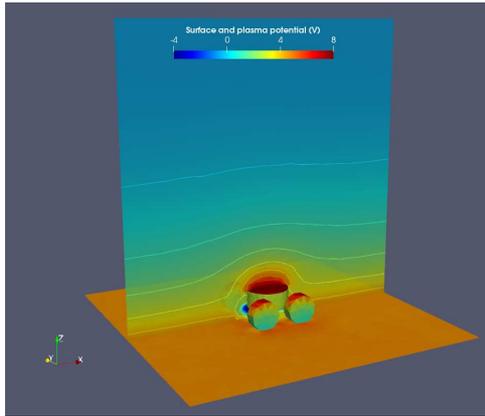
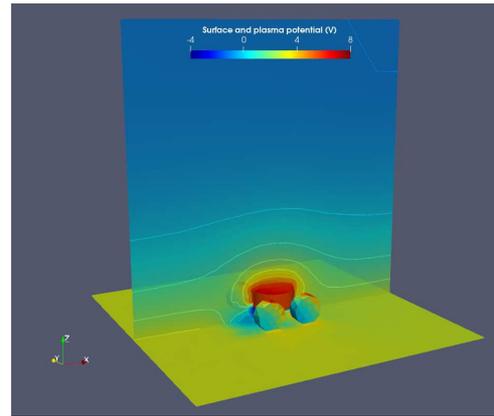


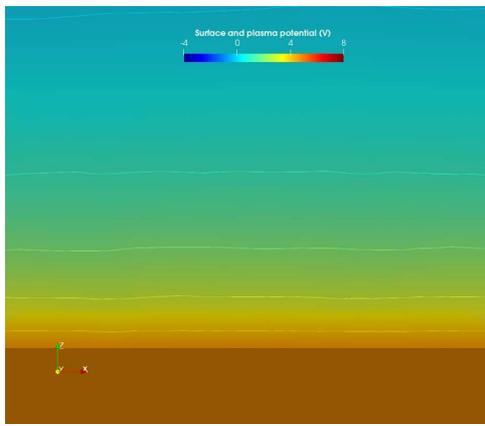
Figura 6.34: Evolución del potencial superficial promedio en super nodos selectos del Rover.



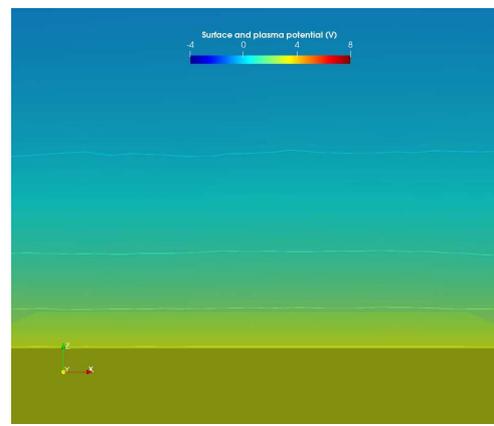
(a) 0°



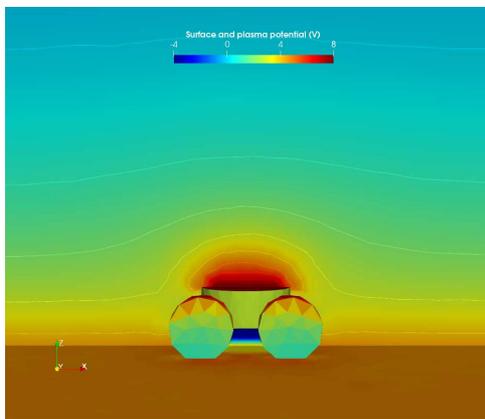
(b) 45°



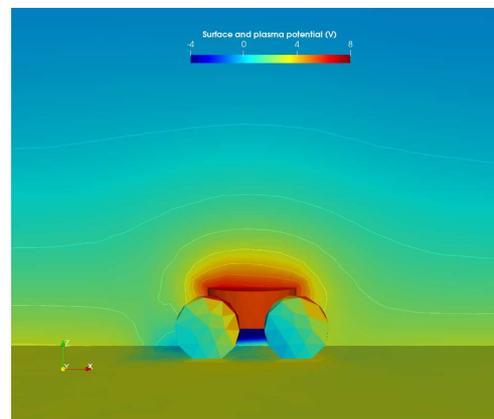
(c) 0° Volumen control sin instrumentación.



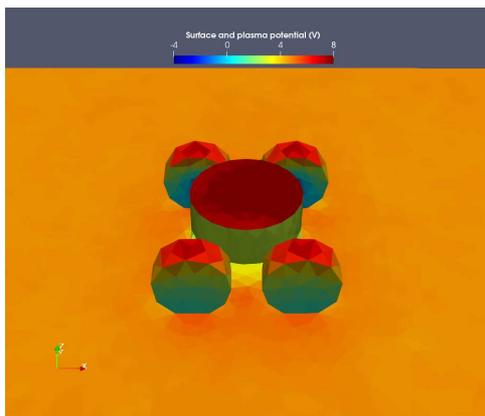
(d) 45° Volumen control sin instrumentación.



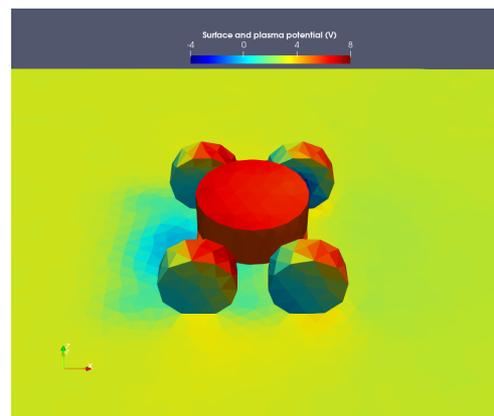
(e) 0°



(f) 45°

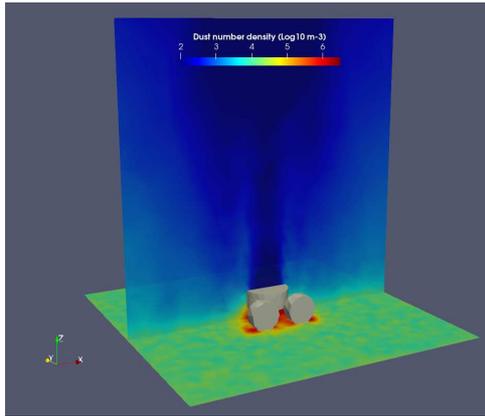


(g) 0°

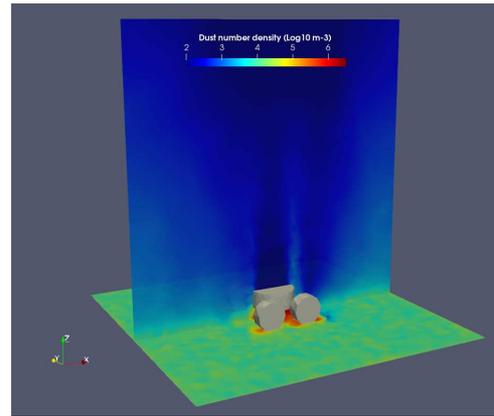


(h) 45°

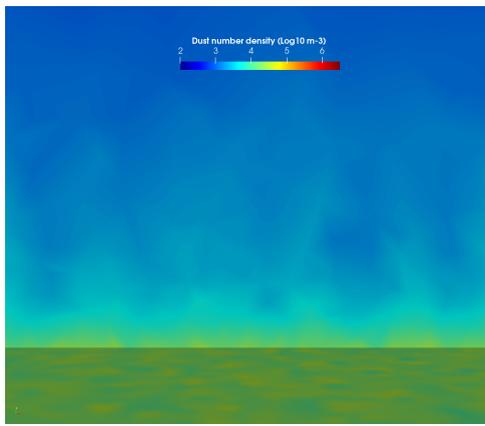
Figura 6.35: Potencial superficial y del plasma sobre el Rover.  $T = 1500s$ .



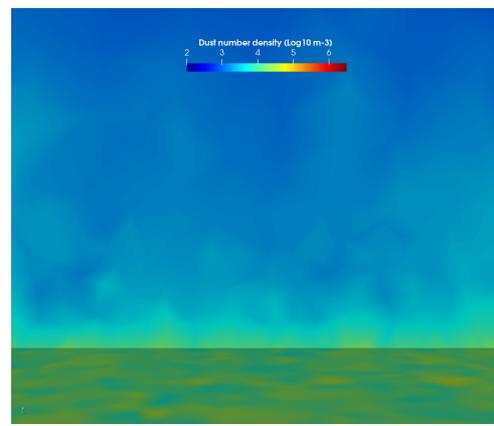
(a) 0°



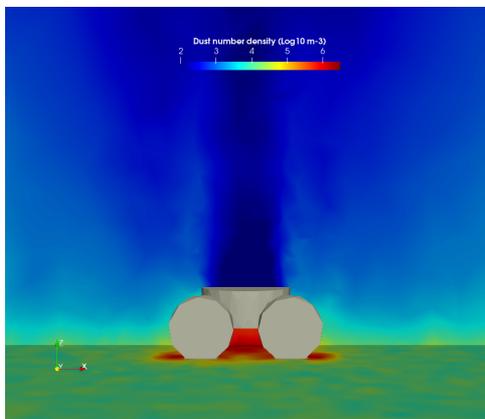
(b) 45°



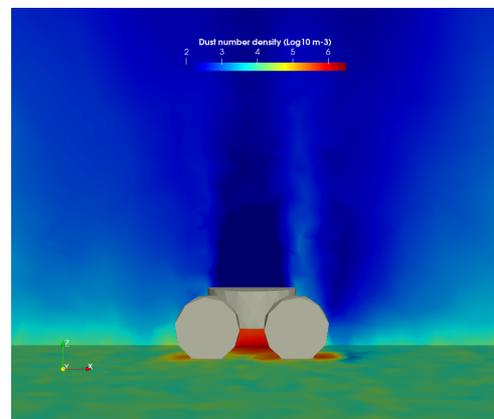
(c) 0° Volumen control sin instrumentación.



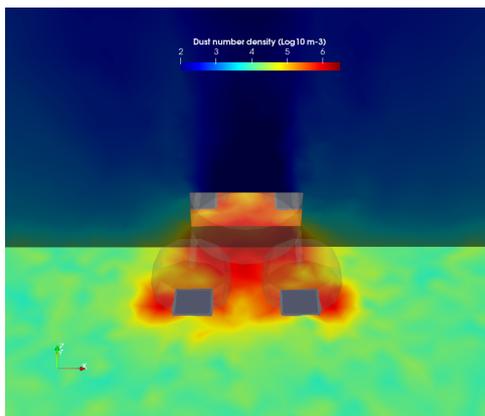
(d) 45° Volumen control sin instrumentación.



