

Estudio observacional sobre la influencia de efectos colisionales y no colisionales en el transporte de flujo de calor en el viento solar

Tesis
entregada a la
Universidad de Chile
en cumplimiento parcial de los requisitos
para obtener el grado de
Magíster en Ciencias con mención en Física
Facultad de Ciencias

por

Javier I. Silva Navarrete

Septiembre, 2023

Director de Tesis: **Dr. Pablo S. Moya**

FACULTAD DE CIENCIAS
UNIVERSIDAD DE CHILE
INFORME DE APROBACIÓN
MAGISTER TESIS

Se informa a la Escuela de Postgrado de la Facultad de Ciencias que la Tesis de Magíster presentada por el candidato

Javier I. Silva Navarrete

ha sido aprobada por la Comisión de Evaluación de la Tesis como requisito para optar al grado de Magíster en Ciencias con mención en Física, en el examen de Defensa de Tesis rendido el día 1/09/2023

Director de Tesis

Dr. Pablo Moya

Comisión de Evaluación de la Tesis

Dr. Victor Pinto

Dra. Marina Stepanova

Dr. Juan Alejandro Valdivia

Dedicado al esfuerzo de mi familia

Biografía

Nací el 8 de marzo de 1995 en la comuna de Estación Central. Inicialmente fui hijo único, pero más adelante se unieron mis hermanos Matías y Felipe. Durante muchos años, vivimos en la comuna de Pedro Aguirre Cerda, cerca de la casa de mi abuela materna, hasta que en 2013 nos mudamos a Maipú. A los 12 años, ingresé al Liceo de Aplicación, donde mi fascinación por las Matemáticas se desató. Me involucré en talleres y torneos relacionados, mientras contaba con el invaluable apoyo de mi familia en mi desarrollo académico, incluso participando en diversas escuelas de verano de la Universidad de Chile. Todo aquello forjó mi pasión por la ciencia y me motivó a seguir mi camino en la carrera de Física, ingresando a la Facultad de Ciencias en el año 2014. Durante mi pregrado, enfrenté desafíos y me embarqué en un camino arduo, pero mi perseverancia me impulsó a continuar mi formación académica con un Magíster en Física en la misma casa de estudios. Hoy, me siento pleno y satisfecho al concluir esta etapa de mi vida con la culminación de esta tesis, que representa el resultado de mi dedicación por la investigación científica.

Agradecimientos

Quiero expresar mi sincero agradecimiento a todas las personas que han sido parte fundamental en el camino de mi tesis. En primer lugar, agradezco a mi familia por ser mi mayor apoyo y aliento. Cada uno de ustedes ha sido un pilar en mi vida personal y académica, y sin su constante respaldo, no habría llegado tan lejos. En especial, quiero reconocer el amor y cariño de mis abuelos Oscar y Carmen, quienes han sido el sólido fundamento de nuestra familia. Agradezco también el incondicional apoyo de mi tía Paulina, quien ha sido como una segunda madre para mí. Mis tías Ivonne y Johanna han sido como hermanas mayores, guiándome en el camino de la vida y creyendo siempre en mí. Además, agradezco a mis primos Gabriela y Maximiliano, así como a mis hermanos Matias y Felipe, por cada uno de los inolvidables momentos que hemos compartido. En particular, dedico un profundo agradecimiento a mi madre, Sandra, cuyo esfuerzo, enseñanza, compañía y perseverancia han sido el motor que me ha impulsado a perseguir mis sueños y metas. Agradezco a mis amigos que han sido parte importante de mi vida y crecimiento. A Ignacio Retamal y Nicolás Carvajal, mis compañeros de adolescencia, por cada experiencia compartida. También quiero expresar mi gratitud a mis amigos de la Universidad, cuyo apoyo mutuo ha hecho que el estudio y el trabajo sean más llevaderos. Un agradecimiento especial a Javier Villagrán, Edgar Barriga y Abiam Tamburrini, con quienes he compartido momentos memorables como colegas y amigos a lo largo del pregrado y postgrado. Agradezco profundamente a Beatriz por su tiempo, ayuda e ideas durante el desarrollo de esta tesis. Su colaboración ha sido invaluable y ha contribuido significativamente al éxito de mi investigación. No puedo dejar de agradecer a todos los profesores que han sido parte de mi formación académica. En especial, quiero reconocer

a José Torres, mi profesor de matemáticas, cuyo apoyo y motivación han sido fundamentales para desarrollar mis habilidades. También quiero expresar mi reconocimiento a los profesores y funcionarios del Departamento de Física de la Facultad de Ciencias. Agradezco a José Luis y Vicky por la inestimable ayuda brindada. Además, quiero agradecer a Víctor Muñoz y José Rogan por sus valiosos consejos, que me han impulsado a no abandonar el camino de la ciencia. De manera muy especial, quiero agradecer a mi tutor Pablo S. Moya, quien me acogió y guió en mi camino como futuro científico. Su constancia, dedicación, tiempo y confianza en mí han sido de un valor incalculable. También quiero expresar mi agradecimiento a la financiación otorgada por ANID Chile a través del proyecto FONDECYT N° 1191351, en el cual Pablo S. Moya es el investigador principal. Gracias a este apoyo, esta tesis ha sido posible. Por último, quiero agradecer a la NASA por brindarme acceso a los valiosos datos de la misión espacial Wind, los cuales han sido de gran relevancia para el desarrollo de mi investigación. Su generosidad ha sido fundamental para el éxito de este trabajo.

Tabla de Contenido

1. Introducción	1
2. Viento Solar	7
2.1. Parámetros relevantes	9
2.2. Número de Knudsen	11
2.3. Edad Colisional	12
2.4. Beta del Plasma	13
2.5. Inestabilidad Flujo de Calor	14
2.6. Modelos de electrones para el viento solar	15
3. Distribuciones Kappas	17
3.1. Modelo Core Strahlo	20
3.2. Distribuciones reducidas	24
3.3. Flujo de Calor en el modelo Core Strahlo	26
4. Instrumentación y Análisis de Datos	29

4.1. Tratamiento de Datos	31
4.1.1. Partículas y Plasma	35
4.1.2. Campos Magnéticos	38
5. Estudio Macroscópico	40
5.1. Valores promedio	41
5.2. Mapas q_{\parallel}/q_0 vs β_{\parallel}	42
5.3. Importancia de las colisiones	47
5.4. Discusión	52
6. Estudio Microscópico	53
6.1. Ajustes	53
6.2. Análisis de resultados	56
6.3. Discusión	67
7. Conclusiones	68
A. Parámetros de ajuste del modelo Core-Strahlo	73
Bibliografía	76

Resumen

Utilizando datos de la misión espacial Wind, llevamos a cabo un estudio de los procesos de transporte de energía mediado por electrones del viento solar. La investigación se dividió en dos enfoques: uno macroscópico y otro microscópico, utilizando los instrumentos Wind/SWE/VEIS y Wind/MFI. En el enfoque macroscópico, analizamos siete años de datos (1995-2001) caracterizando una amplia gama de parámetros relacionados con el viento solar. Cualitativamente, evaluamos la relevancia de los procesos colisionales y no colisionales en el transporte de energía. Nuestros resultados indican que el cambio en la predominancia de la conducción de calor, pasando de procesos colisionales a no colisionales, ocurre en torno a un valor de $q_{\parallel}/q_0 \sim 0,2$. Esta observación tiene implicaciones importantes para la aplicación de modelos astrofísicos futuros. En el estudio microscópico, ajustamos el modelo 'Core-Strahlo' a las distribuciones de velocidades de electrones. Exploramos la naturaleza microscópica del transporte de flujo de calor y analizamos la evolución de parámetros de ajuste, tales como el factor de asimetría δ y el índice espectral κ , entre otros. Nuestros hallazgos revelan correlaciones significativas entre estos parámetros microscópicos y macroscópicos, destacando su papel fundamental en el transporte de energía a 1 UA. Además, observamos que el modelo 'Core-Strahlo' logra ajustar de manera óptima las observaciones, lo que sugiere que esta distribución de velocidades es capaz de capturar de manera consistente las características de gran parte de los datos observados. Recomendamos una extensión de nuestro proceso de ajuste a un período más amplio, lo que implica llevar a cabo análisis y pruebas en diferentes regímenes de velocidad, niveles de actividad solar, latitudes, etc.

Abstract

Using data from the Wind spacecraft mission, we conducted a study of energy transport processes mediated by solar wind electrons. The research was divided into two approaches: a macroscopic one and a microscopic one, using the Wind/SWE/VEIS and Wind/MFI instruments. In the macroscopic approach, we analyzed seven years of data (1995-2001), characterizing a wide range of parameters related to the solar wind. Qualitatively, we assessed the relevance of collisional and non-collisional processes in energy transport. Our results indicate that the shift in the predominance of heat conduction, transitioning from collisional to non-collisional processes, occurs around a value of $q_{\parallel}/q_0 \sim 0,2$. This observation carries significant implications for the application of future astrophysical models. In the microscopic study, we fitted the 'Core-Strahlo' model to electron velocity distributions. We explored the microscopic nature of heat flux transport and analyzed the evolution of fitting parameters, such as the asymmetry factor (δ) and the spectral index (κ), among others. Our findings reveal significant correlations between these microscopic and macroscopic parameters, emphasizing their fundamental role in energy transport at 1 AU. Furthermore, we observed that the 'Core-Strahlo' model optimally fits the observations, suggesting that this velocity distribution consistently captures the characteristics of a significant portion of the observed data. We recommend an extension of our fitting process to a broader time period, which involves conducting analyses and tests under different velocity regimes, solar activity levels, latitudes, and other factors.

Capítulo 1

Introducción

Durante generaciones, se nos ha enseñado que existen tres estados fundamentales de la materia: sólido, líquido y gaseoso. Sin embargo, a medida que la ciencia ha avanzado, hemos descubierto que la naturaleza es mucho más diversa y compleja de lo que imaginábamos. Entre estos descubrimientos se encuentra el reconocimiento de un cuarto estado de la materia: el plasma. El plasma puede considerarse como un gas en el cual los átomos se encuentran completamente o parcialmente ionizados [1, 2]. A diferencia de los gases ordinarios, el plasma exhibe propiedades eléctricas y magnéticas debido a la presencia de cargas eléctricas en movimiento. El plasma es omnipresente en el universo y constituye más del 99% de la materia observable [3]. El estudio de la física de plasma es relativamente nuevo y nos ayuda a entender múltiples entornos, dado que los podemos hallar en distintas escalas espaciales como por ejemplo: núcleos de galaxias, magnetósferas planetarias, dispositivos de potencia pulsada, láseres, etc. A pesar de la baja presencia de plasma en el ambiente humano, se ha recreado en múltiples entornos artificiales con variadas aplicaciones experimentales tales como Tokamaks, Stellatores, Tokastar, semiconductores, etc. Estos dispositivos buscan aprovechar las propiedades únicas del plasma para lograr la producción de energía mediante la fusión nuclear controlada [4–7]. Además, los plasmas también se utilizan en la industria de semiconductores para la fabricación de dispositivos electrónicos avanzados. Los procesos de

grabado y deposición de plasma desempeñan un papel crucial en la producción de circuitos integrados y otros componentes microelectrónicos.

Durante miles de años, los humanos han sentido una gran atracción por el espacio exterior. Sin embargo, fue hace menos de 100 años que finalmente logramos llegar ahí y comenzar su estudio. En el siglo XX, en medio de la Guerra Fría, la competencia entre las potencias mundiales no se limitaba a polarizar diferentes culturas sobre la Tierra, sino que también se extendía a la denominada carrera espacial [8, 9] La conquista del espacio abrió nuevos horizontes para el estudio de la física espacial, y se llevaron a cabo numerosas misiones espaciales [10–15], que permitieron realizar estudios “in-situ” de las propiedades de uno de los mayores laboratorios de plasma natural cercano a la humanidad: el viento solar [16].

El viento solar es un plasma magnetizado de bajas densidades ($n \sim 1 - 10 \text{ cm}^{-3}$) y altas velocidades ($v \geq 300 \text{ km/s}$) emitido por el Sol [17, 18] desde sus diversas regiones. Una particularidad del viento solar es que el camino libre medio de los electrones es de unos 10^8 km, comparable con la distancia Sol-Tierra [19]. Es por ello que este se considera como un plasma débilmente colisional, ya que la tasa de colisiones no alcanza a conducir el sistema a un estado isotrópico a medida que el plasma viaja desde el Sol a la Tierra [20]. Debido a esta baja colisionalidad, los electrones desarrollan anisotropías y asimetrías en su distribución debido al exceso de energía libre que contiene el plasma en su escala macroscópica y microscópica. Es por ello que uno de los asuntos poco comprendidos por la comunidad científica es la evolución radial de las propiedades termodinámicas del viento solar debido a su naturaleza multi-escala [21]. La evolución de las propiedades termodinámicas de un plasma poco colisional pueden ser descritas por un sistema de ecuaciones doble adiabático (CGL) [22]. Sin embargo, diversos estudios han mostrado que la aproximación de CGL no es del todo adecuada por la presencia de flujo de calor y efectos cinéticos en el plasma [23].

