



Universidad Nacional Autónoma de México

Programa de Posgrado en Astrofísica

Dinámica de las partículas de polvo interestelares en el medio
interplanetario.

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

Maestra en Ciencias (Astrofísica)

PRESENTA:

Karla Montserrat Vargas Rojas

Tutor Principal:

Dr. José Alberto Flandes Mendoza

Instituto de Geofísica, UNAM

Ciudad Universitaria, CDMX, Mayo 2022



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.

A mi padre y fan número uno. Te extraño infinito y sé que algún día el Universo nos volverá a unir, pero mientras, prometo honrarte siempre. Gracias por dejarme la mejor herencia, tus enseñanzas, ahora me toca aprender a estar sin ti en esta dimensión. Te amo siempre.

“No, no quiero que vuelvas aquí. Quiero que luches hasta el final. No aceptes ninguna promesa. Infringe las reglas si hace falta, y en los momentos duros, que llegarán, no tires la toalla jamás.”

Agradecimientos

Con este trabajo culmino otra etapa más en mi vida y personalmente fue un camino muy duro desde el inicio y hasta el final, sin embargo, hubo personas que caminaron a mi lado, me empujaban a salir adelante o que simplemente me dieron contención, a todas esas personas les dedico las siguientes líneas.

Quiero empezar agradeciendo a mi más grande mentor, a mi profesor y tutor el Dr. Alberto Flandes quien desde hace más de 5 años fue el primero en confiar en mi y en el proyecto, quien me extendió la mano y desde entonces me ha acompañado en mi camino. Gracias por todas las enseñanzas y el conocimiento que me ha compartido, por todo su tiempo y paciencia, por confiar en mi cuando a veces ni siquiera yo confiaba en mi, por impulsarme a dar siempre lo mejor y no rendirme a pesar de las adversidades, por ayudarme a crecer como persona, por eso y muchas cosas mas le estaré agradecida siempre, sin usted este trabajo no hubiera sido posible.

De igual forma quiero dar un agradecimiento especial al Dr. Antonio Castellanos. Gracias por todo el conocimiento que me compartiste, por todo tu tiempo y paciencia, gracias por estar literalmente en los peores momentos, gracias por toda la contención que me diste, por levantarme cuando ya ni siquiera encontraba motivos para hacerlo, definitivamente si estoy aquí en gran parte es gracias a ti.

Agradezco también al Instituto de Astronomía y al Posgrado en Astrofísica por darme la oportunidad de estudiar mi maestría, a todos mis profesores que siempre compartieron su conocimiento y su tiempo a pesar de la distancia. Al Dr. Pablo Velázquez y el Dr. Jorge Barrera por ser parte de mi comité durante estos años y estar pendiente de mi proceso. A todos mis compañeros y amigos que estuvieron de alguna u otra forma, en especial quiero agradecerles a Fer y Alvaro por su apoyo incondicional, por acompañarme durante todo mi proceso, por hacer mis noches de desvelo más amenas, por llorar y reír conmigo, no tengo palabras para agradecerles a ustedes. A Francisco por su gran amistad la cual fue de gran importancia para terminar este ciclo de mi vida. A Roberto por estar siempre conmigo y aguantar mis crisis, gracias por ayudarme a descubrir quién soy. A Andy, Diana Barrera, Diana Salazar, Mary y Xime porque a pesar de los años ustedes siempre han estado y siempre he contado con ustedes.

Y por último pero no menos importante a toda mi familia pero en especial a mis padres por todo el amor y apoyo incondicional que me han y me siguen dando,

para mi ustedes siempre serán uno de mis principales motores para avanzar en mi vida, gracias por darme todo; esta meta más conquistada no hubiera sido posible sin ustedes, gracias infinitas por ser mis padres, mis guías, maestros, amigos, cómplices. Hoy, éste logro va por ti mamá y por ti papá, donde sea que te encuentres tu luz me sigue iluminando. Y por supuesto mis hermanas no podían faltar, gracias por ser parte de mi, soy tan afortunada de tenerlas.

A cada uno de ustedes no me queda más que agradecerles, soy tan afortunada de poder compartir mi vida con ustedes.

Agradezco el apoyo de la DGAPA por la beca de Maestría otorgada en la modalidad de *Obtención de grado* a través del proyecto PAPIIT IN104721.

Resumen

El polvo es una componente fundamental en el universo. Es de hecho, el componente sólido más primitivo y clave en la formación y evolución de estrellas, sistemas estelares y cuerpos planetarios. Un aspecto relevante es que del polvo cósmico podemos obtener información indirecta y directa de objetos lejanos e inaccesibles y su estudio es base de una rama relativamente nueva llamada *Astronomía del polvo*, en contraste con la astronomía tradicional cuya base es el estudio de la radiación electromagnética que los cuerpos celestes emiten o reflejan.

El polvo interestelar (ISD) es una de las componentes de polvo cósmico menos estudiada y una de las más importantes en el medio interestelar (ISM). Es probable que la gran mayoría del polvo interestelar se forme en el gas frío que sale de las estrellas evolucionadas o asociado a estrellas de la rama asintótica (AGB), que representan las fases en donde las atmósferas estelares se vuelven frías, es decir, las novae y las supernovas.

El Sistema Solar está envuelto en una nube densa de gas y polvo que designamos como nube interestelar local (LIC). En particular, hay evidencias a partir de mediciones *in-situ*, al menos, de las naves interplanetarias Ulysses y Cassini que indican que las partículas ISD, que en realidad son la fase condensada de esta nube, ingresan al Sistema Solar (SS) desde una dirección equivalente a 259° de longitud y 8° de latitud (en coordenadas eclípticas solares) y con una velocidad cercana a los 26 km/s.

Se considera que las ISD tienen una carga eléctrica neta por lo que su ingreso y dinámica en la heliosfera está modulada por el campo magnético interplanetario (o IMF) lo cual implica que solo partículas con tamaños específicos ($a > 0.6 \mu m$) y cocientes carga/masa $Q/m_p \ll 1$ podrán ingresar al Sistema Solar.

Una vez que las partículas ISD están dentro del SS, su dinámica será gobernada por la fuerza de Lorentz debida a la interacción de las partículas cargadas con el IMF, la fuerza gravitacional y la presión de radiación debida al Sol aunque otras fuerzas podrían también afectarlas. En este trabajo como primera aproximación se utiliza el modelo de Parker para modelar el IMF.

Para analizar la dinámica de las ISD dentro del SS se implementó el método Runge-Kutta de cuarto orden para resolver la ecuación de movimiento.

En el Capítulo 1 se analizan las principales propiedades, tanto físicas como químicas, del polvo interestelar, además se muestra una descripción general de las misiones espaciales que han detectado partículas ISD. En el Capítulo 2 se presentan las principales propiedades del medio interestelar y, en específico, del medio interestelar local (LISM) e igualmente, se describe la estructura de la heliosfera y se muestran los datos que se utilizaron en esta tesis para estudiar el cruce de la heliopausa y el modelo heliosférico el cual se describe en el Capítulo 3.

En el Capítulo 3 se obtiene uno de los resultados más importantes en este trabajo: la determinación de las propiedades físicas de las ISD que logran atravesar la heliosfera. En este caso, se utilizó un modelo heliosférico considerando que las ISD se cargan fácilmente en el ISM debido al impacto de protones y electrones y a la corriente fotoelectrónica de la radiación ultravioleta lejana. Se concluye que partículas ISD con $a > 0.6 \mu m$ y $r_L \geq 150$ UA logran ingresar al SS.

En el Capítulo 4 se hace un análisis detallado de los mecanismos básicos de carga que las ISD experimentan en el medio interplanetario a través de las posibles corrientes eléctricas que pudieran generarse en su superficie, para así determinar la carga eléctrica final, Q_{eq} , y el potencial de equilibrio, Φ_{eq} , de las ISD. Se consideraron las corrientes debidas a la captura de electrones, a la emisión de fotoelectrones y la corriente debida a la emisión secundaria de electrones. Se observa que el mecanismo dominante en este trabajo es debido a la corriente generada por la captura de electrones, alcanzando su $\Phi_{eq} = -10.37$ V en $\tau \sim 11$ días, por lo que se puede considerar una carga eléctrica constante en este trabajo.

En el Capítulo 5 se presentan las fuerzas esenciales a las que estarán sometidas las ISD dentro del SS: la fuerza de Lorentz, la fuerza gravitacional del Sol y la fuerza debido a la presión de radiación solar. De igual forma se presenta, en detalle, la ecuación de movimiento a resolver, se describe el modelo de Parker, el cual se utilizó para modelar el IMF en este trabajo y se explica la implementación del método numérico junto con las condiciones iniciales utilizadas.

En el Capítulo 6 se presentan los resultados de la dinámica para partículas ISD con $0.6 \leq a \leq 3.5 \mu m$ y considerando una composición típica de silicatos.

Se observa en los resultados, que las ISD en este intervalo de radios tienden a ser deflectadas hacia el norte de la eclíptica, aunque en general, las ISDs siguen la dirección del flujo interestelar. Además, las partículas más grandes mantienen la velocidad de escape en casi todo su tránsito, mientras que las partículas más pequeñas ($\sim 0.6 \mu m$) se desaceleran al acercarse al Sol y luego son aceleradas al

alejarse ($R > 15$ UA) debido a la aceleración normal que produce la fuerza de Lorentz.

En el Capítulo 7 se discuten los resultados obtenidos, y finalmente, en el Capítulo 8, se enlistan las conclusiones que se obtuvieron en esta tesis.

Abstract

Dust is a fundamental component in the Universe. In fact, it is the most primitive and fundamental solid component involved in the processes of formation and evolution of stars, stellar systems and planetary bodies. From cosmic dust, we can obtain indirect and direct information about distant and inaccessible sources, and its study is the basis of a relatively new area called *Dust Astronomy*, in contrast to the *traditional* Astronomy which is based on the study of the electromagnetic radiation that celestial bodies emit or reflect.

Interstellar Dust (ISD) is one of the least studied components of cosmic dust, though it is an important component of the Interstellar Medium (ISM). It is likely that the majority of interstellar dust forms in the cold gas that comes out of evolved stars or it is associated with stars in the asymptotic giant branch (AGB), which represent the phases where stellar atmospheres become cold, that is, novae and supernovae.

The Solar System is limited by a dense cloud of gas and dust that we designate Local Interstellar Cloud (LIC). In particular, there is evidence from the *in-situ* measurements, at least, by the Ulysses and Cassini interplanetary spacecraft, that indicate that ISD, which are actually the condensed phase of this cloud, enter into the Solar System (SS) from a direction equivalent to 259° in longitude and 8° in latitude (in heliocentric ecliptic coordinates) at a speed close to 26 km/s.

It is considered that ISD has a net electric charge such that its dynamics into the heliosphere is modulated by the Interplanetary Magnetic Field (IMF), which implies that only particles with specific sizes ($a > 0.6 \mu m$) and charge/mass ratios $Q/m_p \ll 1$ are able to enter the Solar System.

Once the ISD particles are inside the Solar System, their dynamics would be governed by the Lorentz force due to the IMF, the gravitational force and the radiation pressure due to the Sun, but other forces may affect them as well. In this work, to a first approximation, the Parker model is applied to the IMF.

In order to analyze the dynamic of the ISD particles inside the SS, a fourth order Runge-Kutta method was implemented to solve the equation of motion.

In Chapter 1, the main properties, both physical and chemical, of interstellar dust are analyzed. In addition, a general description of the space missions that have detected ISD particles is presented. In Chapter 2 the main properties of the

interstellar medium and, specifically, of the Local Interstellar Medium (LISM) are presented. In addition we show the structure of the heliosphere and the data used to study the crossing of the heliopause.

In Chapter 3 we described the heliospheric model that we used in this work. One of the most important of our results is obtained: the determination of the physical properties of ISD that are able to enter the heliosphere. In this case, a heliospheric model was used considering that ISD is easily charged in the ISM due to the impact of protons and electrons, as well as the photoelectron currents due to the far ultraviolet radiation. It is concluded that ISD with $a > 0.6 \mu m$ and Larmor radii $r_L \geq 150$ AU are able to enter into the Solar System.

In Chapter 4, a detailed analysis of the basic charging mechanisms that ISD undergoes into the Interplanetary Medium (IPM) is made based on the possible electric currents that could be generated on its surface, in order to determine the equilibrium electric charge, Q_{eq} , and thus, the equilibrium potential, Φ_{eq} , of ISD. The currents due to the capture of electrons, the emission of photoelectrons and the secondary emission of electrons were considered. It is observed that the dominant mechanism is the capture of electrons, which lead to $\Phi_{eq} = -10.37$ V in a charge time $\tau \sim 11$ days. Consequently we are able to consider a constant electric charge in our general analysis.

Chapter 5 introduces the main forces that ISD will be subject inside the SS: the Lorentz force, the gravitational force of the Sun and the radiation pressure due to the Sun. In this same chapter, we also introduce the equation of motion that will be solved. On the other hand, we explain in detail the Parker model that we applied to the IMF. Finally, we present the numerical method and its initial conditions that are implemented for the solution of our model.

In Chapter 6, we present the results of our modeling constrained to ISD particles with radii $0.6 \leq a \leq 3.5 \mu m$ and assuming a typical silicate composition (SiO_x).

In our results, it is observed that although, in general, ISD particles in this range of radii follow the direction of the interstellar flow, are prone to be deflected north of the ecliptic plane. Furthermore, the largest particles mostly maintain the escape velocity along their transit, while the smallest particles ($a = 0.6 \mu m$) are decelerated as they approach the Sun, and later they are accelerated at heliocentric distances ($R > 15$ AU) by the normal component of the Lorentz force.

In Chapter 7, we discuss our results and finally, in Chapter 8, we give a list of our general conclusions.

Objetivos

El objetivo general de esta tesis es determinar la dinámica de las partículas interestelares (ISDs) en el medio interplanetario que logran atravesar la heliosfera, considerando tres fuerzas básicas: la fuerza gravitacional debida al Sol, la fuerza de presión de radiación solar y la fuerza de Lorentz producida por el campo magnético interplanetario y la carga eléctrica de las partículas ISD.

Los objetivos particulares son los siguientes:

- Estudiar las propiedades del medio interestelar local (LISM) relevantes para la dinámica de las ISD, tales como la densidad, temperatura, campo magnético y las componentes de velocidad del plasma interestelar.
- Determinar las propiedades que debe tener una partícula ISD para lograr penetrar la heliosfera; en particular, nos interesa determinar el tamaño y radios de giro de las partículas ISD que logran ingresar al SS.
- Definir y describir los principales mecanismos de carga eléctrica en una partícula ISD bajo la influencia del campo magnético interplanetario simulado con el modelo de Parker, así como los tiempos de carga y el potencial de equilibrio, para así determinar el mecanismo de carga que domina en este trabajo.
- Implementar un modelo numérico que ayude a resolver la ecuación de movimiento de las partículas ISD.
- Evaluar el método numérico en una escala de tiempo considerable para la dinámica.

Suposiciones

Las principales suposiciones que se consideraron para determinar la dinámica de las partículas ISDs en el medio interplanetario se enlistan a continuación:

- Suponemos que las partículas ISD son esféricas y tienen una composición homogénea.
- Suponemos que la masa, el radio y la densidad de las partículas ISD son constantes en nuestro modelo y, por tanto, en toda su dinámica, es decir, suponemos que no hay procesos de pérdida de masa, destrucción de polvo, procesos de sublimación, *sputtering* o algún otro proceso que pueda modificar tanto el radio (a) como la densidad (ρ) de las ISD.
- Suponemos que la carga superficial de las ISD se mantiene constante, considerando que el potencial de equilibrio que alcanzan las partículas debido a la captura de electrones es $\Phi_{eq} = -10.37$ V, el cual se mantiene constante durante su recorrido a través del Sistema Solar, lo que conlleva a una carga eléctrica constante a pesar de las variaciones en la velocidad y la densidad del viento solar.
- Suponemos la existencia de una estructura de 2 choques (choque de proa y choque terminal) para el modelo heliosférico usado.
- Suponemos que la polaridad del campo magnético en el modelo de Parker es constante. Igualmente, suponemos que el campo no tiene variaciones temporales (es estacionario).
- No se consideran fuerzas gravitacionales externas al Sol.

Índice general

Agradecimientos	2
Resumen	5
Abstract	8
Objetivos	I
Suposiciones	II
Lista de Figuras	VI
Lista de tablas	X
Lista de Tablas	X
Abreviaturas	XI
Constantes	XII
Variables	XIII
1. Polvo Interestelar en el Sistema Solar	1
1.1. Introducción	1
1.2. Propiedades básicas de las ISD: Diferencias entre diversos tipos de polvo	2
1.2.1. IDP	3
1.2.2. Polvo interestelar	4
1.3. Detecciones <i>in-situ</i> de partículas de polvo interestelares.	6
1.3.1. Helios I	8
1.3.2. Galileo	10
1.3.3. Ulysses	12
1.3.4. Cassini	14
1.3.5. Stardust	16

1.4. Criterios de identificación de impactos producidos por partículas de polvo interestelar	16
2. La Heliosfera y el Medio Interestelar Local	18
2.1. Introducción	18
2.2. Medio interestelar	19
2.2.1. Producción de polvo en el ISM	20
2.3. El Medio Interestelar Local: Nuestro Vecindario Solar	23
2.3.1. La Nube Interestelar Local (LIC)	25
2.4. Polvo interestelar en la LIC	27
2.5. La heliosfera y su estructura	27
2.6. Mediciones en el cruce de la heliopausa	30
2.7. Datos del ISM utilizados en esta tesis	30
3. Inyección de polvo interestelar en la heliosfera	33
3.1. Introducción	33
3.2. Modelo heliosférico	34
3.3. Mecanismos básicos de carga en el ISM	34
3.3.1. Corrientes principales	37
3.4. Propiedades de las ISD que logran ingresar a la heliosfera	40
4. Procesos de carga en el medio interplanetario	44
4.1. Corriente fotoelectrónica	45
4.2. Corrientes debidas a la emisión secundaria de electrones	46
4.3. Captura de electrones e iones	47
4.4. Eficiencia de los diferentes mecanismos de carga (evaluación)	50
4.4.1. Potencial de equilibrio y tiempos de carga por emisión fotoelectrónica.	50
4.4.2. Potencial de equilibrio y tiempos de carga por emisión secundaria	52
4.4.3. Potencial de equilibrio y tiempos de carga por captura electrónica	53
5. Dinámica de las ISD	58
5.1. Dinámica en la heliosfera	58
5.1.1. Fuerza gravitacional y fuerza de presión de radiación	59
5.1.2. Fuerza de Lorentz	60
5.1.3. Ecuación de movimiento resultante	61
5.2. Modelo de campo magnético interplanetario	62
5.3. Solución de la ecuación de movimiento	63
5.3.1. Aplicación del método RK4	64
5.4. Condiciones iniciales y suposiciones básicas	65
6. Dinámica de las ISD en el medio interplanetario (resultados)	70
6.1. Balance de fuerzas	70

6.1.1. Fuerza gravitacional + fuerza de presión de radiación	70
6.1.2. Fuerza de Lorentz	71
6.2. Trayectorias generales de las ISD en la heliosfera	73
6.3. Velocidades	77
7. Discusión de resultados	80
8. Conclusiones y trabajo futuro	86
8.1. Trabajo futuro	89
A.	90
A.1. Número de electrones capturados por una partícula de polvo en el medio interplanetario	90
Bibliografía	92

Índice de figuras

1.1. Partículas de polvo cósmico de la altura atmosférica de la Tierra vistas bajo el microscopio electrónico: a) partícula de polvo compuesta por silicatos pegada a una esfera de óxido de aluminio; b) partícula de varios tipos de silicatos y carbono probablemente de origen meteorítico; c) esfera de vidrio parcialmente cubierta del gel usado en las trampas de partículas de las sondas y satélites espaciales, y d) partícula de vidrio con incrustaciones de hierro, níquel y sulfuros, proveniente del medio interestelar. Para más detalle ver http://areas.geofisica.unam.mx/ciencias_espaciales/modulos/files/misterios_jupiter.pdf , (Flandes, 2007)	5
1.2. Esquema de Helios I con los dos sensores idénticos de polvo. El sensor B (también llamado sensor eclíptico) es sensible a las partículas de polvo en órbitas de baja inclinación, mientras que el sensor A (sensor sur) sensible a las partículas que provienen del sur de la eclíptica.	10
1.3. Segmentos de trayectorias de Helios I (azul), Galileo (rojo) y Cassini (verde) favorables para la identificación de ISDs. El Sol está en el centro y el plano X-Y es el plano de la eclíptica. Las flechas representan el flujo interestelar y las líneas punteadas representan los conos β (Krüger et al., 2019)	11
1.4. Trayectoria de Ulysses en coordenadas eclípticas, el Sol se encuentra en el centro. Las órbitas de la Tierra y de Júpiter están sobre el plano de la eclíptica, se puede ver que la trayectoria inicial de Ulysses se encontraba en el plano de la eclíptica, (Krüger, Harald et al., 2019)	12
1.5. Trayectoria de Ulysses y la geometría de la detección del polvo. La trayectoria de Ulysses después de su acercamiento más cercano a Júpiter se desvía hacia una órbita inclinada a 80° hacia la eclíptica (Grün et al., 1993).	14
2.1. Descripción de la envoltura circunestelar de una estrella AGB rica en oxígeno. Se indican varios procesos químicos dependiendo de la temperatura y la distancia radial de la estrella en la envoltura, (Decin et al., 2010).	22

2.2.	Nuestro “Vecindario Solar”, mostrado en escala logarítmica. El Sistema Solar incluye los principales planetas, el cinturón de asteroides (AB), el cinturón de Kuiper (KB) y la nube de Oort (OC). Se muestra también la estructura de la heliosfera; el choque terminal (TS), la heliopausa (HP) y el Bow Shock (BS). En seguida se tiene la nube interestelar local (LIC) y la galáctica (G), las cuales están envueltas en la burbuja local (LB) Mewaldt et al. (2001)	25
2.3.	Movimiento relativo del Sol con respecto a la nube interestelar local.	26
2.4.	Esquema de la heliosfera global creada por el viento solar supersónico que desvía el flujo interestelar alrededor del Sol. Los iones y átomos neutros interestelares fluyen con una velocidad relativa al Sol de aproximadamente 26 km/s (Liewer et al., 2000)	29
2.5.	Velocidad del plasma del medio interplanetario detectada por Voyager 2 entre mayo y diciembre del 2018. La línea roja discontinua marca la fecha en la cual Voyager 2 cruzó al medio interestelar (5 de noviembre del 2018).	31
2.6.	Orientación del campo magnético detectado por Voyager 2 entre el 5 de mayo de 2018 y el 28 de agosto del 2019. La línea roja discontinua marca la fecha en la cual Voyager 2 cruzó la heliopausa (5 de noviembre del 2018).	32
3.1.	Se puede observar el potencial de equilibrio (Φ_{eq}) que alcanzan las ISD con diferentes radios en la región del BS y la heliopausa. La línea azul corresponde al caso hipotético $G_0 = 0$, la línea verde corresponde al caso extremo de $G_0 = 1$ y la línea naranja corresponde al caso más realista con $G_0 = 0.5$	41
3.2.	Radio de giro (r_L) vs radio de las partículas ISD usando un factor de compresión de $r = 2$ (panel superior) y $r = 5$ (panel inferior). Las líneas discontinuas azules corresponden al radio de giro en el BS con $G_0 = 0.5$, las líneas continuas azules representan el radio en la heliopausa con $G_0 = 0.5$. Mismo caso para las líneas discontinuas y continuas naranjas pero con un umbral $G_0 = 1$. La línea punteada roja marca el valor mínimo de r_L que deben de tener las partículas para poder atravesar la heliosfera.	43
4.1.	Tiempo de carga, τ , por emisión fotoelectrónica en función del radio, a y la distancia heliocéntrica dada en unidades astronómicas. Cada color representa un radio de partícula ISD diferente, $0.6 \leq a \leq 3.5 \mu m$.	51
4.2.	Eficiencia como función de la energía incidente de los electrones para partículas de silicatos, SiO_x . La línea azul discontinua indica la eficiencia máxima y la energía incidente de electrones correspondiente a esa máxima eficiencia para silicatos.	52
4.3.	Ajuste de la temperatura usando una ley de potencias del tipo $y = CR^\alpha$, donde $C = 1.476 \times 10^5 \pm 1.582 \times 10^2$ y $\alpha = -4.448 \times 10^{-1} \pm 8.666 \times 10^{-4}$	54

4.4.	Tiempo (en segundos) que le toma a una ISD alcanzar su potencial de equilibrio, ϕ_{eq} , considerando únicamente la corriente debida a la captura de electrones. Se puede observar la dependencia con la distancia heliocéntrica. Cada color representa un radio de partícula ISD diferente, $0.6 \leq a \leq 3.5 \mu m$	55
4.5.	Potencial de equilibrio Φ_{eq} que alcanza una partícula de radio $a = 0.1 \mu m$ considerando únicamente una corriente eléctrica debida a la captura de electrones en función de la distancia heliocéntrica. Φ_{eq} fue calculado con la ecuación 4.7 propuesta por Spitzer (1941).	56
5.1.	Sistema de referencia heliocéntrico eclíptico usado en esta tesis. Se observan la dirección inicial para la posición y la velocidad inicial de la partícula ISD.	67
5.2.	Componentes y magnitud de la velocidad del viento solar (protones) medido por Voyager 2 en un periodo de tiempo que va de 1979 - 1993 y entre 5 - 35 UA con una resolución de horas. La curva gris representa los datos de la velocidad en la dirección radial, mientras que la curva azul marino son los mismos datos pero filtrados con una media móvil para resaltar el perfil de velocidad en esa dirección. La curva roja y azul clara representan la componente tangencial y normal de la velocidad del viento solar. La línea negra es el perfil de manchas solares indicando la variación del ciclo solar (del ciclo 21 al 22). Se observa que a lo largo del ciclo solar la velocidad del viento solar es en promedio casi constante. La línea roja punteada indica el promedio de la velocidad del viento solar.	69
6.1.	$ F_{rad+G} $ vs. distancia heliocéntrica para $0.6 \leq a \leq 3.5 \mu m$	71
6.2.	$ F_L $ vs. distancia heliocéntrica para $0.6 \leq a \leq 3.5 \mu m$	72
6.3.	$ F_L / F_{rad+G} $ vs. distancia heliocéntrica para $0.6 \leq a \leq 3.5 \mu m$	73
6.4.	Proyección de la trayectoria de las partículas ISD con diferentes radios sobre el plano de la eclíptica o el plano XY a través de la heliosfera en un periodo de 82 años.	74
6.5.	Proyección de la trayectoria de las partículas ISD con diferentes radios sobre el plano XZ a través de la heliosfera en un periodo de 82 años.	74
6.6.	Proyección de la trayectoria de las partículas ISD con diferentes radios sobre el plano ZY a través de la heliosfera en un periodo de 82 años.	75
6.7.	Trayectoria de partículas ISD con $a = 0.6 \mu m$ y $a = 3.5 \mu m$ representadas por la línea azul y roja respectivamente en un intervalo de tiempo de ≈ 82 años. El plano de la eclíptica está representado por el plano gris, el Sol está representado por el círculo amarillo justo en la intersección de los ejes coordenados XYZ. Las líneas sólidas representan la dinámica por encima del plano de la eclíptica, mientras que las líneas discontinuas representan la dinámica por debajo del plano.	76

-
- 6.8. Componentes de la velocidad versus tiempo de tránsito dado en años para $a = 0.6 \mu m$ (panel superior) y $a = 3.5 \mu m$ (panel inferior). La línea roja en ambos casos señala la distancia de máximo acercamiento al Sol en radios solares. 77
- 6.9. Velocidad de las ISD en su tránsito por el Sistema Solar en función de la distancia heliocéntrica. v_0 ($= 26$ km/s) indica la velocidad inicial propuesta con la que ingresan las partículas ISD con base en la velocidad relativa del flujo interestelar. La región gris indica la zona de confinamiento de las partículas de acuerdo a la velocidad de escape. 79
- 7.1. Componente radial (verde) y azimutal (roja) del campo magnético interplanetario descrito por el modelo de Parker (1958) en función de la distancia heliocéntrica. Se observa que la componente tangencial (línea roja) domina después de ≈ 1 UA ya que decae como $1/R$, mientras que la componente radial (línea verde) decae como $1/R^2$ 82
- 7.2. Radio de giro de las partículas ISD dado en UA vs la distancia heliocéntrica. Se utilizó la hipótesis de que $|\mathbf{V}| \perp B_\Phi$, donde $|\mathbf{V}|$ es la magnitud de la velocidad de las partículas ISD en el medio interplanetario. 84

Índice de tablas

1.1. Principales características y propiedades de las partículas de polvo interplanetarias e interestelares	6
1.2. Se muestra una descripción general de las misiones que han detectado partículas de polvo interestelares, su periodo y la distancia al Sol (Sterken et al., 2012).	8
2.1. Contribución de partículas de polvo interestelar de diversas fuentes (Jones & Nuth, 2011; Jones et al., 1997)	23
2.2. Propiedades de la LIC (Nota: la dirección β , λ y velocidad v se toman <i>río abajo</i> en coord. eclípticas)	26
3.1. Condiciones iniciales del plasma (LIC) que se introducen al programa. n_e es la densidad de electrones, T es la temperatura del plasma de la nube interestelar local, B es el campo magnético entre el BS y la heliopausa, r es el factor de compresión y G_0 es el rendimiento promedio de la intensidad ultravioleta incidente normalizado al flujo de fondo interestelar promedio dado por Draine & Salpeter (1979a), definido en la ecuación 3.9	40
3.2. Condiciones iniciales de las partículas ISD que se introducen en el programa. Se consideran partículas esféricas cuya composición principal es de silicatos. Se varía el radio a de las ISD, y v_{\perp} es la velocidad perpendicular al campo magnético interestelar de la partícula ISD.	41
4.1. Parámetros de emisión secundaria reportados para materiales seleccionados por Draine & Salpeter (1979b)	47
5.1. Condiciones iniciales para las posiciones y velocidades de las partículas ISD para determinar su dinámica en el IPM.	68
7.1. Radios, β_r , Q/m_p y r_L de las partículas ISD.	81

Abreviaturas

AGB	A symptotic G iant B ranch
AU	A stronomical U nit
BS	B ow S hock
CDA	C osmic D ust A nalyzer
CI	C ondritas I vuna
FUV	F ar U ltra V iolet
HCS	H eliospheric C urrent S heet
IDP	I nterplanetary D ust P article
IMF	I nterplanetary M agnetic F ield
ISD	I nter S tellar D ust particle
LB	L ocal B ubble
LIC	L ocal I nterstellar C loud
LISM	L ocal I nterstellar M edium
SN	S upernova
SS	S istema S olar
UA	U nidad A stronómica
VLISM	V ery L ocal I nterstellar M edium
VS	V iento S olar

Constantes

Nombre	Símbolo	Valor
Constante de Gravitación Universal	G	$6.673 \times 10^{-11} \text{ Nm}^2\text{kg}^{-2}$
Constante de Boltzman	k	$1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$
Permitividad del vacío	ϵ_0	$8.8541 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{Nm}^2$
Permeabilidad magnética del vacío	μ_0	$4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$
Velocidad de la luz	c	$3 \times 10^8 \text{ m/s}$
Carga elemental	e	$1.60217662 \times 10^{-19} \text{ C}$
Masa del electrón	m_e	$9.1094 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Masa solar	M_\odot	$1.989 \times 10^{30} \text{ kg}$
Radio Solar	R_\odot	$6.96 \times 10^8 \text{ m}$
Velocidad angular del Sol	Ω_\odot	$2.865 \times 10^{-6} \text{ rad/s}$
Micrómetro	μm	$1 \times 10^{-6} \text{ m}$
Unidad Astronómica	UA	$1.496 \times 10^{11} \text{ m}$
Parsec	pc	$3.085 \times 10^{16} \text{ m}$

Variables

Nombre	Símbolo
Beta del plasma	β
Capacitancia	C
Campo magnético del LISM	B_{LISM}
Campo magnético del viento solar	B_{sw}
Carga eléctrica de las ISD	Q
Carga eléctrica de equilibrio	Q_{eq}
Cociente entre fuerza de presión de radiación y gravitacional	β_r
Corriente debida a la emisión de fotoelectrones	I_ν
Corriente debida a la captura de electrones o iones	$I_{e,i}$
Corriente debida a la emisión secundaria de electrones	I_{sec}
Densidad de las partículas ISD	ρ
Densidad de electrones	n_e
Densidad de núcleos de Hidrógeno	n_H
Distancia heliocéntrica	R
Factor de eficiencia de la presión de radiación	q_{pr}
Masa de las partículas ISD	m_p
Número atómico	Z
Potencial superficial de las ISD	Φ
Potencial de equilibrio	Φ_{eq}
Radio de las partículas ISD	a
Radio de giro o de Larmor	r_L
Sección transversal de las ISD	σ_g

Temperatura del viento solar	T_{sw}
Tiempo de carga de las ISD	τ
Velocidad del viento solar	V_{sw}
Velocidad del choque interestelar	V_s
Velocidad de electrones o iones	$V_{e,i}$
Velocidad de escape	V_e

Capítulo 1

Polvo Interestelar en el Sistema Solar

1.1. Introducción

Al igual que los fotones provenientes de una estrella, de una galaxia o de un planeta, el polvo interestelar (ISD) nos permite obtener información de fuentes remotas o inaccesibles, por tal motivo, su estudio es de gran relevancia.