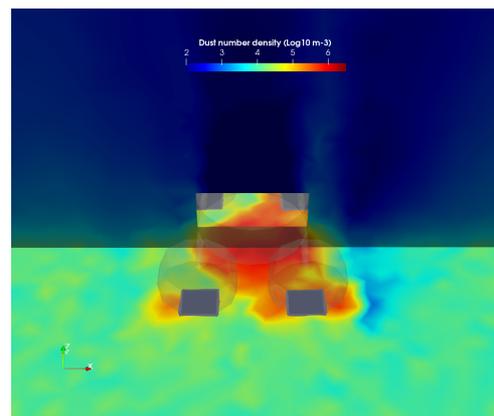
(e) 0°



(f) 45°



(g) 0°



(h) 45°

Figura 6.36: Concentración de polvo sobre el Rover.  $T = 1500s$ .

## Tepotzin

Tal como como ocurrió en el Peregrine, el Tepotzin exhibe una inestabilidad numérica durante el proceso de carga. En la figura 6.37a se observa que la inestabilidad se encuentra entre los 700s y 1200s del proceso de carga. A diferencia con la simulación del Peregrine, el potencial del suelo se mantiene estable durante toda la simulación, lo cual pudiera sugerir que se trata de un fenómeno físico; sin embargo, dado que estas saltos de potencial se presentaron únicamente en simulaciones con iluminación vertical, se sospecha que se trata de un conflicto con alguna característica del software o del modelo físico de simulación. Como resultado colateral de la inestabilidad, se prevé que el potencial de equilibrio en las partes no iluminadas se encuentra por encima de los  $-20V$ . Tal como se señala en la figura 6.37a las partes etiquetadas como *Sol* y *Sombra* corresponden a los conectores del Tepotzin.

Los resultados de la simulación a  $45^\circ$  SZA (figura 6.37b) fueron estables y, al igual que lo sucedido con el rover, las zonas sombreadas no alcanzaron el equilibrio durante el total de la simulación. De lo concluido del caso vertical, sabemos que el potencial de las áreas sombreadas está acotado y que el punto de equilibrio es similar a lo que se encontró en los primeros 1500s de la simulación. La mayor diferencia de potencial sobre el Tepotzin es de  $25V$ , la cual se encuentra entre el panel solar superior e inferior; aún cuando esta diferencia se presentara entre partes adyacentes, aún se encuentra por debajo de  $50V$ . Es posible que un conector de un robot que haya estado expuesto al Sol entre en contacto con el conector de otro robot que haya estado en sombra durante el proceso de aglomeración; durante tal fase, se calculan transitorios de  $25V$ . Este resultado se comunicó al área del diseño de ingeniería electrónica para que se tomaran las medidas pertinentes.

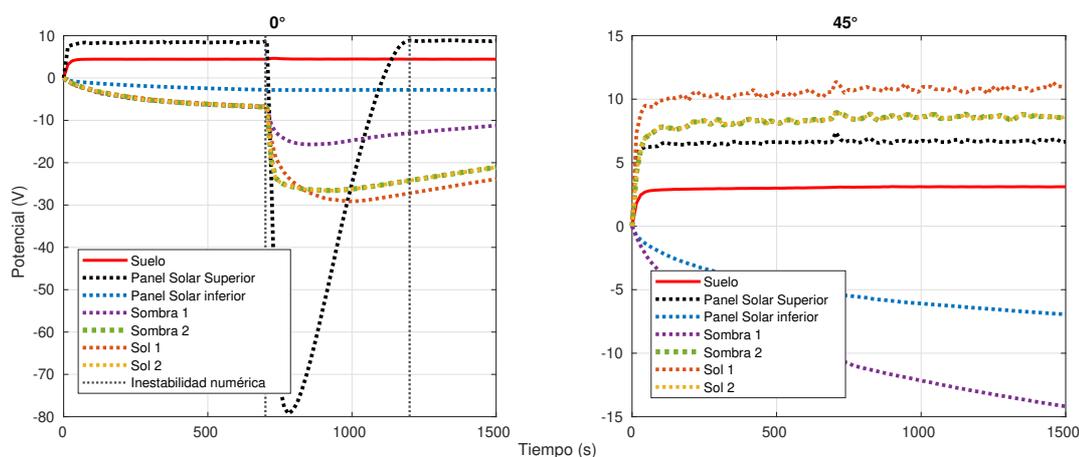


Figura 6.37: Evolución del potencial superficial promedio en super nodos selectos sobre el Tepotzin. El caso vertical muestra una inestabilidad numérica entre 700 s y 1200s.

Tal como se indica en [Shu, 2011], las ESD y transitorios no son los únicos problemas provocados por absorción de plasma: la pérdida de potencia en los sistemas eléctricos fue otro inconveniente a tomar en cuenta. En la figura 6.38 se muestran diversos parámetros eléctricos simulados entre las terminales, donde su conexión se muestra en el esquema de la figura 6.10a. Tal como se observó con anterioridad,  $\Delta V_1 = 25V$  entre los conectores sin circuito equivalente; por el contrario, entre los conectores con circuito equivalente circula una corriente constante de  $3 nA$  y se disipa una potencia de  $10^{-2} nW$ . En un primer análisis se concluye que no existe una pérdida de potencia significativa, aunque es tarea del equipo de electrónica emitir el diagnóstico final.

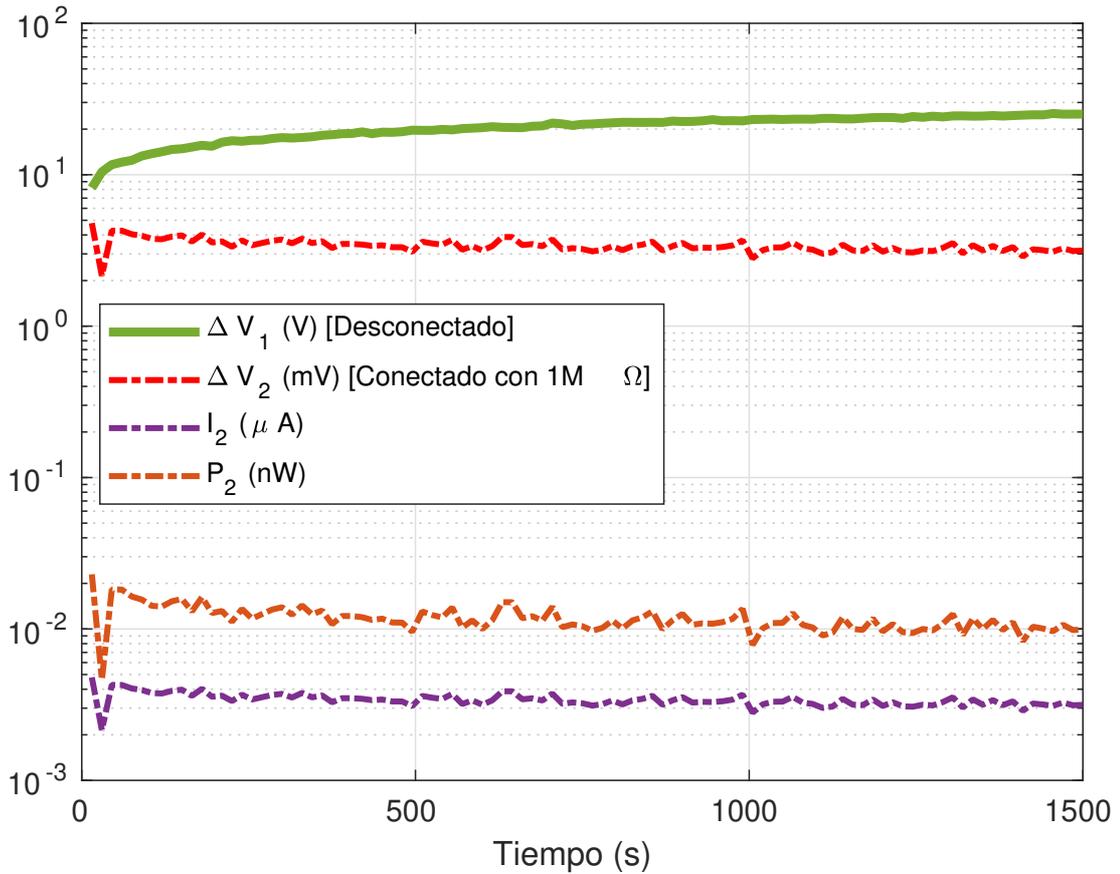
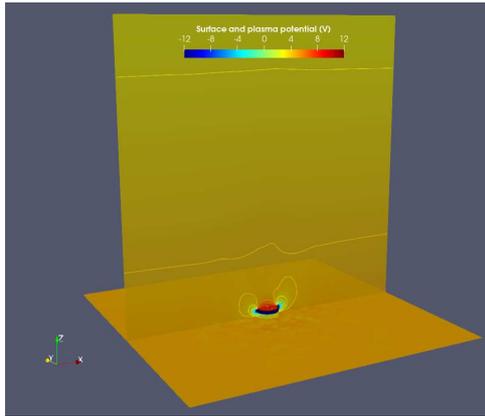


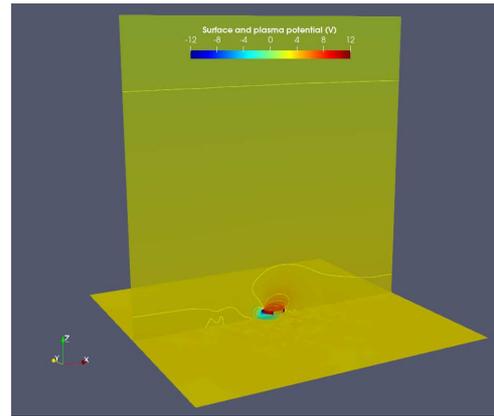
Figura 6.38: Mediciones eléctricas sobre la impedancia del circuito equivalente de la electrónica del robot ( $\Delta V_2$ ), comparadas con los conectores separados ( $\Delta V_1$ ).

En las imágenes de la figura 6.39 se muestra la distribución del potencial alrededor del Tepotzin y, para facilitar la visualización, se acotan los colores entre  $\pm 12V$ . De ellas se aprecia que, tal como se observó en los dos instrumentos anteriores, existen regiones negativas en las zonas sombreadas y regiones positivas en las zonas iluminadas. También se nota en la simulación de iluminación vertical, que los laterales están cargados negativamente porque el Sol no las irradia y únicamente absorben electrones del plasma ambiental.

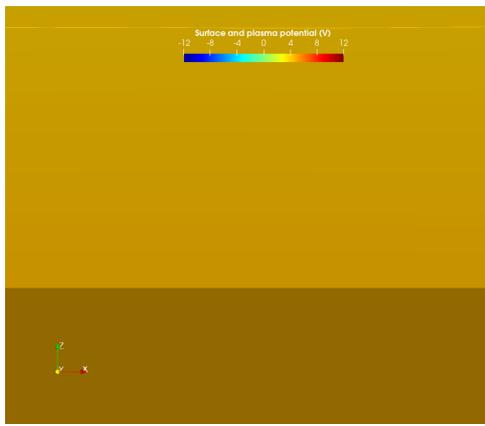
En la figura 6.40 se muestra la distribución de polvo causada por las distribuciones de potencial. La gran diferencia entre los casos de diferente inclinación radica en la cantidad de polvo levantado: Con iluminación vertical, el robot se encuentra completamente rodeado de regolito, mientras que con iluminación inclinada únicamente existe una acumulación en la zona sombreada. Hay que recordar que el volumen control con iluminación vertical subestima la cantidad de polvo suspendido, por lo que en realidad la densidad puede ser mucho mayor a lo mostrado. Afortunadamente, para el caso inclinado sí se logró reproducir los resultados entre los volúmenes de distintos tamaños y el estimado de densidad de polvo del robot es más confiable.