Un amplio espectro de investigaciones ha revelado relaciones entre los parámetros del plasma que controlan el flujo de calor en expansión. Por ejemplo, el estudio realizado por Feldman et al. [13] ha mostrado que la anisotropía es mayor en los regímenes de viento solar

rápido en comparación con los de viento solar lento. Asimismo, Phillips et. al. [24], utilizando observaciones de ISEE 3, encontraron que la anisotropía aumenta a medida que la velocidad del viento solar incrementa y la densidad del plasma disminuye. Estos resultados evidencian la relevancia de las colisiones (o su ausencia) en el transporte de flujo de calor.

Adicionalmente, un estudio exhaustivo sobre el flujo de calor realizado por Salem et. al. [25] revela que aparentemente no existe una correlación entre el flujo de calor y la velocidad del viento solar. Sin embargo, se observa una correlación significativa entre el flujo de calor y la edad colisional del plasma. Esto sugiere que estas cantidades están relacionadas y se desarrollan conjuntamente a medida que el plasma se propaga a través del espacio. Además, otros trabajos anteriores revelaron que el flujo de calor es más bajo de lo esperado [26], y se observó una correlación significativa entre las mediciones observacionales y el flujo de calor descrito por la Ley de Spitzer-Härm [26, 27] para un gas altamente colisional. Sin embargo, nuevas observaciones indicaron desviaciones sustanciales del valor predicho por la Ley de Spitzer-Härm en ciertos escenarios [28, 29].

Por otro lado, estudios han mostrado que el exceso de flujo de calor en el viento solar se encuentra limitado por inestabilidades cinéticas [30]. Lo que indica que además de la regulación colisional descrita por la Ley de Spitzer-Härm, existen procesos no colisionales controlando el flujo de calor. A lo largo del tiempo se han propuesto diversos umbrales teóricos para abordar esta limitación [13, 31, 32]. Nuestro interés es estudiar la inestabilidad conocida como Whistler-Heat Flux, que está estrechamente relacionada con la asimetría en la distribución [33], y se desencadena cuando el momento del flujo de calor (tercer momento de la distribución) [34] supera un umbral específico que depende del parámetro beta del plasma. De hecho se ha propuesto que esta inestabilidad puede desempeñar un papel clave en la regulación del transporte de flujo de calor mediado por electrones en el viento solar [31, 35–37].

En esta tesis nos interesa estudiar el fenómeno de transporte de energía térmica en un plasma débilmente colisional, como el viento solar, por lo que las interrogantes que impulsan

nuestra investigación son las siguientes: ¿qué tan colisional o no colisional es el transporte de flujo de calor en el viento solar?, ¿qué mecanismo es el dominante en la transferencia de energía térmica en el viento solar? y ¿existe interacción entre los procesos macroscópicos y microscópicos en la regulación del flujo de calor? Estas preguntas nos motivan a profundizar en la comprensión de los procesos físicos relacionados y a determinar qué factores y mecanismos desempeñan un papel fundamental en la regulación del transporte de energía térmica a través de la heliósfera.

Con el fin de abordar estas interrogantes, el objetivo principal de investigación es, utilizando datos de misiones espaciales, estudiar la importancia de los procesos colisionales y no colisionales en el transporte de flujo de calor mediado por electrones en el viento solar, su relevancia respecto a la estabilidad del plasma ante inestabilidades cinéticas y su relación con la forma de las funciones de distribución de electrones presentes en él. Para ello, desde un punto de vista macroscópico inspeccionaremos momentos y parámetros que describan qué tan dominante para el transporte de flujo de calor es la Ley de Spitzer- Härm (a través del número de Knudsen y la edad colisional), o la regulación no colisional mediada por la inestabilidad Whistler Heat-Flux. Además, desde un punto de vista microscópico estudiaremos estos procesos a través del ajuste de las funciones distribución de electrones en el viento solar usando el modelo ‘Core-Strahlo’ [37]. Todo esto con el fin de, relacionando las variables macroscópicas y microscópicas, e indagar en la relevancia de los procesos colisionales o no colisionales en el transporte de energía térmica en el viento solar.

Para llevar a cabo el trabajo desarrollamos un estudio observacional combinando metodologías de estudio de casos y estadística, que se divide en dos secciones principales: un análisis macroscópico y otro microscópico de los electrones del viento solar. En una primera instancia, el análisis macroscópico tiene como objetivo buscar correlaciones entre diferentes propiedades macroscópicas del plasma. Comprender estas correlaciones es fundamental para conocer la dinámica y evolución del plasma. Por lo tanto, nos centramos en la temperatura de los electrones, el flujo de calor, la velocidad del viento solar y la densidad de electrones, ya que, según el trabajo realizado por Salem et. al. [25], estos parámetros están estrechamente

vinculados y actúan como controladores del transporte de energía térmica desde el Sol hacia la heliósfera. Además, en este análisis, estableceremos una relación entre estas propiedades macroscópicas y la inestabilidad cinética Whistler Heat-Flux, ya que esta inestabilidad regula el flujo de calor a través de interacciones onda-partícula disipando la energía libre presente en el plasma mediante la generación de ondas.

Por otro lado, el estudio microscópico tiene como objetivo poner a prueba un nuevo modelo de distribución de velocidades denominado ‘Core-Strahlo’, en el cual las propiedades microscópicas de la distribución de velocidad (en particular la asimetría y la curtosis) están ligadas al flujo de calor macroscópico y a las inestabilidades Whistler Heat-Flux. Este modelo emergente es el resultado de combinar una distribución Bi-Maxwelliana y una distribución Bi-Kappa Asimétrica, y se basa en el trabajo realizado por Zenteno-Quinteros et. al. [37]. El análisis lo llevamos a cabo utilizando datos de la misión espacial Wind, haciendo uso de los instrumentos Wind/SWE/VEIS para la medición de los electrones, y Wind/MFI para el campo magnético. En el análisis macroscópico, utilizamos datos recopilados durante un período de 7 años (1995-2001) con el fin de realizar un proceso estadístico robusto y que abarque gran parte del ciclo solar. Además, el análisis microscópico lo focalizamos en un intervalo de tiempo de 50 días en el año 1995. Este período de tiempo fue seleccionado de manera similar a un estudio previo realizado por Salem et. al. [25], debido a la ausencia de nubes magnéticas o shocks interplanetarios, por lo que así trabajamos con un viento solar sin perturbaciones [38].

Esta tesis se organiza de la siguiente manera: en el Capítulo 2 presentamos una descripción detallada del entorno estudiado, el viento solar. Abordamos sus propiedades, características, valores típicos de los parámetros del plasma y los fenómenos asociados a este. En el Capítulo 3 exponemos la relevancia de las distribuciones Kappa en el viento solar. Exploramos su historia y examinamos sus aplicaciones. Además, introducimos el modelo Core-Strahlo, el cual es una generalización de las distribuciones Kappas. En el Capítulo 4 detallamos el proceso de obtención y análisis de datos a partir de la misión espacial Wind. Describimos los instrumentos utilizados, las órbitas estudiadas, y explicamos el procedimiento llevado a cabo

para el procesamiento de los datos y la determinación de los parámetros deseados tanto en el estudio macroscópico como en el microscópico. Más adelante, en el Capítulo 5 abordamos el tratamiento macroscópico en el viento solar. Establecemos correlaciones entre los parámetros del plasma considerando las inestabilidades cinéticas Whistler Heat-Flux y además, estudiamos la relevancia de la física colisional descrita por la Ley de Spitzer-Härm. En el Capítulo 6 realizamos el análisis microscópico, donde detallamos el procedimiento y los resultados de los ajustes a las distribuciones de velocidades de los electrones utilizando el modelo Core-Strahlo. También presentamos las correlaciones encontradas entre los parámetros macroscópicos y microscópicos del plasma dando a conocer la relevancia bajo ciertas condiciones del viento solar. Finalmente, en el Capítulo 7 condensamos las conclusiones obtenidas a lo largo del trabajo y las proyecciones a futuro.

Capítulo 2

Viento Solar

El Sol es una estrella de tipo G, de masa 2×10^{30} kg, de radio igual a 696340 km y con una luminosidad V [17, 39]. Se encuentra a aproximadamente 150 millones de kilómetros de la Tierra, lo que corresponde a 1 UA. Esta estrella magnetizada se compone principalmente de hidrógeno y helio, y se caracteriza por ser una estructura compuesta por capas esféricas de plasma organizadas de la siguiente manera: El núcleo solar es la estructura más interna y es donde tienen lugar reacciones termonucleares que generan la energía de la estrella. En esta región la temperatura alcanza aproximadamente los 15 millones de Kelvin. La zona radiativa se encuentra fuera del núcleo y es donde la energía producida en el núcleo se transporta hacia el exterior principalmente en forma de radiación. Esta zona está compuesta principalmente por hidrógeno y helio ionizado. A continuación, se encuentra la zona convectiva, donde el plasma deja de estar completamente ionizado y la energía se transporta principalmente mediante convección turbulenta. Más afuera se encuentra la fotosfera, que es la capa observable del Sol desde la Tierra y se considera como la superficie solar. Esta capa tiene una temperatura de aproximadamente 5500 Kelvin. Más allá de la fotosfera se encuentra la cromósfera. Observarla a simple vista es complicado y requiere de instrumentos adecuados. La corona solar es la capa más externa del Sol y se extiende varios radios solares. Es considerablemente más caliente que la fotosfera y la cromósfera, con temperaturas que oscilan entre 1 y 3 millones de Kelvin [40]. Además, la corona solar es responsable de la emisión de partículas que da lugar al viento solar. Por último, la heliósfera se extiende desde la corona solar hasta

los límites de la influencia del campo magnético del Sol, aproximadamente a unas 120 UA. La heliósfera está definida por la presencia del viento solar y marca el límite de interacción entre el Sol y el medio interestelar [18].

El viento solar es la expansión hidrodinámica de la heliósfera hacia el espacio interplanetario y está compuesto por un flujo continuo de partículas cargadas. Estas partículas, que incluyen electrones, protones, partículas α y otros iones en menor proporción (ej: O^{+5} , C^{+6}) son expulsadas alejándose de la influencia gravitacional de Sol [2, 18, 40, 41]. El viento solar se divide principalmente en dos tipos: el viento solar lento y el viento solar rápido. El viento solar lento se origina en la corona solar cerca del ecuador del Sol y viaja a velocidades de alrededor de 400 kilómetros por segundo a 1 UA del Sol. Por otro lado, el viento solar rápido se origina en regiones activas del Sol, como las manchas solares y agujeros coronales, y puede alcanzar velocidades de hasta 800 kilómetros por segundo a 1 UA [18].

Aunque los mecanismos precisos de aceleración de vientos estelares aún no se comprenden completamente, se cree que están relacionados con dinámica magnética en la corona solar [42]. Por ello es importante destacar que el viento solar no solo consiste en un flujo constante de partículas cargadas emanadas por el Sol, sino que también lleva consigo un campo magnético que varía con la distancia al Sol. Este campo magnético tiene una magnitud de aproximadamente 5 nT A 1 UA de distancia del Sol, e interactúa con los campos magnéticos de los planetas y otros cuerpos celestes del sistema solar, generando una amplia gama de fenómenos. Entre ellos se encuentran las tormentas geomagnéticas, que son perturbaciones en el campo magnético terrestre causadas por la interacción del viento solar con la magnetosfera de la Tierra. Estas tormentas pueden tener efectos significativos en las comunicaciones, los sistemas de navegación y las redes eléctricas dependiendo de su intensidad [43, 44]. Otro fenómeno impresionante relacionado con la interacción del viento solar y los campos magnéticos planetarios son las auroras boreales y australes [18, 45]. Estas luces brillantes que iluminan los cielos del polo norte y polo sur son producidas cuando partículas cargadas chocan con átomos y moléculas de la atmósfera terrestre. Estos encuentros generan excitaciones en los átomos, que posteriormente emiten luz en diferentes colores, creando un espectáculo visual.

Todas aquellas interacciones están relacionadas a las variaciones que experimenta el campo magnético del Sol cada 11 años, el cual es llamado ciclo solar y describe la dinámica cíclica del viento solar. El ciclo es caracterizado por cambios en la aparición de manchas solares, eyecciones de masa coronal y marca el máximo y el mínimo solar. Durante el máximo solar, el Sol experimenta un aumento significativo en la actividad, con un mayor número de manchas solares (regiones oscuras en la superficie solar que están asociadas con un campo magnético intenso), llamaradas solares (explosiones súbitas de energía que liberan radiación) y eyecciones de masa coronal (expulsiones masivas de material solar hacia el espacio). En contraste, durante el mínimo solar la actividad solar disminuye y se observa una menor cantidad de manchas solares, llamaradas y eyecciones de masa coronal. Durante este período, el campo magnético solar se comporta principalmente como un dipolo la actividad magnética del Sol disminuye y la superficie solar se vuelve más apacible [46].

La investigación y monitorización del ciclo solar posee una importancia crucial en la medida en que nos brinda una comprensión más profunda y precisa de su impacto en nuestro planeta. En este sentido, la comunidad científica se encuentra totalmente abocada a analizar la dinámica solar, prestando especial atención al estudio detallado de parámetros significativos en el viento solar [21, 25, 47]. Este enfoque tiene como objetivo comprender el comportamiento del viento solar, para adquirir un entendimiento más completo de la naturaleza y dinámica de este plasma.