El polvo interestelar es una componente esencial del medio interestelar (ISM) ya que nos puede dar un mayor entendimiento de la formación y evolución estelar, así como en la formación de planetas, y por lo tanto de la galaxia misma. Es probable que la gran mayoría del polvo interestelar provenga de las atmósferas estelares frías, las novas y las explosiones de supernovas ([Ciolek & Mouschovias, 1993](#)) y que la mayor aportación de polvo en la galaxia provenga de estrellas tipo M ([Krishna Swamy, 2005](#)).

El término medio interestelar se usa para denotar al campo magnético interestelar y a la materia difusa en forma de gas y polvo que existe entre las estrellas. La materia interestelar constituye una gran fracción ($\sim 20\%$) de la masa visible total de la galaxia ([Krishna Swamy, 2005](#)). La existencia del medio interestelar se reveló ya que la radiación de las estrellas es modificada debido a sus componentes.

Aproximadamente el 40 % de los elementos pesados de la galaxia ($Z > 2$, donde Z es el número atómico) se han identificado en las partículas de polvo interestelares. Estas son el principal vehículo de materia a través de la galaxia. La materia interestelar (gas y polvo) pudo haber enriquecido el Sistema Solar desde su formación, por ejemplo, el Sol, en su camino alrededor del centro galáctico ha atravesado muchas nubes moleculares llenas de polvo a lo largo de ~ 4500 millones de años. Actualmente, el Sol se mueve a través de una nube incrustada en el medio caliente de la burbuja local (Holzer, 1989) o nube interestelar local (LIC). Esta es una nube de plasma polvoriento de unos cuantos parsecs, cuya densidad de electrones es aproximadamente de 0.1 cm^{-3} y su temperatura es de alrededor de 10^4 K .

Equivalentemente a las observaciones astronómicas, las detecciones *in-situ* de las ISD nos permiten descifrar la información asociada a las partículas para entender su fuente de origen y sus propiedades tanto químicas como físicas. Grün et al. (1993) reportaron la detección de las primeras partículas de polvo interestelares en el Sistema Solar, las cuales fueron medidas con el detector de polvo de la nave espacial Ulysses. Más tarde se detectaron más partículas ISD en los datos de las naves Galileo, Helios y Cassini (Baguhl et al., 1996; Altobelli et al., 2006; Altobelli et al., 2003).

Las partículas de polvo interestelares se encuentran inmersas en el gas de la LIC, por lo que comparten, en promedio, las propiedades dinámicas generales del gas de esta nube. Asimismo, las ISD que logran ingresar al Sistema Solar resultan del movimiento relativo del Sol con respecto a la LIC y su velocidad coincide con la velocidad relativa entre ambos, $\sim 26 \text{ km/s}$ (Witte et al., 1993).

1.2. Propiedades básicas de las ISD: Diferencias entre diversos tipos de polvo

Llamamos polvo a cualquier agregado sólido con un tamaño que va desde los nanómetros (algunas moléculas) hasta las fracciones de centímetros ($10^{-9} \text{ m} \lesssim$

$a \lesssim 10^{-3} m.$) y, en algunos casos, pocos centímetros. Un gran número de sondas espaciales, tales como Ulysses, Stardust, Galileo y Cassini, han logrado hacer mediciones *in-situ* en distancias heliocéntricas entre 0.3 y 9 UA, para poder determinar las propiedades físicas y químicas del polvo interplanetario o interestelar y estimar órbitas específicas con lo cual se ha podido determinar algunas de las fuentes de estas partículas, (Sterken et al., 2012). En general, las partículas de polvo encontradas en nuestro Sistema Solar pueden ser de origen local (interplanetarias, IDP) o extrasolares (interestelares, ISD). Estos dos grupos se diferencian por su composición elemental y su dinámica, aunque su composición genérica corresponde a los silicatos (SiO_x), algunos metales como hierro y aluminio, y minerales afines al carbono o carbonáceos.

1.2.1. IDP

La existencia de partículas de polvo interplanetarias se dedujo de las observaciones de la *Luz zodiacal* que se observa como una cuña luminosa en el horizonte al amanecer y al atardecer. La luz zodiacal es el resultado de la dispersión de la luz Solar y la emisión térmica de las partículas de polvo a lo largo del plano de la eclíptica (i.e., el plano formado por el conjunto de puntos de la órbita de la Tierra alrededor del Sol) que decrece conforme nos vamos alejando del Sol.

Las partículas de polvo interplanetarias tienen su origen principalmente en los cometas y, en menor medida, son producto de procesos asociados a asteroides, lunas y planetas, por ejemplo a través de impactos meteoríticos o aún erupciones volcánicas como en la luna de Júpiter, Ío (Flandes et al., 2011; Flandes, 2004). Por definición, el polvo interplanetario está ligado gravitacionalmente al Sol. Puede estar simplemente en órbita alrededor de él o ligado a cualquier cuerpo planetario.

Algunas de las propiedades básicas del polvo interplanetario se han derivado de las mediciones directas de partículas capturadas en la atmósfera alta o en las cercanías de la Tierra y aún en su superficie (ver Figura 1.1). Por ejemplo, se pueden encontrar partículas en los casquetes polares terrestres, donde se acumulan

una gran cantidad de ellas y que, generalmente, van desde 3 a 100 μm de tamaño (Leinert & Grün, 1990), dicho rango de tamaños coincide con los tamaños de partículas que se han observado en la nube zodiacal entre (1-100 μm). Con estas mediciones, se logró determinar que las partículas de polvo tipo condrítico, en particular las carbonáceas con masas que van desde los $10^{-14} - 10^{-8} kg$, dominan el medio interplanetario, (Divine et al., 1986; Brownlee, 1978).

1.2.2. Polvo interestelar

Cerca de la órbita de Júpiter, la nave Ulysses de la NASA detectó partículas que impactaban en sus analizadores de polvo con velocidades $\gg 15$ km/s (Krishna Swamy, 2005), que parecían ser mayores a la velocidad de escape (V_e) del Sistema Solar a esa distancia heliocéntrica ($R = 5.4$ UA, $V_e \approx 18$ km/s). Además, se observó que la órbita de estas partículas era retrógrada (en sentido horario, visto desde el polo norte solar) en contraste con las partículas de polvo interplanetarias, y en la misma dirección del flujo de gas interestelar. Gracias a este tipo de mediciones sabemos que existen partículas de polvo interestelares que atraviesan continuamente el Sistema Solar desde todas las latitudes por encima del plano de la eclíptica, a diferencia de las partículas interplanetarias que, esencialmente, se concentran en el plano de la eclíptica (Altobelli et al., 2016a; Baguhl et al., 1995).

En la Figura 1.1 .d se puede observar una partícula de vidrio con incrustaciones de hierro, níquel y sulfuros proveniente del medio interestelar, la cual fue observada a la altura de la Tierra.

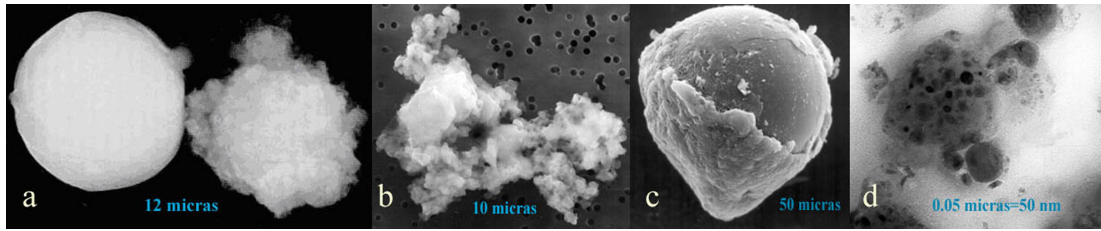


FIGURA 1.1: Partículas de polvo cósmico de la altura atmosférica de la Tierra vistas bajo el microscopio electrónico: a) partícula de polvo compuesta por silicatos pegada a una esfera de óxido de aluminio; b) partícula de varios tipos de silicatos y carbono probablemente de origen meteorítico; c) esfera de vidrio parcialmente cubierta del gel usado en las trampas de partículas de las sondas y satélites espaciales, y d) partícula de vidrio con incrustaciones de hierro, níquel y sulfuros, proveniente del medio interestelar. Para más detalle ver http://areas.geofisica.unam.mx/ciencias_espaciales/modulos/files/misterios_jupiter.pdf, (Flandes, 2007)

Grün et al. (1994a) determinaron que las partículas de polvo interestelares más abundantes dentro de la heliosfera, la cual es el límite del Sistema Solar, tienen masas entre 3×10^{-16} kg, correspondientes a radios de $\approx 0.3 \mu\text{m}$ y densidades de 2500 kg/m^3 considerando partículas esféricas.

Además, la composición típica de las ISD, resulta ser de silicatos y materiales carbonáceos (Sterken et al., 2012). En la Tabla 1.1 se muestran las principales características tanto físicas como químicas de las IDPs y de las ISDs.

TABLA 1.1: Principales características y propiedades de las partículas de polvo interplanetarias e interestelares

Característica	IDP	ISD
Fuentes	Asteroides, cometas, lunas, planetas y volcanes	Atmósferas estelares frías (p.e., gigantes tipo M), novae y explosiones de supernova.
Órbitas	Prógradas: Ligadas al Sol, planetas y cuerpos menores.	Retrógradas, hiperbólicas,
Concentración preferente	Principalmente en el plano de la eclíptica	Sin preferencia/diversas latitudes.
Masa promedio	$10^{-14} - 10^{-8} \text{ kg}$	$3 \times 10^{-16} \text{ kg}$.
Radio promedio	1-100 μm	$\approx 0.3 \mu\text{m}$
Composición típica	Condritico/carbonáceo	SiO_x y materiales carbonáceos

1.3. Detecciones *in-situ* de partículas de polvo interestelares.

La evidencia de que las partículas interestelares ingresan continuamente al Sistema Solar proviene de las mediciones *in-situ* de polvo realizadas por diversas naves espaciales, entre ellas Ulysses, Stardust, Galileo y Cassini (en la Tabla 1.2 se presentan las misiones espaciales que han detectado partículas de polvo interestelares), aunque en realidad, el principal objetivo de estos experimentos realizados por las naves espaciales era estudiar la dinámica y composición de las partículas interplanetarias para ayudar a determinar el origen. La detección de partículas ISD

con los detectores de estas naves fue, en cierta forma, algo inesperado. Las mediciones *in-situ* de las ISD se han hecho en un rango de distancias entre 0.3–9 UA y por lo mismo, las detecciones de las ISD corresponden también a este rango de distancias. Un aspecto que debe tomarse en cuenta es que existen varias limitaciones en el detector de polvo, entre ellas, la sensibilidad y la posición del detector en la nave, ya que las partículas deben de alcanzar la posición del detector y golpear el área sensible para su detección, lo cual hace que el rango de partículas observadas sea restringido sólo a ciertos tamaños y ciertas velocidades. Por otro lado, debe considerarse la técnica de detección. Por ejemplo, en el caso de las naves Ulysses, Galileo y Cassini los detectores (CA y CDA) se basaban en la ionización generada por el impacto de una partícula de polvo a varios kilómetros por segundo sobre el blanco de composición conocida, que es justo a lo que se conoce como ionización por impacto. El impacto genera una nube de plasma cuyas cargas son separadas en corrientes eléctricas de signos contrarios que se miden directamente para estimar la velocidad del impacto y la masa de la partícula (Goeller & Gruen, 1985). Además, con la ayuda de un espectrómetro de masas, un detector de ionización por impacto puede estimar la composición química de los granos de polvo (Srama et al., 2004).

TABLA 1.2: Se muestra una descripción general de las misiones que han detectado partículas de polvo interestelares, su periodo y la distancia al Sol (Sterken et al., 2012).

Misión	Periodo	Distancia (UA)	Referencia
Helios	1974 - 1980	0.3 – 1	Altobelli et al. (2006)
Ulysses	1992 – 2007	2.7 – 5.4	Grün et al. (1994b); Baguhl et al. (1996); Landgraf et al. (2001); Krüger et al. (2007)
Galileo	1989 – 1996	0.7 – 5.4	Baguhl et al. (1996); Altobelli et al. (2005)
Cassini	1999	0.7 – 1.2	Altobelli et al. (2003)
Stardust	1999 – 2003	1 – 2.7	Krüger et al. (2004)

A continuación se presenta una descripción general de las mediciones hechas por Helios, Ulysses, Galileo, Stardust y Cassini.

1.3.1. Helios I

Helios I (también Helios A) es una de las dos naves de la misión Helios que orbitaron alrededor del Sol entre la órbita de Mercurio y la de la Tierra entre 1974 y 1985, (Gosling, 1985). El objetivo principal de la misión era realizar mediciones del campo magnético interplanetario, el viento solar, la radiación cósmica, la luz zodiacal y la distribución de las partículas de polvo interplanetarias. Ambas naves contaban con Analizadores de Micro-meteoroides con los cuales se pudo estudiar el flujo de polvo cósmico en este rango de órbitas y ofreció la oportunidad de monitorear el flujo de ISDs más cerca del Sol que las misiones Cassini y Galileo.

La trayectoria de Helios I se encontraba dentro del plano de la eclíptica. La excentricidad de la órbita elíptica fue $e \approx 0.56$, el perihelio se encontraba a 0.31 UA

del Sol, y el afelio a 0.98 UA. El periodo de la órbita fue de ≈ 190 días (Altobelli et al., 2006).

La nave giraba alrededor de su eje de la antena (perpendicular al plano de la eclíptica), la rotación era parametrizada por el ángulo azimutal θ , con un periodo de rotación de un segundo. La nave llevaba (ver el esquema de la Figura 1.2) dos detectores de polvo: el sensor eclíptico que estaba expuesto a la luz solar, y el sensor sur que estaba protegido de la luz solar directa por la nave misma (Dietzel et al., 1973; Altobelli et al., 2006). El origen de θ se eligió de tal manera que para ambos detectores de polvo $\theta = 90^\circ$ indicara la dirección del Sol y $\theta = 0^\circ$ diera la dirección perpendicular hacia el extremo de la nave (Altobelli et al., 2006).

El mecanismo físico del detector de polvo de Helios I está basado en la ionización de impacto generado por el impacto de un proyectil de alta velocidad en un objetivo sólido, tal cual se mencionó anteriormente (Dietzel et al., 1973). De aquí, tanto la masa del proyectil como la velocidad del impacto se pueden derivar. Además, el instrumento de Helios I tuvo el primer subsistema de espectrómetro de masas que fue lanzado al espacio, proporcionando información sobre la composición química del proyectil.

Entre el 19 de diciembre de 1974 y el 2 de enero del 1980, los sensores de Helios I transmitieron los datos de 235 impactos de polvo a la Tierra (Grün, 1981). Se identificaron 27 impactos de partículas interestelares a lo largo de 10 órbitas. Los impactos de partículas interestelares se pudieron separar de los impactos de partículas de polvo interplanetarias ya que la carga de impacto excedía los 2×10^{-12} C durante periodos limitados en la órbita de Helios I, (Altobelli et al., 2006).

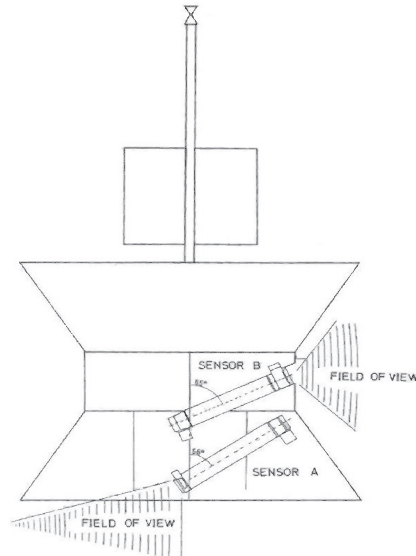


FIGURA 1.2: Esquema de Helios I con los dos sensores idénticos de polvo. El sensor B (también llamado sensor eclíptico) es sensible a las partículas de polvo en órbitas de baja inclinación, mientras que el sensor A (sensor sur) sensible a las partículas que provienen del sur de la eclíptica.

1.3.2. Galileo

La nave espacial *Galileo* fue lanzada el 18 de octubre de 1989. Entre 1990 y 1993, la nave espacial Galileo atravesó el medio interplanetario entre la órbita de Venus y Marte, realizando sobrevuelos en la Tierra, Venus y el asteroide Gasptra para así poder ganar energía y alcanzar Júpiter en Diciembre de 1995 (Baguhl et al., 1996).

Galileo fue una nave espacial giratoria cuyo eje de antena estaba orientado antiparalelo al eje de giro positivo. Desde su lanzamiento y hasta 1993, la antena apuntó hacia el Sol, posteriormente, la antena se orientó hacia la Tierra.

El detector de polvo de Galileo era un sensor de ionización de impacto. Los impactos de las partículas de polvo sobre el objetivo del detector generaban una mezcla de fragmentos de partículas (eyecta) y un plasma de impacto. Después de la separación en un campo eléctrico, los electrones e iones del plasma eran recolectados en el objetivo de impacto y en la rejilla de iones, respectivamente (Altobelli et al., 2005). Los amplificadores sensibles a la carga, los cuales estaban conectados a la

red de iones y al objetivo de impacto, se encargaban de monitorear la evolución del plasma, de ahí que el detector se encargaba de medir el flujo de partículas de polvo, la dirección de impacto, velocidad y masa de las partículas que impactaban (Grün et al., 1995). Éste es casi idéntico al detector de polvo de Ulysses.

Entre 1990 y 1993, el detector de polvo de Galileo registró 517 impactos de partículas de polvo, de los cuales 115 se identificaron como interestelares (Krüger et al., 2019). En ese periodo de tiempo (durante su misión interplanetaria), tres segmentos orbitales tenían una geometría de detección que permitía la identificación de polvo interestelar. Éstos están representados por las curvas rojas en la Figura 1.3. La misión concluyó el 21 de septiembre del 2003 cuando la nave fue proyectada dentro de la atmósfera de Júpiter.

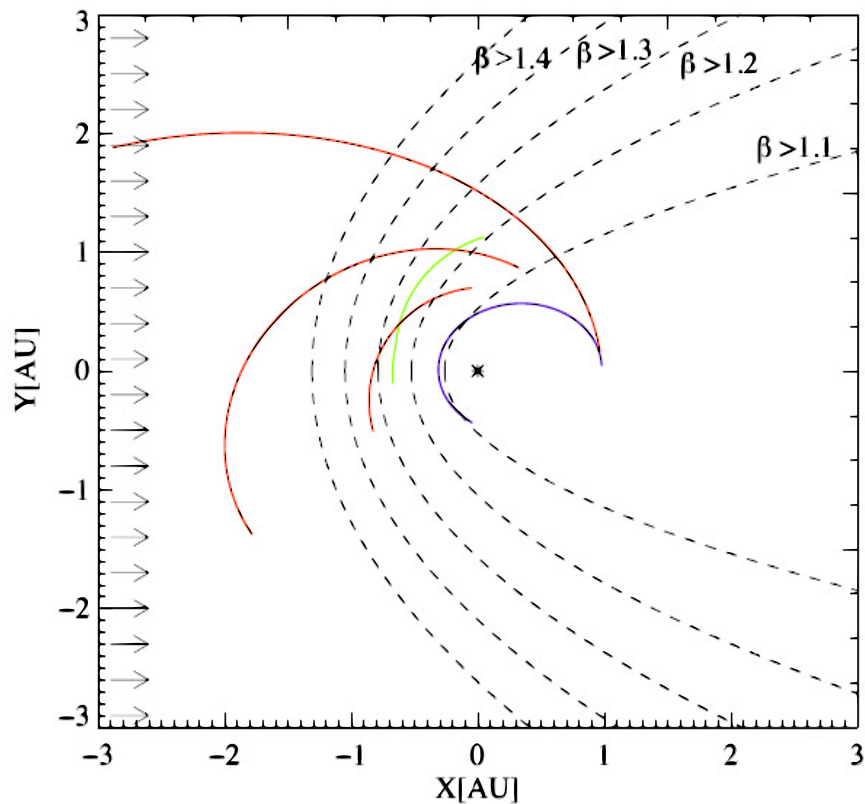


FIGURA 1.3: Segmentos de trayectorias de Helios I (azul), Galileo (rojo) y Casini (verde) favorables para la identificación de ISDs. El Sol está en el centro y el plano X-Y es el plano de la eclíptica. Las flechas representan el flujo interestelar y las líneas punteadas representan los conos β (Krüger et al., 2019)

1.3.3. Ulysses

La nave Ulysses fue lanzada el 6 de octubre de 1990. El detector de polvo a bordo de Ulysses era similar al de la nave Galileo. Se trataba de un detector de ionización por impacto el cual medía la velocidad de los iones, electrones y la carga total de ionización producida por el impacto de una partícula, para así poder determinar la velocidad y la masa de la partícula que impactaba (Grün et al., 1993).

Ulysses se encontraba girando con un periodo de 5 revoluciones por minuto. La trayectoria de Ulysses se puede ver en la Figura 1.4.

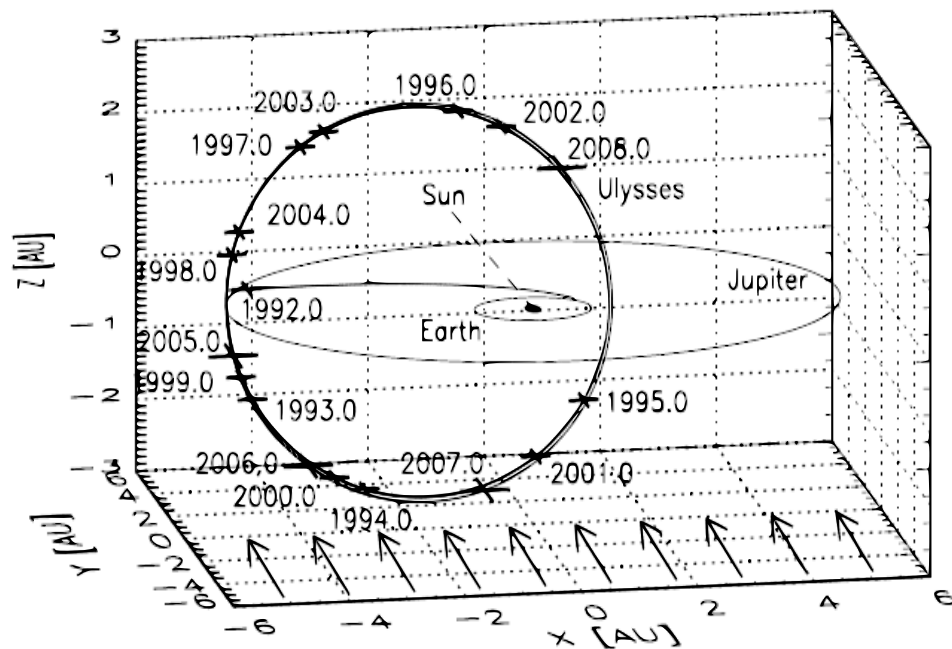


FIGURA 1.4: Trayectoria de Ulysses en coordenadas eclípticas, el Sol se encuentra en el centro. Las órbitas de la Tierra y de Júpiter están sobre el plano de la eclíptica, se puede ver que la trayectoria inicial de Ulysses se encontraba en el plano de la eclíptica, (Krüger, Harald et al., 2019)

La primera detección *in-situ* de partículas de polvo interestelares en el Sistema Solar fue hecha por Ulysses en 1993 (Grün et al., 1993), después de que la nave sobrevoló por Júpiter para ganar impulso y poder ser colocada en una órbita inclinada (79°) alrededor del Sol (ver Figuras 1.4 y 1.5) y casi perpendicular a la

entrada del flujo de las ISDs, permitiendo la identificación de las ISDs, ya que se esperaba una contribución de ISD en latitudes altas respecto a la eclíptica. El detector de polvo de Ulysses detectó impactos de partículas submicrométricas y micrométricas ($0.02 \mu m - 10 \mu m$) cuyo rango de masas va de $10^{-19} - 10^{-11}$ kg, predominantemente de una dirección opuesta a la esperada por impactos de partículas de polvo interplanetarias (Grün et al., 1993).

En promedio, las velocidades de impacto excedieron la velocidad de escape local del Sistema Solar, con un rango de entre 2 y 7 km/s (Grün et al., 1994a). Consecuentemente los análisis mostraron que el movimiento de las partículas de polvo interestelares (ISD) a través del Sistema Solar fue paralelo al flujo del hidrógeno y helio interestelar neutro (Frisch et al., 1999). El experimento de gas neutro de Ulysses obtuvo mediciones precisas del flujo de helio interestelar neutro que ingresa a la heliosfera (Witte et al., 1993). Aunque el hidrógeno es la especie de gas más abundante, no llega al Sistema Solar interior, ya que es eliminado por fotoionización e intercambio de carga. Además, los procesos de filtración en la heliopausa son más eficientes para el hidrógeno que para el helio, el cual pasa a través de toda la interfaz sin verse casi afectado (Bleszynski, 1987).

A distancias equivalentes a la órbita de Júpiter (5.4 UA), las órbitas de las ISD son predominantemente retrógradas, en contraste con las IDP (prógradas), debido a la orientación de la nave y a la dirección del flujo de gas interestelar, cuya velocidad es ~ 26 km/s (Grün et al., 1993), que es mayor a la velocidad de escape del SS a $R = 5.4$ UA ($V_e \approx 18$ km/s). La dirección de las ISD es en la dirección del flujo del gas interestelar, ya que las partículas de polvo están inmersas en el gas de la nube interestelar local (ver Capítulo 2), por lo que se supone que el gas y el polvo tienen las mismas propiedades dinámicas. La dirección del flujo de gas interestelar se orienta a lo largo de una longitud eclíptica $\lambda = 259^\circ$ y una latitud eclíptica $\beta = 8^\circ$, mientras que Ulysses se encontraba en un ángulo casi recto ($\lambda = 157^\circ$) visto desde el Sol, por lo que las partículas interestelares que alcanzaron la posición de Ulysses, parecían tener órbitas retrógradas (Grün et al., 1993).

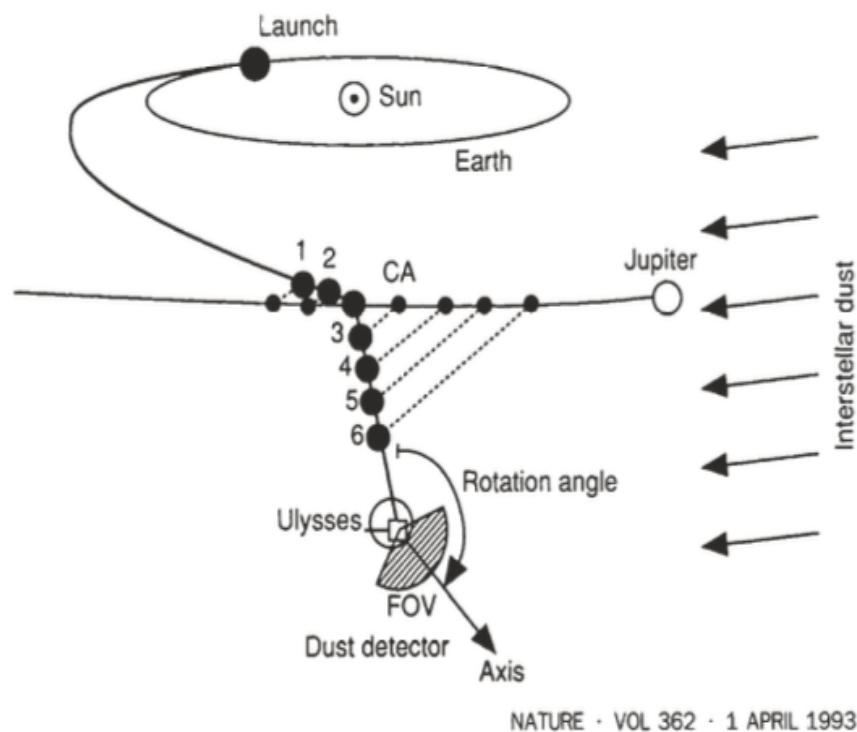


FIGURA 1.5: Trayectoria de Ulysses y la geometría de la detección del polvo. La trayectoria de Ulysses después de su acercamiento más cercano a Júpiter se desvía hacia una órbita inclinada a 80° hacia la eclíptica (Grün et al., 1993).

Además, el flujo de partículas ISD fue constante en todas las latitudes por encima del plano de la eclíptica, mientras que las partículas de polvo ISD muestran una concentración en el plano de la eclíptica. Hoy en día, el conjunto de datos de Ulysses de partículas ISD (desde 1992 hasta el 2008), es el conjunto de datos más extenso de ISD, ya que cuenta con más de 900 detecciones, las cuales abarcan casi un ciclo completo de Hale (ciclo magnético completo del Sol, el cual abarca 2 ciclos Solares, es decir, ≈ 22 años) descrito por Krüger et al. (2015) para analizar la distribución de masas y el flujo de las partículas de polvo interestelares.

1.3.4. Cassini

La nave espacial Cassini fue lanzada el 15 de octubre de 1997. Durante los 2 primeros años, Cassini sobrevoló Venus y la Tierra para obtener suficiente energía y así llegar a Saturno (Altobelli et al., 2003).

Cassini es una nave espacial con una geometría triaxial, en la cual se debe de establecer la orientación deseada del instrumento controlando la altitud de la nave. Por otra parte, la orientación de la nave se puede ajustar con respecto a un plano giratorio sobre el que está montado el detector de polvo, Cosmic Dust Analyzer (CDA). El CDA fue la siguiente generación de los detectores de polvo de Galileo y Ulysses, el cual podía medir la composición, la carga eléctrica, la masa, la velocidad de impacto, el flujo y la dirección de las partículas de polvo (Srama et al., 2004).

Las primeras mediciones del CDA, fueron hechas entre marzo y agosto de 1999, correspondientes a una distancia heliocéntrica que oscila entre 0.7 y 1.2 UA. La trayectoria de Cassini en la cual se detectaron partículas ISD se puede observar en la Figura 1.3 correspondiente a la curva verde (Altobelli et al., 2003).

Durante todo el periodo de observación, la orientación del detector de polvo estuvo lo más cerca posible de la dirección aproximada del flujo de partículas interestelares. Además, la nave se estaba moviendo hacia la dirección del flujo de partículas interestelares, lo que condujo a una alta velocidad (≈ 55 km/s) en relación con la corriente interestelar y, en consecuencia, aumentó la tasa de impacto de partículas de polvo interestelares. Por tal razón, la configuración del vuelo fue óptima para la detección de ISD.

Con el CDA, se detectó polvo interestelar dentro del sistema Saturniano por primera vez. Se identificó un total de 36 partículas ISD en un rango de distancias entre 90 - 60 radios de Saturno, gracias a su alta velocidad de entrada dentro del sistema de Saturno y a su dirección de impacto, la cual fue compatible con la dirección de flujo de polvo interestelar esperada en Saturno. El flujo de partículas promedio detectado fue de 1.5×10^{-4} m²/s con un rango de masas entre $5 \times 10^{-18} \leq m_d \leq 5 \times 10^{-16}$ kg (Altobelli et al., 2016b). Con lo anterior se determinó la distribución de masas y la composición elemental para las 36 partículas interestelares.

La composición elemental de las partículas interestelares medidas *in-situ* está basada en carbono y silicatos, en particular, las tasas de Mg/Si, Fe/Si, Mg/Fe, y Ca/Fe son en promedio del tipo de las condritas CI (condritas carbonáceas del

tipo Ivuna, cuya composición es considerada aproximadamente similar a las abundancias elementales solares o cósmicas) y similar a la composición inferida para el polvo de la Nube Local Interestelar. El análisis detallado se puede consultar en [Altobelli et al. \(2016b\)](#).