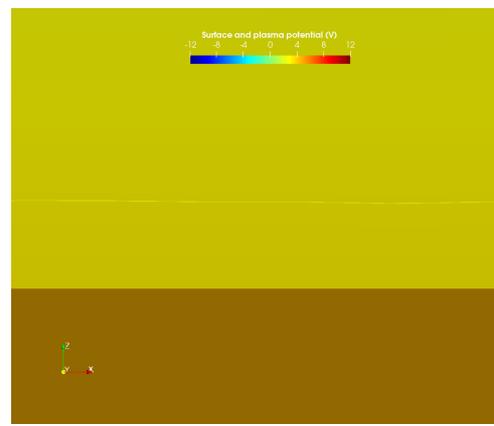
(a)  $0^\circ$



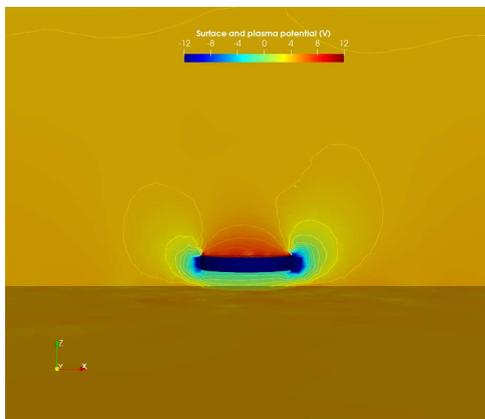
(b)  $45^\circ$



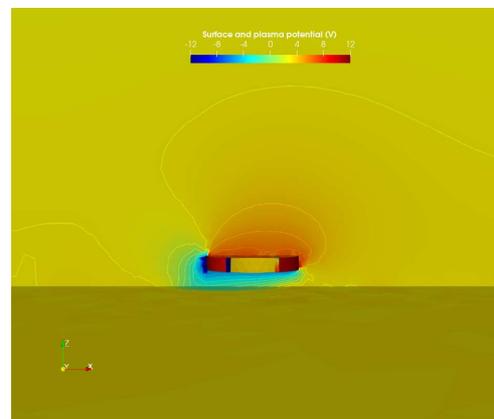
(c)  $0^\circ$  Volumen control sin instrumentación.



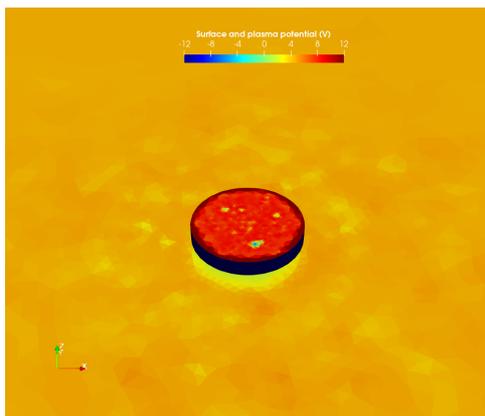
(d)  $45^\circ$  Volumen control sin instrumentación.



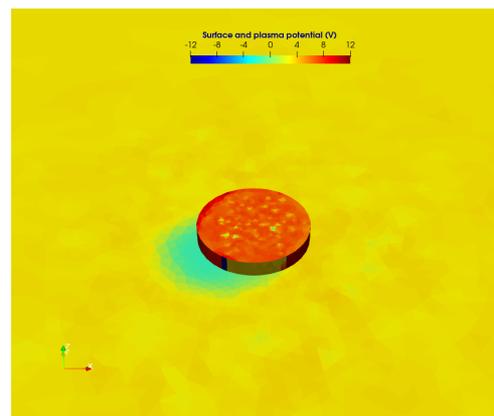
(e)  $0^\circ$



(f)  $45^\circ$

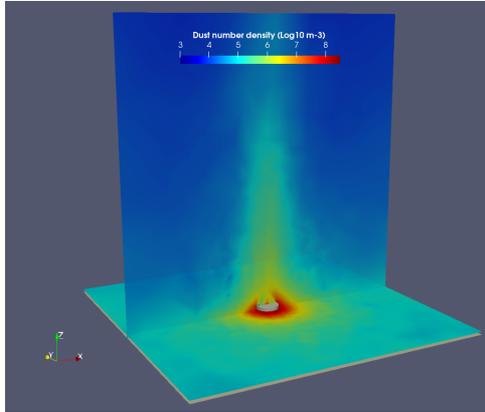


(g)  $0^\circ$

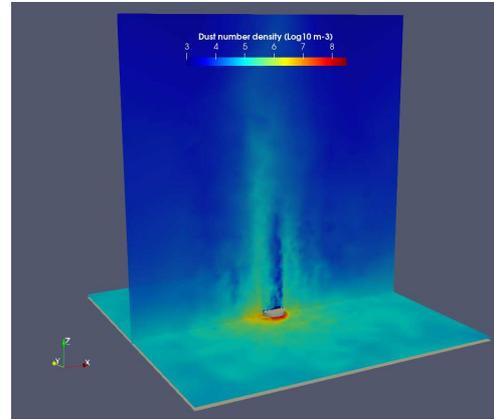


(h)  $45^\circ$

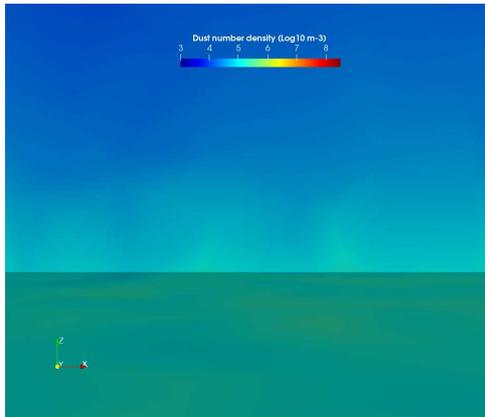
Figura 6.39: Potencial superficial y del plasma sobre el Tepotzin.  $T = 1500s$ .



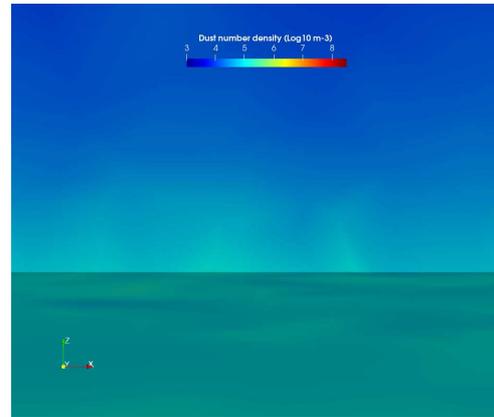
(a)  $0^\circ$



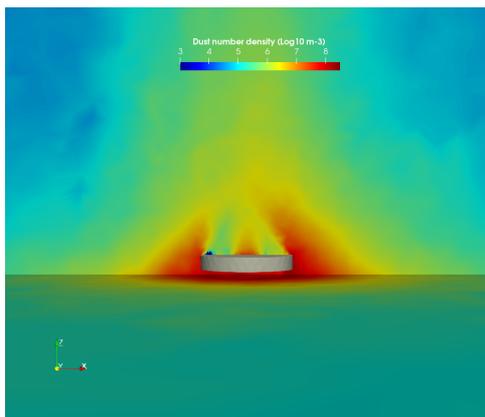
(b)  $45^\circ$



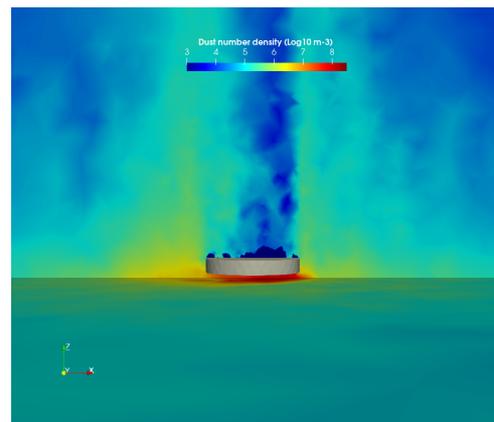
(c)  $0^\circ$  Volumen control sin instrumentación.



(d)  $45^\circ$  Volumen control sin instrumentación.



(e)  $0^\circ$



(f)  $45^\circ$

Figura 6.40: Concentración de polvo sobre el Tepetzin.  $T = 1500s$ .

Como el Tepotzin es el actor principal de la misión COLMENA y que despierta mayores inquietudes por la proporción entre su tamaño y  $\lambda_D$ , fue necesario extraer datos más precisos de la concentración de polvo y de la distribución de potencial en sus alrededores. En la figura 6.41 se muestra un esquema de las líneas de medición que se emplearon sobre los resultados de las simulaciones, las cuales se extienden desde y hasta las fronteras del volumen de simulación.