2.1. Parámetros relevantes

Para estudiar la dinámica del viento solar a través del espacio es necesario indagar en múltiples parámetros macroscópicos y microscópicos del plasma. Entre aquellos parámetros se encuentra el flujo de calor, el cual es una medida que cuantifica el transporte de energía térmica por unidad de área y su dirección. En el contexto del viento solar, el flujo de calor lo utilizamos para determinar la cantidad de energía transportada por las partículas en su

expansión. Es representado comúnmente con la letra q y se expresa en unidades del Sistema Internacional como vatios por metro cuadrado W/m^2 . El flujo de calor está relacionado con la distribución de velocidades de las partículas. Específicamente, lo calculamos como el tercer momento de la distribución de velocidades [34].

Al estudiar el viento solar, donde la velocidad de los electrones es menor que la del viento solar ($v_e < v_{SW}$), el flujo de calor máximo ocurre cuando la energía térmica se desplaza a la velocidad térmica [25], y está dado por:

$$q_0 = \frac{3}{2} n_e k_B T_e v_{th}. \quad (2.1)$$

Aquí, k_B es la constante de Boltzmann, n_e es la densidad, T_e es la temperatura, y v_{th} es la velocidad térmica de los electrones, respectivamente, donde velocidad térmica se refiere a la velocidad promedio de los electrones en el estado térmico: $v_{th} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$.

En un ambiente totalmente colisional la Ley de Spitzer-Härm [27] establece que el flujo de calor a través de un plasma está determinado por el gradiente de temperatura y la conductividad térmica del plasma. La conductividad térmica es de la forma: $\kappa \sim 3,16 n_e T_e \tau_e / m_e$. En esta ecuación, τ_e es el tiempo de colisión de los electrones (inverso de la frecuencia de colisiones), y m_e es la masa del electrón. La conductividad térmica de Spitzer-Härm considera que la distribución de velocidades es aproximadamente una distribución Maxwelliana y evoluciona a lo largo del gradiente de temperatura [29], por lo que el flujo de calor colisional alineado al campo magnético es:

$$q_{\parallel} = -\kappa_{\parallel} \nabla_{\parallel} T_e. \quad (2.2)$$

En esta ecuación, q_{\parallel} representa el flujo de calor en la dirección paralela al campo magnético, κ_{\parallel} es el coeficiente de conductividad térmica colisional de Spitzer-Härm y $\nabla_{\parallel} T_e$ es el gradiente de temperatura en la dirección paralela.

2.2. Número de Knudsen

Otro parámetro relevante relacionado con la naturaleza del flujo de calor es el llamado número de Knudsen, K_n . Este parámetro es una cantidad adimensional que compara el camino libre medio λ_{fp} entre colisiones sucesivas de electrones con la escala del gradiente de temperatura L_T del sistema, donde $L_T = T_e/|\partial T_e/\partial r|$. Al utilizar la conductividad térmica de Spitzer-Härm (ecuación 2.4) es de esperar que el número de Knudsen, sea un parámetro pequeño en relación a este gradiente de temperatura. En este contexto, se define el número de Knudsen como:

$$K_n = \lambda_{fp}/L_T. \quad (2.3)$$

En esta ecuación, el camino libre medio entre colisiones (λ_{fp}) lo calculamos como el producto entre la velocidad térmica de los electrones v_e y el tiempo de colisión entre electrones τ_e , donde el tiempo de colisión lo expresamos como $\tau_e = T_e^{3/2}/n_e$ [48]. El número de Knudsen nos indica la importancia relativa de los efectos de colisión en comparación con el libre recorrido medio de las partículas. Al mantenerse el plasma en un estado Maxwelliano y en el caso de valores pequeños del número de Knudsen, utilizamos la Ley de Spitzer-Härm para describir el flujo de calor de forma colisional. Sin embargo, en situaciones donde el plasma presenta desviaciones significativas de un estado Maxwelliano o el número de Knudsen es grande, requerimos enfoques más complejos, como la teoría cinética, para describir el transporte de energía térmica en el plasma. Esto nos permite evaluar la validez de las distintas aproximaciones y determinar qué enfoques teóricos son más adecuados para describir el transporte de calor en el plasma en cuestión.

Puesto que el número de Knudsen es un medidor de las colisiones, este nos permite una comparación directa entre el flujo de calor observado y el flujo de calor colisional [25, 29]. El flujo de calor de Spitzer-Härm normalizado al máximo flujo de calor (ecuación (2.1)) se expresa como una función lineal de la relación entre el camino libre medio de los electrones

térmicos y la escala del gradiente de temperatura [29], es decir, el número de Knudsen:

$$\frac{q_{\parallel}}{q_0} = 1,07K_n. \quad (2.4)$$

En esta tesis usaremos esta expresión para comparar distintos modelos teóricos (transporte colisional o no colisional del flujo de calor) con los datos observacionales.

2.3. Edad Colisional

Siguiendo la idea del transporte colisional de energía, otro parámetro utilizado en este estudio para cuantificar las colisiones experimentadas por los electrones a lo largo de la expansión del viento solar, se define como edad colisional A_c [25]. La edad colisional es un parámetro adimensional que proporciona información sobre la cantidad promedio de colisiones que han experimentado las partículas del plasma durante su expansión en el viento solar. Cuanto mayor sea el valor de la edad colisional, más colisiones habrá sufrido el plasma, lo que indica una mayor influencia de los efectos colisionales en el transporte de energía térmica.

La edad colisional es la relación entre el tiempo de expansión t_E y el tiempo entre colisiones τ_e :

$$A_c = \frac{t_E}{\tau_e} = \frac{R}{\tau_e V_{sw}}, \quad (2.5)$$

donde $R = 1$ UA en kilómetros, V_{sw} es la velocidad del viento solar en km/s. Para su cálculo consideramos las colisiones entre electrones térmicos. Se integran las colisiones sufridas durante el tiempo de expansión a través del gradiente de densidad dando como resultado:

$$A_c = 2,55 \frac{R}{\tau_e V_{sw}} \left(\frac{2^{1-1,5\alpha} - 1}{1 - 1,5\alpha} \right). \quad (2.6)$$

La ecuación 2.6 supone que la temperatura cae como una ley de potencias con la distancia, donde el exponente es α [25, 29, 49, 50]. Este parámetro depende del régimen de

velocidad y en general es un número entre 0 y 1 [29]. Para este trabajo utilizamos el valor $\alpha = 0,45$. El parámetro τ_e representa el tiempo de colisiones y se define como $\tau_e = \left(7,7 \times 10^{-6} n_e T_e^{-3/2} \ln \Lambda\right)^{-1}$ y está dado en unidades de segundos [25]. En esta ecuación, n_e es la densidad de electrones, T_e es la temperatura de los electrones y $\ln \Lambda$ es el logaritmo Coulombiano, que corresponde a un parámetro que cuantifica el “scattering” para ángulos pequeños en un plasma. Emplearemos la edad colisional como una medida para cuantificar las interacciones de colisión experimentadas por los electrones en el plasma en expansión. Esto nos permitirá contrastar los efectos macroscópicos y microscópicos de las colisiones con los efectos no colisionales en ambas escalas.

2.4. Beta del Plasma

El papel del campo magnético en el transporte de energía en el viento solar es muy relevante dado que cuando la energía magnética es menor que la energía cinética las partículas pueden escapar de sus giro-órbitas, lo que genera un aumento de la tasa de colisiones debido al bajo confinamiento magnético. La dominancia relativa del magnético en la dinámica de las partículas es cuantificable mediante el parámetro β , definido como la razón entre la presión térmica y la presión magnética en el viento solar [51]:

$$\beta_{\parallel} = \frac{P_{\text{plasma}}}{P_{\text{mag}}} = \frac{8\pi n_e k_B T_e}{B^2}, \quad (2.7)$$

donde B es la magnitud del campo magnético y k_B es la constante de Boltzmann. La beta del plasma nos proporciona información valiosa sobre la importancia relativa de los efectos cinéticos y magnéticos en el comportamiento de los electrones en el plasma. En el Capítulo 5 realizaremos un análisis estadístico de estas cantidades, correlacionándolas entre sí para detallar la dinámica del viento solar.

2.5. Inestabilidad Flujo de Calor

En las secciones anteriores, discutimos los parámetros relacionados con las colisiones en el plasma. Ahora, procedemos a examinar los procesos cinéticos no colisionales que sufre el plasma, específicamente las inestabilidades. Las inestabilidades cinéticas son creadas por la energía libre presente en el plasma y esto se representa como propiedades no maxwellianas de la distribución de velocidades. Estas inestabilidades juegan un rol relevante en la termalización del plasma a través de las interacciones no colisionales entre partículas y la radiación electromagnética. Existe una gran variedad de inestabilidades cinéticas presentes en los plasmas [36, 48, 52, 53]. A modo de ejemplo, en el caso de los electrones, la inestabilidad llamada “Whistler-Cyclotron” se desencadena cuando la anisotropía adquiere valores superiores a 1 (aquí la anisotropía corresponde a la razón entre la temperatura perpendicular y la temperatura paralela al campo magnético de fondo [54]). En cambio, cuando la anisotropía baja del valor 1, se desencadena la inestabilidad llamada “Firehose”. En este estudio nos enfocaremos en la investigación de la inestabilidad conocida como Whistler Heat-Flux [31, 35–37], la cual surge cuando la combinación entre el flujo de calor y el valor de beta supera un cierto umbral crítico [47]. La descripción de este umbral se encuentra en el trabajo de Zenteno-Quinteros et al. [37], y su formulación es la siguiente:

$$\frac{q_{\parallel}}{q_0} = A + \frac{B}{(\beta_{\parallel} + \beta_0)^a}. \quad (2.8)$$

Aquí, los parámetros de ajuste A , B , β_0 y a son parámetros de ajustes que describen la inestabilidad bajo ciertas condiciones físicas. La inclusión de estas curvas de inestabilidad Whistler Heat-Flux nos permite una comparación directa entre los resultados observados y los efectos predichos teóricamente [36]. En este trabajo llevaremos a cabo una comparación entre la inestabilidad Whistler Heat-Flux y diversas magnitudes físicas macroscópicas, relacionándolas con las cantidades q_{\parallel}/q_0 y β_{\parallel} , y los respectivos umbrales de inestabilidad. En particular, en el Capítulo 5 expondremos la aplicación del umbral y discutiremos su relación con los parámetros macroscópicos del plasma.

2.6. Modelos de electrones para el viento solar

En el viento solar se identifican tres subpoblaciones principales de electrones: el Core, el Halo y el Strahl [55]. El Core es una subpoblación Bi-Maxwelliana (función que describe la distribución de velocidades de las partículas en un gas ideal en equilibrio térmico) de partículas con una energía en el rango de 10 – 15 eV. Es la componente más densa y representando aproximadamente el 90 – 95 % de la densidad total de los electrones en el viento solar. El Halo es una subpoblación anisotrópica y supratérmica (partículas con energías cinéticas muy altas con temperaturas que están por encima del rango típico, y que no pueden describirse con una distribución Maxwelliana). Posee energías más altas que el Core, que varían entre 12 – 100 eV aproximadamente [56]. Además, las colas de altas energías presentes en el Halo se describen mejor mediante distribuciones tipo Kappa. Las distribuciones Kappa son una generalización de la distribución de Maxwell-Boltzmann, y se caracterizan por tener una cola de altas energías o velocidades más pronunciada que la distribución Maxwelliana. Estas distribuciones son especialmente útiles para describir fenómenos que involucran condiciones no térmicas cuasiestables o procesos de aceleración de partículas [57]. En el Capítulo 3 profundizaremos en la descripción y naturaleza de estas distribuciones. Finalmente, para energías más altas está el Strahl, que es un haz de partículas o ‘beam’, que se orienta hacia o en contra del Sol. El Strahl se distribuye a lo largo de las líneas del campo magnético y presenta energías superiores a los 50 eV aproximadamente [58]. Cabe destacar que esta componente es principalmente la responsable de la asimetría y el flujo de calor presente en la distribución de velocidades del viento solar.

Modelos recientes han sugerido que las colas de altas energías con asimetría pueden ser adecuadamente descritas utilizando un modelo de distribución que unifica Halo y Strahl en una única población llamada “Strahlo”. En el Capítulo 3 de esta tesis presentaremos la aplicación de un nuevo modelo denominado ‘Core-Strahlo’ [37] el cual se basa en conceptos de la mecánica estadística no extensiva de C. Tsallis [59] y un modelo teórico desarrollado por C. Beck [60]. El modelo Core-Strahlo utiliza dos distribuciones diferentes: una distribución

Bi-Maxwelliana para el Core y una distribución Bi-Kappa Asimétrica para el Strahlo. El objetivo de la aplicación de este modelo es lograr una descripción más adecuada y precisa de los electrones de altas energías presentes en el viento solar usando una menor cantidad de parámetros libres. Para comprender mejor el modelo Core-Strahlo, en el próximo capítulo hablamos más en detalles de las distribuciones Kappas y sus propiedades.