1.3.5. Stardust

Stardust recolectó más de 10^4 partículas durante el sobrevuelo que hizo el 2 de enero del 2004 a 234 km de la superficie del cometa *Wild 2*, las cuales fueron devueltas a la Tierra el 15 de enero del 2006 ([Brownlee et al., 2004](#)). El rango de tamaños de las partículas recolectadas fue de $1 - 300 \mu m$. Específicamente, el instrumento diseñado para recolectar el polvo, el Stardust Interstellar Dust Collector, capturó 7 partículas, las cuales fueron regresadas a la Tierra para analizarlas en laboratorio. El análisis consideró la composición elemental, la velocidad de impacto y la trayectoria de impacto y concluyó que el origen de estas partículas era consistente con un origen interestelar ([Westphal et al., 2014](#)).

1.4. Criterios de identificación de impactos producidos por partículas de polvo interestelar

Uno de las dificultades al analizar los datos de los diversos proyectiles en los detectores de polvo de las naves espaciales, es distinguir entre partículas de polvo interplanetarias o interestelares. La distinción entre ISD e IDPs se basa principalmente en criterios geométricos (es decir, la geometría de las órbitas de las partículas de polvo y de las naves espaciales) y en la energía liberada durante el impacto.

Los segmentos de las órbitas se eligen con base en 2 factores importantes:

a) La dirección en la que apunta el instrumento y b) la velocidad de impacto de las partículas: Esta condición es la que determina la energía que las partículas liberan durante el impacto, la cual es uno de los criterios para lograr identificar si se trata

de una IDP o una ISD. La velocidad de impacto es alta cuando la nave espacial se está moviendo aguas abajo de las ISD. Mientras la energía de impacto de las ISD será alta en dichos segmentos orbitales, la energía de impacto de las IDPs en órbitas ligadas está limitada por sus elementos orbitales y distribución de masa.

La órbita de una IDP está caracterizada por sus elementos orbitales (a, e, i, Ω, w) , donde a es el semieje mayor, e la excentricidad, i la inclinación, Ω es la longitud eclíptica del nodo ascendente, y w es el argumento del perihelio. [Altobelli et al. \(2006\)](#) proponen los siguientes criterios para poder hacer esta distinción, usando como referencia las órbitas de las IDP:

1. Todas las IDPs se mueven en trayectorias heliocéntricas prógradas ligadas.
2. Las IDPs tienen órbitas de baja inclinación ($i < 30^\circ$).
3. Se asume que el argumento del perihelio, w , está igualmente distribuido sobre $[0, 2\pi]$
4. Se asume que Ω está igualmente distribuida sobre $[0, 2\pi]$

Capítulo 2

La Heliosfera y el Medio Interestelar Local

2.1. Introducción

El Sol se mueve a través de la Nube Interestelar Local (LIC), la cual se encuentra en el borde de la Burbuja Local. El Sistema Solar (SS) emergió del interior de esta burbuja en los últimos 10^5 años (Krüger & Grün, 2008). Esta nube regula el ambiente galáctico del Sol y restringe las características físicas del medio interplanetario. La interacción y el movimiento relativo entre el Sol y su campo magnético transportado por su viento solar, con la nube local confinan al Sol y a la materia que lo rodea formando así la heliosfera (que describimos más adelante). Las ISD de la Nube local que ingresan a la heliosfera portan información de su dinámica fuera de la heliosfera, por lo que son de gran interés para comprender los procesos dinámicos en la LIC. Las partículas ISD representan el principal mecanismo de transporte de elementos pesados hacia el medio interplanetario (Li & Greenberg, 1997). Igualmente, el estudio de las ISD es elemental para comprender sus procesos de nucleación, crecimiento y tiempo de vida (Draine, 2003).

2.2. Medio interestelar

El medio interestelar o materia observable entre las estrellas de nuestra galaxia, se compone por el gas y el polvo que llena el espacio entre los sistemas estelares en las galaxias. Este polvo y gas no se encuentran distribuidos uniformemente, tienen variaciones significativas en densidad, temperatura y su estado de ionización. A menudo, a esas variaciones se les llama componentes o fases del ISM. Las 6 fases del ISM más comunes son: Las nubes moleculares, con densidades (n_H) entre $10^3 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$ y temperaturas (T_{ISM}) de ~ 10 K. Después le sigue la fase del HI frío cuya densidad es $n_H \sim 30 \text{ cm}^{-3}$ y su temperatura es $T_{ISM} \sim 100$ K. También se tiene la fase de HI tibio con $n_H \sim 0.6 \text{ cm}^{-3}$ y $T_{ISM} \sim 5000$ K. Otra es la componente de HII tibio, cuya densidad es $\sim 10 \text{ cm}^{-3}$ y tiene una temperatura ~ 8000 K. Las regiones HII son otra de las fases del ISM, éstas tienen una densidad entre $0.3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ y una temperatura de 10^4 K. Por último está el gas coronal, con una T_{ISM} entre $10^6 - 10^7$ K y $n_H \sim 0.004 \text{ cm}^{-3}$, (Draine, 2011).

El ISM es una componente importante en la estructura galáctica. Éste juega un papel muy importante en el ciclo de vida de las estrellas, ya que es el encargado de mediar la transición de la muerte al nacimiento de las estrellas. Cuando una estrella muere, el material es expulsado hacia el ISM enriqueciéndolo, por lo que se genera un ambiente propicio para la formación de nuevas estrellas. Es posible estudiar el ISM mediante el medio interestelar local (LISM). Éste se encuentra a menos de 10 pc de distancia y en general, tiene las mismas propiedades que el ISM.

La presencia de polvo en el ISM se infiere de la extinción y la atenuación de la luz de las estrellas debido a la dispersión y absorción del polvo y de su emisión térmica (Desert et al., 1990). Además, la dispersión y emisión del polvo polariza la luz. Las observaciones de rayos X revelan halos alrededor de las estrellas que se generan debido a la dispersión que genera el polvo. (Predehl & Schmitt, 1995).

2.2.1. Producción de polvo en el ISM

En principio, las partículas de polvo podrían producirse en el espacio interestelar a través de colisiones moleculares, es decir, las moléculas simples se combinan para formar moléculas complejas hasta lograr una fase sólida y dar lugar a la formación de partículas de polvo. Sin embargo, es muy poco probable que las partículas de polvo se puedan formar por este proceso ya que la densidad del medio interestelar es muy baja y, por lo tanto y las colisiones son muy poco frecuentes. Por lo tanto, la formación de partículas de polvo en el espacio interestelar es altamente improbable. Es más probable que el polvo interestelar se forme en el gas frío que sale de las estrellas evolucionadas o asociado a estrellas de la rama asintótica, AGB, gigantes rojas, y supergigantes frías; y en la eyección que resulta de las explosiones de supernovas (SN) (Jones et al., 1997). En la Figura 2.1 se muestran los procesos químicos predominantes relacionados con la producción de polvo en las estrellas AGB ricas en oxígeno.

Por ejemplo, alrededor de las estrellas frías, el polvo se forma en capas densas y frías creadas por pulsaciones estelares o movimientos convectivos a gran escala que propagan gas por encima de la atmósfera estelar. En cualquier caso, en ambientes de densidades suficientemente altas, la colisión entre átomos es muy eficiente, lo que puede favorecer la formación de moléculas y, por ende, la formación de partículas de polvo, aparte la composición del polvo recién producido cambia a medida que evoluciona la estrella y, en particular, cuando cambia la proporción de carbono a oxígeno.

Entre otros mecanismos, las partículas de polvo pueden alejarse de la estrella por presión de radiación, por vientos masivos o por ondas de choque generadas en las explosiones de supernovas, para así alimentar al medio interestelar (Demyk, 2011), sin embargo, el principal mecanismo que favorece la propagación de polvo interestelar hacia el ISM son las ondas de choque producidas en las explosiones de SN, pero también estos choques destruyen o fragmentan las partículas de polvo que se encuentran en el ISM. La destrucción de las partículas ISD depende de la estructura de las ondas de choque en las remanentes de SN. Por ejemplo, para

velocidades de choque (v_s) mayores a 200 km/s, el choque no es radiativo y la cantidad de polvo destruido dependerá de la evolución de la remanente a largo plazo, mientras que los choques lentos ($v_s < 200$ km/s) son radiativos y por lo tanto, la cantidad de polvo destruido dependerá de la magnitud del campo magnético interestelar (McKee et al., 1987).

Hay muchas variables que determinan el tiempo de vida de las partículas ISD en el ISM, por ejemplo, la estructura y evolución de las remanentes de SN y la evolución de las ISD en las ondas de choque producidas por las explosiones de las SNs. En promedio, el tiempo que le toma a una partícula interestelar de silicato en destruirse debido a las ondas de choque producidas en una explosión de SN es de $\approx 3.7 \times 10^8$ años (Jones et al., 1997).

La tasa de inyección de polvo al ISM depende de varios factores, por ejemplo: la distribución de las estrellas que pierden masa en la Galaxia, las tasas promedio de pérdida de masa para estas estrellas, los tipos de partículas de polvo que pueden condensarse en el gas frío que sale de las estrellas y la relación gas - polvo.

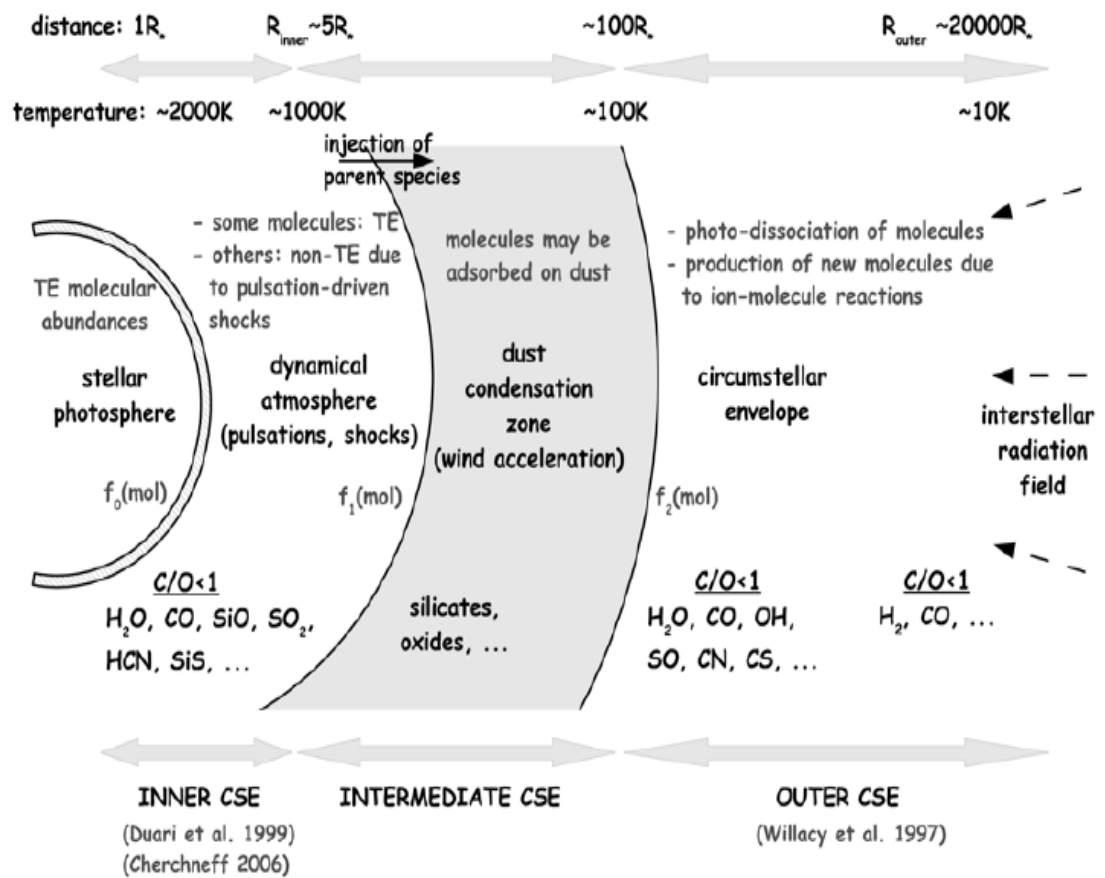


FIGURA 2.1: Descripción de la envoltura circunestelar de una estrella AGB rica en oxígeno. Se indican varios procesos químicos dependiendo de la temperatura y la distancia radial de la estrella en la envoltura, (Decin et al., 2010).

En la tabla 2.1 se pueden ver las contribuciones relativas de las principales fuentes de polvo interestelar en el ISM, donde aparentemente, la mayor parte de las partículas de polvo se originan en estrellas gigantes tipo M y en supernovas tipo II, produciendo polvo rico en silicio.

TABLA 2.1: Contribución de partículas de polvo interestelar de diversas fuentes (Jones & Nuth, 2011; Jones et al., 1997)

Fuente	Contribución ($10^{-6}M_{\odot}kpc^{-2}yr^{-1}$)		
	Carbon	Silicato	Carburo de silicio
Gigantes C	2	-	0.07
Gigantes M	-	3	-
Novas	0.3	0.03	0.007
Nebulosas planetarias	0.04	-	-
Supergigantes	-	0.2	-
Estrellas WC	0.06	-	-
Supernovas II	2	12	-
Supernovas Ia	0.3	2	-

De acuerdo a lo anterior, la tasa de formación de polvo por unidad de área promediada sobre toda nuestra galaxia está entre $\sim 8 \times 10^{-6}M_{\odot}kpc^{-2}yr^{-1}$ y $\sim 3 \times 10^{-5}M_{\odot}kpc^{-2}yr^{-1}$. Con una tasa de inyección de gas por unidad de área de $10^{-3}M_{\odot}kpc^{-2}yr^{-1}$ y asumiendo que la masa de polvo interestelar es 1% de la masa del gas (es decir, $0.01 \times 5 \times 10^9M_{\odot}$), el polvo interestelar puede volverse a formar en una escala de tiempo de $\sim 3 - 6 \times 10^9$ años (Swamy, 2005), lo cual es un tiempo mayor al tiempo de vida de las ISD en el ISM $\approx 5 \times 10^8$ años (Jones et al., 1997), por lo que el polvo interestelar también se debe de formar en el ISM, independientemente de la formación en las atmósferas estelares.

2.3. El Medio Interestelar Local: Nuestro Vecindario Solar

Cox & Reynolds (1987) definieron como medio interestelar local (LISM) a la región alrededor del Sol que se describe por una distancia sobre la cual la densidad columnar de átomos de Hidrógeno (H) es 10^{19} cm^{-2} . Holzer (1989) usa el término medio interestelar *muy local* (VLISM) para describir la región que se explora a

partir de mediciones *in-situ* de gas neutro y rayos cósmicos en el Sistema Solar considerando una esfera de radio de 0.01 pc alrededor del Sol, mientras que al LISM lo aproxima como una esfera de 100 pc de radio.

La extensión del LISM parece ser idéntica a la *Burbuja Local* (LB), definida como la región alrededor del Sol que contiene gas ionizado de baja densidad, $n_H \approx n_e \sim 0.005 \text{ cm}^{-3}$ y gas caliente ($T \sim 10^6 \text{ K}$).

El concepto de *Burbuja Local* se introdujo para explicar la correlación negativa general de la emisión de rayos X suaves y las intensidades de HI de 21 cm (Sanders et al., 1977; Hayakawa et al., 1977). Comúnmente, se supone que la LB se formó debido a las colisiones y a la fusión de remanentes de supernovas locales (Snowden et al., 1997). Su forma está determinada por el inicio de una densidad de columna significativa de NaI, indicativo de una capa de gas frío que rodea la LB. Aunque la LB es irregular en forma, se extiende aproximadamente 100 pc desde el Sol (Redfield & Linsky, 2007).

El borde de la *Burbuja local* podría considerarse como el límite exterior del medio interestelar *local*. Dicho borde de la burbuja coincide con las nubes moleculares densas cercanas a nosotros, como lo son Tauro y Ofiuco (Lallement et al., 2003). Por lo tanto, podemos considerar que el Medio Interestelar Local (LISM) consiste en el gas caliente, cálido y frío ubicado dentro de la burbuja local.

Dentro de nuestro *vecindario solar* (dentro de la burbuja local), hay entre 10^4 y 10^5 estrellas, casi todos los sistemas planetarios conocidos y los discos protoplanetarios. Justamente entre estas estrellas se genera gas interestelar, que en este caso es lo que se conoce como *Medio Interestelar Local*. Welsh & Shelton (2009) proponen un modelo en el cual las nubes del medio interestelar local están rodeadas por un gas fotoionizado más frío ($T \sim 20000 \text{ K}$) y más denso ($n_e \sim 0.04 \text{ cm}^{-3}$). Las seis nubes más próximas a nosotros son: *Nube Interestelar Local (LIC)*, *G*, *AZUL*, *Aql*, *Eri*, *Aur* (Redfield & Linsky, 2007).

La figura 2.2, representa en escala logarítmica nuestro *Vecindario solar*.

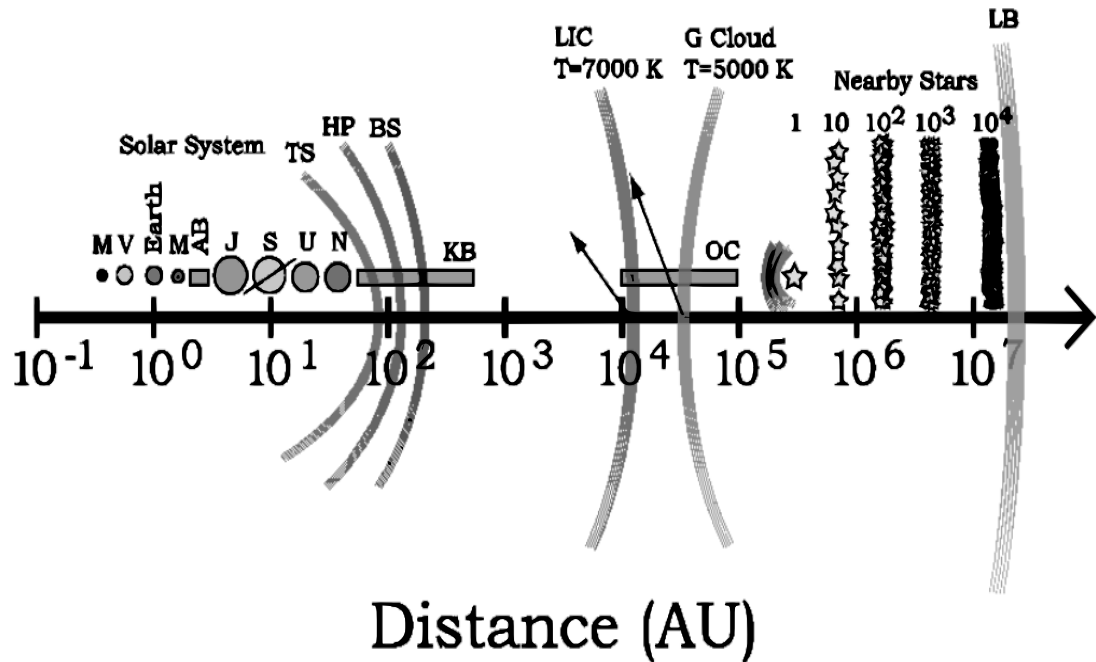


FIGURA 2.2: Nuestro “Vecindario Solar”, mostrado en escala logarítmica. El Sistema Solar incluye los principales planetas, el cinturón de asteroides (AB), el cinturón de Kuiper (KB) y la nube de Oort (OC). Se muestra también la estructura de la heliosfera; el choque terminal (TS), la heliopausa (HP) y el Bow Shock (BS). En seguida se tiene la nube interestelar local (LIC) y la galáctica (G), las cuales están envueltas en la burbuja local (LB) [Mewaldt et al. \(2001\)](#)

La proximidad del LISM nos proporciona la oportunidad de poder comprender y estudiar las propiedades generales del ISM. Las estructuras y procesos del ISM son repetidos a gran escala en nuestra galaxia y más allá en otras galaxias ([McCray & Kafatos, 1987](#)), inclusive en altos desplazamientos al rojo ([Rauch et al., 1999](#)).

2.3.1. La Nube Interestelar Local (LIC)

El Sol se encuentra moviéndose dentro de una nube interestelar parcialmente ionizada, caliente ($T \approx 7500$ K) de baja densidad ($n_H \sim 0.1 - 0.2 \text{ cm}^{-3}$, donde n_H es la densidad de núcleos de hidrógeno) llamada *Nube Interestelar Local* (LIC).

Las propiedades de la LIC y otras nubes cercanas, han sido determinadas por estudios espectroscópicos de líneas de absorción interestelar hacia estrellas cercanas, aumentadas en el caso de la LIC por observaciones de materia interestelar que

ingresa al Sistema Solar e interactúa con la heliosfera. Algunas de las propiedades de la LIC se enuncian en la Tabla 2.2.

TABLA 2.2: Propiedades de la LIC (Nota: la dirección β , λ y velocidad v se toman *río abajo* en coord. eclípticas)

Propiedad	Unidades	Valor	Referencia
$n(\text{He}^0)$	$[\text{cm}^{-3}]$	0.015	(Witte et al., 1996)
$\frac{N(\text{H}^0)}{N(\text{He}^0)}$		14.7	(Dupuis et al., 1995; Frisch, 1995)
$\frac{n(\text{H}^0 + \text{H}^+)}{n(\text{He}^0 + \text{He}^+)}$		10	(Savage & Sembach, 1996)
$n(\text{H}^0)$	$[\text{cm}^{-3}]$	0.22	(Breitschwerdt et al., 2014)
λ	$[\text{°}]$	74.7 ± 1.3	(Witte et al., 1996)
β	$[\text{°}]$	-4.6 ± 0.7	
v	$[\text{km/s}]$	24.6 ± 1.1	
T	[K]	6900	(Flynn et al., 1998)
B	$[\mu\text{G}]$	1.5 - 6	(Grzedzielski & Page, 2013)

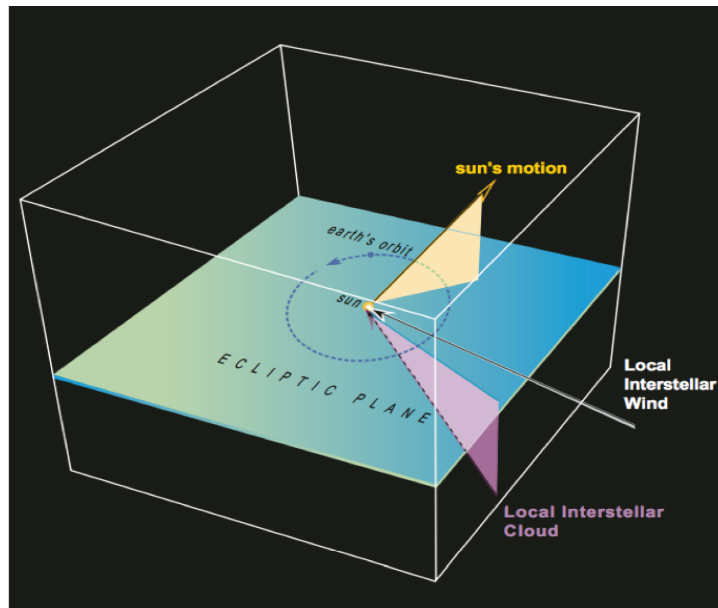


FIGURA 2.3: Movimiento relativo del Sol con respecto a la nube interestelar local.

Las mediciones más recientes confirman que la velocidad relativa entre el Sol y la LIC es de ≈ 26 km/s (Witte et al., 1993). El movimiento del Sol con respecto

a esta nube (ver Figura 2.3), provoca una entrada de materia interestelar en la heliosfera (Frisch et al., 1999).

2.4. Polvo interestelar en la LIC

Slavin, J. D. & Frisch, P. C. (2008) estimaron la composición del polvo de la Nube Interestelar Local (LIC) tomando en cuenta datos *in-situ* de átomos neutros de helio, iones capturados y rayos cósmicos anómalos en la heliosfera. Por otro lado, Kimura et al. (2008) describen un modelo de polvo en la LIC el cual está basado en las mediciones del flujo de partículas interestelares. Para establecer los compuestos de las partículas de polvo en la LIC, ellos asumen que los elementos están ligados a los compuestos que son considerados típicos en el ISM o en otros polvos cósmicos.

2.5. La heliosfera y su estructura

La heliosfera es la región del espacio que rodea al Sol y que está constituida por el viento solar. El viento solar en la heliosfera tiene una temperatura del orden de $10^5 - 10^6$ K la cual decrece con la distancia heliocéntrica, y una densidad baja a grandes distancias del Sol (10^{-3} cm^{-3} a $R \approx 31$ UA) comparada con la densidad del ISM de aproximadamente 0.1 cm^{-3} . Su límite interior es la atmósfera exterior del Sol, la corona solar. Su límite exterior se define, en una primera aproximación, como una superficie a través de la cual existe un equilibrio de presión entre el viento solar y el LISM, $\sim 120 - 150$ UA (Balogh & Izmodenov, 2005).

La heliosfera consta de 3 regiones: la heliosfera interna, la heliofunda interna y la heliofunda externa (la cual desacelera el plasma del Medio Interestelar, ISM). El viento solar crea una onda de choque frontal (Bow shock) que barre el LISM, formando así una especie de cascarón o *heliofunda*. La heliofunda externa está hecha de material del LISM, mientras que la heliofunda interna de material del viento solar.

La heliopausa es la discontinuidad de contacto, límite entre la heliofunda interna y la externa, podría decirse que es el límite exterior de la heliosfera. Es el límite entre el viento solar y el viento interestelar.

El flujo de gas interestelar que se dirige hacia el Sol comúnmente se denomina *Viento Interestelar*, y la dirección desde la que viene ese viento define la dirección *viento arriba* (upwind), tal que el vector de velocidad del viento interestelar es casi paralelo al plano de la eclíptica (Mann, 2010).

La rotación del Sol genera la configuración magnética espiral descrita por el modelo de Parker (Parker, 1958). El campo magnético está anclado o congelado en el flujo del viento solar y es arrastrado radialmente con respecto al centro del Sol hasta una distancia cercana a las 120 UA donde el viento solar y su campo magnético son contenidos por el medio interestelar. Dependiendo de la intensidad del campo magnético interestelar, puede o no formarse lo que se conoce como el bow shock creado en el medio interestelar por delante de la nariz de la heliosfera. El intercambio de carga conduce a un acoplamiento débil entre el hidrógeno neutro y el ionizado en el medio interestelar, lo que provoca una acumulación de hidrógeno neutro en la nariz de la heliosfera, conocida como “pared de hidrógeno” (Mewaldt & Liewer, 2000).

Como la masa de la heliofunda crece con el barrido del LISM, su presión térmica llegará a superar la presión del viento solar, produciendo así una onda de choque en reversa, el *Choque Terminal*. Este choque marca la transición de la heliosfera interna y la heliofunda interna. Es la región donde la componente radial del viento solar se desacelera a una velocidad subsónica ya que el choque termaliza al viento solar, es decir, la energía cinética del viento solar se transforma en energía térmica tras el choque, por lo tanto, el material del viento chocado será lento y caliente.

El choque terminal es un gran acelerador de partículas (iones y electrones), las cuales son aceleradas a energías hasta de 1 GeV. Los modelos predicen que la temperatura del plasma entre el choque terminal y la heliopausa aumenta (Mann, 2010). En la Figura 2.4 se muestra un esquema de la heliosfera global.

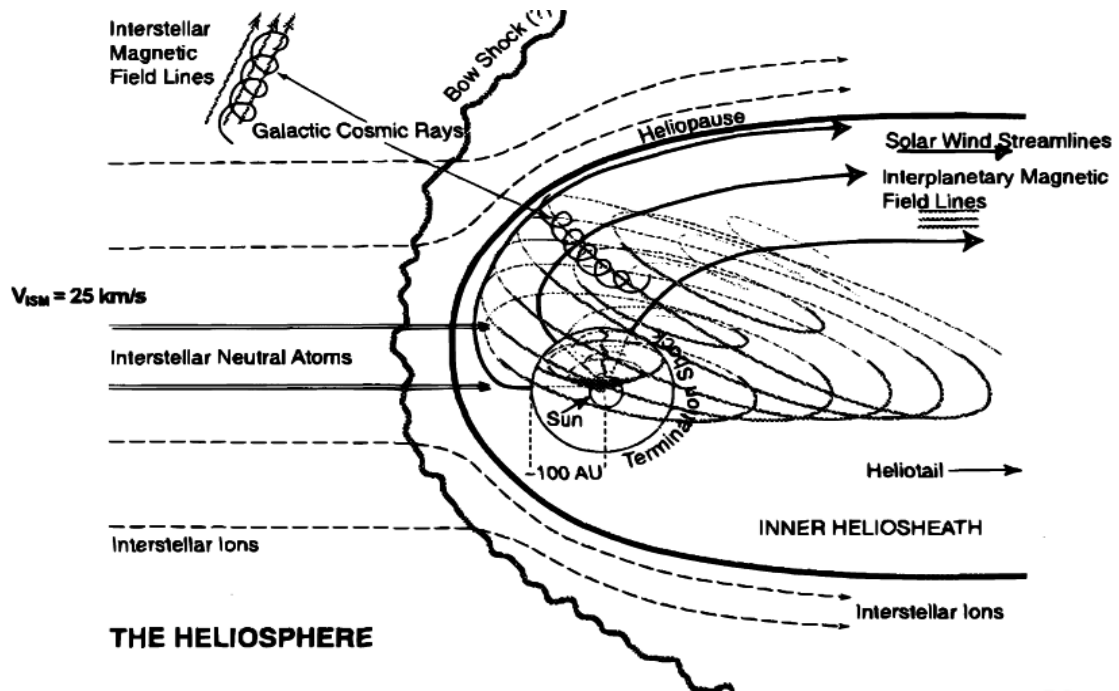


FIGURA 2.4: Esquema de la heliosfera global creada por el viento solar supersónico que desvía el flujo interestelar alrededor del Sol. Los iones y átomos neutros interestelares fluyen con una velocidad relativa al Sol de aproximadamente 26 km/s (Liewer et al., 2000)

Las condiciones físicas en los límites de la heliosfera filtran la corriente de las partículas de polvo interestelares. La presión de radiación y la interacción de las ISD cargadas con el campo electromagnético del Sol juegan un papel relevante (Slavin et al., 2012). Gracias a la detección directa de partículas de polvo interestelares dentro del Sistema Solar hecha por los satélites como Ulysses y Galileo, es posible restringir las propiedades, origen y evolución de estas partículas mediante la comparación de datos *in-situ*.

Los datos de las naves espaciales muestran una distribución de tamaños de las ISD que van de $0.1 \leq a \leq \sim 4 \mu\text{m}$, ya que las partículas con radios menores a $0.1 \mu\text{m}$ son excluidas de la heliosfera interior por la interacción con el viento solar y la región de la heliopausa (Levy & Jokipii, 1976; Wallis, 1987; Kimura & Mann, 1998). Con base en las observaciones que se han hecho en el óptico y el ultravioleta de la extinción y polarización de la luz de las estrellas por las partículas de polvo interestelares, se estima, para estas, un rango de tamaños de $0.001 < a < 0.3 \mu\text{m}$ (Mathis, 1990). De este rango de tamaños, sólo una fracción es capaz de penetrar

la heliosfera y adentrarse en el Sistema Solar. La determinación de estos radios es uno de los objetivos de esta tesis.

2.6. Mediciones en el cruce de la heliopausa

La nave espacial Voyager 1 cruzó la heliopausa en agosto del 2012 a una distancia radial de ≈ 122 UA del Sol, (Burlaga et al., 2013; Krimigis et al., 2013). En el cruce, los instrumentos de Voyager 1 observaron un aumento notable en la intensidad de los rayos cósmicos galácticos y que la intensidad de los iones, acelerados dentro de la heliosfera, disminuyó por debajo de los niveles detectables. También se observó que el campo magnético no mostró un cambio significativo de dirección. Asimismo, los detectores de plasma (Plasma Wave Subsystem) registraron oscilaciones de electrones acelerados por el choque local que fluyen a lo largo de las líneas de campo magnético, a partir de los cuales se pudo determinar una densidad de plasma consistente con los valores interestelares (Gurnett et al., 2013). Gurnett & Kurth (2019); Krimigis et al. (2019); Richardson et al. (2019); Strauss (2019), confirman que la nave espacial Voyager 2 cruzó hacia al medio interestelar el 5 de noviembre del 2018 a una distancia radial de 119 UA. En esta ocasión, el cruce de la heliopausa se confirmó mediante mediciones directas de densidad, y tiempo después mediante emisiones de electrones.