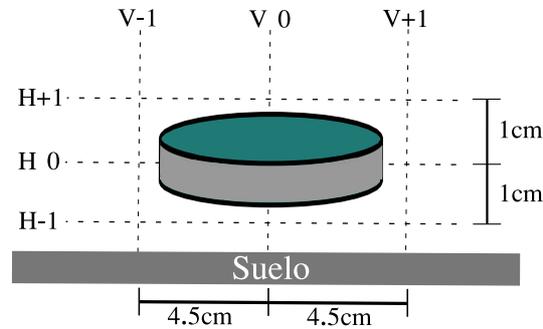
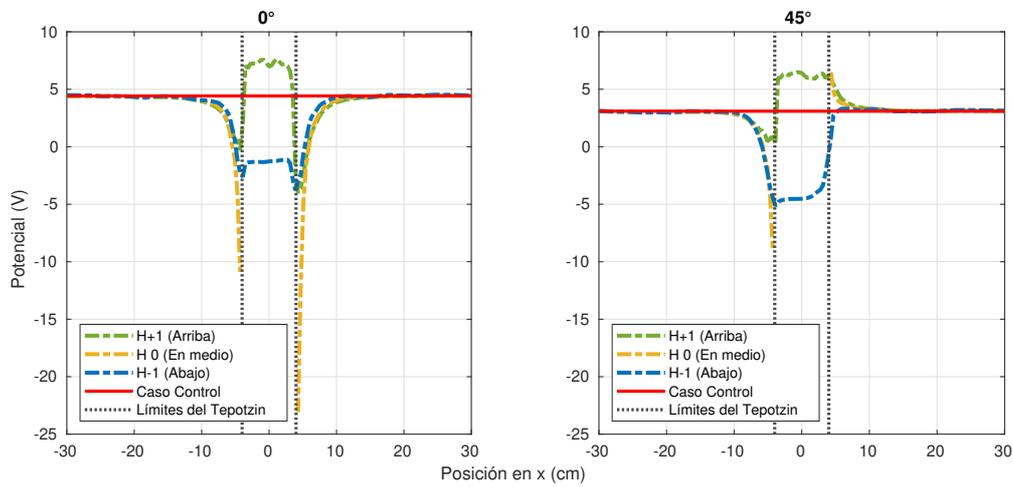
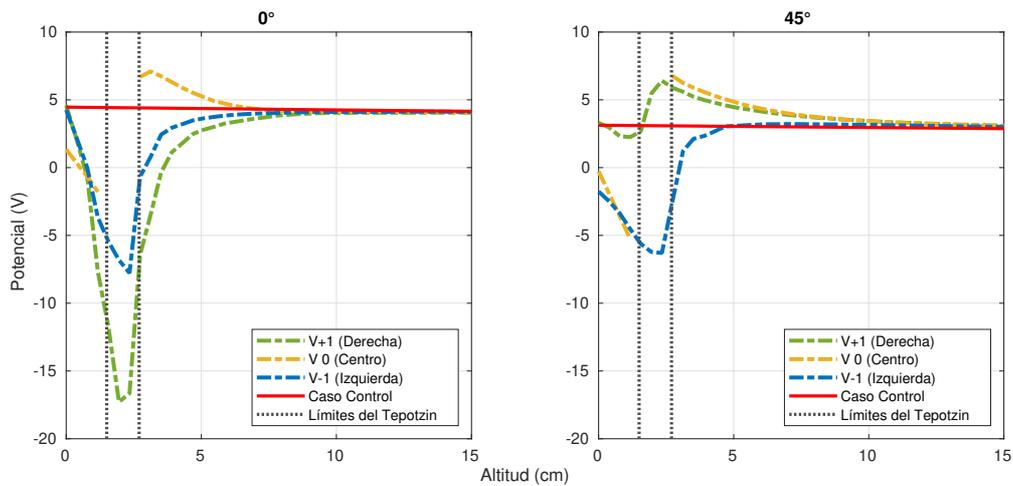


Figura 6.41: Diagrama de mediciones alrededor del Tepotzin.

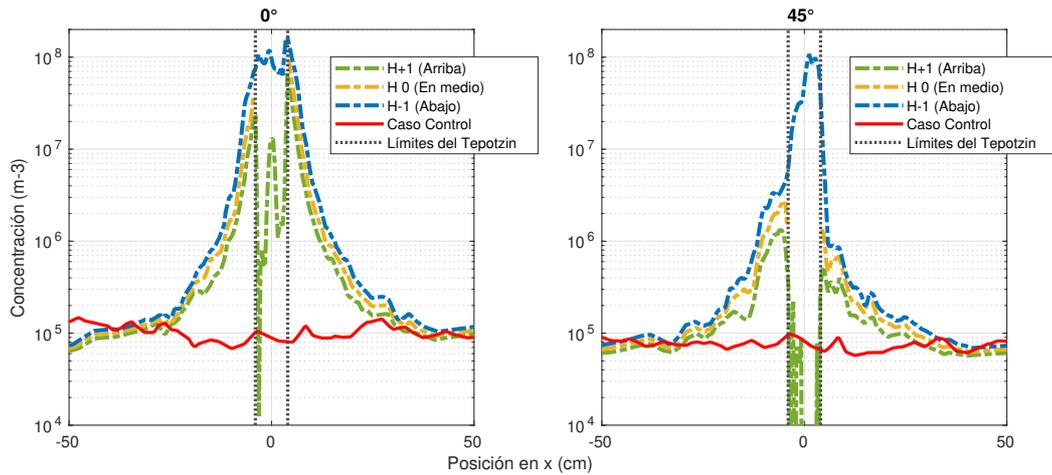


(a) Mediciones horizontales

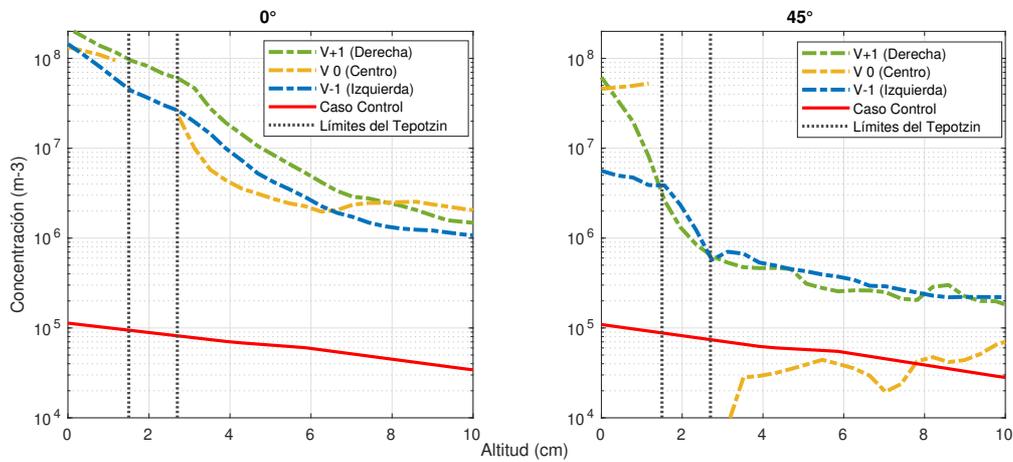


(b) Mediciones verticales

Figura 6.42: Potencial



(a) Mediciones horizontales



(b) Mediciones verticales

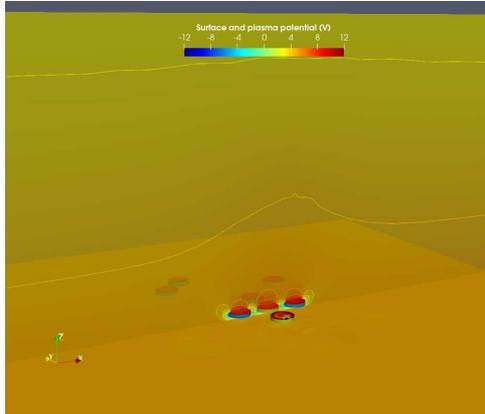
Figura 6.43: Polvo

De las gráficas de la figura 6.42a se concluye que los gradientes de potencial se anulan a  $6\text{cm}$  de la orilla del robot y se vuelven indistinguibles del caso control; En la figura 6.42b también se observa que el potencial es indistinguible del volumen control a  $\sim 7\text{cm}$  de la superficie del panel solar superior. De las figura 6.43 es posible entregar el diagnóstico de la densidad de la concentración de polvo presente en los alrededores del tepotzin: Sin importar el ángulo de iluminación, la concentración de polvo en las zonas sombreadas es de  $10^8\text{ m}^{-3}$ , mientras que en los laterales varía entre  $10^5\text{ m}^{-3}$  y  $10^7\text{ m}^{-3}$ ; por encima del robot, en el panel solar iluminado, se espera entre  $10^6\text{ m}^{-3}$  y  $5 \times 10^7\text{ m}^{-3}$ . En todo momento, estas concentraciones son mayores que las del caso control, por al menos un orden de magnitud. Estos análisis no toman en cuenta el polvo levitado por fenómenos mecánicos tales como el originado por el movimiento de las ruedas y motores durante el desplazamiento, por lo que estas estimaciones deben tomarse como una cota inferior a lo esperado durante la operación en la Luna. En las figuras 7.1, 7.2, 7.3 y 7.4 del anexo se encuentran gráficas de las mismas líneas de medición para los componentes del viento solar, fotoelectrones y una visión alejada de la concentración del polvo.

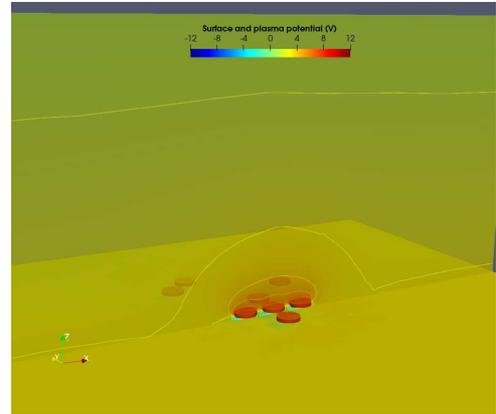
---

## Enjambre de tepotzines

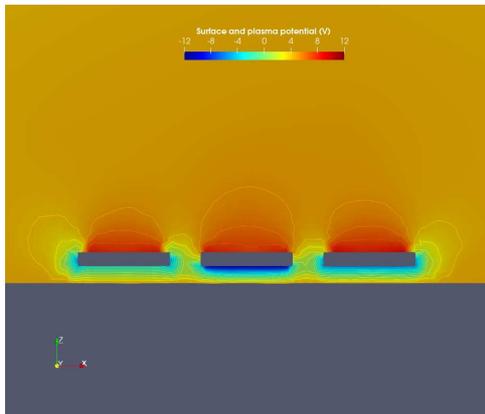
Los efectos colectivos sobre el potencial, generados por un ensambles de robots, se observan en las imágenes 6.44. El potencial en la región superior del enjambre iluminado a  $45^\circ$  es, en general, mayor que aquel iluminado verticalmente. Este resultado es en principio contra intuitivo, porque los paneles del aglomerado con incidencia vertical están más cargados que la de los iluminados a  $45^\circ$ ; sin embargo, con una inspección más detenida se puede concluir que debido a los efectos del potencial negativo de los laterales no iluminados, las secciones superiores de los robots tienen en promedio un potencial menor. Dicho de otra forma, es el resultado de los lóbulos negativos de cada tepotzin y wste efecto ya era visible en la figura 6.39e. En estas simulaciones también se presentan inestabilidades de cálculo, tal como se muestra en la figura 6.44e, el disco que se encuentra en la parte más inferior de la imagen presenta alrededor de cinco celdas con un valor muy negativo de acuerdo con la escala; además se observa que uno de los discos al fondo de la imagen presenta un fenómeno similar. Este ejemplo se suma a las interiores inestabilidades reportadas en simulaciones con iluminación vertical. Las imágenes de la figura 6.45 muestran tres cortes horizontales a tres distancias del suelo. Esta vista permite inspeccionar los potenciales de todos los robots simultáneamente y se concluye que la influencia electrostática de los tepotzines tiene un alcance de  $2\text{cm}$  sin importar el tamaño del aglomerado. Las figuras 6.46 muestra que la distribución el polvo alrededor de los conglomerados es muy similar a la de los robots individuales. Por ejemplo, los tepotzines iluminados verticalmente están completamente rodeados por altas concentraciones de polvo; en aquellos con iluminación inclinada, se presentan acumulaciones unicamente por debajo de ellos. Los cortes a distintas alturas de la figura 6.47 revelan que en general la simulación de la dinámica de polvo fue estable y se confirma un comportamiento similar al de un robot solo.