Capítulo 3

Distribuciones Kappas

Las distribuciones Kappa son modelos empíricos que se utilizan para ajustar las distribuciones de partículas y han revolucionado nuestra comprensión del plasma espacial. Fueron introducidas por S. Olbert [61] y posteriormente desarrolladas por Vasyliunas en 1968 [62] para ajustar distribuciones de electrones en la magnetósfera terrestre. Estos modelos son capaces de describir las distribuciones de partículas no térmicas en el entorno espacial, teniendo en cuenta sus anisotropías y efectos cinéticos. La distribución Kappa es una generalización de la distribución Maxwelliana, que corresponde a la distribución de velocidades característica de un gas en equilibrio térmico. En particular, la distribución Kappa representa colas de altas energías o velocidades más pronunciadas, lo que refleja la presencia de procesos no térmicos o fenómenos de aceleración de partículas en el plasma. Una característica distintiva es que las colas caen como ley de potencias en la velocidad, siendo representadas matemáticamente por un parámetro llamado índice kappa (κ), el cual juega un papel crucial en la forma de la distribución. Un valor de κ pequeño representa una cola de alta energía muy pronunciada. Cuando el valor del índice kappa tiende a infinito ($\kappa \rightarrow \infty$), la distribución Kappa se aproxima a una distribución Maxwelliana. Esta flexibilidad en la forma de la distribución Kappa permite capturar características observadas en el plasma espacial que no pueden ser descritas del todo por una distribución Maxwelliana. Con el transcurso del tiempo, se han realizado diversos esfuerzos con el propósito de establecer un fundamento teórico sólido para las distribuciones Kappa, dada su naturaleza empírica. Se han propuesto varios modelos teóricos

que ilustran la profunda interrelación existente entre las distribuciones Maxwellianas y las distribuciones Kappa [47]. Adicionalmente, se ha constatado que estas últimas emergen en una variedad de contextos, tales como sistemas no extensivos e interacciones de largo alcance [21, 47]. Por lo tanto, obtener una comprensión más completa de las distribuciones Kappa se presenta como un aspecto de gran importancia, especialmente en física de plasmas espaciales.

Las distribuciones Kappas pueden expresarse analíticamente de la siguiente manera [47]:

$$f(v) = \frac{n_e}{2\pi\kappa^{3/2}\theta^3} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)\Gamma(3/2)} \left(1 + \frac{v^2}{\kappa\theta^2}\right)^{-(\kappa+1)}. \quad (3.1)$$

Esta ecuación representa una Distribución Kappa isotrópica, donde v es la velocidad, κ es el índice kappa distintivo de la distribución, $\theta = \sqrt{(2\kappa - 3)kT_e/\kappa m_e}$ es un parámetro análogo a la velocidad térmica, y Γ representa la función Gamma.

En el estudio del plasma, se han desarrollado diversas versiones de la distribución Kappa para adaptarse a diferentes ambientes espaciales y describir de manera más precisa las poblaciones de partículas [47]. Estas versiones incorporan modificaciones y ajustes adicionales para abordar características específicas del plasma tales como núcleos prominentes, colas más o menos pronunciadas, temperaturas o velocidades térmicas dependientes del índice kappa, etc. Entre los diversos modelos Kappa, en este trabajo usaremos la Distribución Kappa Modificada y la Distribución Kappa Olbertiana descritas a continuación:

- Distribución Kappa Modificada (Kappa-A): Esta versión particular de la distribución Kappa implica una modificación en la relación entre la temperatura y el índice κ , distinta a la originalmente propuesta por Olbert [61]. En este caso se asumen temperaturas independientes con respecto a este índice, mientras que las velocidades térmicas mantienen su dependencia sobre el mismo. Esta distribución posee un Core cuasitérmico y colas alargadas para energías más allá del núcleo, lo que se traduce en un aumento en la población de partículas de bajas energías [64]. Esta distribución se representa de la siguiente forma:

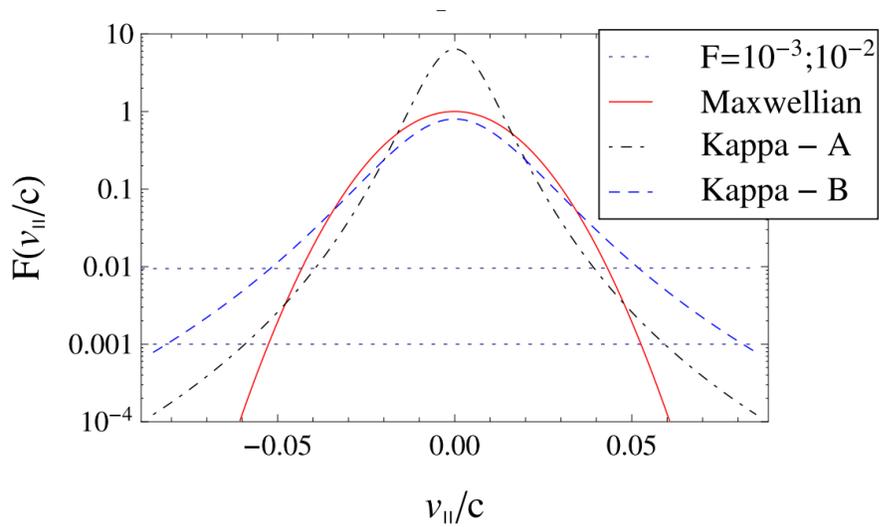


Figura 3.1: Comparación de modelos de distribuciones Kappas. Se muestra la comparativa entre la distribución Maxwelliana y las distribuciones Kappa Modificada (Kappa-A) y Kappa Olbertiana (Kappa-B) (Fuente: Lazar et al. [63]).

$$f_A^s(v_{\perp}, v_{\parallel}) = \frac{n_e \Gamma(\kappa + 1)}{(\kappa - 3/2)^{3/2} \pi^{3/2} \theta_{\perp}^2 \theta_{\parallel} \Gamma(\kappa - 1/2)} \left[1 + \frac{1}{\kappa - 3/2} \left(\frac{-v_{\perp}^2}{\theta_{\perp}^2} + \frac{v_{\parallel}^2}{\theta_{\parallel}^2} \right) \right]^{-\kappa-1}. \quad (3.2)$$

- Distribución Kappa Olbertiana (Kappa-B): Esta distribución, originalmente propuesta por Olbert tiene como características distintivas un Core similar a una función Maxwelliana y una velocidad θ independiente del parámetro κ . Sin embargo, en este caso la temperatura cinética si depende del parámetro κ . Este método ha sido muy utilizado para evaluar los efectos de las poblaciones supratérmicas sobre los umbrales cinéticos [63]. La distribución Kappa Olbertiana es de la forma:

$$f_B^s(v_{\perp}, v_{\parallel}) = \frac{n_e \Gamma(\kappa + 1)}{(\kappa - 3/2)^{3/2} \pi^{3/2} \theta_{\perp}^2 \theta_{\parallel} \Gamma(\kappa - 1/2)} \left[1 + \frac{1}{\kappa} \left(\frac{-v_{\perp}^2}{\theta_{\perp}^2} + \frac{v_{\parallel}^2}{\theta_{\parallel}^2} \right) \right]^{-\kappa-1}. \quad (3.3)$$

En las ecuaciones (3.2) y (3.3) los subíndices \parallel y \perp indican las direcciones paralela y perpendicular al campo magnético, respectivamente. Los parámetros θ_{\parallel} y θ_{\perp} representan el segundo momento de la distribución, es decir, las velocidades promedio de las partículas

en las direcciones paralela y perpendicular al campo magnético, que tienden a la velocidad térmica en el caso Maxwelliano, respectivamente. Ambas distribuciones se ilustran en la figura 3.1, donde se destacan las diferencias descriptivas entre ambas comparándolas con una Distribución Maxwelliana.

3.1. Modelo Core Strahlo

La generalización de la termodinámica basada en la formalización de la entropía no extensiva de Tsallis [59] ha sido ampliamente utilizada a lo largo de varias décadas para describir sistemas complejos. En particular, en el campo de la física de plasma, se aplica esta generalización para comprender y modelar las propiedades de las distribuciones de partículas fuera del equilibrio. Un hito importante en esta línea de investigación se produjo con el trabajo de Beck. et al. [60], quien desarrolló un modelo de distribución Kappa con asimetría utilizando la entropía no extensiva y modelos numéricos basados en mecánica estadística fuera del equilibrio. Este modelo fue diseñado para describir las propiedades de fluidos turbulentos. Posteriormente, Zenteno et al. [37] llevaron este modelo un paso más allá al extrapolarlo a las distribuciones de electrones en el viento solar. En aquel estudio, se demostró que el modelo de distribución Kappa con asimetría es capaz de representar adecuadamente la asimetría de la distribución y su relación con la inestabilidad Whistler Heat Flux mediante el uso de dos poblaciones de electrones. El modelo Core-Strahlo consiste en la superposición de un Core térmico dado por una distribución Bi-Maxwelliana y una población supratérmica llamada Strahlo, descrita por una distribución Bi-Kappa-Asimétrica. La unión de ambas distribuciones es llamada ‘Core-Strahlo’ y es representada como:

$$f_e(v_{\perp}, v_{\parallel}) = f_c(v_{\perp}, v_{\parallel}) + f_s(v_{\perp}, v_{\parallel}), \quad (3.4)$$

donde $f_c(v_{\perp}, v_{\parallel})$ es la Bi-Maxwelliana que representa el Core y $f_s(v_{\perp}, v_{\parallel})$ es la Bi-Kappa Asimétrica que representa al Strahlo. Es decir:

$$f_0(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{n_c}{\pi^{3/2} \alpha_{\perp}^2 \alpha_{\parallel}} e^{\left(-\frac{v_{\perp}^2}{\alpha_{\perp}^2} - \frac{(v_{\parallel} - U_{\parallel})^2}{\alpha_{\parallel}^2}\right)} + \frac{n_s \Gamma(\kappa + 1) \left[1 - \frac{\delta^2}{4} \left(\frac{2\kappa - 1}{2\kappa - 3} - \frac{7}{12}\right)\right]}{\left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{3/2} \pi^{3/2} \theta_{\perp}^2 \theta_{\parallel} \Gamma(\kappa - \frac{1}{2})}. \quad (3.5)$$

$$\cdot \left[1 + \frac{1}{\kappa - \frac{3}{2}} \left(\frac{v_{\perp}^2}{\theta_{\perp}^2} + \frac{v_{\parallel}^2}{\theta_{\parallel}^2} + \delta \left(\frac{v_{\parallel}}{\theta_{\parallel}} - \frac{v_{\parallel}^3}{3\theta_{\parallel}^3}\right)\right)\right]^{-(\kappa-1)}.$$

En la ecuación (3.5) la cantidad n_c representa la densidad del Core y n_s la densidad del Strahlo. Los parámetros α_{\parallel} y α_{\perp} representan las velocidades térmicas del Core. Del mismo modo, θ_{\parallel} y θ_{\perp} representan las velocidades térmicas efectivas del Strahlo. La velocidad de drift U_{\parallel} está asociada al movimiento del Core y refleja el desplazamiento promedio de las partículas en la dirección paralela al campo magnético. Además, el factor δ es el parámetro de asimetría y determina la forma del Strahlo. Si $\delta > 0$, la asimetría de la distribución se dirige hacia las velocidades positivas, mientras que si $\delta < 0$, la asimetría se dirige hacia las velocidades negativas.

Es importante destacar que el modelo propuesto respeta el principio de cuasi-neutralidad en un plasma, lo cual implica que la densidad de electrones es igual a la densidad de protones: $n_e = n_c + n_s = n_p$. Esta condición de equilibrio entre las cargas positivas y negativas es fundamental en el estudio de los plasmas y sobre todo en el modelo Core-Strahlo. De esta manera, la velocidad de drift del Core está fuertemente ligada al Strahlo de la forma: $U_{\parallel} = n_s \delta \theta_{\parallel} / 4n_c$, lo cual resultará fundamental para el proceso de ajuste detallado en el Capítulo 6.

El modelo Core-Strahlo presenta ciertos problemas asociados a divergencias presentes en la distribución de velocidades, los cuales fueron abordados en el trabajo de Zenteno-Quinteros et al. [37] mediante la descripción de la distribución de velocidades hasta segundo orden en el parámetro δ . Este enfoque permite eliminar las singularidades existentes en la distribución, y además facilita la extracción de la distribución de velocidades reducida al plano perpendicular al campo magnético.