2.7. Datos del ISM utilizados en esta tesis

Para el estudio del ISM y para el modelo heliosférico descrito en el Capítulo 3 usamos las mediciones hechas por la nave Voyager 2 (Gurnett & Kurth, 2019; Krimigis et al., 2019; Richardson et al., 2019; Strauss, 2019). El periodo de datos que analizamos comprenden del 5 de mayo del 2018 al 28 de agosto del 2019 con una precisión de 1 minuto. Cabe mencionar que ciertos instrumentos dejaron de medir justo después de que la nave cruzó la heliopausa, por tal razón hay ciertos parámetros físicos asociados al medio interestelar que no fue posible obtener, sin

embargo, el magnetómetro es uno de los instrumentos que no ha interrumpido su funcionamiento y por lo tanto, las medidas del campo magnético interestelar sí están bien determinadas. Los datos de la velocidad previos al cruce de la heliopausa están representados en la Figura 2.5, la cual representa valores de la velocidad del plasma en el medio interplanetario de mayo a noviembre del 2018, en la cual se ve claramente una disminución de la velocidad conforme se va alejando la nave. Además, se puede ver que la velocidad justo antes del cruce de la heliopausa es de $\approx 70 \text{ km/s}$.

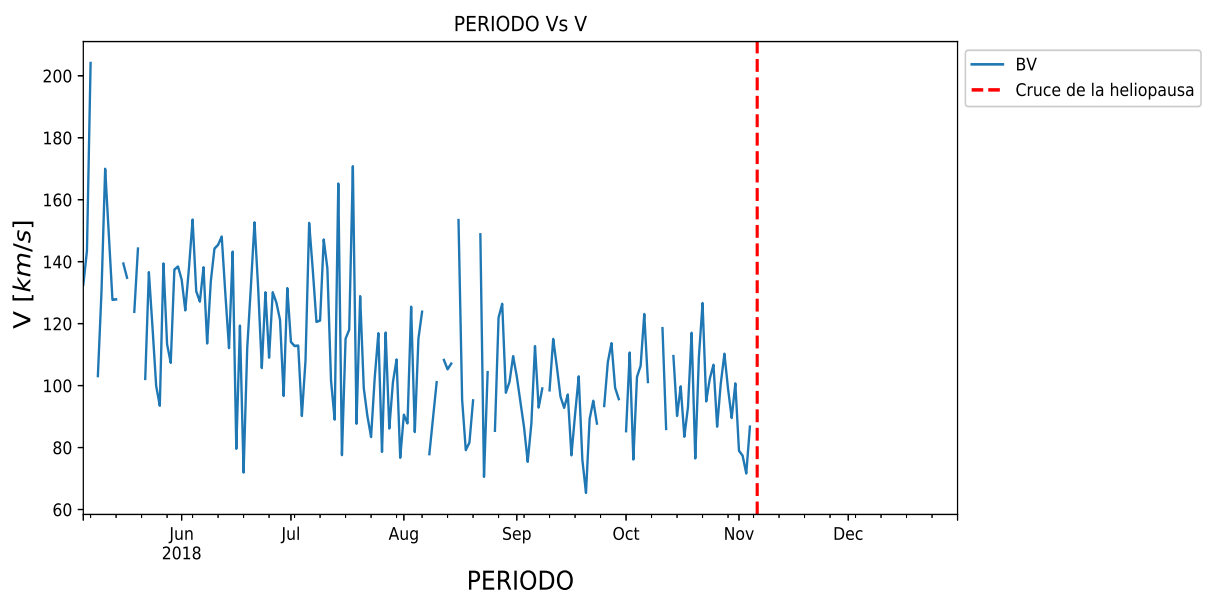


FIGURA 2.5: Velocidad del plasma del medio interplanetario detectada por Voyager 2 entre mayo y diciembre del 2018. La línea roja discontinua marca la fecha en la cual Voyager 2 cruzó al medio interestelar (5 de noviembre del 2018).

Por otra parte, los datos del campo magnético interestelar están representados en la Figura 2.6, la cual muestra la dirección normal (BN), radial (BR), tangencial (BT), la magnitud (B) y el cruce de la heliopausa representada por la línea roja discontinua. De estos datos podemos determinar el promedio de intensidad de campo magnético $B_{LISM} = 5.1 \mu\text{G} = 0.51 \text{ nT}$. Nuestro cálculo coincide con el valor reportado por Alexashov et al. (2016). Este valor de campo magnético será utilizado más adelante como condición inicial para el modelo heliosférico descrito en el Capítulo 3.

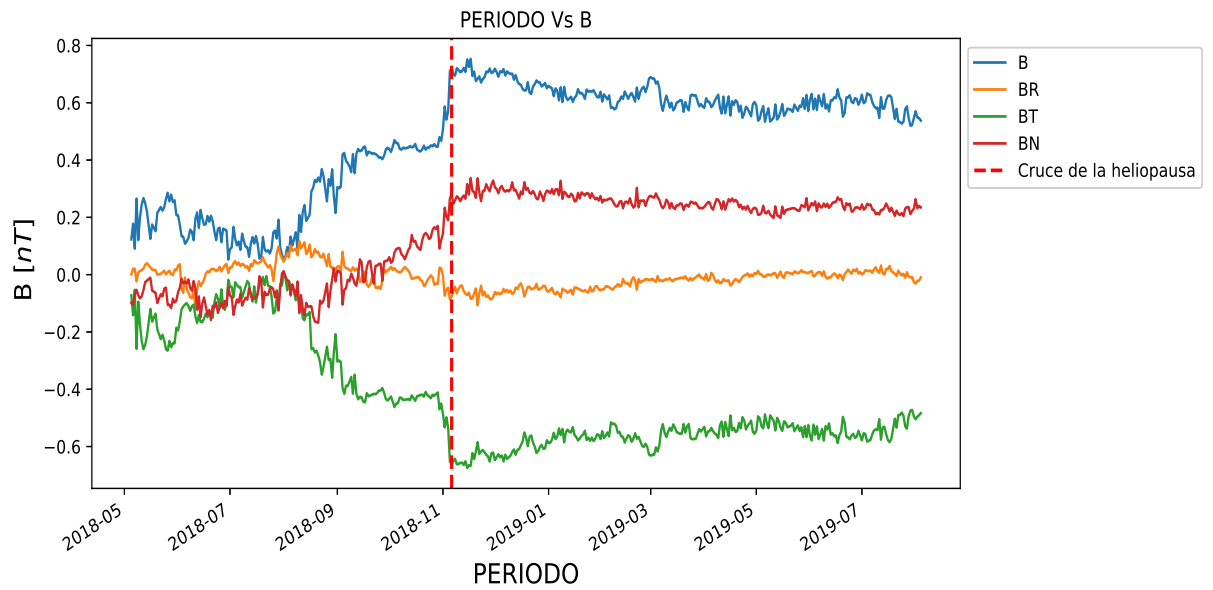


FIGURA 2.6: Orientación del campo magnético detectado por Voyager 2 entre el 5 de mayo de 2018 y el 28 de agosto del 2019. La línea roja discontinua marca la fecha en la cual Voyager 2 cruzó la heliopausa (5 de noviembre del 2018).

Capítulo 3

Inyección de polvo interestelar en la heliosfera

3.1. Introducción

Las líneas del campo magnético del ISM siguen el movimiento del gas ionizado y rodean la heliopausa, mientras que las partículas cargadas siguen las líneas de campo magnético. Aparte de las partículas de rayos cósmicos galácticos (núcleos atómicos) con energías > 10 MeV/nucleón; gas neutro interestelar (átomos) y partículas ISD, con un cociente de carga-masa $0 < Q/m_p < 3$ C/kg (Sterken et al., 2012), logran penetrar la heliosfera. El gas neutro interestelar y las partículas ISD tienen básicamente la misma dirección y velocidad que el gas interestelar. En particular, los granos ISD que se encuentran con la heliosfera pueden desviarse alrededor de la heliopausa o penetrarla según su relación Q/m_p .

El flujo de las partículas ISD en la heliosfera es gobernado por dos efectos fundamentales: primero, el balance entre la fuerza gravitacional del Sol y la presión de radiación y, segundo, la fuerza de Lorentz debida al movimiento de la partícula a través del campo magnético del Sol *congelado* en el viento solar (IMF).

Para poder determinar la dinámica de las partículas de polvo interestelares dentro del Sistema Solar, es necesario conocer sus propiedades físicas, tales como su radio,

su densidad y su carga eléctrica, ya que como se verá más adelante, las partículas con radios $a < 0.01 \mu m$ son repelidas por el IMF. En general, es necesario comprender la dinámica de las ISD por su paso a través de las diferentes regiones de la heliosfera, por ejemplo, entre la onda de choque (Bow Shock) y la heliopausa, ya que esta es la región en la que el campo magnético interestelar toma relevancia y por lo tanto las ISD pueden quedar confinadas, adentrarse al Sistema Solar, o ser deflectadas hacia el ISM.

3.2. Modelo heliosférico

La carga eléctrica de las ISD debida a los procesos en la Nube Interestelar Local determina si se acoplan o no al campo magnético. La estructura del campo magnético, y particularmente, la intensidad del campo entre la heliopausa y el bow shock, determinan la dinámica de las ISD en función de su cociente carga-masa (Q/m_p), (Frisch et al., 1999). Uno de nuestros objetivos es modelar la dinámica de las ISD dentro de la heliosfera, es decir, una vez que las partículas han penetrado la heliopausa. Para tal propósito, es necesario determinar el radio, la masa y la carga eléctrica de las partículas que logran ingresar, las cuales serán parte de nuestros valores de entrada del modelo.

En particular, para determinar los radios y las cargas apropiadas utilizamos un modelo heliosférico, el cual considera el campo magnético interestelar y que el medio interestelar es neutro. Usamos también el modelo multifluido subsónico para la interacción entre la heliosfera y el ISM propuestos por Zank & Pauls (1997); Pauls et al. (1995).

3.3. Mecanismos básicos de carga en el ISM

Las partículas ISD en el LISM poseen una $Q > 0$ debido a la emisión de electrones secundarios y la emisión de fotoelectrones. Su potencial superficial comúnmente

se encuentra en un rango de $0.5 \leq \Phi \leq 1$ V lejos del Sol de acuerdo a Čermák et al. (1996), y $0.5 \leq \Phi \leq 6$ V dentro de la heliosfera de acuerdo a Mukai (1981).

Para una partícula de polvo interestelar aislada, el potencial superficial se puede relacionar directamente con la carga eléctrica. Puede considerarse a las partículas de polvo como capacitores esféricos de una sola placa, cuya capacitancia está dada por $C = Q/\Phi = 4\pi\epsilon_0 a$, así $Q = C\Phi = ne$, donde n indica el número de cargas fundamentales (e), Q es la carga eléctrica y C la capacitancia.

Reescribiendo Q en las expresiones anteriores tenemos que:

$$Q = 4\pi\epsilon_0 a\Phi = ne, \quad (3.1)$$

donde la partícula se supone esférica, con radio a .

Debido a su carga eléctrica, las partículas ISD tienen un movimiento girotrópico en el ambiente magnético descrito por el radio de giro o de Larmor, descrito por la siguiente expresión:

$$r_L = \frac{m_p v_\perp}{QB}, \quad (3.2)$$

donde B ($= |\vec{B}|$) es la magnitud del campo magnético del LISM, m_p y Q son la masa y la carga de la partícula ISD respectivamente y v_\perp es la velocidad perpendicular con respecto a B .

Escribiendo el radio de giro en términos de la densidad (ρ) y radio de la partícula tenemos:

$$r_L = \frac{\rho a^2 v_\perp}{3\epsilon_0 \Phi B} \quad (3.3)$$

En este caso, el campo magnético B varía entre el Bow Shock y la heliopausa, dependiendo de la distancia que recorre. Dicha variación se expresa con la ecuación 3.4, (Shull & McKee, 1979a).

$$B = Cx + rB_{ISM}, \quad (3.4)$$

donde x representa la distancia entre el bow shock (choque a proa) y la heliopausa, $0 \leq x \leq 150$ UA, B_{ISM} es el campo magnético interestelar, $C = (10 - r)B_{ISM}/150$ es una constante, y r es el factor de compresión en el BS. El factor de compresión se define como:

$$r = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{u_1}{u_2} = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2}, \quad (3.5)$$

donde M_1 es el número de Mach antes del choque, el cual se define como $M_1 = u_1/v_{s1}$ con u_1 la velocidad del plasma antes del choque y v_{s1} la velocidad del sonido antes del choque, ρ_1 y ρ_2 son las densidades del medio antes y después del choque y γ es el índice politrópico del plasma. En el caso límite de un choque fuerte, $M_1 \gg 1$, la ecuación 3.5 se reduce a:

$$r = \frac{\rho_2}{\rho_1} \rightarrow \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad (3.6)$$

La inclusión de un campo magnético interestelar e interplanetario provoca un aumento en la intensidad del campo magnético desde el LISM hasta la heliopausa. El bow shock perpendicular débil tiene un factor de compresión $r \sim 2$ (Frisch et al., 1999), aunque Kabin et al. (2000) proponen un factor de compresión máximo de $r \sim 5$. En el modelo heliosférico propuesto por Zank & Pauls (1997) y Grzedzielski & Page (2013), el campo magnético del LISM aumenta casi 10 veces de forma casi lineal hasta alcanzar su punto máximo en la heliopausa, donde se encuentra con el campo magnético interplanetario (IMF). El IMF se comprime en el choque terminal y después aumenta rápidamente entre el choque terminal y la heliopausa.

Aparte de suponer que las partículas ISD son esféricas, se considera que tienen una composición homogéneas con $\rho = 2.26 \text{ g/cm}^3$, correspondiente a partículas de silicato. Esencialmente, la carga eléctrica de las ISD puede variar en el ISM por tres mecanismos principales, el impacto de las partículas de plasma (electrones y

protones), la emisión secundaria de electrones debida al impacto de los electrones (importante en regiones de plasma caliente con $T > 10^5$ K) y la emisión de fotoelectrones debido a la radiación ultravioleta interestelar y solar.

3.3.1. Corrientes principales

En las regiones HII ($T \sim 10^4$ K), las ISD se cargan fácilmente a través del impacto de protones y electrones y la absorción de fotones de la radiación ultravioleta lejana (FUV) que producen una corriente fotoelectrónica. Aunque para determinar el potencial de equilibrio (Φ_{eq}) de la partícula, es necesario resolver la ecuación de balance de carga, [Frisch et al. \(1999\)](#) proponen una ecuación que describe dicho equilibrio de cargas:

$$g(\phi) = \sqrt{\frac{m_e}{m_p} \frac{s_p^{eff}}{s_e^{eff}}} g(-\phi) + \left(\frac{2\pi m_e}{kT}\right)^{1/2} \frac{1}{n_e} J_{FUV}, \quad (3.7)$$

donde

$$g(x) = \begin{cases} e^x & \text{si } x < 0, \\ (1+x) & \text{si } x \geq 0, \end{cases} \quad (3.8)$$

$\phi = e\Phi_{eq}/KT$ es el parámetro de potencial de la partícula, s_p^{eff} y s_e^{eff} son el coeficiente de adherencia efectiva para protones y electrones, n_e es la densidad numérica de electrones en el LISM y J_{FUV} es la corriente de fotoelectrones por unidad de área de la partícula de polvo, la cual depende del tamaño de la partícula y de la irradiancia en el ultravioleta (FUV) promediado sobre el rendimiento fotoeléctrico.

Considerando que la dependencia de s_p^{eff} y s_e^{eff} en el tamaño de la partícula de polvo es muy débil, puede despreciarse en los cálculos. Por otra parte, basados en

McKee et al. (1987), si ignoramos toda la dependencia en el flujo FUV de fondo, la densidad de electrones y el tamaño de la partícula se pueden agrupar en el siguiente parámetro:

$$\zeta = \frac{G_0}{n_e} \left(\frac{a}{0.01\mu m + a} \right) \quad (3.9)$$

donde G_0 es el rendimiento promedio de la intensidad ultravioleta incidente normalizado al flujo de fondo interestelar promedio dado por Draine & Salpeter (1979a), el cual se define como:

$$G_0 = \frac{\int_{8ev/h}^{\infty} Y(h\nu) 4\pi J_\nu / h\nu d\nu}{2.4 \times 10^6 cm^{-2} s^{-1}} \quad (3.10)$$

$Y(h\nu)$ es el rendimiento fotoeléctrico a una energía dada y J_ν es la intensidad media de la radiación.

Sustituyendo 3.9 en 3.7 y considerando que la dependencia de los coeficientes de adherencia es muy débil, tenemos:

$$g(\phi) = \sqrt{\frac{m_e}{m_p}} g(-\phi) + \left(\frac{2\pi m_e}{kT} \right)^{1/2} \frac{G_0}{n_e} \left(\frac{a}{0.01\mu m + a} \right) \quad (3.11)$$

Usando la ecuación 3.11 e introduciendo ϕ ,

$$\left(1 + \frac{e\Phi_{eq}}{KT} \right) = \sqrt{\frac{m_e}{m_p}} \exp\left(\frac{e\Phi_{eq}}{KT}\right) + \left(\frac{2\pi m_e}{kT} \right)^{1/2} \frac{G_0}{n_e} \left(\frac{a}{0.01\mu m + a} \right) \quad (3.12)$$

Dado que se trata de un medio *caliente*, los efectos térmicos dominan y, por tanto, $e\Phi_{eq} \ll KT$, tal que se puede hacer una expansión en series de Taylor (alrededor de cero, i.e., serie de McLaurin). Sólo el primer término es relevante ya que

$$e\Phi_{eq}/KT \ll 1.$$

$$\left(1 + \frac{e\Phi_{eq}}{KT}\right) - \sqrt{\frac{m_e}{m_p}} \exp\left(\frac{e\Phi_{eq}}{KT}\right) = \left(\frac{2\pi m_e}{kT}\right)^{1/2} \frac{G_0}{n_e} \left(\frac{a}{0.01\mu m + a}\right), \quad (3.13)$$

$$\left(1 + \frac{e\Phi_{eq}}{KT}\right) - \sqrt{\frac{m_e}{m_p}} \left(1 + \frac{e\Phi_{eq}}{KT}\right) = \left(\frac{2\pi m_e}{kT}\right)^{1/2} \frac{G_0}{n_e} \left(\frac{a}{0.01\mu m + a}\right), \quad (3.14)$$

despejando el potencial de equilibrio tenemos que:

$$\Phi_{eq} = \frac{\left(\frac{2\pi m_e}{kT}\right)^{1/2} \frac{G_0}{n_e} \left(\frac{a}{0.01+a}\right) - 1 + \sqrt{\frac{m_e}{m_p}}}{\left(\frac{e}{KT} - \sqrt{\frac{m_e}{m_p}} \frac{e}{KT}\right)} \quad (3.15)$$

En choques interestelares radiativos donde $30 \lesssim v_s \lesssim 200$ km/s, J está dominada por fotones $Ly\alpha$ atrapados, con $4\pi J(Ly\alpha) \approx 30F(Ly\alpha)$ (Hollenbach & McKee, 1979), tal que el flujo emergente $F(Ly\alpha)$ es la mitad de la emisividad de columna integrada de $Ly\alpha$ en el choque. Shull & McKee (1979b) obtuvieron que $G_0 \approx 1.6n_0v_{s7}$ a $v_s = 100$ km/s (velocidad del choque) y $G_0 \approx 0.4n_0v_{s7}$ a $v_s = 40$ km/s, donde $v_{s7} = v_s * 100 \text{ km s}^{-1}$ con n_0 es la densidad del H neutro interestelar antes del choque.

En nuestro caso, usamos los datos de la nave Voyager 2, específicamente durante el periodo que va del 5 de mayo del 2018 al 28 de agosto de 2019 ya que como se vio en el Capítulo 2, Voyager 2 cruzó la heliopausa y se adentró en el ISM el 5 de noviembre del 2018.

3.4. Propiedades de las ISD que logran ingresar a la heliosfera

En esta sección estimamos las propiedades iniciales de las ISD o condiciones iniciales del modelo heliosférico descrito en la sección anterior, en particular nos interesa determinar el radio de las ISD que logran ingresar a la heliosfera.

Para determinar la carga eléctrica de las ISD se calculó primero su potencial de equilibrio Φ_{eq} (ver ecuación 3.1). Se puede ver en la ecuación 3.15 que Φ_{eq} depende de la densidad de electrones en la LIC (n_e), en este caso se utilizó el valor propuesto por Gry & Dupin (1996); Wood & Linsky (1998); Breitschwerdt et al. (2014) de $n_e = 0.1 \text{ cm}^{-3}$. En las Tablas 3.1 y 3.2 se presentan las condiciones iniciales del problema.

TABLA 3.1: Condiciones iniciales del plasma (LIC) que se introducen al programa. n_e es la densidad de electrones, T es la temperatura del plasma de la nube interestelar local, B es el campo magnético entre el BS y la heliopausa, r es el factor de compresión y G_0 es el rendimiento promedio de la intensidad ultravioleta incidente normalizado al flujo de fondo interestelar promedio dado por Draine & Salpeter (1979a), definido en la ecuación 3.9

Condiciones iniciales del plasma (LIC)	
$n_e \text{ [cm}^{-3}\text{]}$	0.1
$T \text{ [K]}$	10^4
$B (= Cx + rB_{ISM}) \text{ [\mu G]}$	1.5 - 6
r	2, 5
G_0	0,0.5,1

TABLA 3.2: Condiciones iniciales de las partículas ISD que se introducen en el programa. Se consideran partículas esféricas cuya composición principal es de silicatos. Se varía el radio a de las ISD, y v_{\perp} es la velocidad perpendicular al campo magnético interestelar de la partícula ISD.

ρ	$[gcm^{-3}]$	2.26
a	$[\mu m]$	0.001-0.9
v_{\perp}	$[km/s]$	26

Las ISD analizadas en este trabajo alcanzan un potencial de equilibrio negativo, independiente del umbral G_0 que se utilice. Cabe mencionar que el caso $G_0 = 0$ es muy hipotético, de hecho, es el caso menos realista, sin embargo, en la Figura 3.1 se muestran tres casos de referencia donde el más realista corresponde a $G_0 = 0.5$.

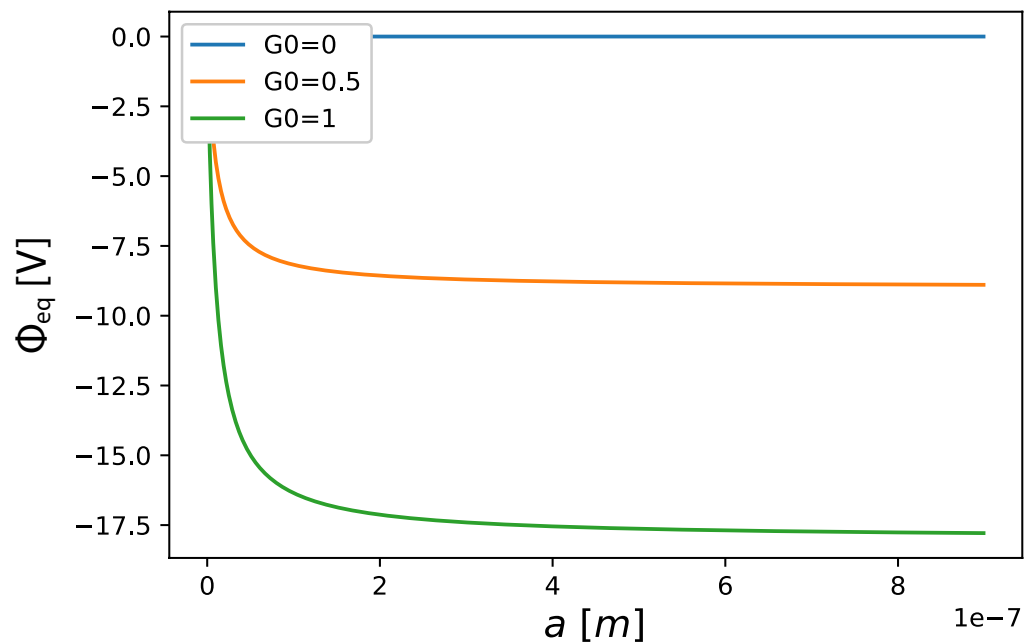


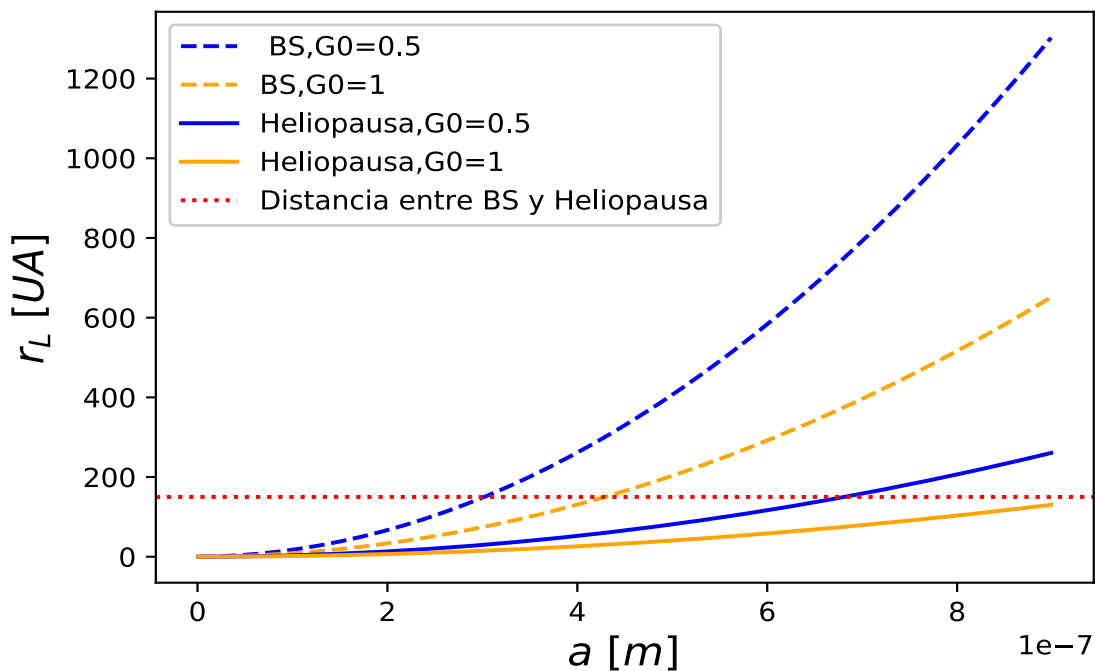
FIGURA 3.1: Se puede observar el potencial de equilibrio (Φ_{eq}) que alcanzan las ISD con diferentes radios en la región del BS y la heliopausa. La línea azul corresponde al caso hipotético $G_0 = 0$, la línea verde corresponde al caso extremo de $G_0 = 1$ y la línea naranja corresponde al caso más realista con $G_0 = 0.5$.

Una vez obtenido el potencial de equilibrio es posible calcular la carga eléctrica de la partícula usando la ecuación 3.1. Con la carga eléctrica y la ecuación 3.2 se

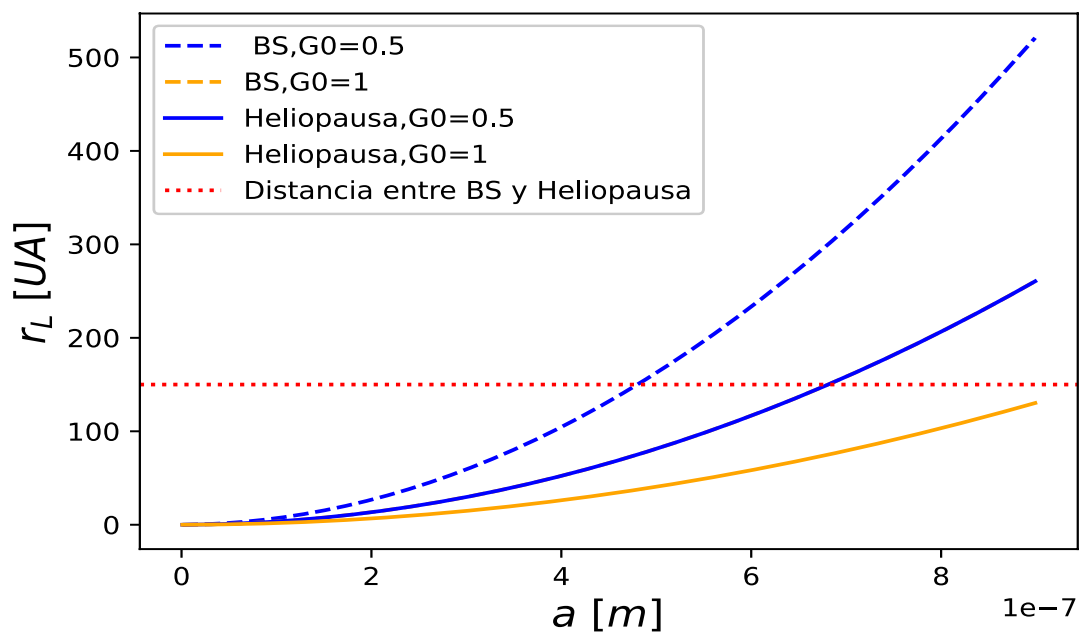
calculan los radios de giro de las partículas. Estos últimos determinan si la partícula puede o no ingresar en la heliosfera. De acuerdo con esto, las ISD cuyo $r_L \leq 150$ UA no podrán ingresar a la heliosfera, ya que ésta es la distancia aproximada entre el BS y la heliopausa.

En la Figura 3.2 se muestran los resultados del radio de giro que tienen las partículas ISD con diferentes radios en la región de interés (entre el BS y la heliopausa) cuya distancia entre estas 2 regiones es de ≈ 150 UA para factores de compresión de $r = 2$ (panel superior) y $r = 5$ (panel inferior). Las partículas cuyos radios de giro a la altura de la heliopausa (líneas continuas) se encuentren por debajo de la línea roja punteada ($r_L < 150$ UA) son las que no podrán ingresar a la heliosfera debido al fuerte acoplamiento de las ISD con el campo magnético del LISM. Se puede ver que el único caso en el que los radios de giro superan los 150 UA corresponde a partículas con radios $a > 0.6 \mu m$ y $G_0 = 0.5$ para ambos factores de compresión. El factor de compresión produce una disminución o un aumento en el radio de giro de las ISD, p.e., a mayor factor de compresión menor radio de giro.

Utilizando el factor de compresión típico $r = 2$ y $a \approx 0.6 \mu m$, r_L se reduce de ~ 700 UA en el BS a ~ 150 UA en la heliopausa. Con esto se obtiene una de las principales propiedades físicas (el radio) que deben de tener las partículas ISD para ingresar al Sistema Solar. Se concluye que partículas con $a > 0.6 \mu m$ pueden ingresar a la heliósfera. Este resultado es de suma importancia en esta tesis ya que las partículas con estas características son las que se consideran en nuestro modelo dinámico más adelante.



(a) $r = 2$



(b) $r = 5$

FIGURA 3.2: Radio de giro (r_L) vs radio de las partículas ISD usando un factor de compresión de $r = 2$ (panel superior) y $r = 5$ (panel inferior). Las líneas discontinuas azules corresponden al radio de giro en el BS con $G_0 = 0.5$, las líneas continuas azules representan el radio en la heliopausa con $G_0 = 0.5$. Mismo caso para las líneas discontinuas y continuas naranjas pero con un umbral $G_0 = 1$. La línea punteada roja marca el valor mínimo de r_L que deben de tener las partículas para poder atravesar la heliosfera.

Capítulo 4

Procesos de carga en el medio interplanetario

En este capítulo se analizan en detalle los mecanismos básicos de carga que las ISD experimentan en el medio interplanetario a través de las posibles corrientes eléctricas que pudieran generarse en su superficie. Esas corrientes son las que determinarán la carga eléctrica final, Q_{eq} , y/o potencial de equilibrio, Φ_{eq} , de las partículas.

Hacemos un análisis de tres mecanismos principales de carga en el medio interplanetario, captura de electrones, emisión de fotoelectrones y emisión secundaria de electrones, para después estimar el tiempo en el cual la partícula de polvo llega a su potencial de equilibrio y determinar el o los mecanismos dominantes, y, en tal caso, determinar si es posible considerar que las ISD mantienen una carga promedio constante en el tiempo.

El cambio en el tiempo de la carga eléctrica Q de una partícula ISD dentro de un plasma (en nuestro caso el viento solar) es descrito por la contribución de cada una de las corrientes que pueden generarse y circular en la superficie de la partícula de polvo en su camino a través del plasma. Por lo general, para una partícula de polvo moviéndose en el viento solar, dominan las corrientes debidas a la emisión

secundaria de electrones (I_{sec}), la captura de iones o electrones del plasma ($I_{e,i}$) y la producción o emisión de fotoelectrones (I_ν).