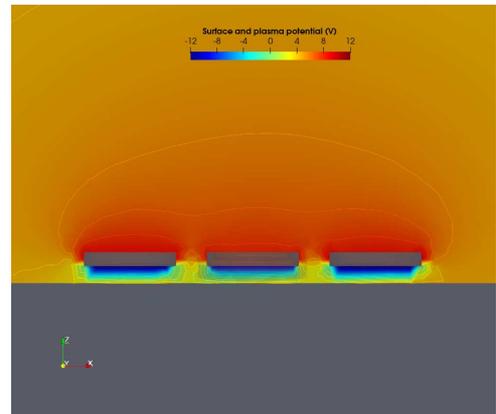
(a)  $0^\circ$



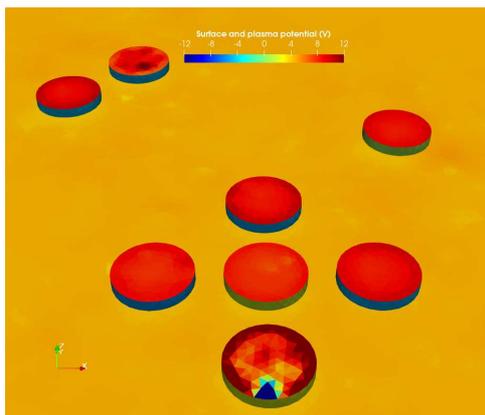
(b)  $45^\circ$



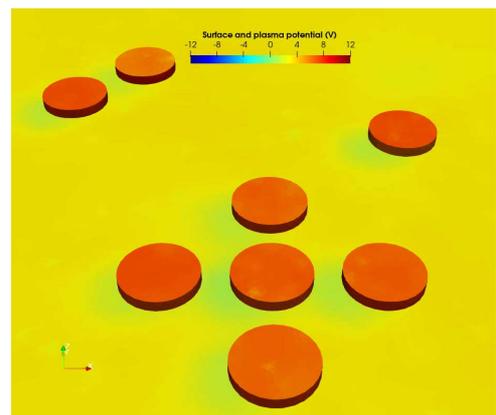
(c)  $0^\circ$



(d)  $45^\circ$

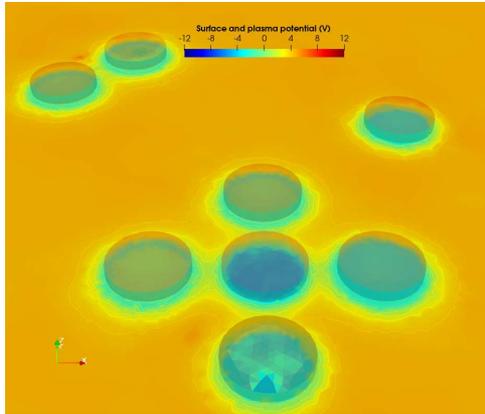


(e)  $0^\circ$

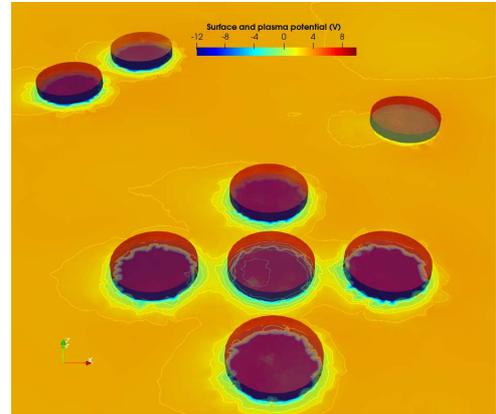


(f)  $45^\circ$

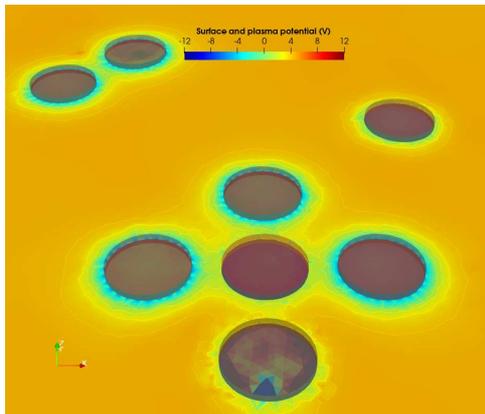
Figura 6.44: Potencial superficial y del plasma sobre el enjambre.  $T = 1500s$ .



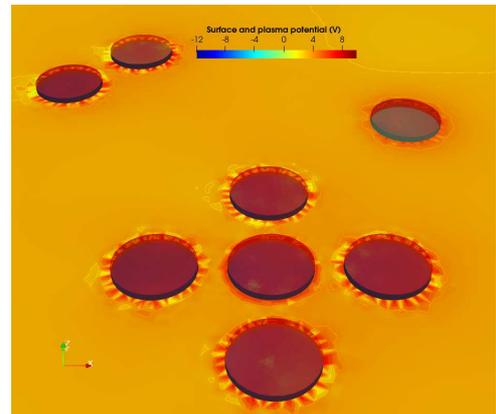
(a)  $0^\circ z = 1\text{cm}$



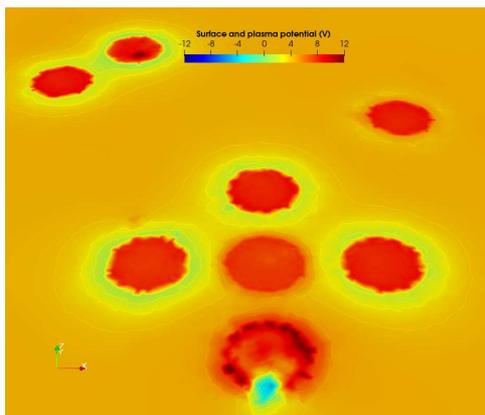
(b)  $45^\circ z = 1\text{cm}$



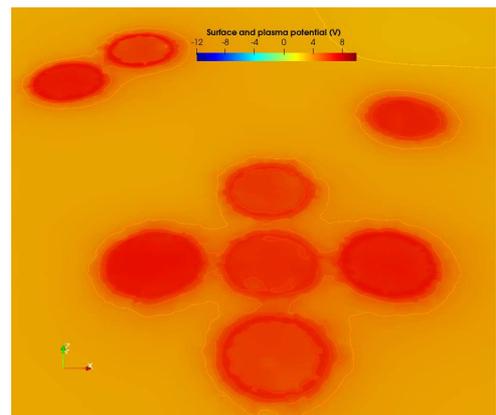
(c)  $0^\circ z = 2\text{cm}$



(d)  $45^\circ z = 2\text{cm}$

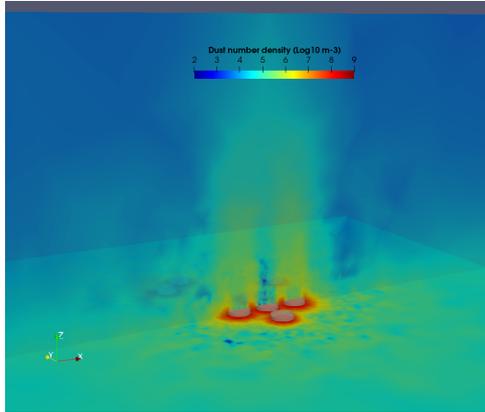


(e)  $0^\circ z = 3\text{cm}$

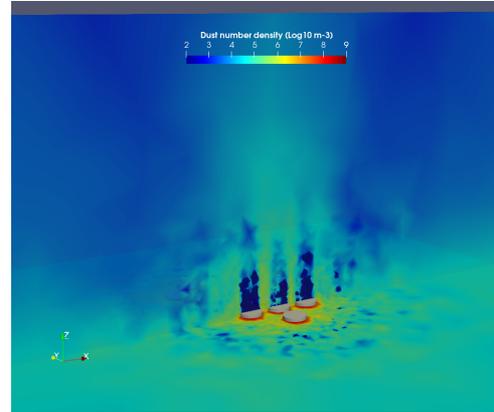


(f)  $45^\circ z = 3\text{cm}$

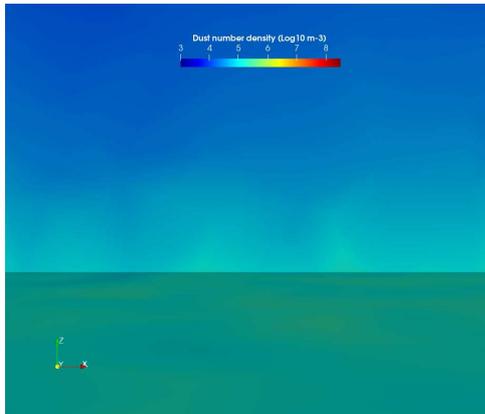
Figura 6.45: Corte horizontal del potencial.  $T = 1500\text{s}$



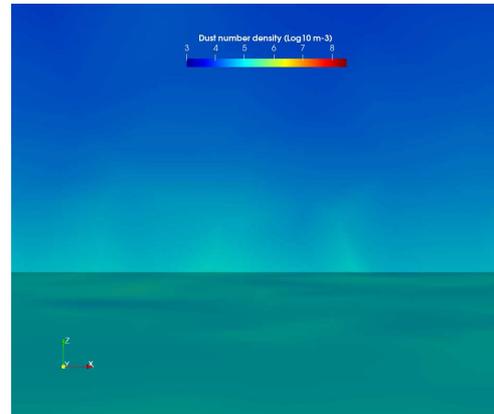
(a)  $0^\circ$



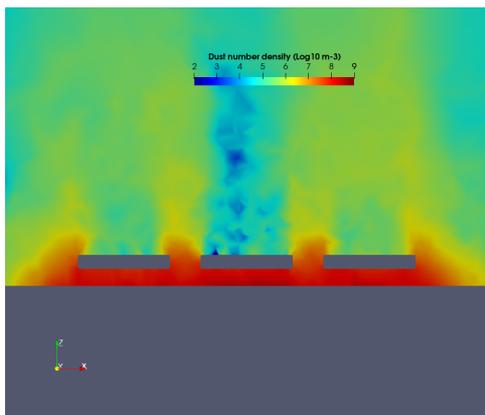
(b)  $45^\circ$



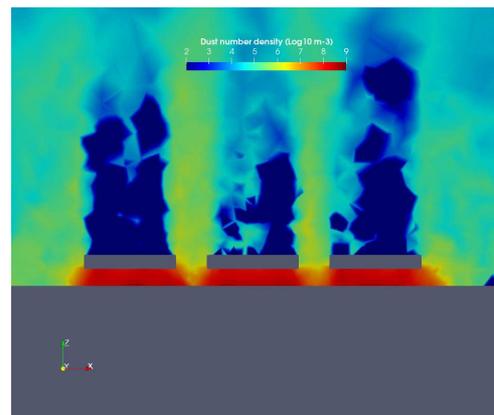
(c)  $0^\circ$  Volumen control sin instrumentación.



(d)  $45^\circ$  Volumen control sin instrumentación.