El modelo Core-Strahlo puede representarse en términos de varias funciones Kappa asimétrica. Aquí mencionaremos dos opciones, dependientes de las distribuciones Kappa-A y Kappa-B. En particular, expandiendo en δ a segundo orden a partir de una Distribución Kappa-A asimétrica se obtiene que:

$$\begin{aligned}
f_2^A(v_\perp, v_\parallel) = & \frac{n_c}{\pi^{3/2} \alpha_\perp^2 \alpha_\parallel} \exp\left(-\frac{v_\perp^2}{\alpha_\perp^2} - \frac{(v_\parallel - U_c)^2}{\alpha_\parallel^2}\right) + \\
& \frac{n_s \Gamma(\kappa_s + 1)}{\left[\kappa_s - \frac{3}{2}\right]^{3/2} \pi \sqrt{\pi} \theta_{\perp s}^2 \theta_{\parallel s} \Gamma(\kappa_s - \frac{1}{2})} \cdot \left[1 - \frac{\delta_s^2}{4} \left(\frac{2\kappa - 1}{2\kappa - 3}\right) - \frac{7}{12}\right] \cdot \\
& \left(\left[1 + \frac{1}{\kappa_s - \frac{3}{2}} \left(\frac{v_\perp^2}{\theta_\perp^2} + \frac{v_\parallel^2}{\theta_\parallel^2}\right)\right]^{-(\kappa_s+1)} - \delta_s \left[\frac{\kappa_s + 1}{\kappa_s - \frac{3}{2}}\right] \left[\frac{v_\parallel}{\theta_\parallel} - \frac{v_\parallel^3}{3\theta_\parallel^3}\right] \right. \\
& \left. \left[1 + \frac{1}{\kappa_s - \frac{3}{2}} \left(\frac{v_\perp^2}{\theta_\perp^2} + \frac{v_\parallel^2}{\theta_\parallel^2}\right)\right]^{-(\kappa_s+2)} + \frac{\delta_s^4}{4} \left[\frac{\kappa_s + 1}{\kappa_s - \frac{3}{2}}\right] \left[\frac{\kappa_s + 2}{\kappa_s - \frac{3}{2}}\right] \cdot \right. \\
& \left. \left[\frac{v_\parallel}{\theta_\parallel} - \frac{v_\parallel^3}{3\theta_\parallel^3}\right]^2 \left[1 + \frac{1}{\kappa_s - \frac{3}{2}} \left(\frac{v_\perp^2}{\theta_\perp^2} + \frac{v_\parallel^2}{\theta_\parallel^2}\right)\right]^{-(\kappa_s+3)} \right). \tag{3.6}
\end{aligned}$$

En la ecuación 3.6 los exponentes $-(\kappa_s + 1)$, $-(\kappa_s + 2)$ y $-(\kappa_s + 3)$ representan las colas de altas energías con órdenes 0, 1 y 2.

Para visualizar la forma de una distribución Core-Strahlo efectuamos un corte bidimensional en la distribución, especificando que la velocidad perpendicular se fija en cero ($v_\perp = 0$). Luego, seleccionamos valores para los parámetros δ , n_s/n_c y κ . Específicamente, asignamos $\delta = 0,2$ para cuantificar la asimetría en la distribución; $n_s/n_c = 0,1$, que refleja la proporción entre las densidades del Strahlo y el Core; y $\kappa = 5$. Mediante este corte y la aplicación de estos parámetros, generamos la figura 3.2, la cual ilustra gráficamente este modelo en un plano paralelo al campo magnético. La visualización resultante de este modelo nos permite discernir que es plausible describir los electrones a través de dos subpoblaciones distintas, y adicionalmente, captura de manera efectiva la asimetría presente en el Strahlo.

Como ya hemos mencionado, el modelo Core-Strahlo puede ser representado en términos

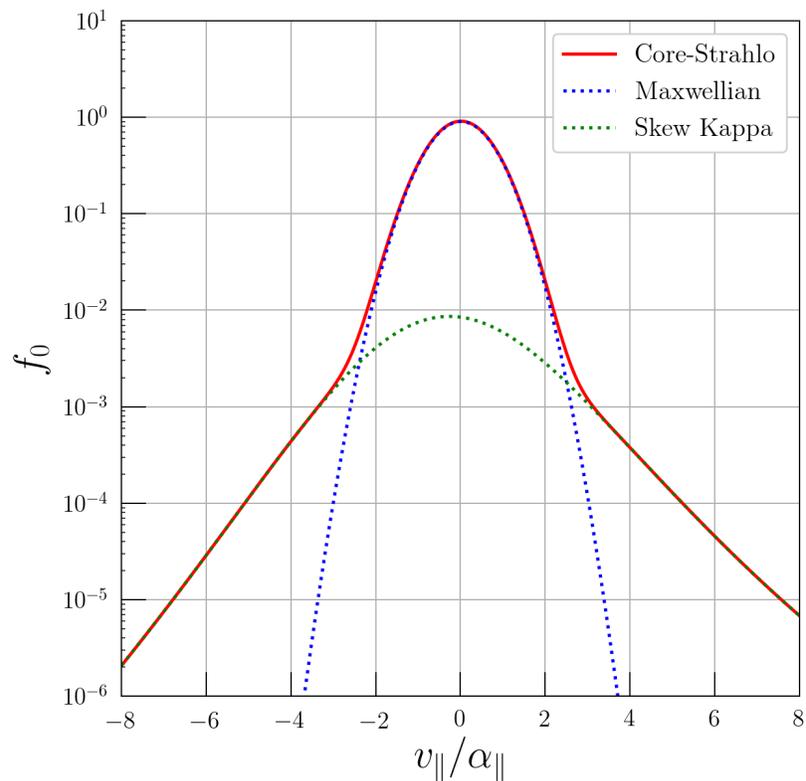


Figura 3.2: Representación del modelo mediante un corte perpendicular. La línea azul es el Core Bi-Maxwelliano, la línea verde es el Strahlo figurado por una Bi-Kappa Asimétrica y el línea continua roja es el modelo combinado. Los valores que utilizamos para simular esta distribución son: $\delta = 0,2$, $n_s/n_c = 0,1$ y $\kappa = 5$.

de una distribución Kappa-A o Kappa-B, previamente descritas. Para aquello, en la ecuación (3.5) que describe el nuevo modelo propuesto, si eliminamos el factor de asimetría δ estableciéndolo en cero ($\delta = 0$), la distribución resultante recupera la forma de una distribución Kappa-A simétrica. Por otro lado, si reemplazamos las variables de la forma $1/(\kappa - 3/2)$ por $1/\kappa$ y luego eliminamos el factor de asimetría δ estableciéndolo en cero ($\delta = 0$), la distribución obtenida recupera la forma de una distribución Kappa-B simétrica.

El modelo Core-Strahlo representado como una Distribución Kappa-A viene dada por:

$$\begin{aligned}
f_A(v_{\perp}, v_{\parallel}) = & \frac{n_c}{\pi^{3/2} \alpha_{\perp}^2 \alpha_{\parallel}} \exp\left(-\frac{v_{\perp}^2}{\alpha_{\perp}^2} - \frac{(v_{\parallel} - U_c)^2}{\alpha_{\parallel}^2}\right) + \\
& + \frac{n_s \Gamma(\kappa_s + 1)}{[\kappa_s - \frac{3}{2}]^{3/2} \pi \sqrt{\pi} \theta_{\perp}^2 \theta_{\parallel} \Gamma(\kappa - \frac{1}{2})} \left[1 - \frac{\delta^2}{4} \left(\frac{2\kappa - 1}{2\kappa - 3}\right) - \frac{7}{12}\right] \cdot \\
& \cdot \left[1 + \frac{1}{\kappa - \frac{3}{2}} \left(\frac{v_{\perp}^2}{\theta_{\perp}^2} + \frac{v_{\parallel}^2}{\theta_{\parallel}^2} + \delta \left(\frac{v_{\parallel}}{\theta_{\parallel}} - \frac{v_{\parallel}^3}{3\theta_{\parallel}^3}\right)\right)\right]^{-(\kappa+1)}.
\end{aligned} \tag{3.7}$$

Por otro lado, el modelo Core-Strahlo representado como una Distribución Kappa-B viene dado por:

$$\begin{aligned}
f_B(v_{\perp}, v_{\parallel}) = & \frac{n_c}{\pi^{3/2} \alpha_{\perp}^2 \alpha_{\parallel}} \exp\left(-\frac{v_{\perp}^2}{\alpha_{\perp}^2} - \frac{(v_{\parallel} - U_c)^2}{\alpha_{\parallel}^2}\right) + \\
& + \frac{n_s \Gamma(\kappa_s + 1)}{[\kappa_s - \frac{3}{2}]^{3/2} \pi \sqrt{\pi} \theta_{\perp s}^2 \theta_{\parallel s} \Gamma(\kappa_s - \frac{1}{2})} \left[1 - \frac{\delta_s^2}{4} \left(\frac{2\kappa - 1}{2\kappa - 3}\right) - \frac{7}{12}\right] \cdot \\
& \cdot \left[1 + \frac{1}{\kappa} \left(\frac{v_{\perp}^2}{\theta_{\perp}^2} + \frac{v_{\parallel}^2}{\theta_{\parallel}^2} + \delta \left(\frac{v_{\parallel}}{\theta_{\parallel}} - \frac{v_{\parallel}^3}{3\theta_{\parallel}^3}\right)\right)\right]^{-(\kappa+1)}.
\end{aligned} \tag{3.8}$$

3.2. Distribuciones reducidas

Como discutimos en el Capítulo 2, el flujo de calor en el viento solar está estrechamente vinculado a la asimetría en la distribución, específicamente asociada al Strahl. Para investigar los efectos relacionados con el flujo de calor, es crucial describir la distribución paralela al campo magnético de fondo. Esto nos permite obtener información específica sobre la subpoblación de electrones alineada con el campo magnético, que es responsable de la asimetría

observada en la distribución de velocidades. Dada la girotropía presente en el modelo Core Strahlo, la cual se refiere a la simetría de la distribución de velocidades en torno al campo magnético, es posible realizar una reducción en las direcciones paralela y perpendicular al campo magnético. Esta reducción implica la integración del modelo bidimensional (3.5) en ambas direcciones, lo que resulta en distribuciones unidimensionales que describen el comportamiento de los electrones en relación al campo magnético de fondo.

La distribución Kappa-A (ecuación (3.7)) reducida a su dirección paralela es de la forma:

$$f_{\parallel}^A(v_{\parallel}) = \int v_{\perp} f^A(v_{\perp}, v_{\parallel}) d\phi dv_{\perp},$$

$$f_{\parallel}^A(v_{\parallel}) = \frac{n_c}{\pi^{1/2}\alpha_{\parallel}} \exp\left(-\frac{(v_{\parallel} - U_c)^2}{\alpha_{\parallel}^2}\right) + \frac{n_s \Gamma(\kappa + 1) \left[1 - \frac{\delta^2}{4} \left(\frac{2\kappa-1}{2\kappa-3} - \frac{7}{12}\right)\right]}{\kappa(\kappa - 3/2)^{1/2} \pi^{1/2} \theta_{\parallel} \Gamma(\kappa - 1/2)} \cdot$$

$$\cdot \left[1 + \frac{v_{\parallel}^2}{\theta_{\parallel}^2(\kappa - 3/2)} + \frac{\delta v_{\parallel}}{\theta(\kappa - 3/2)} - \frac{\delta v_{\parallel}^3}{3\theta_{\parallel}^3(\kappa - 3/2)}\right]^{-\kappa}.$$
(3.9)

La distribución Kappa-B (ecuación (3.8)) reducida a su dirección paralela es de la forma:

$$f_{\parallel}^B(v_{\parallel}) = \int v_{\perp} f^B(v_{\perp}, v_{\parallel}) d\phi dv_{\perp},$$

$$f_{\parallel}^B(v_{\parallel}) = \frac{n_c}{\pi^{1/2}\alpha_{\parallel}} \exp\left(-\frac{(v_{\parallel} - U_c)^2}{\alpha_{\parallel}^2}\right) +$$

$$+ \frac{n_s \Gamma(\kappa + 1) \left[1 - \frac{\delta^2}{4} \left(\frac{2\kappa-1}{2\kappa-3} - \frac{7}{12}\right)\right]}{\kappa^{3/2} \pi^{1/2} \theta_{\parallel} \Gamma(\kappa - 1/2)} \left[1 + \frac{v_{\parallel}^2}{\theta_{\parallel}^2 \kappa} + \frac{\delta v_{\parallel}}{\theta \kappa} - \frac{\delta v_{\parallel}^3}{3\theta_{\parallel}^3 \kappa}\right]^{-\kappa}.$$
(3.10)

Análogamente, para obtener la distribución perpendicular de velocidades, realizamos la reducción de la Distribución Kappa-A en segundo orden (ecuación (3.6)) en la dirección paralela al campo magnético. La distribución perpendicular de velocidades, derivada de la Distribución Kappa A asimétrica hasta segundo orden, tiene la siguiente forma:

$$f_{\perp}(v_{\perp}) = \int f_2^A(v_{\perp}, v_{\parallel}) d\phi dv_{\parallel},$$

$$f_{\perp}(v_{\perp}) = \frac{2n_c}{\alpha_{\perp}^2} \exp\left(-\frac{v_{\perp}^2}{\alpha_{\perp}^2}\right) + \frac{2n_s(\kappa - 1/2) \left[1 - \frac{\delta^2}{4} \left(\frac{2\kappa-1}{2\kappa-3} - \frac{7}{12}\right)\right]}{(\kappa - 3/2)\theta_{\perp}^2} \cdot \left[1 + \frac{v_{\perp}^2}{\theta_{\perp}^2(\kappa - 3/2)}\right]^{-(\kappa+1/2)}.$$
(3.11)

Estas tres distribuciones reducidas presentadas en ecuaciones 3.9, 3.10 y 3.11 serán sumamente valiosas al momento de ajustar los datos satelitales con el propósito de obtener los parámetros y poner a prueba la validez del modelo en el viento solar.