La expresión que describe dicho cambio temporal de la corriente es la siguiente:

$$\frac{dq}{dt} = \sum_k I_k = I_{sec} + I_{e,i} + I_\nu \quad (4.1)$$

Cada una de estas corrientes es función de las propiedades del viento solar (p. e., densidad, energía, temperatura y composición) y de las propiedades tanto físicas como químicas de las partículas ISD (p. e., tamaño, velocidad, densidad y composición) y la irradiancia solar. Se describe a continuación cada una.

4.1. Corriente fotoelectrónica

Cuando los electrones superficiales de un grano de polvo absorben suficiente radiación solar UV, escapan y se liberan como fotoelectrones y, por tal motivo, dejando una carga positiva en la superficie del grano.

[Horanyi et al. \(1988\)](#) proponen la siguiente aproximación para la producción de fotoelectrones, o *corriente de fotoelectrones*, debido a la radiación solar ultravioleta ionizante:

$$I_\nu = \begin{cases} \pi a^2 q_e f_1 & \text{si } \phi < 0 \\ \pi a^2 q_e f_1 \exp(-q_e \phi / kT) & \text{si } \phi > 0 \end{cases} \quad (4.2)$$

donde kT es el promedio de energía térmica de los fotoelectrones y $f_1 [cm^{-2} s^{-1}] \approx 2.5 \times 10^{10} \chi / R^2$ es el flujo de emisión fotoelectrónica a 1 UA, χ es el factor de eficiencia el cual toma un valor de ≈ 1.0 para granos conductores (silicatos). Para partículas dieléctricas (como el hielo de agua) se tiene que $\chi \approx 0.1$ y R representa la distancia heliocéntrica en unidades astronómicas.

Para la producción de ese tipo de corrientes, las propiedades químicas del grano serán de gran relevancia, ya que el factor χ depende del tipo de material del cuál está compuesta la partícula de polvo.

4.2. Corrientes debidas a la emisión secundaria de electrones

Si una ISD es bombardeada por electrones y/o iones solares suficientemente energéticos ($E > 50$ eV) podría producirse lo que se conoce como emisión secundaria de electrones o iones. En el caso de la emisión secundaria de electrones por electrones incidentes se tiene la dispersión de electrones de la partícula de polvo. A los electrones que son dispersados se les conoce como *electrones secundarios*. El flujo de estos electrones secundarios depende de la energía relativa con la cual impactan los electrones -primarios- del viento solar, también del potencial superficial y de la composición química de la partícula de polvo. La emisión secundaria lograda por los electrones primarios dependerá del parámetro de eficiencia δ_y asociada a la energía umbral de la partícula (Sternglass, 1957). En particular, si $\delta_y > 1$, entonces el polvo tenderá a cargarse positivamente.

La eficiencia, δ_m , o la tasa de electrones emitidos e incidentes, es una función del material de la partícula de polvo y de la energía cinética (E) de los electrones primarios en el marco inercial de la partícula de polvo. Sternglass (1957) propone la siguiente expresión para la corriente secundaria producida por los impactos de los electrones:

$$\delta_y(E) = 7.4 \delta_M \left(\frac{E}{E_M} \right) \exp \left[-2 \left(\frac{E}{E_M} \right)^{1/2} \right] \quad (4.3)$$

donde E_M es la energía característica a la cual la liberación de un electrón secundario alcanza un máximo. Experimentalmente se ha comprobado que el rendimiento tiene un máximo cuando $\delta_y = \delta_m$ (de 1-10) con respecto a la energía incidente en el intervalo $100 \text{ eV} \lesssim E_M \lesssim 1000 \text{ eV}$.

Draine & Salpeter (1979b) reportaron algunos valores típicos de δ_m a energías máximas dadas (E_M) que se muestran en la Tabla 4.1. Los parámetros que están en negritas son los que se usaron en esta tesis asumiendo partículas de silicatos.

TABLA 4.1: Parámetros de emisión secundaria reportados para materiales seleccionados por Draine & Salpeter (1979b)

Material	Densidad [g cm ⁻³]	δ_m	E_M [eV]
Grafito	2.26	1.00	250
★SiO₂	2.65	2.9	420
Mica	2.80	2.40	340
Fe	7.86	1.30	400
Al	2.70	0.95	300
MgO	3.58	23.00	1200
Polvo Lunar	3.20	1.50	500

★ Estos valores son los que se utilizaron en esta tesis para obtener la eficiencia debida a la emisión secundaria de electrones usando la ecuación 4.3

La eficiencia de dispersión de los electrones primarios también influye en la carga de los granos de polvo.

Para una partícula con composición dada que es impactada por iones, Horanyi et al. (1988) proponen la siguiente expresión para la eficiencia de dispersión:

$$\delta(E) = 2\delta_m \frac{E}{E_M} \frac{\sqrt{E/E_M}}{[(1 + E)/E_M]} \quad (4.4)$$

4.3. Captura de electrones e iones

La captura de electrones o iones es uno de los mecanismos de carga más comunes en el medio interplanetario. En nuestro caso, consideramos que la partícula de

polvo se encuentra en reposo dentro del viento solar, por lo que las corrientes de electrones o iones serán estacionarias, es decir, no dependen del tiempo.

El tamaño de la partícula de polvo es importante para este tipo de mecanismo, ya que si el tamaño aumenta entonces puede recolectar más electrones o iones del viento solar sin importar la especie. Otro factor importante para la captura de electrones o iones es la densidad y la temperatura del plasma ya que dependiendo de cuál sea la densidad del viento solar, será el camino libre medio y, por tanto, la frecuencia con la cual colisionan, tanto los iones, como los electrones en la partícula de polvo.

Horányi (1996) da una expresión para las corrientes de electrones o iones producidas por los bombardeos de éstas sobre una partícula de polvo de radio dado, la cual es expresada de la siguiente forma:

$$I_{e,i} = 4\pi a^2 n_{e,i} \sqrt{\frac{kT_{e,i}}{2\pi m_{e,i}}} \begin{cases} \exp(-\psi_{i,e}) & \psi_{i,e} > 0 \\ 1 - \psi_{i,e} & \psi_{i,e} < 0 \end{cases} \quad (4.5)$$

donde

$$\psi_{i,e} = \mp \frac{q_e \phi}{kT_{e,i}} \quad (4.6)$$

\mp indica si se trata de electrones o iones y ϕ es el potencial superficial de la partícula de polvo.

Spitzer (1941) presenta una solución para el caso en el cual únicamente hay corrientes de carga debidas a las corrientes de iones y electrones. En este caso, si las temperaturas de iones y electrones se consideran iguales ($T_{sw} = T_e = T_i$), el potencial de equilibrio de una partícula de polvo de radio $a = 0.1 \mu m$ dentro del viento solar es:

$$\Phi_{eq} = -\beta \frac{kT_{sw}}{e}, \quad (4.7)$$

donde T_{sw} es la temperatura del viento solar y β es el cociente de presiones cinética y magnética del plasma o β *del plasma*. Físicamente, es el cociente entre la presión cinética y la presión magnética del plasma (Goldston & Rutherford, 1995). Entonces,

$$\beta = \frac{n_{sw} k T_{sw}}{B^2 / 2\mu_0} \quad (4.8)$$

donde μ_0 , p , B , n_{sw} , k y T_{sw} son la permeabilidad magnética del vacío, la presión cinética del plasma del IPM, la intensidad de campo magnético, la densidad numérica del plasma del medio interplanetario, la constante de Boltzman y la temperatura del plasma del IPM respectivamente. En nuestro caso, β depende de la temperatura del plasma del viento solar a través del medio interplanetario, la cual varía con la distancia heliocéntrica. En la sección 4.4.3 se presenta un modelo numérico de la variación de la temperatura respecto a la distancia heliocéntrica, el cual se usará para calcular la β del plasma y con esta la carga eléctrica de las partículas ISD.

Con base en la ecuación 3.1 y expresando el radio en micras, la expresión anterior se reduce a lo siguiente (ver apéndice A).

$$n \approx 700 a_\mu \phi \quad (4.9)$$

Con el potencial (ϕ) en Volts.

Debido a que los electrones tienen una masa menor que la de los iones, se mueven mucho más rápido para la misma temperatura (ya que $\frac{1}{2} m v_{e,i}^2 = k T_{sw}$), eso provoca que el grano se cargue negativamente más fácilmente. La carga negativa acumulada repele sistemáticamente los electrones incidentes, reduciendo su flujo. Finalmente, se alcanza el equilibrio cuando no entran ni salen cargas de la superficie del grano.

4.4. Eficiencia de los diferentes mecanismos de carga (evaluación)

Con base en lo anterior, evaluamos el potencial superficial y los tiempos de carga que prevalecen en las partículas ISD a través del medio interplanetario. Consideramos partículas ISD con radios entre $0.6 - 3.5 \mu m$ ya que, como se vio en el Capítulo 3, este intervalo corresponde a los radios de las partículas ISD que pueden ingresar en la heliosfera (principalmente silicatos, SiO_x). Presentamos a continuación algunos resultados de nuestro análisis relativo a los tiempos de carga, τ , y potenciales de equilibrio, Φ_{eq} .

4.4.1. Potencial de equilibrio y tiempos de carga por emisión fotoelectrónica.

Calculamos la corriente neta, I , con la ecuación 4.2 suponiendo un potencial superficial $\Phi < 0$. Una vez obtenidas las corrientes, es posible encontrar el tiempo que le tomaría a la partícula de polvo alcanzar un potencial $\Phi \approx 1$ Volt por emisión fotoelectrónica, ya que al liberar fotoelectrones la partícula quedará cargada positivamente, facilitando así la producción de corrientes positivas.

Para determinar el tiempo de carga usamos la ecuación siguiente:

$$\tau = \frac{Q}{I} \quad (4.10)$$

donde la carga eléctrica Q viene dada por la ecuación 3.1. Si combinamos las ecuaciones 4.10 y 3.1 podemos estimar el tiempo de carga de una partícula de polvo de radio a de acuerdo a:

$$\tau = \frac{4\pi\epsilon_0 a \Phi}{I_\nu} \quad (4.11)$$

En la Figura 4.1 se observa que las partículas de silicato con radios entre $0.6 - 3.5 \mu m$ tardan varios días en cargarse debido al efecto de emisión fotoelectrónica. Es claro que el tiempo de carga aumenta dependiendo de la distancia heliocéntrica a la cual se encuentre la partícula ya que la irradiancia solar varía como $\sim 1/R^2$, por tal motivo este mecanismo se debilita a distancias heliocéntricas mayores a ~ 10 UA. Además, se nota que mientras más grande es la partícula (en este caso, $a > 1 \mu m$) el tiempo de carga disminuye ya que la corriente debido a la emisión de fotoelectrones aumenta como a^2 y la carga eléctrica aumenta como a , tal que $\tau \sim 1/a$ (ver ecuación 4.2).

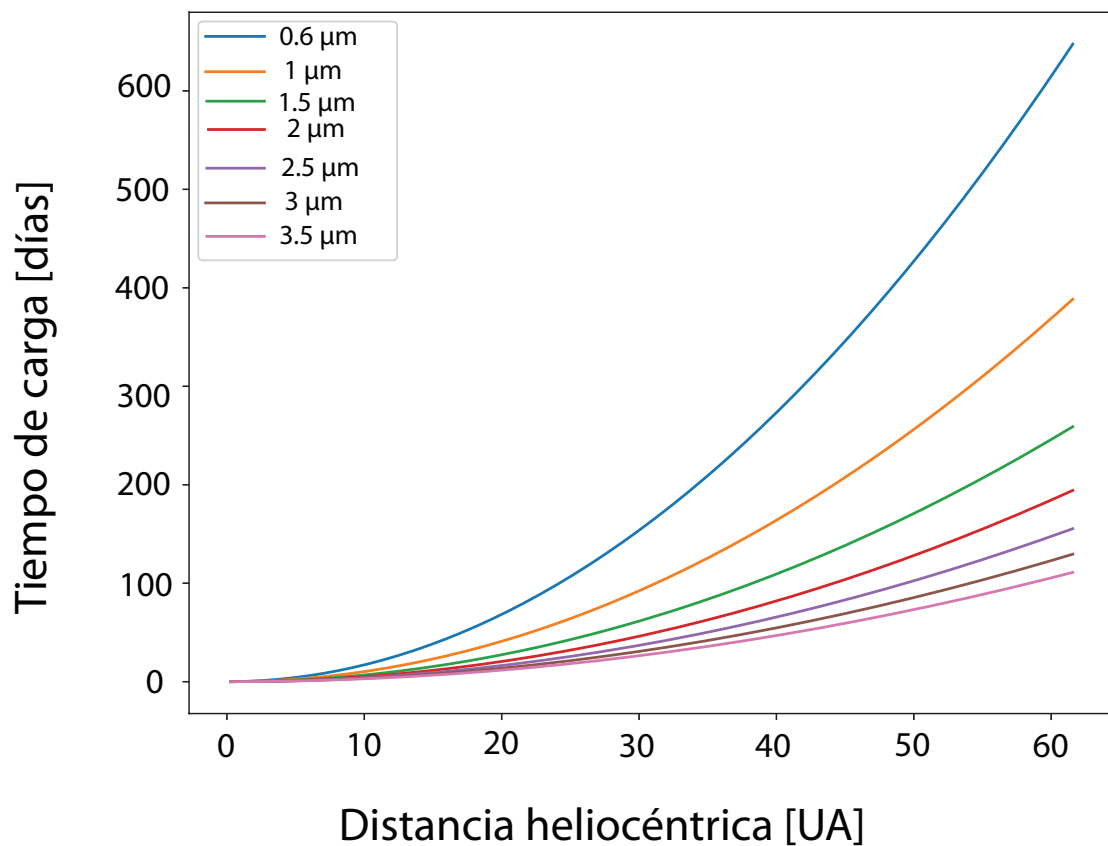


FIGURA 4.1: Tiempo de carga, τ , por emisión fotoelectrónica en función del radio, a y la distancia heliocéntrica dada en unidades astronómicas. Cada color representa un radio de partícula ISD diferente, $0.6 \leq a \leq 3.5 \mu m$.

4.4.2. Potencial de equilibrio y tiempos de carga por emisión secundaria

En esta sección evaluamos el efecto de la emisión secundaria de electrones en las partículas ISD, utilizando la ecuación 4.3, donde se puede ver la dependencia con la energía de incidencia de los electrones. Para hallar dicha energía se considera que la velocidad promedio de los electrones dentro del viento solar es de $V_e = V_i \approx 5.07 \times 10^5 \text{ m/s}$, por lo que su energía cinética es de $E \approx 0.731 \text{ eV}$.

Suponemos $\delta_m = 2.9$, $E_M = 420 \text{ eV}$ y $\delta_y(E) = 0.036$ (correspondiente a silicatos).

Si hacemos un análisis con las diversas energías de incidencia de electrones para poder determinar cuál sería la máxima eficiencia para partículas de silicatos con un radio cualquiera (ya que es independiente de dicho valor), podremos notar que, la eficiencia máxima se logra con una energía incidente de 420 eV , tal que $\delta_y(E) \approx 7.8$ (ver Figura 4.2).

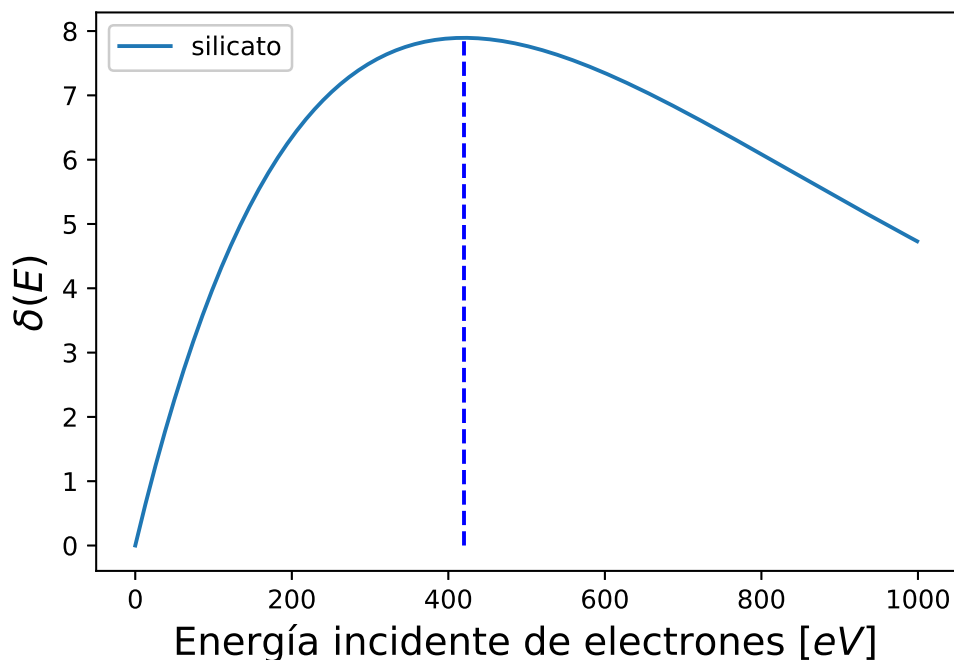


FIGURA 4.2: Eficiencia como función de la energía incidente de los electrones para partículas de silicatos, SiO_x . La línea azul discontinua indica la eficiencia máxima y la energía incidente de electrones correspondiente a esa máxima eficiencia para silicatos.

Comparando las energías que se necesitan para que la partícula alcance el rendimiento máximo con las energías que portan los electrones en el medio interplanetario ($E \approx 0.731 \text{ eV}$), observamos que éstas últimas son mucho más bajas, por lo que el plasma es demasiado frío y entonces no es lo suficientemente energético como para producir la emisión secundaria de electrones.

4.4.3. Potencial de equilibrio y tiempos de carga por captura electrónica

Al despreciar tanto las corrientes fotoelectrónicas como las corrientes de emisión secundaria de electrones, el único mecanismo que prevalece es el de las corrientes de electrones, por lo que es posible usar la expresión dada por [Spitzer \(1941\)](#) para calcular el potencial de equilibrio, ver ecuación 4.7. Para obtener el potencial de equilibrio se calculó la β del plasma con la ecuación 4.8, la cual depende de la temperatura. Como la temperatura depende de la distancia heliocéntrica, fue necesario hacer un modelo numérico para calcular la dependencia de la distancia heliocéntrica con la temperatura.

Una vez calculado el potencial de equilibrio se determinó el número de electrones que puede capturar la partícula de polvo con la ecuación 4.9.

Para hallar el tiempo que le tomaría a la partícula recolectar un cierto número n de electrones sabemos que

$$\tau = \left| \frac{Q}{I_e} \right|, \quad (4.12)$$

es decir,

$$\tau = \left| \frac{Q}{en_e V \sigma_g} \right|, \quad (4.13)$$

donde V es la velocidad de las partículas del viento solar, σ_g es la sección transversal de la partícula de polvo, e es la carga del electrón y n_e es la densidad de electrones en el viento solar.

Para obtener la dependencia de la temperatura con la distancia se hizo una regresión potencial empleando machine learning usando los datos de temperatura tomados por las naves Helios I, Ulysses y Voyager 2 entre 1974 y 2007 ¹. Se aume una variación que sigue una ley de potencias:

$$T_{sw} = CR^\alpha \quad (4.14)$$

donde T_{sw} es la temperatura del viento solar dada en Kelvins, C es el coeficiente y α el índice, ambos parámetros por determinar. R es la distancia heliocéntrica dada en UA, ver Figura 4.3.

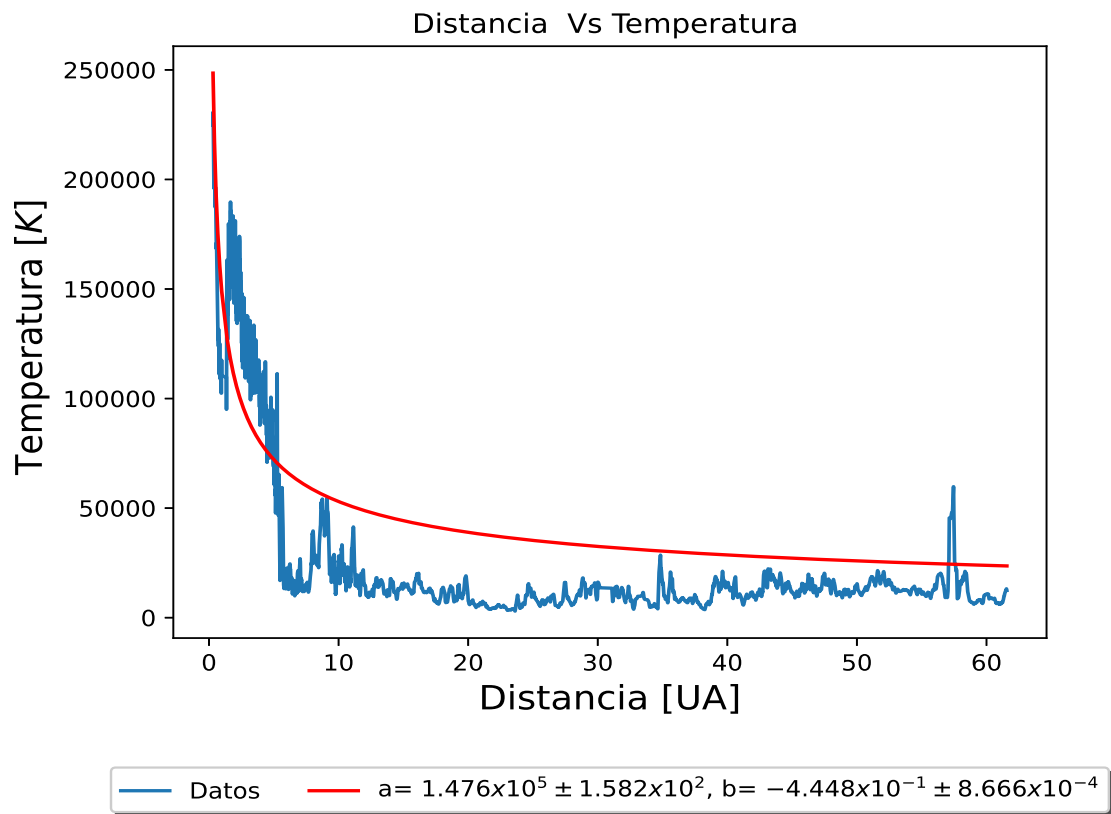


FIGURA 4.3: Ajuste de la temperatura usando una ley de potencias del tipo $y = CR^\alpha$, donde $C = 1.476 \times 10^5 \pm 1.582 \times 10^2$ y $\alpha = -4.448 \times 10^{-1} \pm 8.666 \times 10^{-4}$

Con el análisis anterior tenemos que :

¹Los datos se obtuvieron del siguiente sitio: <https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>

$$T_{sw} = (1.476 \times 10^5) R^{-0.4448} \quad (4.15)$$

Sustituyendo la ecuación 4.15 en la ecuación 4.8 obtenemos la β del plasma. Sustituyendo el valor de la β en la ecuación 4.7 obtenemos el potencial de equilibrio de las partículas ISD, y entonces obtenemos el número de electrones capturados por las partículas usando la ecuación 4.9. Por último, con la ecuación 4.13 se calcula el tiempo en el cual la partícula ISD recolecta cierta cantidad n de electrones, llegando así a su potencial de equilibrio, en el cual la partícula ya no puede recolectar más electrones o iones del plasma.

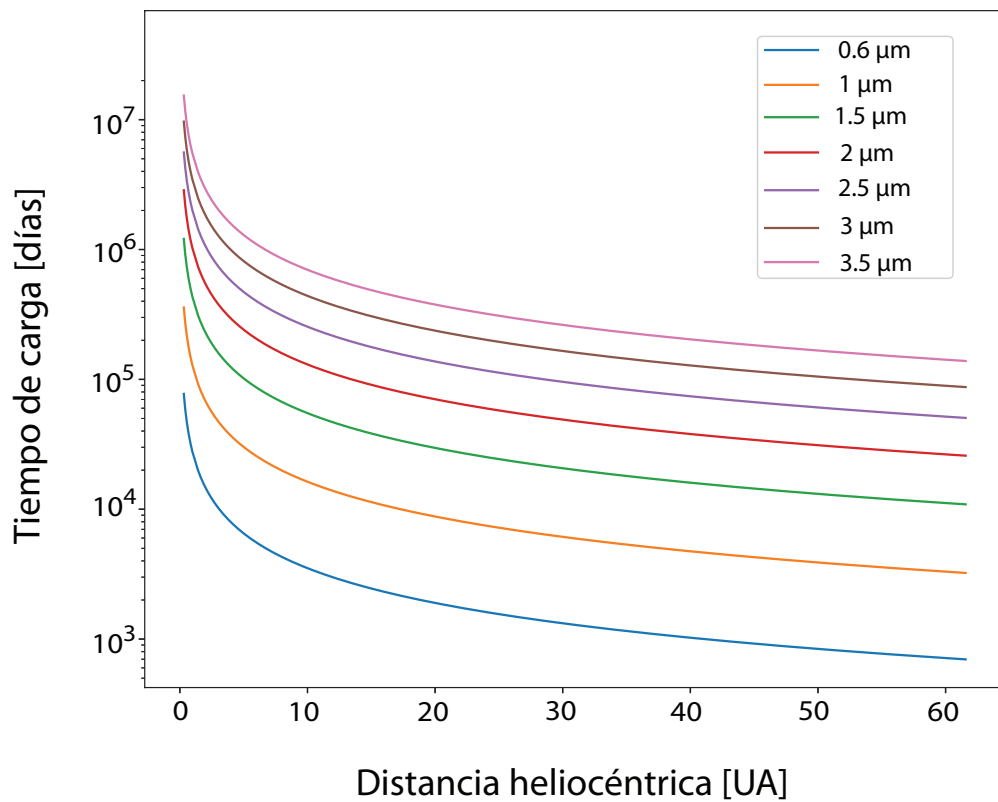


FIGURA 4.4: Tiempo (en segundos) que le toma a una ISD alcanzar su potencial de equilibrio, ϕ_{eq} , considerando únicamente la corriente debida a la captura de electrones. Se puede observar la dependencia con la distancia heliocéntrica. Cada color representa un radio de partícula ISD diferente, $0.6 \leq a \leq 3.5 \mu\text{m}$.

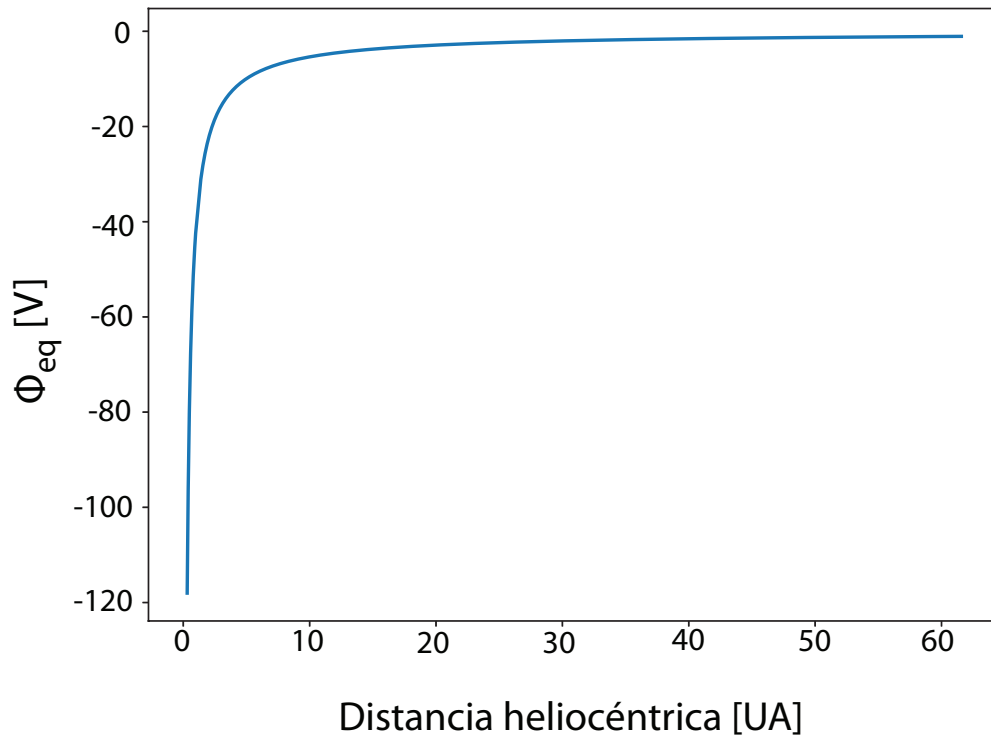


FIGURA 4.5: Potencial de equilibrio Φ_{eq} que alcanza una partícula de radio $a = 0.1 \mu m$ considerando únicamente una corriente eléctrica debida a la captura de electrones en función de la distancia heliocéntrica. Φ_{eq} fue calculado con la ecuación 4.7 propuesta por Spitzer (1941).

En la Figura 4.4 se observa que el tiempo en el que una partícula ISD llega a su Φ_{eq} (del orden de pocos meses) decae muy rápidamente para $R < 10$ UA, luego se mantiene casi constante, independientemente del radio de la ISD. En este caso tenemos que $\beta \propto T_{sw} \propto R^{-0.5}$, entonces $\Phi_{eq} \propto 1/R$ y como consecuencia $n \propto 1/R$, por lo que el tiempo de carga decae como $1/R$, ya que por la ecuación 4.13 $\tau \propto Q$.

En general, mientras más grande sea la ISD, el tiempo que le toma en llegar a su potencial de equilibrio será mayor, dicho comportamiento se visualiza en la Figura 4.4, las curvas van de radios más grandes ($a = 3.5 \mu m$) a radios más pequeños ($a = 0.6 \mu m$). Dependiendo el tamaño y la distancia heliocéntrica el tiempo de carga varía, pero en promedio $\tau_{eq} \sim 10^5$ segundos ≈ 11 días.

Por otra parte, en la Figura 4.5 se puede observar el perfil del Φ_{eq} en función de la distancia heliocéntrica para una partícula con un radio de $a = 0.1 \mu m$, ya que la ecuación 4.7 es válida suponiendo partículas esféricas con un radio $a = 0.1 \mu m$. Se puede ver que $\Phi_{eq} \approx -10.37 V$ y la partícula lo alcanza a $R \approx 5 UA$. Una

vez obtenido el potencial de equilibrio, éste se mantiene constante; es decir, ya no pueden entrar ni salir cargas de la superficie de la partícula ISD.

Del análisis anterior, podemos concluir que la carga eléctrica que portan las partículas ISD dentro de la heliósfera es prácticamente constante. Se observa que el mecanismo dominante es debido a la captura de electrones y que el potencial de equilibrio se alcanza en $\tau \sim 11$ días. La corriente fotoelectrónica es secundaria y se logra el Φ_{eq} en $\tau \sim 100$ días. Debido a que el viento solar se puede considerar un plasma frío (< 1 keV), la emisión secundaria de electrones puede despreciarse. En un primer análisis se consideran únicamente cargas debidas a la captura de electrones por ser el mecanismo con el cual la partícula llega a su potencial de equilibrio más rápido. En una segunda aproximación se sumarán las corrientes debidas a la emisión de fotoelectrones y a la captura de electrones, ya que son las más significativas en el medio interplanetario considerando la estancia de las ISD en la heliosfera.

Capítulo 5

Dinámica de las ISD

Como ya se vio en los capítulos anteriores, las partículas ISD son parte y se mueven junto con la LIC, por lo que se considera que el polvo y el gas comparten en principio, propiedades dinámicas similares. La velocidad y dirección de entrada de las ISD al Sistema Solar resultan del movimiento relativo del Sol con respecto a la LIC. El polvo interestelar de la LIC es inyectado al Sistema Solar desde una longitud heliocéntrica eclíptica con $\phi = 259^\circ$ y como una corriente casi paralela ($\theta = 8^\circ$) con la eclíptica con una velocidad relativa de 26 km/s (Frisch et al., 1999).

5.1. Dinámica en la heliosfera

Las partículas ISD dentro de la heliosfera son gobernadas principalmente por la fuerza gravitacional del Sol, la presión de radiación solar y la fuerza de Lorentz debida a la interacción de las partículas cargadas con el campo magnético interplanetario (IMF). Por lo tanto, para modelar la trayectoria de las partículas ISD a través del medio interplanetario se toman en cuenta estas 3 fuerzas.

A continuación se describen cada una de estas fuerzas.