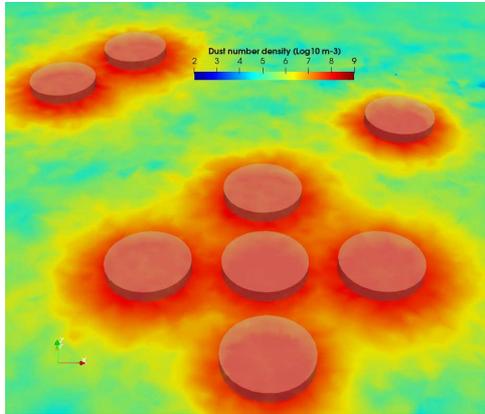


(e)  $0^\circ$

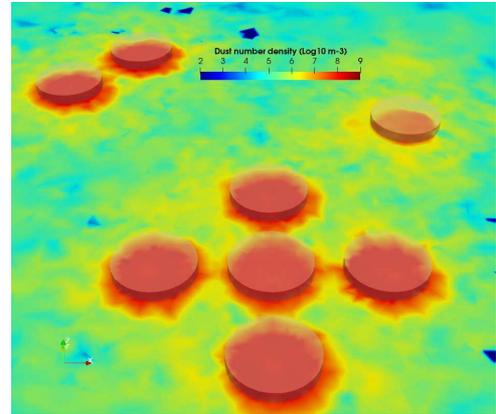


(f)  $45^\circ$

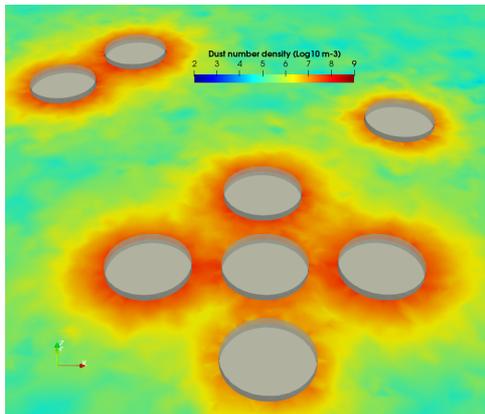
Figura 6.46: Concentración de polvo sobre el enjambre.  $T = 1500s$



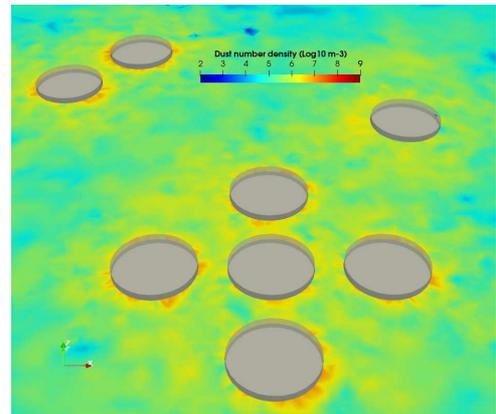
(a)  $0^\circ z = 1\text{cm}$



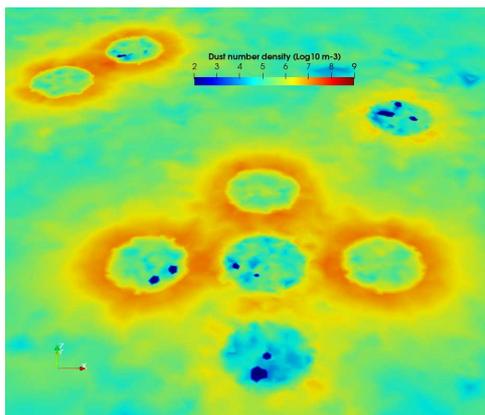
(b)  $45^\circ z = 1\text{cm}$



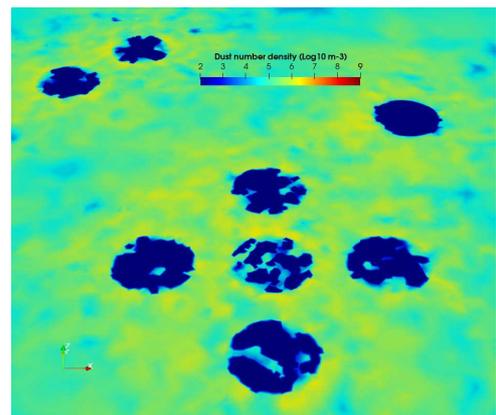
(c)  $0^\circ z = 2\text{cm}$



(d)  $45^\circ z = 2\text{cm}$



(e)  $0^\circ z = 3\text{cm}$



(f)  $45^\circ z = 3\text{cm}$

Figura 6.47: Corte horizontal del polvo.  $T = 1500\text{s}$ .

---

## 6.5. Conclusiones y próximos trabajos

A lo largo del presente capítulo se describió a detalle el procedimiento para simular el ambiente de plasma lunar y su influencia en la instrumentación de la misión COLMENA, del cual se hace un resumen a continuación:

- Se caracterizaron los *volúmenes de referencia*, los cuales son volúmenes de simulación representativos de porciones lunares con 100m de altura. En ellos se reprodujeron las condiciones de plasma lunar suponiendo topografía plana y ausencia de perturbaciones por instrumentos humanos. Se incluyeron simulaciones con y sin presencia de polvo levitado. Estos resultados sirvieron como casos control y fueron congruentes con las referencias.
- Con tal de resolver todos los detalles de la instrumentación sin volver inviable el tiempo de cálculo numérico, se diseñaron *volúmenes reducidos* que representaron porciones de menor tamaño. Sus dimensiones fueron de  $10 \times 10 \times 10m$  y  $1 \times 1 \times 1m$ , adecuados para los diversos tamaños de los componentes de COLMENA. Se lograron reproducir los resultados de los *volúmenes de referencia*, a excepción de la cantidad de polvo en la caja de  $1 \times 1 \times 1m$ , la cual presenta un déficit notable en la densidad de polvo suspendido.
- Se diseñaron modelos CAD representativos de los componentes principales de COLMENA: La sonda Peregrine y el Tepotzin. También se incluyeron CADs de un rover hipotético, inspirado en el Small Planetary Rover de la Agencia Espacial Canadiense, y de un enjambre de Tepotzines. Los CAD se colocaron dentro de los *volúmenes reducidos* adecuados al tamaño de cada instrumento y se simuló su interacción con el ambiente de plasma lunar. De los resultados fue posible realizar un diagnóstico del riesgo de descargas electrostáticas (ESD) y de las condiciones del plasma polvoso que estarán presentes durante el desarrollo de su misión en la Luna.

Las conclusiones de los resultados presentados a lo largo del presente trabajo son:

- Es posible que la distribución de tamaño de polvo lunar por default de SPIS no sea la más adecuada. Al calcular el promedio de diversas distribuciones de tamaño de muestras lunares y al realizarle una extrapolación, resulta que la abundancia de granos disminuye con  $r^{0.41 \pm 0.18}$  y no con  $r^2$  como se implementa en SPIS. En consecuencia es posible que esté subestimando la cantidad real de granos levitados con  $r < 1\mu m$ .
- Se logró simular el ambiente de plasma lunar en volúmenes de simulación con 100m de altura bajo dos ángulos de iluminación solar y plasma característico de sol quieto. Los perfiles de los parámetros de plasma son comparables con lo reportado en las referencias. Además se agrega un estimado del perfil de densidad de regolito levitado por fuerzas electrostáticas. Esta sección deja la puerta abierta para futuras simulaciones en donde se investiguen otras condiciones de plasma ambiental, tales como aquel contenido en los lóbulos magnetosféricos o tormentas solares. Además, será interesante conocer la distribución de densidad de carga de los granos de regolito levitado, entre muchas otras más cosas.
- Se diseñaron volúmenes de simulación reducidos que reproducen satisfactoriamente los resultados de los volúmenes de 100m de altura, los cuales son aquellos iluminados a con  $45^\circ$  de incidencia. Aquellos iluminados verticalmente presentan un déficit de polvo, debido a que los granos se escapan por la frontera superior. Esto revela la necesidad de implementar una función de inyección de granos de polvo cargados para compensar aquellos que se escapan. Ésta función sería similar a la utilizada para compensar la pérdida de foto electrones por el mismo problema.

- 
- La instrumentación no presenta riesgos por descargas electrostáticas (ESD) entre sus componentes superficiales durante los primeros 1500s de la misión. Además, se estima que en tiempos mayores de exposición, las diferencias de potencial jamás superan el umbral de los 50V, lo cual garantiza una muy baja posibilidad de ESD's. La pérdida de potencia en los conectores del tepotzin provocada por la absorción del plasma ambiental es del orden de  $10^{-2}nW$ , lo cual es en principio despreciable. El área de ingeniería eléctrica tomará en cuenta para el diseño de los componentes un transitorio de  $\sim 20V$  al momento del acoplamiento eléctrico entre ellos.
  - La distribución de potencial en los instrumentos provoca acumulaciones de polvo en las zonas sombreadas. Ésto es de especial interés en el área de ingeniería mecánica encargada del diseño de motores y deben considerar una concentración de polvo de al menos  $10^8 m^{-3}$ . Por el contrario, las zonas expuestas muestran repulsión de polvo debido a su carga positiva. Este efecto puede potenciarse con la implementación de un recubrimiento con una menor función trabajo, provocando así un mayor potencial positivo. Sin embargo, es importante no sobrepasar el umbral de 50V de diferencia con las partes adyacentes del tepotzin para evitar ESD. En futuros trabajos es posible calcular la evolución del oscurecimiento de paneles solares por deposición de polvo para diferentes recubrimientos.
  - En general las simulaciones con iluminación vertical presentan inestabilidades numéricas, las cuales posiblemente se atribuyan al proceso del cálculo. Queda por investigar si es debido a limitantes del modelo PIC o que un ángulo completamente vertical provoque dificultades de cálculo.