3.3. Flujo de Calor en el modelo Core Strahlo

Como mencionamos las secciones previas, la asimetría en la distribución paralela de velocidades tiene un impacto significativo en el flujo de calor, y viceversa. Por lo tanto, resulta relevante estudiar la contribución del flujo de calor del Strahl. A continuación, se presenta la expresión para el flujo de calor del Strahl en la distribución Kappa-A:

$$\vec{q}_s^A = \int \frac{1}{2} m_e (\vec{v} - \vec{U}_s^A)^2 (\vec{v} - \vec{U}_s^A) f_s^A d^3v,$$

$$q_{s\parallel}^A = \frac{m_e n_s \theta_{\parallel}}{8} \delta \left[\theta_{\perp}^2 \Psi_5^A(\kappa_s) + \theta_{\parallel}^2 \Psi_6^A(\kappa) \right] + \frac{\delta^3}{32} m_e n_s \theta_{\parallel} \left[\theta_{\perp}^2 \Psi_1^A(\kappa) + \frac{3}{2} \theta_{\parallel}^2 \Psi_2^A(\kappa) \right] - m_e n_s \left(\frac{\delta}{4} \theta_{\parallel s} \right)^3, \quad (3.12)$$

donde m_e es la masa del electrón y Ψ^A son funciones evaluadas en κ , y que tienen la forma:

$$\begin{aligned} \Psi_1^A(\kappa) &= \frac{5}{12} \left(\frac{2\kappa - 3}{2\kappa - 5} \right) - \left(\frac{2\kappa - 1}{2\kappa - 3} \right) + \frac{7}{12} \\ \Psi_2^A(\kappa) &= \frac{35}{12} \left(\frac{2\kappa - 3}{2\kappa - 5} \right) - \left(\frac{2\kappa - 1}{2\kappa - 3} \right) - \frac{17}{12} \\ \Psi_5^A(\kappa) &= \left(\frac{2\kappa - 3}{2\kappa - 5} \right) - 1 \\ \Psi_6^A(\kappa) &= \frac{5}{2} \left(\frac{2\kappa - 3}{2\kappa - 5} \right) - \frac{3}{2}. \end{aligned}$$

En el caso de la distribución Kappa-B, la expresión para el flujo de calor del Strahlo es:

$$\begin{aligned} \vec{q}_s^B &= \int \frac{1}{2} m_e (\vec{v} - \vec{U}_s^B)^2 (\vec{v} - \vec{U}_s^B) f_s^B d^3v, \\ q_{s\parallel}^B &= \frac{m_e n_s \theta_{\parallel}}{8} \delta \left(\frac{2\kappa}{2\kappa - 3} \right) \left[\theta_{\perp}^2 \Psi_5^B(\kappa) + \theta_{\parallel}^2 \Psi_6^B(\kappa) \right] + \\ &+ \frac{\delta^3}{16} m_e n_s \theta_{\parallel} \left(\frac{2\kappa}{2\kappa - 3} \right) \left(\frac{\kappa - 3}{2\kappa - 3} \right) \left[\theta_{\perp}^2 \Psi_1^A(\kappa) + \frac{3}{2} \theta_{\parallel}^2 \Psi_2^A(\kappa) \right] - \\ &- m_e n_s \left[\frac{\delta}{2} \theta_{\parallel} \left(\frac{\kappa - 3}{2\kappa - 3} \right) \right]^3 \end{aligned} \quad (3.13)$$

Dónde Ψ^B son funciones Kappa dependientes de la forma:

$$\Psi_5^B(\kappa) = \left(\frac{2\kappa}{2\kappa - 5} \right) + \left(\frac{\kappa - 3}{\kappa - 3/2} \right) - 2$$

$$\Psi_6^B(\kappa) = \frac{5}{2} \left(\frac{2\kappa}{2\kappa - 5} \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{\kappa - 3}{\kappa - 3/2} \right) - 3.$$

Una vez reducidas adecuadamente las distribuciones paralelas y perpendiculares, y obtenidos los flujos de calor correspondientes, en el Capítulo 6 procederemos a ajustar los modelos Kappa-A y Kappa-B a los datos observacionales. Realizaremos una comparación cualitativa de los resultados obtenidos con ambas distribuciones, evaluando su capacidad para describir el comportamiento de los electrones en el viento solar. Este análisis nos permitirá evaluar de manera cualitativa la validez y aplicabilidad de los modelos Kappa-A y Kappa-B en relación a los datos observacionales del viento solar. Con este objetivo en mente, en el próximo capítulo, profundizaremos en la recolección de datos, su procesamiento y tratamiento.

Capítulo 4

Instrumentación y Análisis de Datos

Los datos usados en este trabajo corresponden a mediciones realizadas por la misión espacial Wind de NASA. Este satélite fue lanzado el 1 de noviembre de 1994 a bordo del vehículo de lanzamiento Delta II. Su objetivo inicial correspondía en estudiar el plasma, las partículas, los campos magnéticos interplanetarios, y comprender la dinámica del sistema Sol-Tierra. Todavía en uso, posee distintos instrumentos de medición tales como Wind Magnetic Field Investigation (MFI), Solar Wind Experiment (SWE), Wind 3D Plasma Analyzer, Wind SMS Suprathermal Particle Data, Wind EPACT High Energy Particle Data, Wind WAVES Radio and Plasma Waves Data y Wind KONUS and TGRS Data [65].

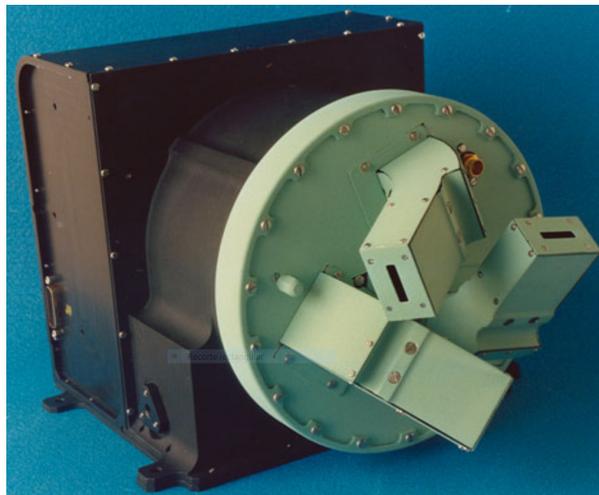


Figura 4.1: Instrumento Wind/SWE/VEIS. Podemos observar sus 3 analizadores electrostáticos a 127° de deflexión. Cada analizador posee una pequeña abertura llamada colimador, la cual permite el paso y detección de las partículas entrantes. Cada analizador tiene un campo de visión aproximado de $7,5^\circ \times 6,5^\circ$.

En esta tesis nuestro interés radica en el estudio y análisis de momentos de electrones, distribuciones de velocidad de electrones y campos magnéticos interplanetarios (IMF). Para ello utilizamos los instrumentos Wind/SWE/VEIS (Vector Electron/Ion Spectrometer) para los datos de electrones [66] y Wind/MFI (Magnetic Field Investigation) para los datos de campos magnéticos [67].

El instrumento Wind/SWE/VEIS está compuesto por 3 analizadores electroestáticos, con ángulo de deflexión de 127° representado en la figura 4.1, y fue diseñado para obtener momentos y distribuciones de Pitch-Angle (ángulo entre el vector velocidad del electrón y la dirección del campo magnético) de electrones e iones entre 7 eV a 24.8 keV. Estas mediciones poseen una resolución de 3 s, espaciadas ya sea 6 s o 12 s, proporcionando una diferencia de energía $\Delta E/E \sim 0,06$. Este instrumento es capaz de proveer múltiples cantidades (expresadas en distintas unidades de medida), tales como: temperatura de electrones (K), anisotropía, energía (eV), flujo de calor (ergs/cm²s), posición en coordenadas GSE (km), velocidad, (km/s), densidad (cm⁻³), potencial de la nave espacial (V), entre otros. Estas cantidades fueron derivadas mediante la integración por cuadratura de las corrientes medidas en cada canal de energía. Aplicaron un ajuste de un modelo unidimensional basado en una distribución Kappa [66]. El instrumento posee 16 canales de energía, los cuales varían aproximadamente en un rango de 10 eV a 3 keV, en torno a 30 ángulos distintos: desde 0° a 180° con respecto al campo magnético de fondo. Así, desde el instrumento es posible obtener las distribuciones de Pitch-Angle de electrones en el viento solar, las cuales forman una matriz de $30 \times N$ (donde N es el número de pasos de tiempo), para cada canal de energía. El valor reportado para cada canal de Energía / Pitch-Angle / Tiempo es la densidad en el espacio de fase f expresada en unidades de s³/cm⁶ [66].

El instrumento Wind/MFI consiste en magnetómetros triaxiales ortogonales, sensores de flujo y de control térmico representado en figura 4.2. Estos aparatos están montados lejos del cuerpo de la nave espacial en un brazo desplegable de 12 m, operando en rango de $\pm 0,001$ a ± 65536 nT con un ruido asociado no mayor a 0,006 nT. El sensor del magnetómetro exterior está montado al final del brazo, mientras que la unidad interior está situada

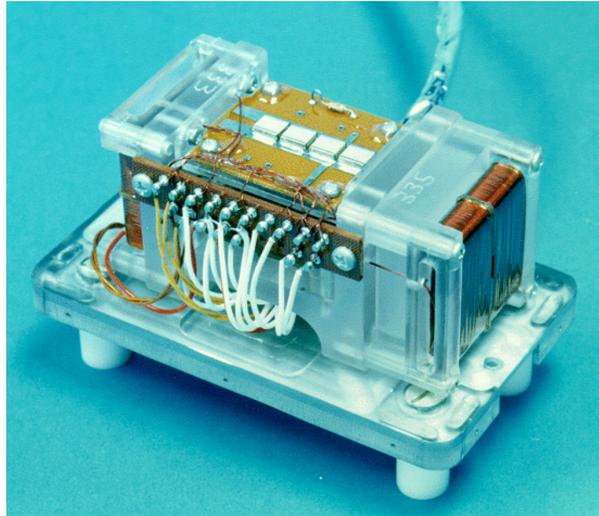


Figura 4.2: Instrumento Wind/MFI. Basado en los magnetómetros desarrollados previamente para las misiones Voyager, ISPM, GIOTTO y Mars Observer. Su objetivo es observar el campo magnético interplanetario y sus respectivas fluctuaciones.

aproximadamente a mitad de camino entre la unidad exterior y el cuerpo principal de la nave espacial. Esta configuración permite la estimación y eliminación en tiempo real de los componentes dipolares del campo magnético generado por la nave espacial para obtener un campo ambiental más preciso. Cuando se aplica un campo magnético el sensor se altera y aparece una señal que contiene solo armónicos de la frecuencia, esta señal se aplica a un detector síncrono y a un amplificador, que se utiliza para generar una corriente proporcional a la magnitud del campo aplicado. En ausencia de campos magnéticos externos, los sensores de flujo están ‘equilibrados’ sin entregar señal alguna al amplificador. Bajo la configuración de alta resolución este instrumento proporciona las 3 componentes del vector campo magnético 11 veces por segundo (resolución de 0.092s) [67].

4.1. Tratamiento de Datos

En este trabajo necesitamos estudiar el viento solar prístino, es decir, el plasma compuesto por partículas emanadas por el Sol sin sufrir contaminación por campos magnéticos de otros cuerpos celestes. Es por ello que debemos extraer los datos de electrones que hayan sido interferidos por la magnetósfera terrestre. La magnetósfera es una región alrededor de la

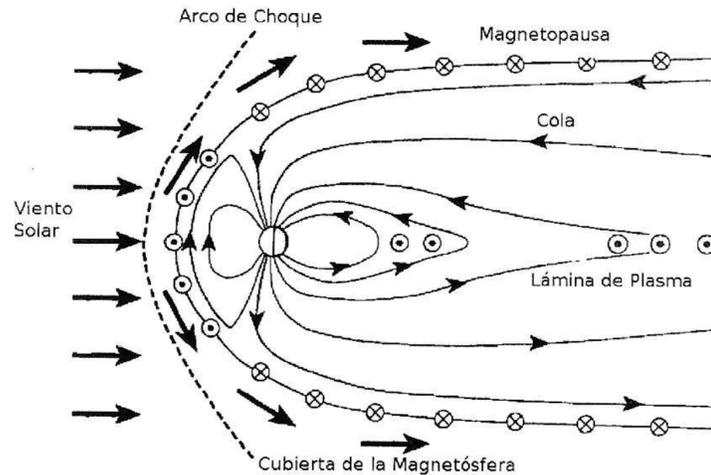


Figura 4.3: Representación de la Tierra y la magnetósfera con sus respectivas componentes. Imagen de Kivelson 1995 [39].

Tierra formada por la interacción del campo magnético terrestre con el viento solar y es una estructura altamente dinámica que responde dramáticamente a las variaciones de la actividad solar [39]. En esta región el campo magnético planetario calienta, ralentiza y desvía las partículas alrededor de la Tierra en torno al llamado “envoltorio magnético” (magnetosheath en inglés), permitiendo que solo una pequeña cantidad llegue a las cercanías de la Tierra, precipitándose y provocando fenómenos como las auroras polares.