5.1.1. Fuerza gravitacional y fuerza de presión de radiación

La fuerza gravitacional que ejerce el Sol sobre una partícula ISD es:

$$\mathbf{F}_G = -\frac{GM_\odot m_p \mathbf{r}}{|\mathbf{r}|^3} \quad (5.1)$$

donde G es la constante de gravitación universal, M_\odot es la masa del Sol, m_p la masa de la partícula ISD, y \mathbf{r} es el vector de posición de la ISD respecto al Sol.

La fuerza de presión de radiación solar ejercida sobre una partícula ISD se define (Schwehm, 2006) como:

$$\mathbf{F}_{rad} = \frac{A_p r_0^2}{c} \frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|^3} \int_0^\infty q_{pr} S_\lambda d\lambda = \frac{A_p Q_{pr} S_0}{c} \frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|^3} \quad (5.2)$$

donde A_p es la sección transversal efectiva de la partícula, $A_p = \pi a^2$ (considerando una partícula esférica con radio a), S_λ es el flujo solar por unidad de área y rango de longitud de onda a la distancia de la Tierra medida desde el Sol ($r_0 = 1$ UA), c es la velocidad de la luz, q_{pr} y Q_{pr} son el factor de eficiencia de la presión de radiación, pero Q_{pr} está promediado sobre el espectro solar, el cual puede considerarse igual a 1 en el régimen de la óptica geométrica (Burns et al., 1979), y S_0 es la irradiancia o flujo solar ponderado por la distancia al Sol.

Como se puede ver en las ecuaciones 5.2 y 5.1, tanto la fuerza gravitacional, como la fuerza debida a la presión de radiación solar actúan radialmente y decrecen con el cuadrado de la distancia al Sol, por lo que se pueden expresar como una fuerza *compuesta* de acuerdo a la siguiente ecuación:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_{(rad+G)} = -\frac{(1 - \beta_r)GM_\odot m_p \mathbf{r}}{|\mathbf{r}|^3} \quad (5.3)$$

donde β_r es el cociente entre la fuerza de presión de radiación y la fuerza gravitacional para una partícula con una composición dada y el cual sólo depende de las

propiedades (p.e. morfología, color, tamaño, densidad), (Burns et al., 1979) de la partícula misma.

$$\beta_r = \frac{|\mathbf{F}_{rad}|}{|\mathbf{F}_G|} = \frac{A_p Q_{pr} S_0}{cGM_\odot m_p} = 5.7 \times 10^{-5} \left(\frac{Q_{pr}}{\rho a} \right) \quad (5.4)$$

En la ecuación 5.4 ρ y a deben de estar en unidades *cgs* y Q_{pr} se asume que es igual a 1 por lo explicado anteriormente. En esta tesis, se asume que las propiedades de la partícula y la irradiancia solar no varían con el tiempo, por lo que se considera que β_r es constante. Este parámetro será uno de los parámetros más relevantes en la dinámica de las partículas ISD. De su análisis podemos determinar cómo es el balance de las fuerzas y de presión de radiación solar, lo cual determinará si las partículas se alejan del Sol o se acercan a él. Esto se discutirá más adelante en los resultados con más detalle.

5.1.2. Fuerza de Lorentz

Como se vio en el Capítulo 4, las partículas ISD que se mueven dentro de la heliosfera se cargan eléctricamente dependiendo de los mecanismos locales dominantes. Los resultados de esta tesis muestran que el mecanismo de carga eléctrica que domina en este estudio es la captura de electrones del viento solar, considerando las condiciones tanto de las partículas ISD como las del viento solar. Este mecanismo genera un potencial superficial de equilibrio negativo o una carga eléctrica superficial negativa.

Para las simulaciones de esta tesis se considera un potencial de equilibrio de -10.37 V con base en el análisis de los Capítulos 3 y 4 donde se presenta la ecuación para el cálculo de la carga neta sobre la partícula (ecuación 3.1). Como se vio anteriormente, la fuerza de Lorentz ejercida por el IMF sobre la ISD depende de su cociente Q/m_p , su velocidad con respecto a la velocidad del viento solar y de la intensidad del campo magnético interplanetario o del viento solar (\mathbf{B}_{sw}). La ecuación que describe esta fuerza es la siguiente:

$$\mathbf{F}_L = Q(\dot{\mathbf{r}} - \mathbf{V}_{sw}) \times \mathbf{B}_{sw} \quad (5.5)$$

donde $\dot{\mathbf{r}}$ es la velocidad de la partícula ISD y \mathbf{V}_{sw} es la velocidad del viento solar.

5.1.3. Ecuación de movimiento resultante

Si juntamos las 3 fuerzas descritas anteriormente nuestra ecuación de movimiento resultante para las partículas ISD dentro de la heliosfera es:

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{(1 - \beta_r)GM_\odot \mathbf{r}}{|\mathbf{r}|^3} + \frac{Q}{m_p}(\dot{\mathbf{r}} - \mathbf{V}_{sw}) \times \mathbf{B}_{sw} \quad (5.6)$$

En esta tesis se utilizan coordenadas heliocéntricas eclípticas, es decir, un sistema centrado en el Sol y cuyo plano XY coincide con el plano de la eclíptica. Eligiendo coordenadas rectangulares (x,y,z), la ecuación 5.6 la podemos separar en componentes, resultando así en un sistema de 3 ecuaciones diferenciales acopladas de segundo orden :

$$\ddot{x} = \frac{Q}{m_p} \left[(\dot{y} - V_{swy})B_z - (\dot{z} - V_{swz})B_y \right] - \frac{GM_\odot(1 - \beta_r)x}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \quad (5.7)$$

$$\ddot{y} = -\frac{Q}{m_p} \left[(\dot{x} - V_{swx})B_z - (\dot{z} - V_{swz})B_x \right] - \frac{GM_\odot(1 - \beta_r)y}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \quad (5.8)$$

$$\ddot{z} = \frac{Q}{m_p} \left[(\dot{x} - V_{swx})B_y - (\dot{y} - V_{swy})B_x \right] - \frac{GM_\odot(1 - \beta_r)z}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \quad (5.9)$$

donde B_x , B_y y B_z son las componentes del campo magnético interplanetario en tales direcciones, las cuales se explicaran a continuación.

5.2. Modelo de campo magnético interplanetario

El Sol rota aproximadamente una vez cada 26 días. Sus líneas de campo magnético están ancladas a su superficie, por lo que rotan junto con él, por lo mismo, a una distancia suficientemente grande ($r \gg 10 R_{\odot}$) adquieren una forma espiral llamada *espiral de Parker*, paralela al plano ecuatorial solar (Parker, 1958).

Igual que en un dipolo, sus líneas de campo magnético, tanto del norte como del sur, se encuentran en direcciones opuestas, es decir, hacia afuera en un hemisferio y hacia adentro en otro. La *hoja de corriente heliosférica* (HCS, por sus siglas en inglés) separa los sectores magnéticos norte y sur del ecuador magnético del Sol. Sin embargo, la inclinación del dipolo solar con respecto al eje de rotación solar hace que la hoja de corriente oscile de norte a sur generando una superficie ondulada que se asemeja a una falda de una bailarina de ballet.

Las ecuaciones que describen el campo magnético interplanetario de acuerdo al modelo de Parker (1958) son las siguientes:

$$B_r = \pm B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 = B_x \quad (5.10)$$

$$B_{\phi} = \pm \frac{B_0 \Omega_{\odot}}{V_{sw}} (r - r_0) \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \sin(90^{\circ} - \theta) = B_y \quad (5.11)$$

$$B_{\theta} = 0 = B_z \quad (5.12)$$

donde r , ϕ y θ son la distancia radial, la longitud y la latitud que, en nuestro caso, corresponderán a la posición de la partícula ISD con respecto al IFM arrastrado por el viento solar. Ω_{\odot} es la velocidad angular del Sol (considerando el periodo de rotación de ≈ 25.38 días, entonces la velocidad angular del sol es $\Omega_{\odot} = 2.865 \times 10^{-6} \text{ rad s}^{-1}$, (Lhotka & Narita, 2019)), $B_0 = 2300 \text{ nT}$ es la intensidad del campo magnético a una distancia de referencia r_0 del Sol, la cual es la distancia desde el centro del Sol, donde se supone que las líneas de campo van radialmente hacia afuera. La distancia de referencia que se usa en esta tesis es la propuesta por Parker (1958) que es $r_0 = 10 R_{\odot}$ y V_{sw} es la componente radial de la velocidad del

viento solar, ya que como se verá más adelante, es la que domina y tiene un valor $V_{sw} \approx 437$ km/s.

El modelo de Parker determina la dirección y la magnitud del IMF, sin embargo, la polaridad del campo magnético (> 0 , cuando las líneas de campo se dirigen *hacia afuera* del Sol y < 0 cuando se dirigen *hacia adentro* del Sol) dependerá de la posición de la ISD con respecto a la HCS.

5.3. Solución de la ecuación de movimiento

Para resolver el sistema de ecuaciones 5.7 - 5.9 se aplicó el método de Runge-Kutta de cuarto orden, también conocido como RK4. Los métodos Runge-Kutta son un conjunto de métodos iterativos que se usan para aproximar la solución a un problema de valores iniciales de una ecuación diferencial ordinaria la cual no tiene una solución analítica o es muy compleja hallarla.

El método de Runge-Kutta de orden cuarto es uno de los más utilizados y más precisos de este tipo de métodos iterativos, (Anagnostopoulos, 2016).

Se define un problema de valores iniciales de la siguiente forma:

$$y' = f(t, y) \quad y(t_0) = y_0. \quad (5.13)$$

El método RK4 para un problema dado por la ecuación 5.13 viene dado por la siguiente ecuación (5.14), (Anagnostopoulos, 2016) :

$$y_{n+1} = y_n + \frac{h}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \quad (5.14)$$

donde h es el tamaño del intervalo en cada iteración y los coeficientes k_1 , k_2 , k_3 y k_4 se definen de la siguiente manera:

$$k_1 = fh(t_n, y_n), \quad (5.15)$$

$$k_2 = fh\left(t_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{k_1}{2}\right), \quad (5.16)$$

$$k_3 = fh\left(t_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{k_2}{2}\right), \quad (5.17)$$

$$k_4 = fh(t_n + h, y_n + k_3). \quad (5.18)$$

Estos coeficientes indican la pendiente de la función en tres puntos diferentes: al comienzo (k_1), en el punto medio (k_2 y k_3) y al final (k_4). La pendiente es un promedio ponderado de dichas pendientes.

Conociendo los k -coeficientes, la solución para el siguiente paso de tiempo se puede calcular con la ecuación [5.14](#).

5.3.1. Aplicación del método RK4

Se aplicó el método RK4 con $h \approx 30$ días sobre un tiempo final de 82 años para tener una visualización más completa de la dinámica.

Para resolver el sistema de ecuaciones anterior (ver ecuaciones [5.7](#) - [5.9](#)) fue necesario disminuir su orden y así poder trabajar sólo con seis ecuaciones diferenciales de primer orden en vez de tres ecuaciones de segundo orden.

Se define:

$$s_1 = \dot{x} \rightarrow \dot{s}_1 = \ddot{x}, \quad s_2 = x, \quad (5.19)$$

$$s_3 = \dot{y} \rightarrow \dot{s}_3 = \ddot{y}, \quad s_4 = y, \quad (5.20)$$

$$s_5 = \dot{z} \rightarrow \dot{s}_5 = \ddot{z}, \quad s_6 = z. \quad (5.21)$$

Entonces, el sistema que describe la dinámica de una partícula ISD es:

$$\dot{s}_1 = \frac{Q}{m_p} \left[(s_3 - V_{swy})B_z - (s_5 - V_{swz})B_y \right] - \frac{GM_\odot(1 - \beta_r)s_2}{(s_2^2 + s_4^2 + s_6^2)^{3/2}}, \quad (5.22)$$

$$\dot{s}_2 = s_1, \quad (5.23)$$

$$\dot{s}_3 = -\frac{Q}{m_p} \left[(s_1 - V_{swx})B_z - (s_5 - V_{swz})B_x \right] - \frac{GM_\odot(1 - \beta_r)s_4}{(s_2^2 + s_4^2 + s_6^2)^{3/2}}, \quad (5.24)$$

$$\dot{s}_4 = s_3, \quad (5.25)$$

$$\dot{s}_5 = \frac{Q}{m_p} \left[(s_1 - V_{swx})B_y - (s_3 - V_{swy})B_x \right] - \frac{GM_\odot(1 - \beta_r)s_6}{(s_2^2 + s_4^2 + s_6^2)^{3/2}}, \quad (5.26)$$

$$\dot{s}_6 = s_5. \quad (5.27)$$

Se implementó entonces un código en Python el cual resuelve cada una de las ecuaciones anteriores, 5.22 - 5.27, con base en el método RK4 para así obtener la dinámica de las partículas ISD.

5.4. Condiciones iniciales y suposiciones básicas

Resaltamos que el sistema de referencia que usamos en este trabajo es el sistema coordinado heliocéntrico eclíptico y dado que conocemos la latitud y la longitud de ingreso de las ISD a la heliosfera (dadas por Frisch et al. (1999)). Aunque las condiciones iniciales se dan en coordenadas esféricas, se hacen las transformaciones correspondientes a coordenadas rectangulares. De esta manera, los resultados se dan en coordenadas heliocéntricas eclípticas rectangulares.

Recordemos que las transformaciones de coordenadas esféricas a rectangulares son:

$$\begin{aligned}x &= r \sin(\theta) \cos(\phi) \\y &= r \sin(\theta) \sin(\phi) \\z &= r \cos(\theta)\end{aligned}\tag{5.28}$$

donde r la distancia radial, θ es la latitud y ϕ es la longitud en el sistema coordenado esférico.

y las transformaciones inversas son:

$$\begin{aligned}r &= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \\ \theta &= \arctan\left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{z}\right) \\ \phi &= \arctan\left(\frac{y}{x}\right)\end{aligned}\tag{5.29}$$

Es importante mencionar que en nuestras simulaciones se eligió una distancia radial $r = 100$ UA considerando que las partículas vienen del ISM y que la heliopausa se encuentra ≈ 120 UA, ([Krimigis et al., 2013](#); [Burlaga et al., 2013](#); [Gurnett et al., 2013](#)).

Para obtener las componentes de la velocidad de las partículas de polvo se considera el ángulo opuesto al de la dirección de entrada propuesto por [Frisch et al. \(1999\)](#), esto es así debido a la construcción del sistema de referencia. Sin embargo, lo único que cambia es la dirección, ya que si dejamos $\theta = 8^\circ$ y $\phi = 259^\circ$ en vez de entrar al Sistema Solar se está alejando, y por tratarse de la velocidad, las ISD deben de coincidir con la dirección de entrada al SS. Es decir, para las componentes de la velocidad se tiene $|\mathbf{V}| \approx 26$ km/s, $\phi = 79^\circ$ (opuesto a 259°) y $\theta = -8^\circ$, ver el diagrama de la Figura [5.1](#).

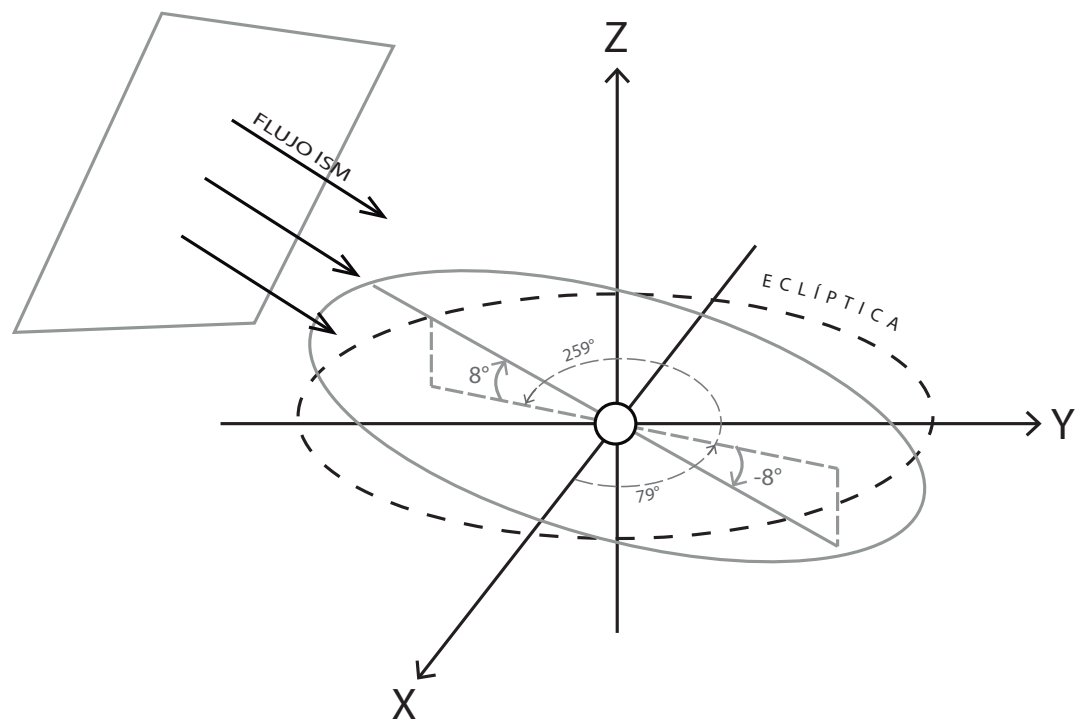


FIGURA 5.1: Sistema de referencia heliocéntrico eclíptico usado en esta tesis. Se observan la dirección inicial para la posición y la velocidad inicial de la partícula ISD.

Con esto, las condiciones iniciales de posiciones y velocidades de las partículas ISD quedan como se muestra en la Tabla 5.1:

TABLA 5.1: Condiciones iniciales para las posiciones y velocidades de las partículas ISD para determinar su dinámica en el IPM.

$s_2[0]$	x_0	$149 \times 10^{11} \cos(259^\circ) \sin(8^\circ)$	[m]
$s_4[0]$	y_0	$149 \times 10^{11} \sin(8^\circ) \sin(259^\circ)$	[m]
$s_6[0]$	z_0	$149 \times 10^{11} \sin(8^\circ)$	[m]
$s_1[0]$	V_{x0}	$26 \times 10^3 \cos(79^\circ) \sin(-8^\circ)$	[m/s]
$s_3[0]$	V_{y0}	$26 \times 10^3 \sin(-8^\circ) \sin(79^\circ)$	[m/s]
$s_5[0]$	V_{z0}	$26 \times 10^3 \sin(-8^\circ)$	[m/s]

Para determinar las componentes de la velocidad del viento solar se hizo un análisis utilizando los datos de Voyager 2 desde 1979 - 1993, ver Figura 5.2. Se observa que la componente radial es la que domina, puesto que en promedio, $V_R = 436.82$ km/s, $V_T = 1.43$ km/s y $V_N = 1.27$ km/s.

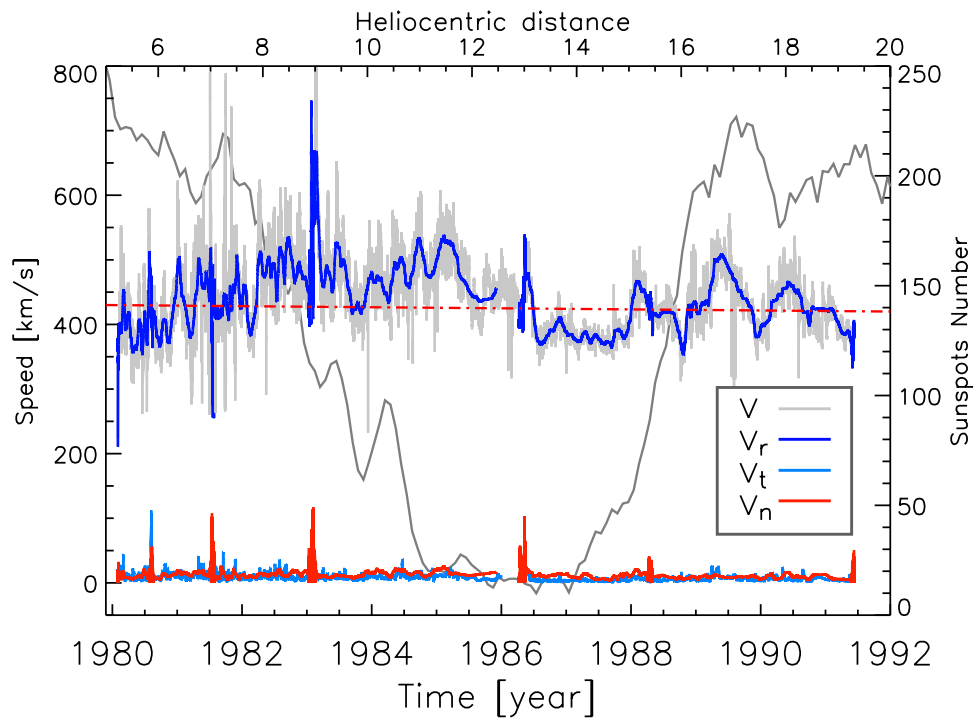


FIGURA 5.2: Componentes y magnitud de la velocidad del viento solar (protones) medido por Voyager 2 en un periodo de tiempo que va de 1979 - 1993 y entre 5 - 35 UA con una resolución de horas. La curva gris representa los datos de la velocidad en la dirección radial, mientras que la curva azul marino son los mismos datos pero filtrados con una media móvil para resaltar el perfil de velocidad en esa dirección. La curva roja y azul clara representan la componente tangencial y normal de la velocidad del viento solar. La línea negra es el perfil de manchas solares indicando la variación del ciclo solar (del ciclo 21 al 22). Se observa que a lo largo del ciclo solar la velocidad del viento solar es en promedio casi constante. La línea roja punteada indica el promedio de la velocidad del viento solar.

Capítulo 6

Dinámica de las ISD en el medio interplanetario (resultados)

A continuación se presentan los resultados de la dinámica de las ISD en el medio interplanetario a partir de los análisis presentados en los Capítulos 4 y 5.

6.1. Balance de fuerzas

Para una mejor evaluación de la dinámica de las ISD, inicialmente hacemos un análisis individual de las fuerzas actuantes y el balance entre ellas para determinar cuál es la fuerza dominante. Esta información nos ayuda a depurar nuestro modelo e interpretación.

6.1.1. Fuerza gravitacional + fuerza de presión de radiación

En la Figura 6.1 mostramos el comportamiento de la fuerza *compuesta* definida en la ecuación 5.3 como función de la distancia heliocéntrica para el intervalo de radios $0.6 \leq a \leq 3.5 \mu m$. Observamos que los efectos relevantes de esta fuerza compuesta sobre las ISD ocurre para $R < 3$ UA. Para distancias mayores estas

partículas la perciben sólo como una perturbación. En general, se observa que las partículas más grandes, o con mayor sección transversal, son las más afectadas.

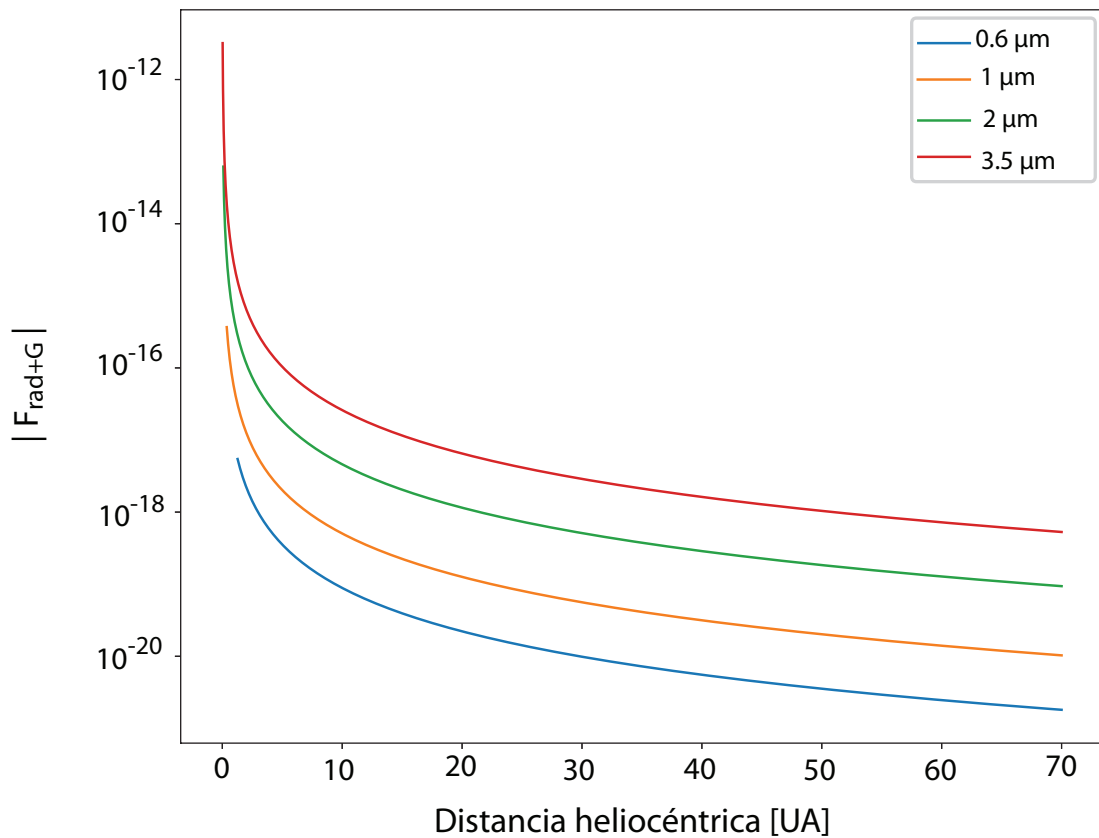


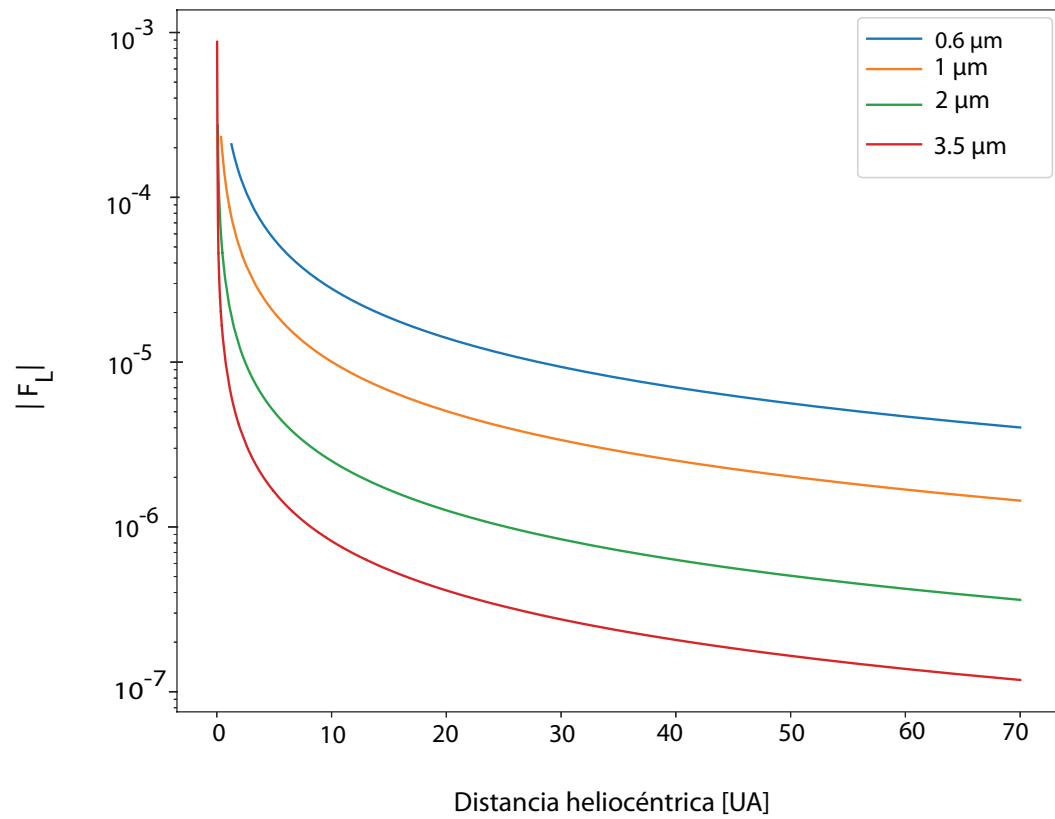
FIGURA 6.1: $|F_{rad+G}|$ vs. distancia heliocéntrica para $0.6 \leq a \leq 3.5 \mu m$.

6.1.2. Fuerza de Lorentz

Definimos la fuerza de Lorentz en la ecuación 5.5. En muchos casos, es más conveniente expresar la carga eléctrica en términos del potencial de equilibrio Φ_{eq} ya que como se mostró en el Capítulo . En tal caso, la ecuación se reescribe como sigue:

$$|F_L| = \frac{3\epsilon_0\Phi}{\rho a^2} |(\dot{\mathbf{r}} - \mathbf{V}_{sw}) \times \mathbf{B}| \quad (6.1)$$

La Figura 6.2 muestra que los efectos más relevantes de esta fuerza sobre las ISD ocurren para $R < 40$ UA. En contraste con la fuerza compuesta, las partículas de menor radio son más afectadas.

FIGURA 6.2: $|F_L|$ vs. distancia heliocéntrica para $0.6 \leq a \leq 3.5 \mu\text{m}$.

El cociente o balance entre ambas fuerzas (Lorentz/*compuesta*) se muestra en la Figura 6.3 en la que se observa un dominio de la fuerza de Lorentz particularmente en el caso de las partículas de menor radio.

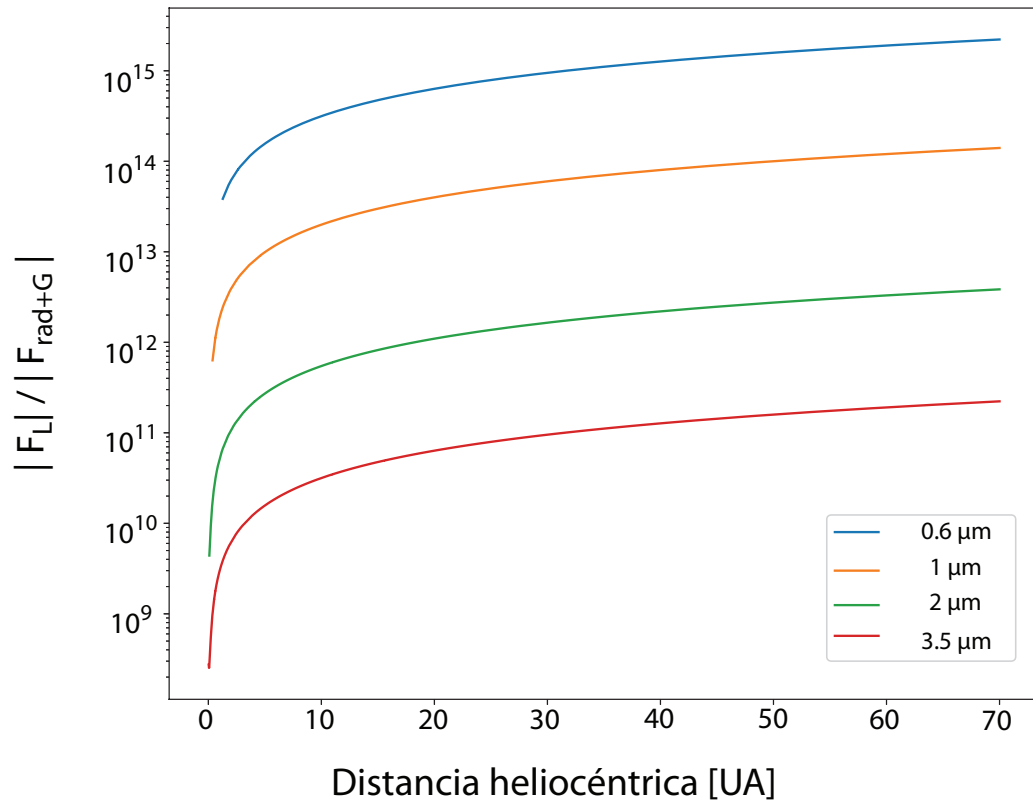


FIGURA 6.3: $|F_L|/|F_{rad+G}|$ vs. distancia heliocéntrica para $0.6 \leq a \leq 3.5 \mu m$.