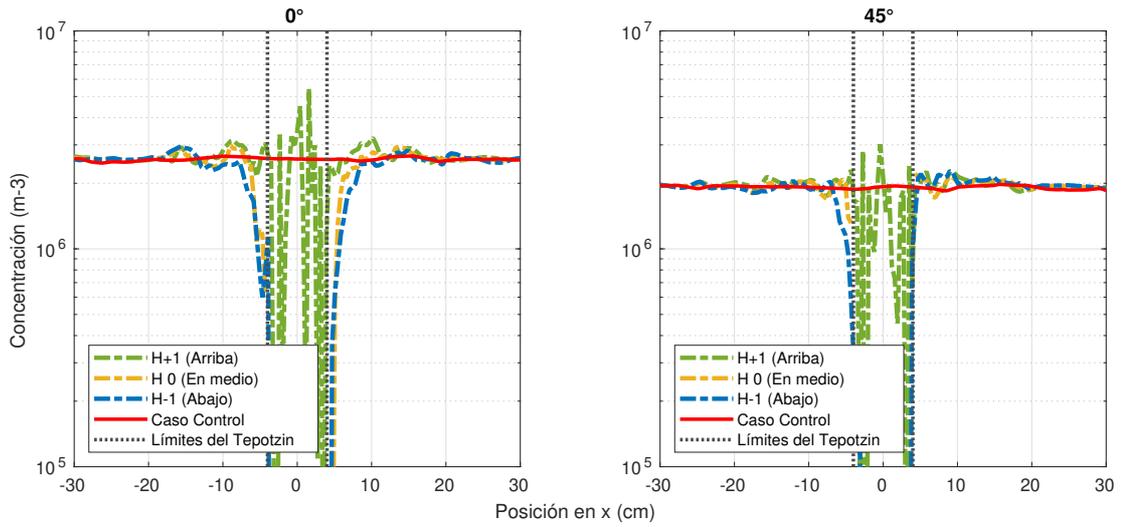


# Capítulo 7

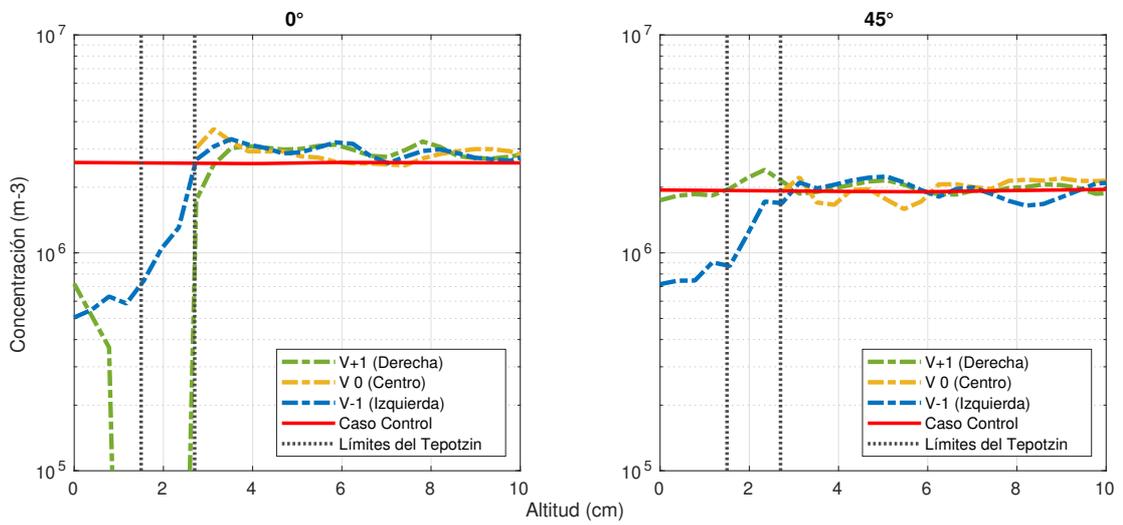
## Anexo

<b>Time Steps (<i>s</i>)</b>	<b>100 m</b>	<b>10 m</b>	<b>1 m</b>	<b>Peregrine</b>	<b>Rover</b>	<b>Tepotzin</b>	<b>Enjambre</b>
<b>Plasma</b>							
electronDt	1E-6	1E-6	1.0E-7	1.7E-6	1.7E-6	1E-7	1E-7
electronDuration	1E-6	1E-6	5.4E-7	5.3E-6	5.3E-6	5.4E-7	5.4E-7
ionDt	1E-6	1E-6	1.0E-6	1.0E-5	1.0E-5	1.0E-6	1.0E-6
ionDuration	1E-6	1E-6	2.5E-6	2.5E-5	2.5E-5	2.5E-6	2.5E-6
<b>Surface interactions</b>							
secondaryDt	1E-6	1E-6	3.0E-7	3.0E-6	3.0E-6	3.0E-7	3.0E-7
secondaryDuration	1E-6	1E-6	1.2E-6	1.1E-5	1.1E-5	1.2E-6	1.2E-6
<b>Simulation Control</b>							
plasmaDt	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01
plasmDuration	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
simulationDt	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
simulationDuration	3000	3000	3000	1500	1500	1500	1500

Tabla 7.1: Time steps para cada modelo.