La forma de la magnetósfera representada en figura 4.3 es el resultado directo de la interacción con el viento solar. En el lado diurno el viento solar comprime la magnetósfera a una distancia de 6 a 10 veces el radio Terrestre. En cambio, por el lado nocturno o Magnetotail [68], el viento solar arrastra la magnetosfera hasta posiblemente 1000 veces el radio de la Tierra (se desconoce su longitud exacta), dándole apariencia de cometa. La Magnetopausa es el límite exterior entre el campo magnético interplanetario y el terrestre. Es donde una onda de choque supersónica se crea hacia el Sol llamada Bow Shock. En esta región se producen una serie de cambios en el campo magnético y en las partículas cargadas; estas se acumulan formando una zona de alta presión, densidad y temperatura. Los electrones que sean repelidos por el Bow Shock hacia el Sol no son de nuestro interés, ya que han perdido las cualidades del viento solar prístino. Para superar esta situación, establecimos un umbral en las órbitas de la nave espacial, como se muestra en la figura 4.4. Estudiamos los datos obtenidos por Wind

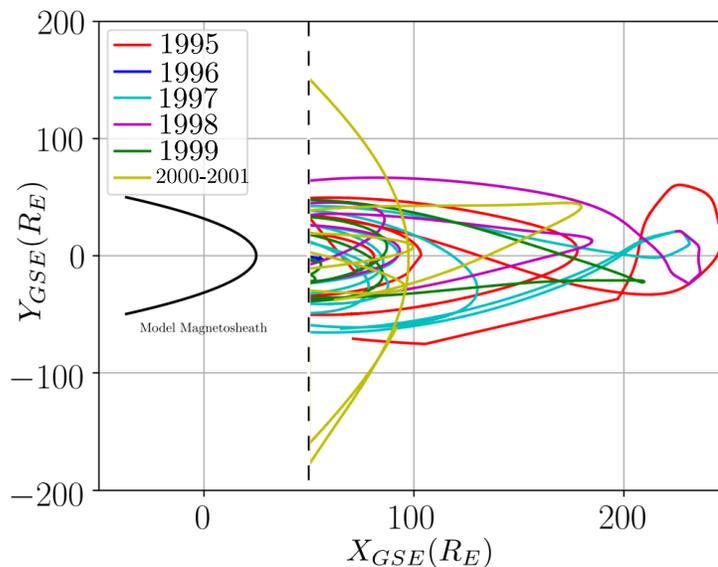


Figura 4.4: Órbitas utilizadas del satélite Wind entre los años 1995 al 2001. En color indicamos los distintos años. La línea negra continua indica la Magnetosheath para dar referencia al sistema. Además, la línea negra discontinua señala el umbral en radios terrestres utilizado para discernir entre datos prístinos de viento solar y datos alterados por el arco de choque de la magnetósfera.

a una distancia mínima de 50 radios terrestres de la Tierra: $X_{GSE} \geq 50 R_T$, donde un radio terrestre R_T equivale a 6371 km. Esto nos permite examinar únicamente datos de electrones del viento solar prístino, excluyendo aquellos que han sido influenciados por la magnetósfera terrestre.

Una vez conseguidas las órbitas relevantes, los datos fueron subdivididos por cada año

Tabla 4.1: Cantidad de datos de electrones del viento solar prístino. Se diferencia entre viento rápido, viento lento y todos los datos entre 1995 y 2001.

	Fast Wind	Slow Wind	All Data
1995	451,576	1,060,317	1,511,893
1996	42,873	925,103	967,976
1997	121,803	2,536,025	2,657,828
1998	102,947	494,930	597,877
1999	194,889	610,222	805,111
2000-2001	245,543	679,192	924,735
Total Data	1,159,631	6,305,789	7,465,420

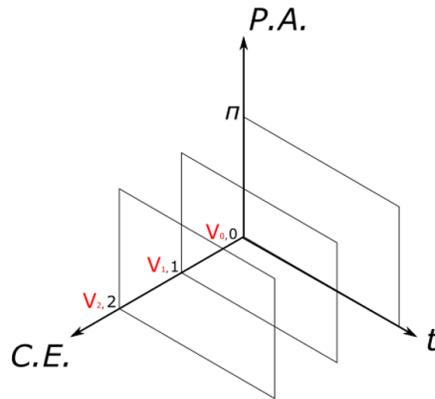


Figura 4.5: Esquema representativo de las matrices de vectores almacenadas en el set de datos H4. Cada densidad en el espacio de fase tiene asociado un tiempo, un Pitch-Angle y un Canal de Energía.

del ciclo solar 23 (desde 1995 hasta 2001) y, a su vez, los distinguimos entre viento solar lento, viento solar rápido y todos los datos en general. Esta clasificación la realizamos debido a las marcadas diferencias que presenta el plasma en estos diferentes regímenes de velocidad [40, 41]. La cantidad de datos utilizados luego de realizar el proceso de filtrado de órbitas, se muestra en la tabla 4.1. Cabe destacar que los años 2000 y 2001 los juntamos dada la baja cantidad de datos presentes en el año 2001. Esto lo realizamos con la finalidad de aumentar la estadística sin perder el último año operativo del instrumento Wind/SWE/VEIS, dado que en junio de 2001 una falla en la fuente de alimentación de alto voltaje del aparato lo desactivó, siendo reemplazado por el instrumento Electron Strahl Detector el cual intentó cubrir el rango de energía utilizado por Wind/SWE/VEIS, pero con una resolución menor a la original. Por esta razón, para este estudio sólo consideramos datos obtenidos por Wind/SWE/VEIS.

Además, dada la tolerancia de medición de la nave espacial, eliminamos los datos que tengan asociado un bajo valor de flujo de calor. Esta cantidad adquiere relevancia únicamente cuando su magnitud supera el nivel de ruido, es decir, por encima de los valores de 0,002 a $0,005 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{s}}$ [66]. La presencia de un flujo de calor de baja magnitud puede deberse a varias razones, como una distribución casi isotrópica, la existencia de haces opuestos de electrones o una baja tasa de conteo en el instrumento utilizado.

4.1.1. Partículas y Plasma

En el análisis macroscópico los datos se obtuvieron del instrumento Wind/SWE/VEIS y su conjunto de datos H0, el cual presentan una resolución temporal de 3 segundos, con intervalos espaciados entre 6 y 12 segundos [66]. En este análisis establecimos correlaciones entre el flujo de calor (ecuación (2.1)), la edad colisional (ecuación (2.6)), el parámetro beta del plasma (ecuación (2.7)) y el número de Knudsen (ecuación (2.3)). Además, examinamos la relación entre estos parámetros y el número de manchas solares durante el período de 1995 a 2001. Todos estos resultados se detallan en el Capítulo 5. En la figura 4.6, presentamos una gráfica representativa de los parámetros estudiados en forma de serie temporal comparando la evolución y las variaciones de estos parámetros en dos períodos distintos del ciclo solar (1995 y 2001).

En el estudio microscópico, realizamos un análisis de las distribuciones de velocidades de electrones obtenidas mediante el instrumento Wind/SWE/VEIS y su conjunto de datos H4. Estos datos están almacenados en matrices de vectores, como mostramos en la figura 4.5, donde observamos tres ejes principales: Tiempo (Epoch), Pitch-Angle y Canal de Energía. Utilizando estos datos recopilados, determinamos la distribución de Pitch-Angle vs Canal del Energía para cada registro de tiempo capturado por el detector. Esta distribución la representamos en la figura 4.7. En este análisis los rangos de energía considerados pueden llegar a ser considerablemente bajos, abarcando desde 10 eV aproximadamente. Por este motivo debimos distinguir entre las mediciones de electrones reales y aquellas alteradas por el efecto fotoeléctrico [69]. Dado que el interior del detector está revestido con elementos metálicos, la luz solar u otras fuentes de fotones puede inducir el efecto fotoeléctrico dentro del aparato. Por esta razón eliminamos los datos correspondientes a los dos primeros canales de energía (13.923 eV y 20.112 eV) debido a la contaminación mencionada previamente. Luego, con el fin de compensar la falta de datos en las energías más bajas de las distribuciones, realizamos una extrapolación utilizando los datos de los canales de energía más altos. Esto nos permitió reconstruir los canales de energía 1 y 2, proporcionando así una estimación de

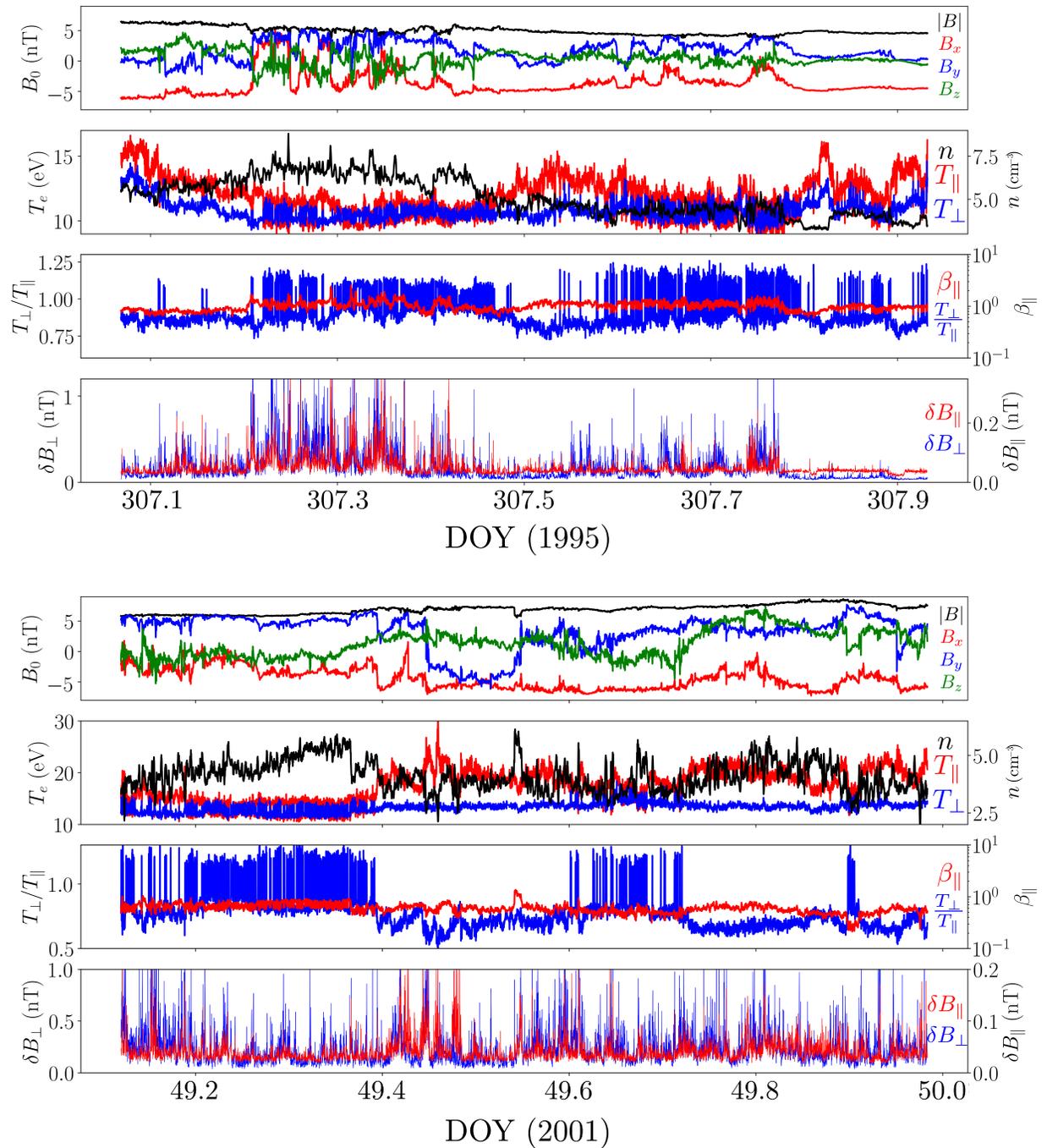


Figura 4.6: Muestra de parámetros obtenidos desde datos de la misión espacial Wind. Ejemplificamos el año 1995 y 2001. Desde arriba hacia abajo: campo magnético y sus componentes, temperatura de electrones, densidad de electrones, anisotropía, beta del plasma y fluctuaciones magnéticas.

los valores en esas energías. Los canales de bajas energías corresponden al núcleo o Core de la distribución de velocidades, por lo que al realizar un ajuste utilizando los canales con mediciones alteradas se generaría un error significativo en los valores de ajuste del Core.