6.2. Trayectorias generales de las ISD en la heliosfera

A continuación se presentan las proyecciones de las trayectorias de las ISD en los planos XY, ZY y XZ (donde el plano XY coincide con el plano de la eclíptica) para una escala de tiempo equivalente a 30,000 días (≈ 82 años). Nótese que la escala está dada en UA y que el color de cada curva representa un radio diferente (p.e., azul representa la partícula más pequeña o $a = 0.6 \mu m$ y rojo representa la partícula más grande o $a = 3.5 \mu m$). En las Figuras 6.4 - 6.6 se observa que las ISD en este intervalo de radios y cargas eléctricas tienden a moverse hacia el sur de la eclíptica ($\theta = -90^\circ$).

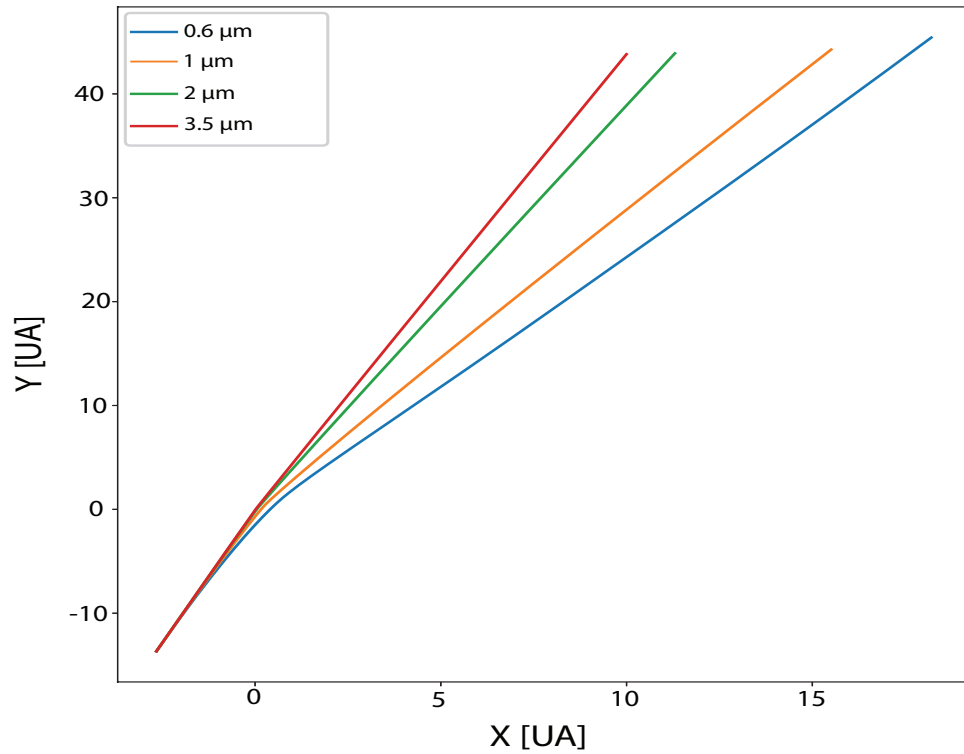


FIGURA 6.4: Proyección de la trayectoria de las partículas ISD con diferentes radios sobre el plano de la eclíptica o el plano XY a través de la heliosfera en un periodo de 82 años.

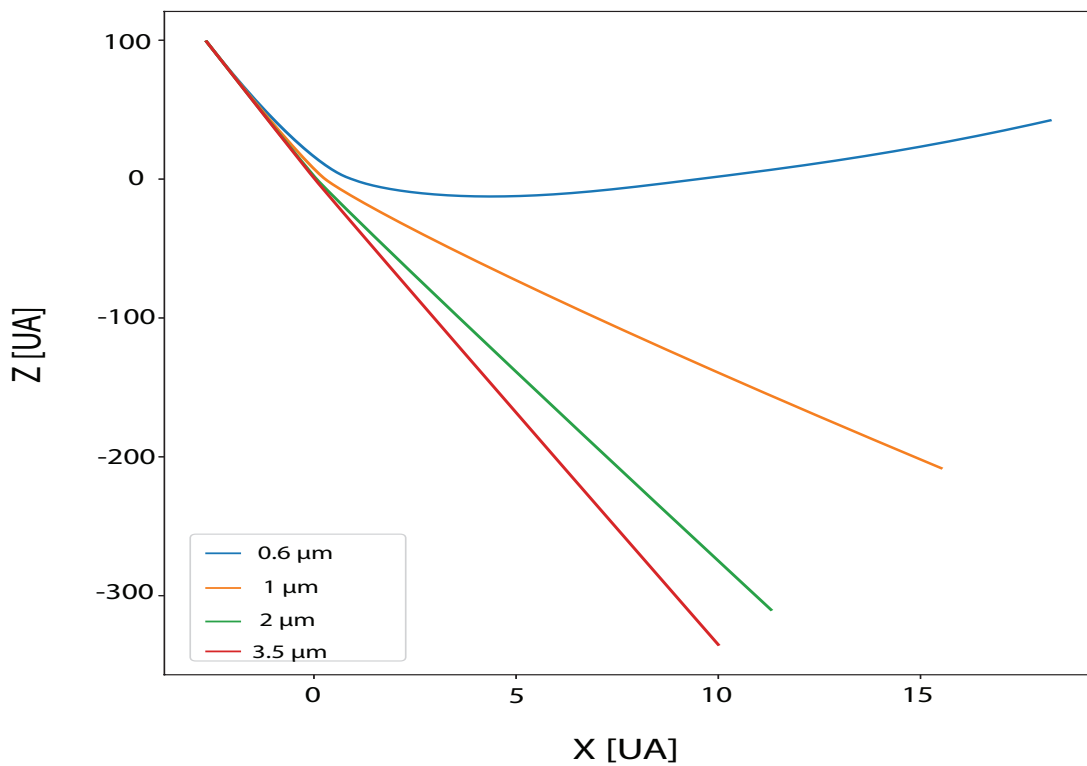


FIGURA 6.5: Proyección de la trayectoria de las partículas ISD con diferentes radios sobre el plano XZ a través de la heliosfera en un periodo de 82 años.

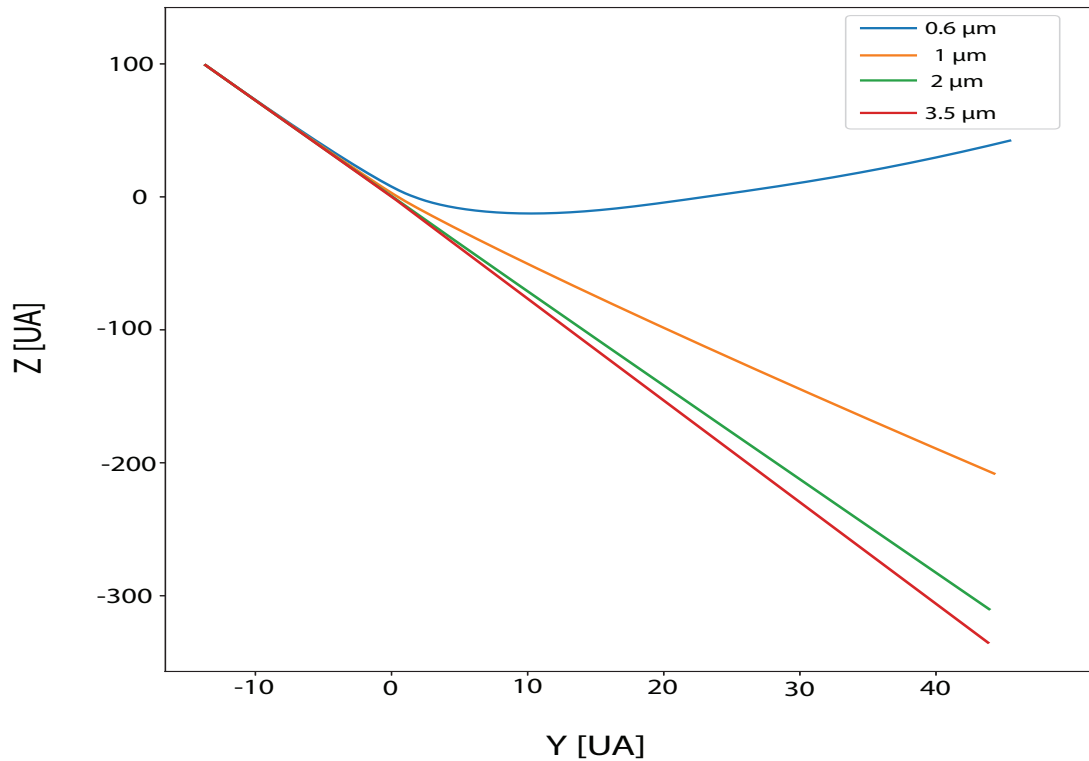


FIGURA 6.6: Proyección de la trayectoria de las partículas ISD con diferentes radios sobre el plano ZY a través de la heliosfera en un periodo de 82 años.

En la Figura 6.7 se pueden apreciar mejor las trayectorias de las ISD respecto al plano de la eclíptica (plano gris). Únicamente se muestran las trayectorias de las partículas con $a = 0.6 \mu m$ y $a = 3.5 \mu m$, ya que en este trabajo son los dos radios extremos (el más pequeño y el más grande, respectivamente). Se observa un movimiento general en dirección norte a sur para ambas partículas. La partícula más grande pasa cerca del Sol (punto amarillo en la Figura 6.7) a $r \approx 10 R_{\odot}$, en contraste la partícula más pequeña pasa cerca del Sol a $r \approx 400 R_{\odot}$. En ambos casos se puede observar que las trayectorias de las ISD empiezan sobre el plano de la eclíptica y para el caso de la partícula más grande termina por debajo del plano (representado con las líneas punteadas), mientras que la partícula de $a = 0.6 \mu m$ atraviesa el plano y después es deflectada hacia el norte del plano eclíptico.

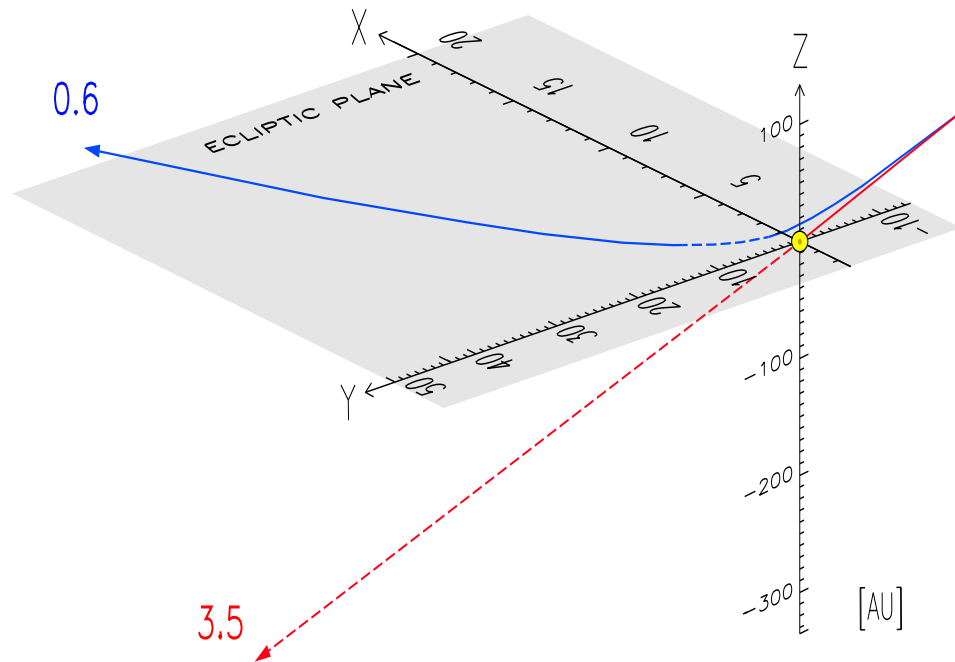


FIGURA 6.7: Trayectoria de partículas ISD con $a = 0.6 \mu m$ y $a = 3.5 \mu m$ representadas por la línea azul y roja respectivamente en un intervalo de tiempo de ≈ 82 años. El plano de la eclíptica está representado por el plano gris, el Sol está representado por el círculo amarillo justo en la intersección de los ejes coordenados XYZ. Las líneas sólidas representan la dinámica por encima del plano de la eclíptica, mientras que las líneas discontinuas representan la dinámica por debajo del plano.

En la Figura 6.7 se observa que la partícula más grande (línea roja) mantiene la dirección del flujo interestelar, pasa cerca del Sol ($r \approx 10 R_{\odot}$), atraviesa de norte a sur el plano de la eclíptica y se termina alejando sin grandes variaciones en su trayectoria. En contraste, la partícula más pequeña estudiada en esta tesis (línea azul) mantiene la dirección del flujo interestelar hasta pasar cerca del Sol ($r \approx 400 R_{\odot}$), después es deflectada hacia el norte eclíptico. Además, la partícula más grande se aleja 3 veces más rápido del plano de la eclíptica que la más pequeña después de pasar cerca del Sol, ya que como se verá más adelante, las partículas más grandes mantienen la velocidad de escape en todo su tránsito, (ver Figura 6.9).

6.3. Velocidades

Considerando que las velocidades de las partículas ISD indican si se pueden quedar ligadas al Sistema Solar o simplemente atravesarlo, mostramos el análisis de su comportamiento en la Figura 6.8. En el panel superior se muestran las 3 componentes y la magnitud de la velocidad para la partícula con un radio de $a = 0.6 \mu m$, mientras que el panel inferior corresponde a la partícula con $a = 3.5 \mu m$. Las líneas rojas corresponden a las posiciones de máximo acercamiento al Sol.

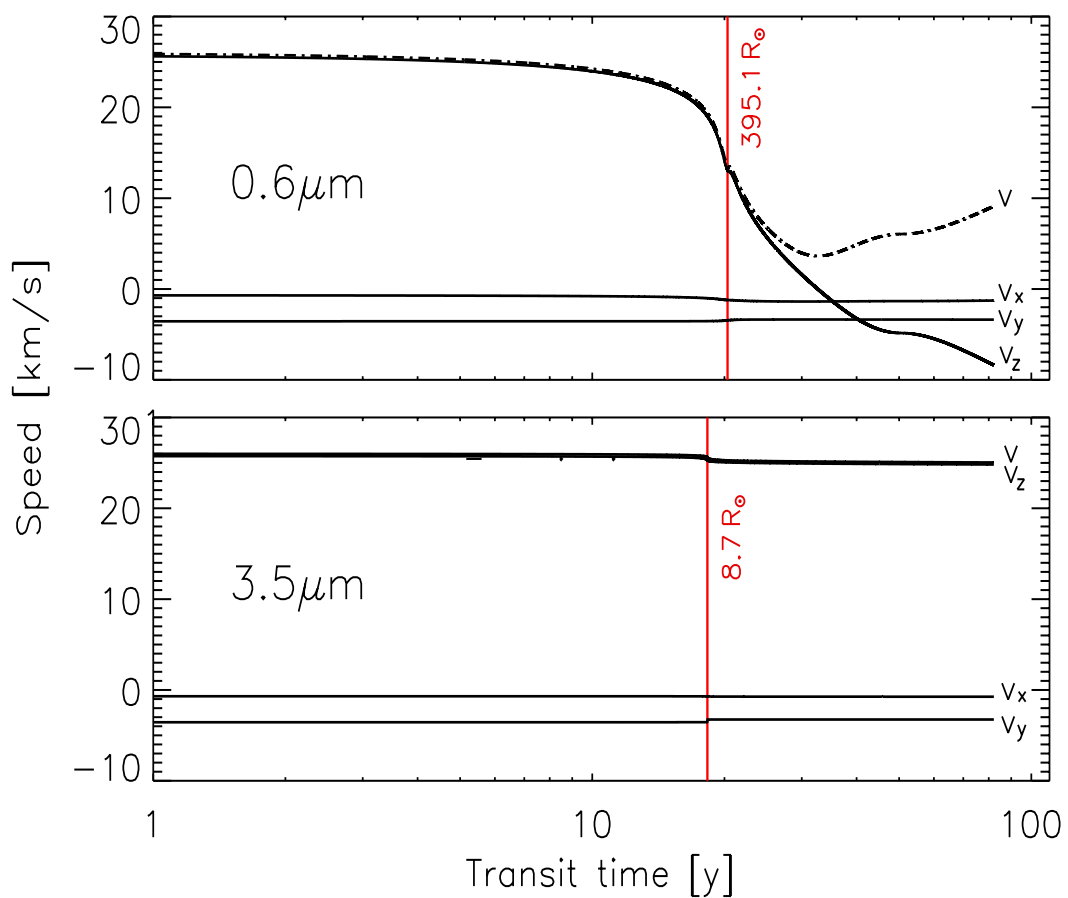


FIGURA 6.8: Componentes de la velocidad versus tiempo de tránsito dado en años para $a = 0.6 \mu m$ (panel superior) y $a = 3.5 \mu m$ (panel inferior). La línea roja en ambos casos señala la distancia de máximo acercamiento al Sol en radios solares.

Para determinar si las partículas tienen velocidad suficiente para atravesar o no

al SS es necesario calcular las velocidades de escape del SS, las cuales serán independientes de la masa de las ISD.

Recordando que la velocidad de escape es aquella que permite a un cuerpo escapar definitivamente a la atracción gravitacional de otro cuerpo o sistema más masivo, entonces la velocidad de escape de las ISD del SS es la velocidad que deben de tener las partículas ISD para escapar de la atracción gravitacional del Sol (considerando al Sol como el único cuerpo masivo dentro del Sistema Solar). La ecuación que describe la velocidad de escape se define a continuación:

$$V_e = \sqrt{\frac{2GM_{\odot}}{R}} \quad (6.2)$$

Esta velocidad depende únicamente de la masa del Sol (M_{\odot}) y de la distancia heliocéntrica (R) a la que se encuentre la partícula ISD. En la Figura 6.9, se muestra la velocidad de las partículas ISD para el rango de radios estudiados (curvas de colores) a lo largo del medio interplanetario, mientras que la zona gris representa la velocidad de escape en función de la distancia heliocéntrica. Para efectos prácticos, la zona gris corresponde a la zona de confinamiento dentro del SS, es decir, aquellas partículas que tengan una velocidad final menor a la velocidad de escape quedarán confinadas dentro del SS (o ligadas al Sol).

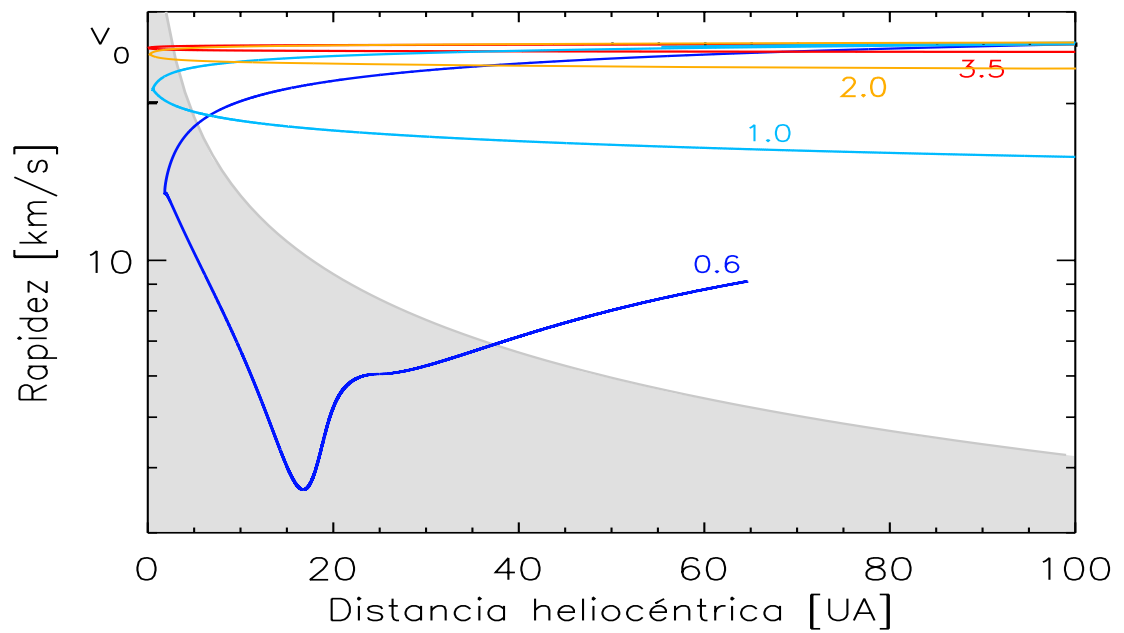


FIGURA 6.9: Velocidad de las ISD en su tránsito por el Sistema Solar en función de la distancia heliocéntrica. v_0 ($= 26$ km/s) indica la velocidad inicial propuesta con la que ingresan las partículas ISD con base en la velocidad relativa del flujo interestelar. La región gris indica la zona de confinamiento de las partículas de acuerdo a la velocidad de escape.

En general, las partículas más grandes mantienen la velocidad de escape en todo su tránsito, mientras que las partículas más pequeñas se desaceleran al acercarse al Sol y se vuelven a acelerar debido a la fuerza magnética y a la interacción de la partícula cargada con la componente tangencial del IMF (B_ϕ).

En el capítulo 7 se discuten los resultados mostrados anteriormente.

Capítulo 7

Discusión de resultados

Como se vio en el Capítulo 3 y 4, las partículas de polvo ISD se cargan eléctricamente con facilidad. La carga depende del ambiente del plasma en el que la ISD se mueve y de qué tan energético es el mismo, por lo que es natural que la heliosfera funcione como un filtro y que sólo las partículas con $a \geq 0.6 \mu m$ o $r_L \geq 150$ UA, logren entrar a la heliosfera.

Una vez que las ISD logran introducirse a la heliosfera, alcanzarán su potencial de equilibrio debido a la corriente eléctrica producida por la captura de electrones del viento solar. Las partículas estarán sometida a distintas fuerzas, pero las más importantes serán la fuerza de gravitación del Sol, la fuerza debido a la presión de radiación solar y la fuerza de Lorentz debida a la interacción de las partículas ISDs cargadas eléctricamente con el IMF.

Uno de los parámetros que determina la dinámica de las ISD en el medio interplanetario es el cociente entre la fuerza de radiación y la fuerza gravitacional, definida por la ecuación 5.4 ($\beta_r = |F_{rad}/F_G|$). Este parámetro depende únicamente de las propiedades de la ISD. Por ejemplo, si $\beta_r = 1$, $|F_{rad}| = |F_G|$ y si $\beta_r < 1$, $|F_{rad}| < |F_G|$. En este último caso, la gravedad domina y las partículas ISD son obligadas a seguir trayectorias hiperbólicas hacia el Sol. En el caso contrario, $\beta_r > 1$, la fuerza de presión de radiación solar domina sobre la fuerza gravitacional del Sol, y las ISD tienden a alejarse del Sol.

En esta tesis, para el rango de radios estudiado ($0.6 \leq a \leq 3.5 \mu m$), $\beta_r < 1$, por lo tanto, la fuerza de gravedad domina sobre la fuerza de la presión de radiación solar para todas las ISD analizadas. En la Tabla 7.1 mostramos los valores calculados para β_r (columna 2) en todos los casos de análisis.

TABLA 7.1: Radios, β_r , Q/m_p y r_L de las partículas ISD.

a	β_r	Q/m_p	r_L
$[\mu m]$		$[C/kg]$	$[UA]$
0.6	0.36	0.186	599
1.0	0.21	0.066	1680
2.0	0.10	0.016	6684
3.5	0.06	0.005	20568

El otro parámetro importante en la dinámica de las ISD es el cociente Q/m_p , en la Tabla 7.1 (columna 3) se muestran los valores obtenidos correspondientes a este cociente. Este parámetro nos dice qué tanto las partículas son gobernadas por la fuerza de Lorentz. Mientras el cociente $|Q/m_p| \ll 1$, los efectos electromagnéticos se vuelven despreciables en comparación con los efectos gravitacionales. Se puede ver que conforme el radio de las partículas ISD aumenta, el cociente $|Q/m_p|$ disminuye ya que la carga eléctrica de la partícula aumenta. Cabe mencionar que en este trabajo se considera constante el cociente $|Q/m_p|$, ya que como se vio en el Capítulo 4, las partículas se cargan con facilidad y llegan a su potencial de equilibrio en días. En este trabajo el mecanismo de carga principal es el debido a la captura de electrones del viento solar, tal que $\Phi_{eq} \sim -10$ V.

Para $R > 1$ UA, la componente azimutal del campo magnético (B_ϕ) domina cerca del plano de la eclíptica ya que decrece como $1/R$ (ver Figura 7.1), lo que lleva a una desviación hacia el norte o hacia el sur (con respecto a la eclíptica) de las ISD, según la polaridad magnética y la posición de la ISD. En este estudio no se incluye el cambio de polaridad y sólo se observa la deflexión de la ISD con $a = 0.6 \mu m$ hacia el norte de la eclíptica después de haber pasado cerca del Sol,

pero esta deflexión puede cambiar en la simulación si la partícula se mueve en el sector norte del campo magnético solar.

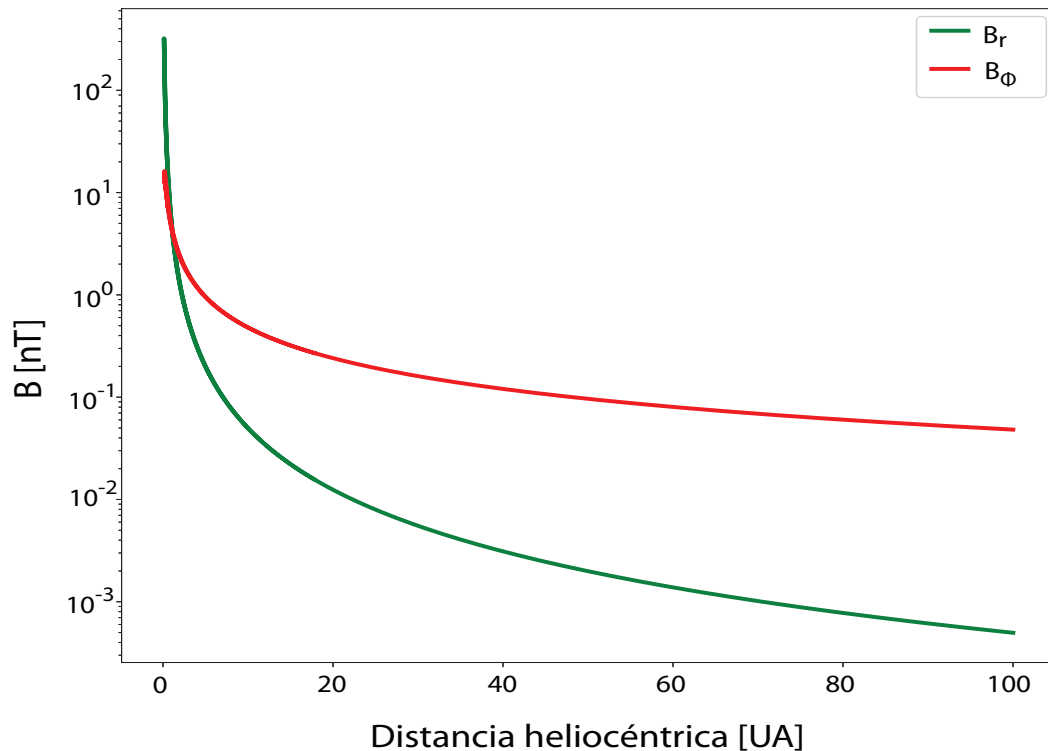


FIGURA 7.1: Componente radial (verde) y azimutal (roja) del campo magnético interplanetario descrito por el modelo de [Parker \(1958\)](#) en función de la distancia heliocéntrica. Se observa que la componente tangencial (línea roja) domina después de ≈ 1 UA ya que decae como $1/R$, mientras que la componente radial (línea verde) decae como $1/R^2$.

La Figura 6.2 muestra que los efectos más relevantes de la fuerza de Lorentz sobre las ISD están para $R < 40$ UA. En contraste con la fuerza compuesta, las partículas de menor radio son más afectadas. Un parámetro importante en la dinámica de las partículas, cuando los efectos electromagnéticos son relevantes, es el radio de giro, definido anteriormente por la ecuación 3.2.

En nuestro caso, es complicado obtener un valor preciso del radio de giro, ya que tanto el campo magnético como la velocidad de las ISD son variables. Por tanto, se tendría que calcular la componente perpendicular al campo magnético de la velocidad para cada posición de la ISD, y así poder obtener el radio de giro para cada posición. Sin embargo, podemos tener una idea de los radios de giro si consideramos el promedio de la velocidad perpendicular de la partícula ISD con

respecto a la dirección azimutal del campo magnético, ya que como se vio en la Figura 7.1, la componente del campo magnético interplanetario dominante después de 1 UA es la azimutal.

Por otra parte, en la Figura 6.8 observamos que la componente dominante de la velocidad en la dinámica de las ISD es la dirección Z (≈ 25 km/s), pues el movimiento en las otras dos direcciones (X, Y) es muy pequeño en comparación (≈ 0.5 km/s), por lo que se puede considerar que la magnitud de la velocidad para cada posición de las ISD es perpendicular a B_Φ .

Haciendo estas suposiciones fue posible calcular el radio de giro para cada posición de las partículas ISD estudiadas en esta tesis (los resultados se muestran en la Figura 7.2). Se observa que mientras más pequeño sea el radio de la partícula, el radio de giro será menor ya que su cociente $|m_p/Q|$ disminuye. Además, como se vio anteriormente, los efectos electromagnéticos afectan más a las partículas con radios menores. Una vez más, se muestra que los efectos electromagnéticos relevantes ocurren a $R < 40$ UA ya que los mayores cambios en el r_L ocurren en este intervalo de distancias heliocéntricas.

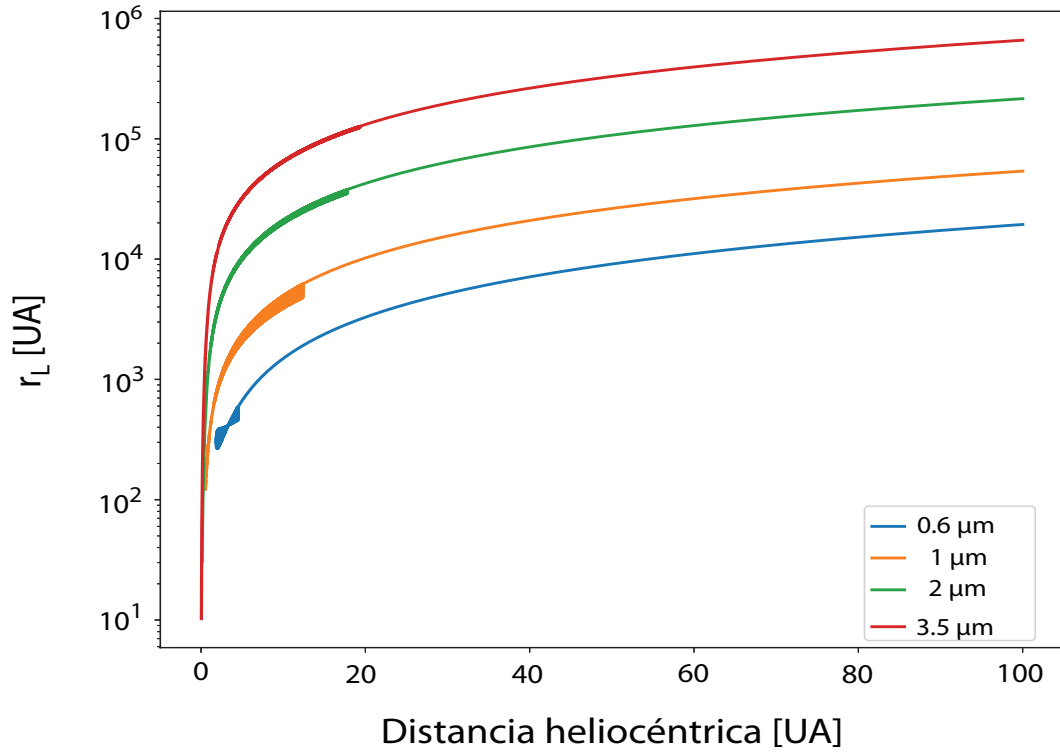


FIGURA 7.2: Radio de giro de las partículas ISD dado en UA vs la distancia heliocéntrica. Se utilizó la hipótesis de que $|\mathbf{V}| \perp B_\Phi$, donde $|\mathbf{V}|$ es la magnitud de la velocidad de las partículas ISD en el medio interplanetario.