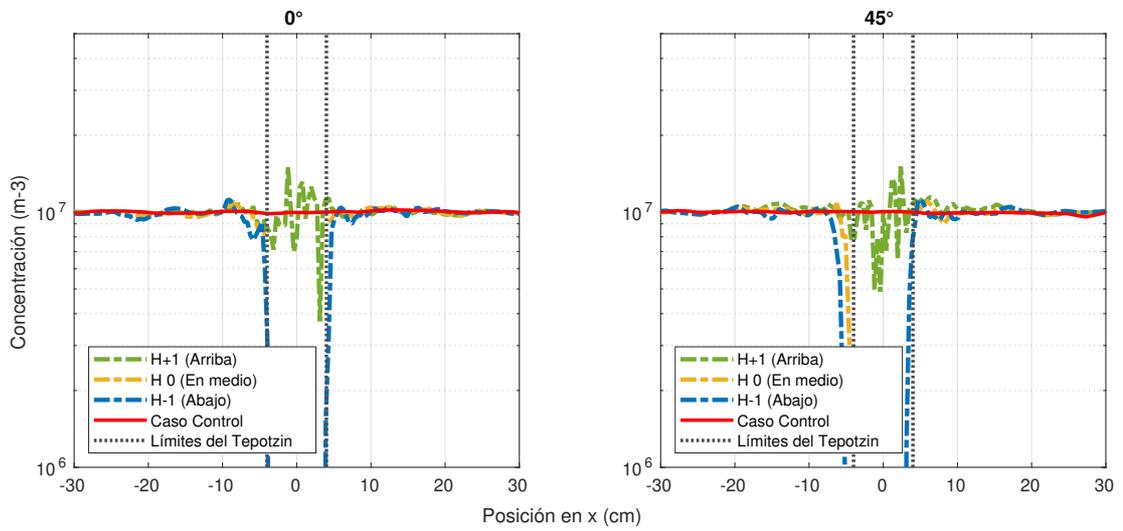


(a) Mediciones horizontales

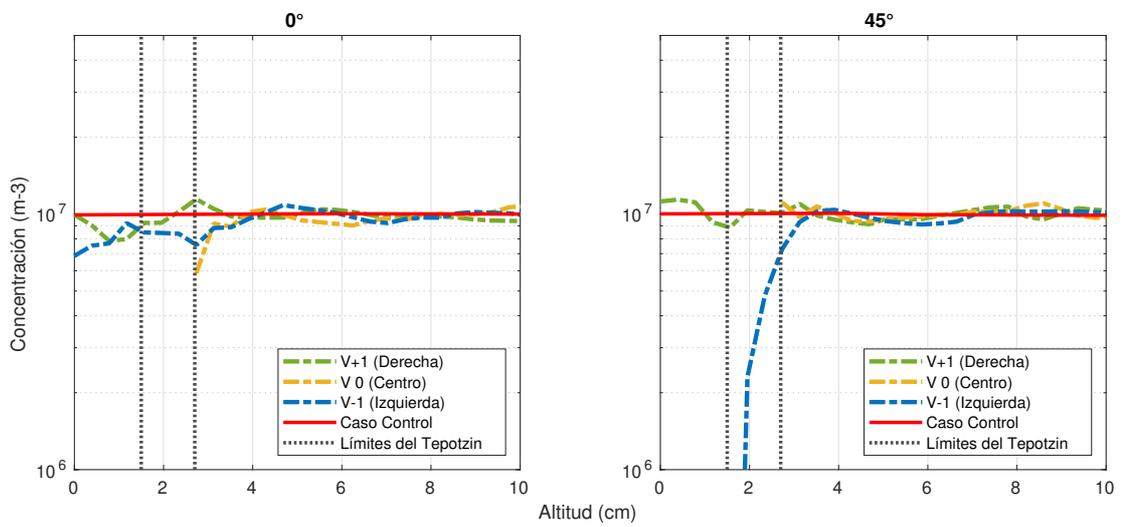


(b) Mediciones verticales

Figura 7.1: Electrones de viento solar

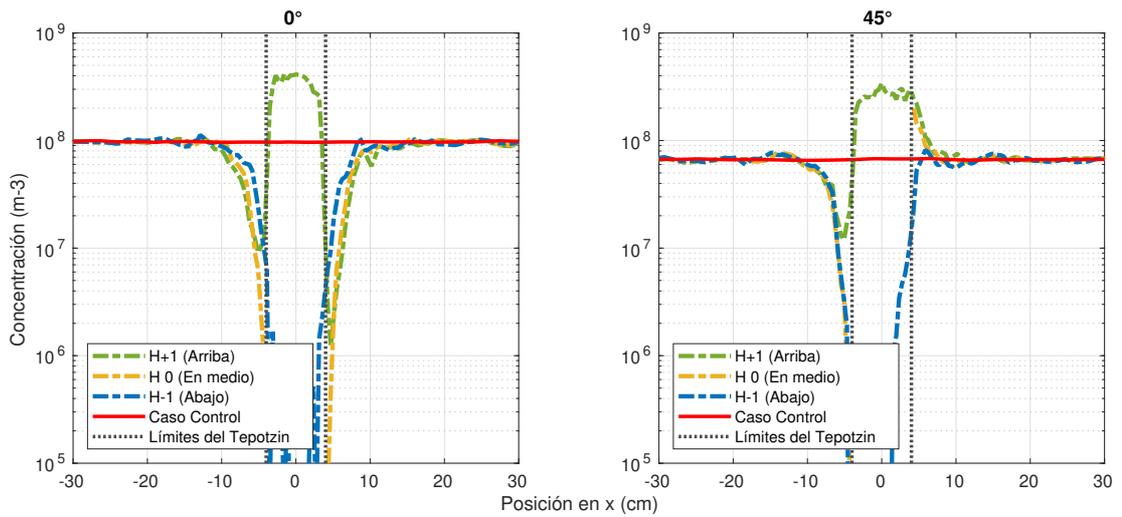


(a) Mediciones horizontales

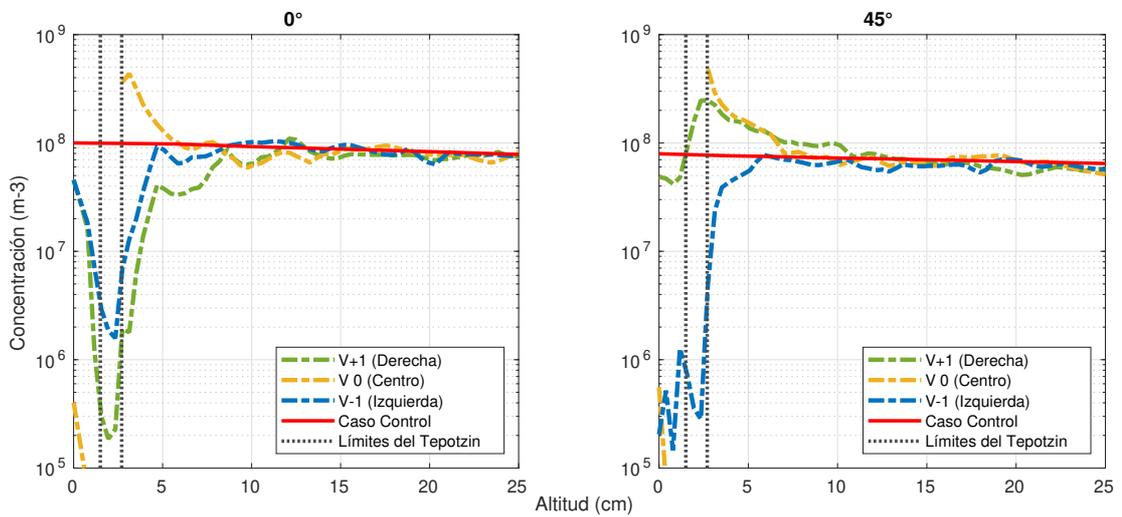


(b) Mediciones verticales

Figura 7.2: Iones de viento solar



(a) Mediciones horizontales



(b) Mediciones verticales

Figura 7.3: Foto electrones

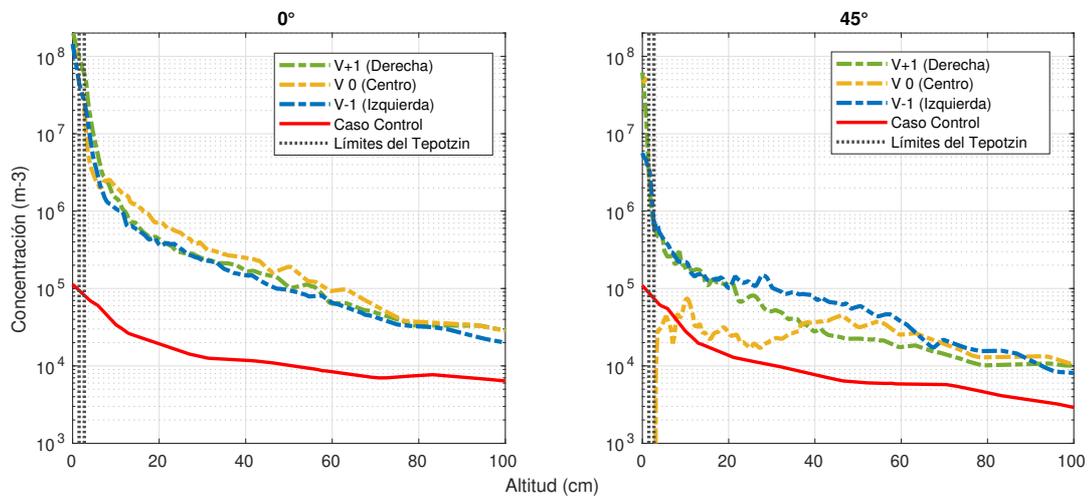


Figura 7.4: Vista alejada de los perfiles verticales de polvo.

# Bibliografía

- [Anuar, 2013] Anuar, A. K. (2013). *A Study of Dusty Plasma Environment*. PhD thesis, Lancaster University.
- [ASC-CSA, 2017] ASC-CSA (2017). Canadian space agency. <https://www.asc-csa.gc.ca/eng/rovers/rover-fleet/srprp.asp>. Accessed: 2020-01-07.
- [Birdsall and Langdon, 2005] Birdsall, C. K. and Langdon, A. B. (2005). *Plasma Physics via Computer Simulation*. McGraw-Hill Book Company, first edition.
- [Chen, 1984] Chen, F. F. (1984). *Introduction to Plasma physics and Controlled Fusion*, volume 1: Plasma Physics. Plenum Press, New York and London, second edition.
- [Chow et al., 1993] Chow, V. W., Mendis, D. A., and Rosenberg, M. (1993). Role of grain size and particle velocity distribution in secondary electron emission in space plasmas. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 98(A11):19065–19076.
- [Colwell et al., 2007] Colwell, J. E., Batiste, S., Horányi, M., Robertson, S., and Sture, S. (2007). Lunar surface: Dust dynamics and regolith mechanics. *Reviews of Geophysics*, 45(2).
- [Criswell, 1973] Criswell, D. R. (1973). Horizon-glow and the motion of lunar dust. In Grard, R. J. L., editor, *Photon and Particle Interactions with Surfaces in Space*, pages 545–556, Dordrecht. Springer Netherlands.
- [Freeman and Ibrahim, 1975] Freeman, J. W. and Ibrahim, M. (1975). Lunar electric fields, surface potential and associated plasma sheaths. *The moon*, (14):103–114.
- [Geuzaine and Remacle, 2020] Geuzaine, C. and Remacle, J. (2020). Gmsh 4 reference manual. <https://gmsh.info/doc/texinfo/gmsh.html>. 30 March 2020.
- [Graf, 1993] Graf, J. C. (1993). Lunar soils grain size catalog. Technical Report 19930012474 (Acquired December 28, 1995), NASA Lyndon B. Johnson Space Center.
- [Grard, 1973] Grard, R. J. L. (1973). Properties of the satellite photoelectron sheath derived from photoemission laboratory measurements. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 78(16):2885–2906.
- [Guernsey and Fu, 1970] Guernsey, R. L. and Fu, J. H. M. (1970). Potential distribution surrounding a photo-emitting, plate in a dilute plasma. volume 75, pages 3193–3199.
- [Gurnett and Bhattacharjee, 2005] Gurnett, D. A. and Bhattacharjee, A. (2005). *Introduction to Plasma Physics, With Space and laboratory Applications*. Cambridge University Press, first edition.
- [Heiken, 1991] Heiken, G. H. (1991). *Lunar Sourcebook: A User's Guide to the Moon*. Cambridge University Press, Lunar and Planetary Institute, first edition.

- 
- [Kuznetsov et al., 2018] Kuznetsov, I., Hess, S., Zakharov, A., Cipriani, F., Seran, E., Popel, S., Lisin, E., Petrov, O., Dolnikov, G., Lyash, A., and Kopnin, S. (2018). Numerical modelling of the luna-glob lander electric charging on the lunar surface with spis-dust. *Planetary and Space Science*, 156:62 – 70. Dust, Atmosphere, and Plasma Environment of the Moon and Small Bodies.
- [Lisin et al., 2015] Lisin, E. A., Tarakanov, V. P., Popel, S. I., and Petrov, O. F. (2015). Lunar dusty plasma: A result of interaction of the solar wind flux and ultraviolet radiation with the lunar surface. *Journal of Physics: Conference Series*, 653:012139.
- [Manka, 1973] Manka, R. H. (1973). Plasma and potential at the lunar surface. In Grad, R. J. L., editor, *Photon and Particle Interactions with Surfaces in Space*, pages 347–361, Dordrecht. Springer Netherlands.
- [Meyer-Vernet, 1981] Meyer-Vernet, N. (1981). Flip-flop of electric potential of dust grains in space. *Astronomy and Astrophysics*, 105:98–106.
- [Mott-Smith and Langmuir, 1926] Mott-Smith, H. M. and Langmuir, I. (1926). The theory of collectors in gaseous discharges. *Phys. Rev.*, 28:727–763.
- [Nitter and Havnes, 1992] Nitter, T. and Havnes, O. (1992). Dynamics of dust in a plasma sheath and injection of dust into the plasma sheath above moon and asteroidal surfaces. *Earth, Moon, and Planets*, 56(1):7–34.
- [Popel et al., 2013] Popel, S., Kopnin, S., Golub, A., Dolnikov, G., Zakharov, A., Zelenyi, L., and Izvekova, Y. (2013). Dusty plasma at the surface of the moon. *Solar System Research*, 47:419–429.
- [Poppe and Horányi, 2010] Poppe, A. and Horányi, M. (2010). Simulations of the photoelectron sheath and dust levitation on the lunar surface. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 115(A8).
- [Sarraihi, 2013a] Sarraihi, P. (2013a). Circuit solver deployed in spis. <http://dev.spis.org/static/documentation/DocSpisNum/TechnicalNotes/Circuit>
- [Sarraihi, 2013b] Sarraihi, P. (2013b). How to control num from ui in spis 5. <http://dev.spis.org/static/documentation/DocSpisNum/HowTo/Controlling>
- [Sarraihi, 2013c] Sarraihi, P. (2013c). Spis 5.1 user manual. <http://dev.spis.org/static/documentation/DocSpisUI/TechnicalNotes/ESA-SPISGEO-D7-SUM-2012-08-002-Vers3-Rev4.pdf>. 29 October 2013.
- [Sarraihi, 2015] Sarraihi, P. (2015). Spis-dust detailed design document and software user manual v2.
- [Shu, 2011] Shu, T. L. (2011). *Spacecraft charging*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, first edition.
- [Shukla, 2002] Shukla, P. (2002). *Introduction to Dusty Plasma Physics*. Institute of Physics Publishing, first edition.
- [Sickafoose et al., 2001] Sickafoose, A. A., Colwell, J. E., Horányi, M., and Robertson, S. (2001). Experimental investigations on photoelectric and triboelectric charging of dust. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 106(A5):8343–8356.
- [Sternovsky et al., 2001] Sternovsky, Z., Horanyi, M., and Robertson, S. (2001). Charging of dust particles on surfaces. *Journal of Vacuum Science & Technology A - J VAC SCI TECH-NOLA*, 19:2533–2541.

- 
- [Sternovsky et al., 2002] Sternovsky, Z., Robertson, S., Sickafoose, A., Colwell, J., and Horányi, M. (2002). Contact charging of lunar and martian dust simulants. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 107(E11):15–1–15–8.
- [Stubbs et al., 2014] Stubbs, T., Farrell, W., Halekas, J., Burchill, J., Collier, M., Zimmerman, M., Vondrak, R., Delory, G., and Pfaff, R. (2014). Dependence of lunar surface charging on solar wind plasma conditions and solar radiation. *Planetary and Space Science*, 90:10–27.
- [Stubbs et al., 2005] Stubbs, T., Vondrak, R., and Farrell, W. (2005). A dynamic fountain model for lunar dust. *Adv. Space Res.*, 37.
- [Sturrock, 1994] Sturrock, P. A. (1994). *Plasma Physics. An Introduction to the Theory of Astrophysical, Geophysical and Laboratory Plasmas*. Cambridge University Press, first edition.
- [Walbridge, 1973] Walbridge, E. (1973). Lunar photoelectron layer. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 78(19):3668–3687.
- [Whipple, 1981] Whipple, E. C. (1981). Potentials of surfaces in space. *Reports on Progress in Physics*, 44(11):1197–1250.
- [Zook and McCoy, 1991] Zook, H. A. and McCoy, J. E. (1991). Large scale lunar horizon glow and a high altitude lunar dust exosphere. *Geophysical Research Letters*, 18(11):2117–2120.
- [Örger et al., 2016] Örger, N., Cordova Alarcon, J. R., Toyoda, K., and Cho, M. (2016). Lunar surface charging and electrostatic lofting of lunar dust particles under different solar wind conditions and solar ultraviolet radiation.