En general, los valores promedio de radios de giro (r_L) para las ISD analizadas en este trabajo se muestran en la Tabla 7.1, para lo cual se consideró $|B_\Phi| = 1.46$ nT, $|\mathbf{V}| = 24.54$ km/s y $\Phi_{eq} = -10.37$ V. Se puede ver que para $a = 0.6 \mu\text{m}$ el $r_L \approx 600$ UA, mientras que para $a = 3.5 \mu\text{m}$ el $r_L \approx 10^4$ UA.

Otro aspecto importante a analizar es la velocidad de las partículas ISD. Ésta determina si las ISD que ingresan en la heliosfera quedan ligadas al SS. Si la velocidad de las ISD es $<$ a la velocidad de escape del SS entonces quedan ligadas al Sol, si es $>$ simplemente lo atraviesan. Como se vio anteriormente (Capítulo 6), la velocidad de escape en el SS depende de la distancia heliocéntrica.

En este trabajo, el promedio de las velocidades que tienen las partículas ISD es de ≈ 26 km/s, si observamos la región gris de la Figura 6.9, para distancias heliocéntricas < 5 UA la velocidad de escape ($v_e = 42.2 R^{-1/2}$, con R en UA y v_e en km/s) es > 18 km/s, mientras que para $R > 10$ UA la velocidad de escape es $\lesssim 10$ km/s, por lo tanto, todas las partículas son capaces de atravesar el

Sistema Solar, inclusive la partícula más pequeña ($a = 0.6 \mu m$), la cual pasa cerca del Sol ($\approx 400 R_{\odot}$) y es desacelerada hasta alcanzar una velocidad ≈ 3 km/s, pues pasando las 15 UA se vuelve a acelerar debido a la fuerza de Lorentz, que genera una aceleración normal producida por la componente azimutal del IMF (B_{ϕ}). Como resultado de esa aceleración, la partícula atraviesa el SS considerando su posición final (≈ 65 UA).

En la Figura 6.7 se puede ver que aunque, en promedio, las partículas se acercan al Sol ($\lesssim 3$ UA), después tienen trayectorias de escape y son deflecionadas hacia el norte del plano eclíptico. Sin embargo, el flujo de partículas ISD es incierto y en la realidad, algunas partículas podrían terminar proyectándose con algún planeta u otros cuerpos.

Capítulo 8

Conclusiones y trabajo futuro

A continuación se enuncian las principales conclusiones que se obtuvieron al realizar esta tesis.

1. El promedio de intensidad de campo magnético obtenido en nuestro análisis de datos del LISM $B_{LISM} = 0.51$ nT, el cual coincide con el reportado por [Alexashov et al. \(2016\)](#).
2. Cuando $r_L \leq 150$ UA, las ISD no logran ingresar a la heliosfera debido al fuerte acoplamiento de las ISD con el campo magnético del LISM.
3. El único caso en el que los radios de giro son tales que, $r_L > 150$ UA, corresponde a partículas con radios $a > 0.6 \mu m$ y $G_0 = 0.5$ para ambos factores de compresión ($r = 2, 5$).
4. El factor de compresión guarda una relación proporcional con el radio de giro de las partículas ISD, p.e., a mayor factor de compresión menor radio de giro.
5. Utilizando el factor de compresión típico $r = 2$ y $a \approx 0.6 \mu m$, r_L se reduce de ~ 700 UA en el BS a ~ 150 UA en la heliopausa.
6. Con las condiciones propuestas en este trabajo, partículas con $a > 0.6 \mu m$ pueden ingresar a la heliósfera.

7. Las partículas con composición tipo silicato o SiO_x con $0.6 \leq a \leq 3.5 \mu m$ tardan ~ 100 días en cargarse debido al efecto de emisión fotoelectrónica.
8. La velocidad promedio de los electrones dentro del viento solar es de $V_e = V_i \approx 507$ km/s, por lo que su energía cinética es de $E \approx 0.731$ eV. La eficiencia máxima debida a la emisión secundaria de electrones para partículas de silicato se logra con una energía incidente de 420 eV. Por esto se puede decir que el plasma del medio interplanetario es demasiado frío y entonces no es suficientemente energético como para producir la emisión secundaria de electrones.
9. La temperatura del viento solar en función de la distancia heliocéntrica pudo aproximarse como $T_{sw} = (1.476 \times 10^5)R^{-0.4448}$.
10. $\beta \propto T_{sw} \propto R^{-0.5}$, entonces, tanto Φ_{eq} como $n \propto R^{-1}$, por lo que el tiempo de carga decae como $1/R$, ya que por la ecuación 4.13 $\tau \propto Q$.
11. En promedio, $\tau \sim 10^5$ segundos ≈ 11 días considerando únicamente una corriente eléctrica debida a la captura de electrones, por lo que se puede concluir que la carga eléctrica que portan las partículas ISD dentro de la heliósfera es prácticamente constante.
12. Se observa que el mecanismo de carga eléctrica dominante es la captura de electrones, con la cual $\Phi_{eq} = -10.37$ V en $\tau \sim 11$ días.
13. Para $0.6 \leq a \leq 3.5 \mu m$ dentro de la heliósfera, $\beta_r < 1$, por lo tanto, la fuerza de gravedad solar domina sobre la fuerza debida a la presión de radiación solar para todas las ISD analizadas en esta tesis.
14. Los efectos relevantes de la “fuerza compuesta” sobre las ISD ocurre para $R < 3$ UA. Para distancias mayores estas partículas las perciben sólo como una perturbación.
15. Los efectos más relevantes de la fuerza de Lorentz sobre las ISD ocurren para $R < 40$ UA.

16. La fuerza de Lorentz domina sobre la fuerza gravitacional si $a < 1 \mu m$, mientras que la fuerza de gravedad domina si $a \geq 1 \mu m$.
17. Se observa que las ISD en este intervalo de radios y cargas eléctricas se mueven hacia el sur de la eclíptica y en general son deflectadas hacia el norte del plano eclíptico.
18. Mientras el cociente $|Q/m_p|$ disminuya los efectos electromagnéticos se vuelvan despreciables en comparación con los efectos gravitacionales.
19. En general, los valores promedio de radios de giro para las ISD analizadas en este trabajo son $600 \lesssim r_L \lesssim 10^4$ UA para $0.6 \leq a \leq 3.5 \mu m$.
20. Las partículas más grandes ($a = 3.5 \mu m$) mantienen la dirección del flujo interestelar, pasan cerca del Sol ($r \approx 10 R_\odot$), atraviesan de norte a sur el plano de la eclíptica y se alejan sin grandes variaciones en su trayectoria.
21. Las partículas más pequeñas ($a = 0.6 \mu m$) mantienen la dirección del flujo ISM hasta pasar cerca del Sol ($r \approx 400 R_\odot$), después son deflectadas hacia el norte de la eclíptica debido a la aceleración normal que produce la fuerza de Lorentz.
22. Las partículas más grandes se alejan 3 veces más rápido de la eclíptica que las más pequeñas después de pasar cerca del Sol, ya que las partículas más grandes mantienen la velocidad de escape en todo su tránsito. Sin embargo, las partículas más pequeñas se desaceleran al acercarse al Sol y después de ~ 15 UA se vuelven a acelerar.
23. Las partículas ISD estudiadas en esta tesis son capaces de atravesar el sistema solar.
24. Para el caso del campo magnético interplanetario se hace un análisis global usando el modelo de Parker despreciando la polaridad del campo magnético.
25. En este trabajo se consideró la carga eléctrica, la densidad de la ISD y el IMF constante, sin embargo, en su trayectoria por el medio interplanetario, las ISD pueden perder masa, fragmentarse, condensarse o inclusive pulverizarse

debido a varios mecanismos, entre ellos el sputtering. Por tal motivo, el rango de radios detectados en los detectores de polvo de las naves espaciales puede ser menor al rango de radios que logran entrar a la heliosfera.

8.1. Trabajo futuro

Como trabajo futuro se incluirán en este mismo modelo fuentes gravitacionales adicionales; en primera instancia, las de Júpiter y Saturno, ya que son los otros cuerpos en el Sistema Solar que pueden afectar gravitacionalmente la dinámica de las ISD.

Después se planea estudiar la dinámica considerando el modelo de campo magnético de Parker pero dependiente del tiempo y tomando en cuenta sus variaciones en polaridad. Se incluirá también la carga eléctrica variable.

Posteriormente, se hará un análisis más *puntual* de los efectos del viento solar en las ISD, es decir, usando datos de naves espaciales y por tanto, se incluirán el análisis del efecto de las eyecciones de masa coronal (CME) (en particular, las rápidas) o de las regiones co-rotantes de interacción (CIR) intensas que pueden afectar la dinámica de las partículas más pequeñas.

Como se explicó anteriormente, la herramienta computacional que se usó en este caso (RK4) es válida bajo las suposiciones mencionadas anteriormente, sin embargo, en un futuro se deben de considerar flujos de partículas, por lo que se considera usar el método Monte Carlo para determinar las trayectorias de las partículas ISD.

Apéndice A

A.1. Número de electrones capturados por una partícula de polvo en el medio interplanetario

Considerando las partículas de polvo como capacitores esféricos de una sola placa, tenemos que la carga de una partícula, Q , vendrá dada por la siguiente expresión.

$$Q = C\phi = 4\pi\epsilon_0 a\phi = ne \quad (\text{A.1})$$

donde C es la capacitancia, ϕ el potencial superficial, n es el número de carga elemental e , para más detalle ver Capítulo 3.

Si se quiere conocer el número de carga elemental, que en el caso de esta tesis es el número de electrones que son capturados por una partícula ISD, despejamos de la ecuación A.1 n , obteniendo la siguiente expresión:

$$n = \frac{4\pi\epsilon_0 a\phi}{e} = \frac{4\pi(8.85 \times 10^{-12} C^2/Nm^2)}{1.6 \times 10^{-19} C} a\phi \quad (\text{A.2})$$

$$n = (695077374.6 C/Nm^2) a\phi \quad (\text{A.3})$$

Si el radio de la partícula, a , es expresado en micras y el potencial ϕ , en Volts, entonces la expresión A.3 se reduce a :

$$n = (695077374.6 \text{ C/Nm}^2) * 10^{-6} a_{\mu} \phi \approx 700 a_{\mu} \phi \quad (\text{A.4})$$

Bibliografía

- Alexashov, D. B., Katushkina, O. A., Izmodenov, V. V., & Akaev, P. S. (2016). Interstellar dust distribution outside the heliopause: deflection at the heliospheric interface. , 458(3):2553–2564.
- Altobelli, N., Grün, E., & Landgraf, M. (2006). A new look into the Helios dust experiment data: presence of interstellar dust inside the Earth’s orbit. , 448(1):243–252.
- Altobelli, N., Kempf, S., Krüger, H., Landgraf, M., Roy, M., & Grün, E. (2005). Interstellar dust flux measurements by the galileo dust instrument between the orbits of venus and mars. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 110(A7).
- Altobelli, N., Kempf, S., Landgraf, M., Srama, R., Dikarev, V., Krüger, H., Moragas-Klostermeyer, G., & Grün, E. (2003). Cassini between venus and earth: Detection of interstellar dust. *Journal of Geophysical Research, v.108 (2003)*, 108.
- Altobelli, N., Postberg, F., Fiege, K., Trieloff, M., Kimura, H., Sterken, V. J., Hsu, H.-W., Hillier, J., Khawaja, N., Moragas-Klostermeyer, G., Blum, J., Burton, M., Srama, R., Kempf, S., & Gruen, E. (2016a). Flux and composition of interstellar dust at Saturn from Cassini’s Cosmic Dust Analyzer. *Science*, 352:312–318.
- Altobelli, N., Postberg, F., Fiege, K., Trieloff, M., Kimura, H., Sterken, V. J., Hsu, H. W., Hillier, J., Khawaja, N., Moragas-Klostermeyer, G., Blum, J., Burton, M., Srama, R., Kempf, S., & Gruen, E. (2016b). Flux and composition

- of interstellar dust at Saturn from Cassini's Cosmic Dust Analyzer. *Science*, 352(6283):312–318.
- Anagnostopoulos, K. (2016). *Computational Physics - A Practical Introduction to Computational Physics and Scientific Computing (using C++)*.
- Baguhl, M., Grün, E., Hamilton, D. P., Linkert, G., Riemann, R., Staubach, P., & Zook, H. A. (1995). The flux of interstellar dust observed by ULYSSES and Galileo. *Space Science Reviews*, 72:471–476.
- Baguhl, M., Grün, E., & Landgraf, M. (1996). In Situ Measurements of Interstellar Dust with the ULYSSES and Galileo Spaceprobes. , 78(1-2):165–172.
- Balogh, A. & Izmodenov, V. (2005). The heliosphere and its boundaries. *ISSI Scientific Reports Series*.
- Bleszynski, S. (1987). Filtering of the local interstellar medium at the heliopause. , 180(1-2):201–206.
- Breitschwerdt, D., Freyberg, M., & Trümper, J. (2014). *The Local Bubble and Beyond: Lyman-Spitzer-Colloquium*. Lecture Notes in Physics. Springer Berlin Heidelberg.
- Brownlee, D. E. (1978). *Microparticle studies by sampling techniques*, pages 295–336.
- Brownlee, D. E., Horz, F., Newburn, R. L., Zolensky, M., Duxbury, T. C., Sandford, S., Sekanina, Z., Tsou, P., Hanner, M. S., Clark, B. C., Green, S. F., & Kissel, J. (2004). Surface of young jupiter family comet 81p/wild 2: View from the stardust spacecraft. *Science*, 304(5678):1764–1769.
- Burlaga, L. F., Ness, N. F., & Stone, E. C. (2013). Magnetic field observations as voyager 1 entered the heliosheath depletion region. *Science*, 341(6142):147–150.
- Burns, J. A., Lamy, P. L., & Soter, S. (1979). Radiation forces on small particles in the solar system. , 40(1):1–48.

- Čermák, I., Grün, E., & Švestka, J. (1996). Laboratory studies of electric charging of dust particles. In Käufl, H. U. & Siebenmorgen, R., editors, *The Role of Dust in the Formation of Stars*, pages 297–300, Berlin, Heidelberg. Springer Berlin Heidelberg.
- Ciolek, G. E. & Mouschovias, T. C. (1993). Ambipolar Diffusion, Interstellar Dust, and the Formation of Cloud Cores and Protostars. I. Basic Physics and Formulation of the Problem. , 418:774.
- Cox, D. P. & Reynolds, R. J. (1987). The local interstellar medium. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 25:303–344.
- Decin, L., De Beck, E., Brünken, S., Müller, H. S. P., Menten, K. M., Kim, H., Willacy, K., de Koter, A., & Wyrowski, F. (2010). Circumstellar molecular composition of the oxygen-rich AGB star IK Tauri. II. In-depth non-LTE chemical abundance analysis. , 516:A69.
- Demyk, K. (2011). Interstellar dust within the life cycle of the interstellar medium. *EPJ Web of Conferences*, 18:03001–.
- Desert, F. X., Boulanger, F., & Puget, J. L. (1990). Interstellar dust models for extinction and emission. , 500:313–334.
- Dietzel, H., Eichhorn, G., Fechtig, H., Grün, E., Hoffmann, H. J., & Kissel, J. (1973). The HEOS 2 and HELIOS micrometeoroid experiments. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 6(3):209–217.
- Divine, N., Fechtig, H., Gombosi, T. I., Hanner, M. S., Keller, H. U., Larson, S. M., Mendis, D. A., Newburn, R. L., Reinhard, R., Sekanina, Z., & Yeomans, D. K. (1986). The Comet Halley dust and gas environment. *Space Science Reviews*, 43:1–104.
- Draine, B. T. (2003). Interstellar Dust Grains. , 41:241–289.
- Draine, B. T. (2011). *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*.
- Draine, B. T. & Salpeter, E. E. (1979a). On the physics of dust grains in hot gas. , 231:77–94.

- Draine, B. T. & Salpeter, E. E. (1979b). On the physics of dust grains in hot gas. , 231:77–94.
- Dupuis, J., Vennes, S., Bowyer, S., Pradhan, A. K., & Thejll, P. (1995). Hot White Dwarfs in the Local Interstellar Medium: Hydrogen and Helium Interstellar Column Densities and Stellar Effective Temperatures from Extreme-Ultraviolet Explorer Spectroscopy. , 455:574.
- Flandes, A. (2004). Dust escape from Io. *Geophysical Research Letters*, 31(16):L16802.
- Flandes, A. (2007). Misterio en Júpiter. *¿Cómo ves?*, *Revista de divulgación de la Ciencia de la Universidad Nacional Autónoma de México*.
- Flandes, A., Krüger, H., Hamilton, D. P., Valdés-Galicia, J. F., Spilker, L., & Caballero, R. (2011). Magnetic field modulated dust streams from Jupiter in interplanetary space. *Planetary and Space Science*, 59(13):1455–1471.
- Flynn, B., Vallergera, J., Dalaudier, F., & Gladstone, G. R. (1998). EUVE measurement of the local interstellar wind and geocorona via resonance scattering of solar He I 584-Å line emission. , 103(A4):6483–6494.
- Frisch, P. C. (1995). Characteristics of Nearby Interstellar Matter. , 72(3-4):499–592.
- Frisch, P. C., Dorschner, J. M., Geiss, J., Greenberg, J. M., Grün, E., Landgraf, M., Hoppe, P., Jones, A. P., Krätschmer, W., Linde, T. J., Morfill, G. E., Reach, W., Slavin, J. D., Svestka, J., Witt, A. N., & Zank, G. P. (1999). Dust in the Local Interstellar Wind. 525(1):492–516.
- Goeller, J. R. & Gruen, E. (1985). *Calibration of the Galileo/ispm Dust Detectors with Iron Particles*, page 113.
- Goldston, R. & Rutherford, P. (1995). *Introduction to Plasma Physics*. Institute of Physics Publishing.
- Gosling, J. T. (1985). Helios. *EOS Transactions*, 66(36):630–631.

- Gry, C. & Dupin, O. (1996). GHRM Observations of Diffuse Clouds in the Local Bubble. In Benvenuti, P., Macchetto, F. D., & Schreier, E. J., editors, *Science with the Hubble Space Telescope - II*, page 472.
- Grzedzielski, S. & Page, D. (2013). *Physics of the Outer Heliosphere: Proceedings of the 1st COSPAR Colloquium Held in Warsaw, Poland, 19-22 September 1989*. ISSN. Elsevier Science.
- Grün, E. (1981). Physikalische und chemische eigenschaften der interplanetaren staubmessungen des mikrometeoroidenexperimentes auf helios.
- Grün, E., Baguhl, M., Divine, N., Fechtig, H., Hamilton, D., Hanner, M., Kissel, J., Lindblad, B.-A., Linkert, D., Linkert, G., Mann, I., McDonnell, J., Morfill, G., Polanskey, C., Riemann, R., Schwehm, G., Siddique, N., Staubach, P., & Zook, H. (1995). Three years of galileo dust data. *Planetary and Space Science*, 43(8):953 – 969.
- Grün, E., Gustafson, B., Mann, I., Baguhl, M., Morfill, G. E., Staubach, P., Taylor, A., & Zook, H. A. (1994a). Interstellar dust in the heliosphere. , 286:915–924.
- Grün, E., Gustafson, B., Mann, I., Baguhl, M., Morfill, G. E., Staubach, P., Taylor, A., & Zook, H. A. (1994b). Interstellar dust in the heliosphere. , 286:915–924.
- Grün, E., Zook, H. A., Baguhl, M., Balogh, A., Bame, S. J., Fechtig, H., Forsyth, R., Hanner, M. S., Horanyi, M., Kissel, J., Lindblad, B. A., Linkert, D., Linkert, G., Mann, I., McDonnell, J. A. M., Morfill, G. E., Phillips, J. L., Polanskey, C., Schwehm, G., Siddique, N., Staubach, P., Svestka, J., & Taylor, A. (1993). Discovery of Jovian dust streams and interstellar grains by the Ulysses spacecraft. , 362(6419):428–430.
- Gurnett, D. A. & Kurth, W. S. (2019). Plasma densities near and beyond the heliopause from the Voyager 1 and 2 plasma wave instruments. *Nature Astronomy*, 3:1024–1028.

- Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Burlaga, L. F., & Ness, N. F. (2013). In situ observations of interstellar plasma with voyager 1. *Science*, 341(6153):1489–1492.
- Hayakawa, S., Kato, T., Nagase, F., Yamashita, K., Murakami, T., & Tanaka, Y. (1977). X-ray features of the north polar spur. , 213:L109–L113.
- Hollenbach, D. & McKee, C. F. (1979). Molecule formation and infrared emission in fast interstellar shocks. I. Physical processes. , 41:555–592.
- Holzer, T. E. (1989). Interaction between the solar wind and the interstellar medium. , 27:199–234.
- Horanyi, M., Houppis, H. L. F., & Mendis, D. A. (1988). Charged dust in the Earth's magnetosphere. I. Physical and dynamical processes. , 144(1-2):215–229.
- Horányi, M. (1996). Charged dust dynamics in the solar system. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 34(1):383–418.
- Jones, A. P. & Nuth, J. A. (2011). Dust destruction in the ISM: a re-evaluation of dust lifetimes. , 530:A44.
- Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M., Hollenbach, D. J., & McKee, C. F. (1997). The propagation and survival of interstellar grains. *Astrophysical implications of the laboratory study of presolar materials*.
- Kabin, K., Hansen, K., Gombosi, T., Combi, M., Linde, T., DeZeeuw, D., Groth, C., Powell, K., & Nagy, A. (2000). Global mhd simulations of space plasma environments: Heliosphere, comets, magnetospheres of planets and satellites. *Astrophysics and Space Science*, 274:407–421.
- Kimura, H. & Mann, I. (1998). The electric charging of interstellar dust in the solar system and consequences for its dynamics. *The Astrophysical Journal*, 499(1):454–462.
- Kimura, H., Mann, I., & Jessberger, E. (2008). Composition, structure, and size distribution of dust in the local interstellar cloud. *The Astrophysical Journal*, 583:314.

- Krimigis, S., Decker, R., Roelof, E., Hill, M., Bostrom, C., Dialynas, K., Gloeckler, G., Hamilton, D., Keath, E., & Lanzerotti, L. (2019). Energetic charged particle measurements from voyager 2 at the heliopause and beyond. *Nature Astronomy*, 3.
- Krimigis, S. M., Decker, R. B., Roelof, E. C., Hill, M. E., Armstrong, T. P., Gloeckler, G., Hamilton, D. C., & Lanzerotti, L. J. (2013). Search for the exit: Voyager 1 at heliosphere's border with the galaxy. *Science*, 341(6142):144–147.
- Krishna Swamy, K. S. (2005). *Dust in the universe : similarities and differences*, volume 7.
- Krüger, Harald, Strub, Peter, Altobelli, Nicolas, Sterken, Veerle J., Srama, Ralf, & Grün, Eberhard (2019). Interstellar dust in the solar system: model versus in situ spacecraft data. *A&A*, 626:A37.
- Krüger, F. R., Werther, W., Kissel, J., & Schmid, E. R. (2004). Assignment of quinone derivatives as the main compound class composing 'interstellar' grains based on both polarity ions detected by the 'cometary and interstellar dust analyser' (cida) onboard the spacecraft stardust. *Rapid Communications in Mass Spectrometry*, 18(1):103–111.
- Krüger, H. & Grün, E. (2008). Interstellar dust inside and outside the heliosphere. *Space Science Reviews*, 143(1-4):347–356.
- Krüger, H., Landgraf, M., Altobelli, N., & Grün, E. (2007). Interstellar dust in the solar system. *Space Science Reviews*, 130(1-4):401–408.
- Krüger, H., Strub, P., Altobelli, N., Sterken, V., Srama, R., & Grün, E. (2019). Interstellar dust in the solar system: Model versus in-situ spacecraft data.
- Krüger, H., Strub, P., Grün, E., & Sterken, V. J. (2015). SIXTEEN YEARS OF ULYSSES INTERSTELLAR DUST MEASUREMENTS IN THE SOLAR SYSTEM. i. MASS DISTRIBUTION AND GAS-TO-DUST MASS RATIO. *The Astrophysical Journal*, 812(2):139.

- Lallement, R., Welsh, B. Y., Vergely, J. L., Crifo, F., & Sfeir, D. (2003). 3D mapping of the dense interstellar gas around the Local Bubble. , 411:447–464.
- Landgraf, M., Jehn, R., Altobelli, N., Dikarev, V., & Grün, E. (2001). Interstellar dust module for the ESA meteoroid model. In Sawaya-Lacoste, H., editor, *Space Debris*, volume 1 of *ESA Special Publication*, pages 227–229.
- Leinert, C. & Grün, E. (1990). *Interplanetary Dust*, page 207.
- Levy, E. H. & Jokipii, J. R. (1976). Penetration of interstellar dust into the solar system. , 264:423.
- Lhotka, C. & Narita, Y. (2019). Kinematic models of the interplanetary magnetic field. *Annales Geophysicae*, 37(3):299–314.
- Li, A. & Greenberg, J. M. (1997). A unified model of interstellar dust. , 323:566–584.
- Liewer, P., Mewaldt, R., Ayon, J., & Wallace, R. (2000). Nasa’s interstellar probe mission.
- Mann, I. (2010). Interstellar dust in the solar system. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 48(1):173–203.
- Mathis, J. S. (1990). Interstellar dust and extinction. , 28:37–70.
- McCray, R. & Kafatos, M. (1987). Supershells and Propagating Star Formation. , 317:190.
- McKee, C. F., Hollenbach, D. J., Seab, G. C., & Tielens, A. G. G. M. (1987). The Structure of Time-dependent Interstellar Shocks and Grain Destruction in the Interstellar Medium. , 318:674.
- Mewaldt, R. & Liewer, P. (2000). An interstellar probe mission to the boundaries of the heliosphere and nearby interstellar space. *Space 2000 Conference and Exposition*.

- Mewaldt, R., Liewer, P., & the Interstellar Probe Science and Technology Definition Team (2001). Scientific payload for an interstellar probe mission. In Scherer, K., Fichtner, H., Fahr, H. J., & Marsch, E., editors, *The Outer Heliosphere: The Next Frontiers*, volume 11 of *COSPAR Colloquia Series*, pages 451 – 464. Pergamon.
- Mukai, T. (1981). On the charge distribution of interplanetary grains. , 99(1):1–6.
- Parker, E. N. (1958). Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. , 128:664.
- Pauls, H. L., Zank, G. P., & Williams, L. L. (1995). Interaction of the solar wind with the local interstellar medium. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 100(A11):21595–21604.
- Predehl, P. & Schmitt, J. H. M. M. (1995). X-raying the interstellar medium: ROSAT observations of dust scattering halos. , 500:459–475.
- Rauch, M., Sargent, W. L. W., & Barlow, T. A. (1999). Small-scale structure at high redshift. i. glimpses of the interstellar medium at redshift ~ 3.5 . *The Astrophysical Journal*, 515(2):500–505.
- Redfield, S. & Linsky, J. L. (2007). The structure of the local interstellar medium iv: Dynamics, morphology, physical properties, and implications of cloud-cloud interactions.
- Richardson, J. D., Belcher, J. W., Garcia-Galindo, P., & Burlaga, L. F. (2019). Voyager 2 plasma observations of the heliopause and interstellar medium. *Nature Astronomy*, 3:1019–1023.
- Sanders, W. T., Kraushaar, W. L., Nousek, J. A., & Fried, P. M. (1977). Soft diffuse X-rays in the southern galactic hemisphere. , 217:L87–L91.
- Savage, B. D. & Sembach, K. R. (1996). Interstellar Abundances from Absorption-Line Observations with the Hubble Space Telescope. , 34:279–330.
- Schwehm, G. (2006). *Radiation pressure on interplanetary dust particles*, volume 48, pages 459–463.

- Shull, J. M. & McKee, C. F. (1979a). Theoretical models of interstellar shocks. I. , 227:131–149.
- Shull, J. M. & McKee, C. F. (1979b). Theoretical models of interstellar shocks. I. , 227:131–149.
- Slavin, J., Frisch, P., Mueller, H.-R., Heerikhuisen, J., Pogorelov, N., Reach, W., & Zank, G. (2012). Trajectories and distribution of interstellar dust grains in the heliosphere. *Astrophysical Journal*, 760.
- Slavin, J. D. & Frisch, P. C. (2008). The boundary conditions of the heliosphere: photoionization models constrained by interstellar and in situ data. *A&A*, 491(1):53–68.
- Snowden, S. L., Egger, R., Freyberg, M. J., McCammon, D., Plucinsky, P. P., Sanders, W. T., Schmitt, J. H. M. M., Trümper, J., & Voges, W. (1997). ROSAT Survey Diffuse X-Ray Background Maps. II. , 485(1):125–135.
- Spitzer, Lyman, J. (1941). The Dynamics of the Interstellar Medium. I. Local Equilibrium. , 93:369.
- Srama, R., Ahrens, T. J., Altobelli, N., Auer, S., Bradley, J. G., Burton, M., Dikarev, V. V., Economou, T., Fechtig, H., Görlich, M., Grand e, M., Graps, A., Grün, E., Havnes, O., Helfert, S., Horanyi, M., Igenbergs, E., Jessberger, E. K., Johnson, T. V., Kempf, S., Krivov, A. V., Krüger, H., Mocker-Ahlreep, A., Moragas-Klostermeyer, G., Lamy, P., Landgraf, M., Linkert, D., Linkert, G., Lura, F., McDonnell, J. A. M., Möhlmann, D., Morfill, G. E., Müller, M., Roy, M., Schäfer, G., Schlotzhauer, G., Schwehm, G. H., Spahn, F., Stübig, M., Svestka, J., Tschernjawski, V., Tuzzolino, A. J., Wäsch, R., & Zook, H. A. (2004). The Cassini Cosmic Dust Analyzer. , 114(1-4):465–518.
- Sterken, V., Altobelli, N., Kempf, S., Schwehm, G., Srama, R., & Grün, E. (2012). The flow of interstellar dust into the solar system. *Astronomy and Astrophysics*, 538:102–.

- Sternglass, E. J. (1957). Theory of secondary electron emission by high-speed ions. *Phys. Rev.*, 108:1–12.
- Strauss, R. (2019). Voyager 2 enters interstellar space. *Nature Astronomy*, 3.
- Swamy, K. (2005). *Dust in the Universe: Similarities and Differences*. Astronomy and Astrophysics. World Scientific.
- Wallis, M. K. (1987). Penetration of charged interstellar dust into the solar system. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 227(2):331–339.
- Welsh, B. Y. & Shelton, R. L. (2009). The trouble with the local bubble. *Astrophysics and Space Science*, 323(1):1–16.
- Westphal, A. J., Stroud, R. M., Bechtel, H. A., Brenker, F. E., Butterworth, A. L., Flynn, G. J., Frank, D. R., Gainsforth, Z., Hillier, J. K., Postberg, F., Simionovici, A. S., Sterken, V. J., Nittler, L. R., Allen, C., Anderson, D., Ansari, A., Bajt, S., Bastien, R. K., Bassim, N., Bridges, J., Brownlee, D. E., Burchell, M., Burghammer, M., Changela, H., Cloetens, P., Davis, A. M., Doll, R., Floss, C., Grün, E., Heck, P. R., Hoppe, P., Hudson, B., Huth, J., Kearsley, A., King, A. J., Lai, B., Leitner, J., Lemelle, L., Leonard, A., Leroux, H., Lettieri, R., Marchant, W., Ogliore, R., Ong, W. J., Price, M. C., Sandford, S. A., Tresseras, J.-A. S., Schmitz, S., Schoonjans, T., Schreiber, K., Silversmit, G., Solé, V. A., Srama, R., Stadermann, F., Stephan, T., Stodolna, J., Sutton, S., Trieloff, M., Tsou, P., Tyliczszak, T., Vekemans, B., Vincze, L., Von Korff, J., Wordsworth, N., Zevin, D., Zolensky, M. E., & (2014). Evidence for interstellar origin of seven dust particles collected by the stardust spacecraft. *Science*, 345(6198):786–791.
- Witte, M., Banaszekiewicz, M., & Rosenbauer, H. (1996). Recent results on the parameters of the interstellar helium from the ULYSSES/GAS experiment. , 78(1-2):289–296.
- Witte, M., Rosenbauer, H., Banaszekiewicz, M., & Fahr, H. (1993). The Ulysses neutral gas experiment: Determination of the velocity and temperature of the interstellar neutral helium. *Advances in Space Research*, 13(6):121–130.

-
- Wood, B. E. & Linsky, J. L. (1998). The Local ISM and Its Interaction with the Winds of Nearby Late-Type Stars. , 492(2):788–803.
- Zank, G. P. & Pauls, H. L. (1997). Shock propagation in the outer heliosphere: 1. pickup ions and gasdynamics. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 102(A4):7037–7049.