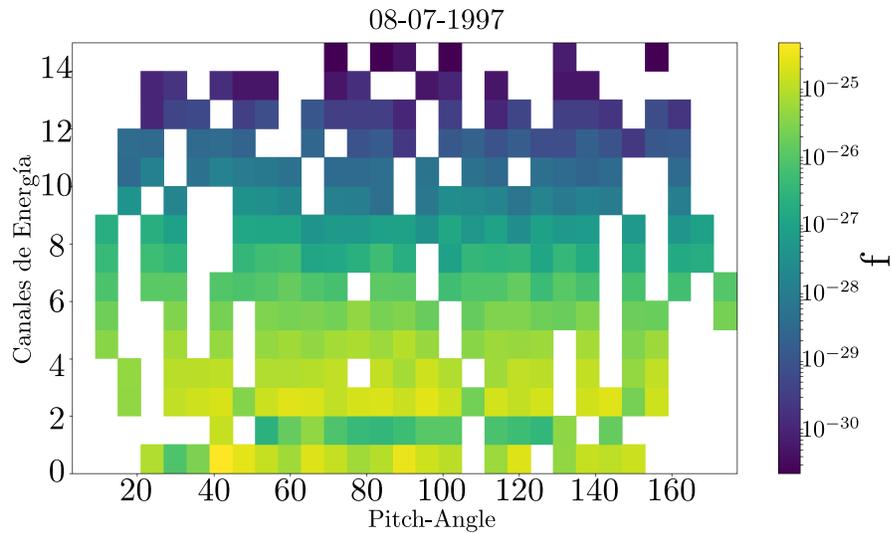


Figura 4.7: Densidad en el espacio de fase f en un diagrama de Pitch-Angle vs Canal de Energía para el día 08/07/1997. Los canales 1 y 2 fueron los reconstruidos para eliminar la contribución de los fotoelectrones.

Otro factor influyente en las mediciones es el potencial eléctrico inducido por las partículas del viento solar en la nave espacial. Dado que el satélite contiene elementos metálicos, se produce una inducción electrostática que genera un potencial eléctrico alrededor de la nave. Este potencial extra afecta las mediciones, incrementando la velocidad aparente de las partículas. Para corregir esta distorsión, restamos la energía asociada al potencial eléctrico de la nave a cada canal de energía, obteniendo así una distribución de velocidades con valores apropiados [23]. Dado que cada canal de energía está vinculado a una velocidad específica, aprovechamos los datos de Pitch-Angle y las velocidades para calcular las componentes paralela y perpendicular. Estas velocidades delinean la distribución de densidad en un espacio de fase bidimensional. Para reducirlo a una dimensión, llevamos a cabo un proceso de integración numérica. Esto nos permitió obtener distribuciones de velocidades paralelas y perpendiculares independientes entre sí. Además, la presencia significativa de ruido en las mediciones introduce variaciones en las distribuciones, lo que genera resultados carentes de sentido físico. Para mitigar este efecto aplicamos una serie de técnicas de suavizado a las distribuciones de velocidades, tales como promedios móviles. Utilizamos estas distribuciones como base para ajustar el modelo Core-Strahlo, que se describe con detalle en el Capítulo 6.

4.1.2. Campos Magnéticos

En contraste a la resolución del instrumento Wind/SWE/VEIS, los datos provenientes del set de datos H2 del instrumento Wind/MFI cuentan con una resolución temporal de 0.092 segundos. Debido a la disparidad en la frecuencia de muestreo entre ambos conjuntos de datos, llevamos a cabo un proceso de interpolación para igualar la resolución temporal. Esto permitió asociar a cada momento macroscópico obtenido de Wind/SWE/VEIS un valor de campo magnético correspondiente de alta resolución proveniente de Wind/MFI. De esta manera logramos establecer una relación coherente entre los momentos macroscópicos y los campos magnéticos, facilitando el análisis conjunto de ambos sets de datos. Este proceso de sincronización de los datos consta de varios pasos. En primer lugar, establecimos un punto inicial en un tiempo asociado a cada dato medido por Wind/SWE/VEIS. Luego, utilizando el conjunto de datos de Wind/MFI, buscamos el tiempo más cercano correspondiente al tiempo de Wind/SWE/VEIS. Una vez identificados los tiempos correspondientes, establecimos ventanas temporales de 12 segundos en torno a los tiempos asociados a Wind/MFI. Estas ventanas abarcan 6 segundos hacia atrás y 6 segundos hacia adelante desde el tiempo de referencia. Dentro de estas ventanas temporales realizamos un promedio de las componentes del campo magnético, es decir, los valores de B_x , B_y y B_z . Esto implica calcular el promedio de cada componente magnética para los datos que se encuentran dentro de la ventana de tiempo establecida. De esta manera, obtuvimos un conjunto de datos sincronizado donde cada componente del campo magnético B_x , B_y y B_z está relacionada temporalmente a una cantidad de partículas en específico.

En este capítulo, hemos detallado la misión espacial, incluyendo la recopilación de datos y el procedimiento que se empleará en los siguientes capítulos. En el Capítulo 5, nuestro enfoque se centrará en el análisis de las cantidades macroscópicas del plasma, las cuales se derivaron a partir de los momentos capturados por el satélite. Posteriormente, en el Capítulo 6, continuaremos utilizando las distribuciones de Pitch-Angles obtenidas de la nave espacial para llevar a cabo un ajuste del modelo Core-Strahlo a los datos de electrones. Nuestro ob-

jetivo principal al emplear estos datos es descubrir relaciones significativas entre los procesos multi-escala en el transporte de flujo de calor.

Capítulo 5

Estudio Macroscópico ¹

Como se anticipó, hemos empleado un conjunto de datos que abarca 7 años (1995-2001) de datos recopilados mediante el instrumento Wind/SWE/VEIS. El objetivo fundamental de este análisis es discernir entre la naturaleza colisional y no colisional del transporte de energía en el viento solar. En este capítulo nos centraremos en cantidades y fenómenos macroscópicos y en el siguiente en aspectos microscópicos. En este estudio macroscópico, nuestra metodología se centra en el análisis de las magnitudes proporcionadas por la sonda espacial Wind. Específicamente, nuestra atención se concentra en examinar tanto los momentos previamente calculados por el satélite como en evaluar diversos parámetros que han sido derivados a partir de estos momentos. Esta aproximación se enfoca especialmente en los distintos regímenes de velocidad que caracterizan el plasma, considerando además el posible impacto del ciclo solar en estos fenómenos. Con este fin generamos grillas en el espacio de parámetros relevantes para exponer las diferentes cantidades del plasma definidas previamente. Estas gráficas representan relaciones entre diversos parámetros y nos otorgan la capacidad de obtener una comprensión más completa de las propiedades del plasma.

A continuación, describimos las grillas utilizadas y los rangos asociados a cada una de ellas están adjuntos en tabla 5.1:

¹Este Capítulo corresponde a la publicación ‘Regulation of Electron Heat Flux Transport in the Solar Wind. The role of asymmetric electron distributions’, Javier I. Silva, Pablo. S. Moya and Adolfo F. Viñas (en preparación)

1. Grilla para el flujo de calor versus la beta paralela del plasma ($q_{\parallel}/q_0, \beta_{\parallel}$): Esta grilla tiene dimensiones de 102×102 bins. Las filas representan el flujo de calor normalizado (q_{\parallel}/q_0) y las columnas representan la beta paralela del plasma (β_{\parallel}).
2. Grilla para el flujo de calor versus el número de Knudsen ($q_{\parallel}/q_0, K_n$): Esta grilla tiene dimensiones de 127×77 bins. Las filas representan el flujo de calor normalizado (q_{\parallel}/q_0) y las columnas representan el número de Knudsen (K_n).
3. Grilla para la edad colisional versus el número de Knudsen (A_E, K_n): Esta grilla tiene dimensiones de 127×77 bins. Las filas representan la edad colisional (A_E) y las columnas representan el número de Knudsen (K_n).

5.1. Valores promedio

Para caracterizar los parámetros a utilizar, como primer acercamiento realizamos cálculos de promedios anuales. Los resultados de estos promedios los presentamos en la tabla 5.2 donde adjuntamos el campo magnético expresado en nT, el número de Knudsen, la edad colisional, el flujo de calor y la temperatura expresada en eV. Todos estos parámetros fueron separados entre los regímenes de viento solar rápido, viento solar lento, y todos los datos sin diferenciación de velocidades. En la Tabla se observa que a lo largo de todo el ciclo solar, el campo magnético no experimenta variaciones abruptas, sino que se mantiene alrededor de $B \sim 6$ nT independientemente de la velocidad del viento solar. Algo similar ocurre con la temperatura promedio de los electrones, cuyo valor es cercano a 12 eV en condiciones de viento lento, y unos 15 eV para viento rápido.

Para el flujo de calor normalizado, los valores promedio suelen estar entre 10^{-2} y 10^{-1} durante el ciclo solar. Sin embargo, al examinar el número de Knudsen, se hace evidente el incremento que se produce a medida que se acerca el máximo solar. Esta marcada fluctuación

en el número de Knudsen es particularmente notable en el viento rápido y en la totalidad de los datos. Por otra parte, la Edad Colisional exhibe aumentos significativos durante el mínimo solar y de manera más pronunciada aún en el viento solar rápido. De esta manera, esperamos que el transporte de flujo de calor sea dominado por colisiones en condiciones de viento solar lento y mínimo solar, y que los procesos no colisionales dominen especialmente en el viento solar rápido durante máximo solar. Estas variaciones en los parámetros del plasma adquieren una relevancia crucial en las próximas secciones, donde exploraremos en detalle la distinción entre el transporte de flujo de calor colisional y no colisional.

5.2. Mapas q_{\parallel}/q_0 vs β_{\parallel}

En la Figura 5.1, observamos la distribución de ocurrencias en un diagrama $(q_{\parallel}/q_0, \beta_{\parallel})$. Cada columna indica un año del ciclo solar 23, desde 1995 hasta 2000-2001; por otro lado, cada fila indica el régimen de velocidad: viento lento, rápido o todos los datos. Las curvas de contorno representan, en porcentaje, la cantidad de datos agrupados desde el 25 % hasta el 100 % y los umbrales cinéticos Whistler Heat-Flux, descritos en ecuación (2.8), son representados por líneas continuas azules y rojas relacionadas a valores del índice kappa $\kappa = 3$ y $\kappa = 4$, respectivamente. El comportamiento del plasma mostrado en la Figura 5.1 indica una mayor dominancia de los efectos onda-partícula durante el mínimo solar. Es evidente la limitación superior impuesta por los umbrales hasta el año 1997, donde, al aumentar la actividad solar (indicada por el panel inferior que muestra la cantidad de manchas solares)² la distribución experimenta un leve aumento en los niveles de flujo de calor y disminución de la beta del plasma. Esto probablemente se deba a un aumento en la actividad magnética del sol, lo que limita el desarrollo de los efectos cinéticos colisionales dada la presencia de campos magnéticos más intensos.

Dada la clara influencia de la inestabilidad cinética en los electrones, como se puede

²Los datos de manchas solares fueron obtenidas gracias a los datos recopilados por OMNI en <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>.

Tabla 5.1: Rangos utilizados para cada grilla construida. La primera fila en la tabla indica el tipo de diagrama. La segunda fila en la tabla indica los rangos utilizados en las filas de cada grilla y la tercera fila en la tabla indica los rangos utilizados en las columnas de cada grilla.

$(q_{\parallel}/q_0, \beta_{\parallel})$	$(q_{\parallel}/q_0, K_n)$	(A_E, K_n)
$-4,02 < \log q_{\parallel}/q_0 < 0,06$	$-4,02 < \log q_{\parallel}/q_0 < 1,06$	$-1,02 < \log A_E < 4,06$
$-2,02 < \log \beta_{\parallel} < 2,06$	$-2,02 < \log K_n < 1,06$	$-2,02 < \log K_n < 1,06$

Tabla 5.2: Valores promedios de diversos parámetros del viento solar entre 1995 a 2001. Desde arriba hacia abajo exponemos el campo magnético, número de Knudsen, edad colisional, flujo de calor normalizado y temperatura. Además, destacamos cada régimen de velocidad por separado.

	1995	1996	1997	1998	1999	2000-2001	
FAST WIND	$\langle B_0 \rangle$ nT	6.0781	5.0452	5.8604	7.8158	6.4269	7.4620
	$\langle K_N \rangle$	0.2199	0.2249	0.2276	0.4946	0.9566	0.6414
	$\langle A_E \rangle$	9.1013	9.4499	13.3924	8.7606	6.2552	10.9567
	$\langle q_{\parallel}/q_0 \rangle$	-0.1471	-0.2073	0.0154	0.0301	0.0629	0.0736
	$\langle T_e \rangle$ eV	14.6611	14.7320	14.1334	14.5104	17.2291	18.8378
SLOW WIND	$\langle B_0 \rangle$ nT	5.6704	5.0991	5.5502	6.6806	6.3015	6.9952
	$\langle K_N \rangle$	0.1015	0.1041	0.1105	0.1562	0.3111	0.1833
	$\langle A_E \rangle$	68.0269	49.0188	60.7537	33.6197	34.2214	29.4389
	$\langle q_{\parallel}/q_0 \rangle$	0.0764	-0.0373	-0.0259	-0.0354	0.0846	0.0601
	$\langle T_e \rangle$ eV	11.9424	12.1362	11.4338	12.5143	13.4763	13.17
ALL DATA	$\langle B_0 \rangle$ nT	5.7714	5.09632	5.5644	6.8304	6.3319	7.1159
	$\langle K_N \rangle$	0.1322	0.1116	0.1182	0.2018	0.4611	0.2963
	$\langle A_E \rangle$	53.4302	46.9864	58.5864	30.3379	27.4471	24.6614
	$\langle q_{\parallel}/q_0 \rangle$	0.0184	-0.0478	-0.0232	-0.0265	0.0795	0.0634
	$\langle T_e \rangle$ eV	12.6159	12.2696	11.5574	12.4825	14.3856	14.6352

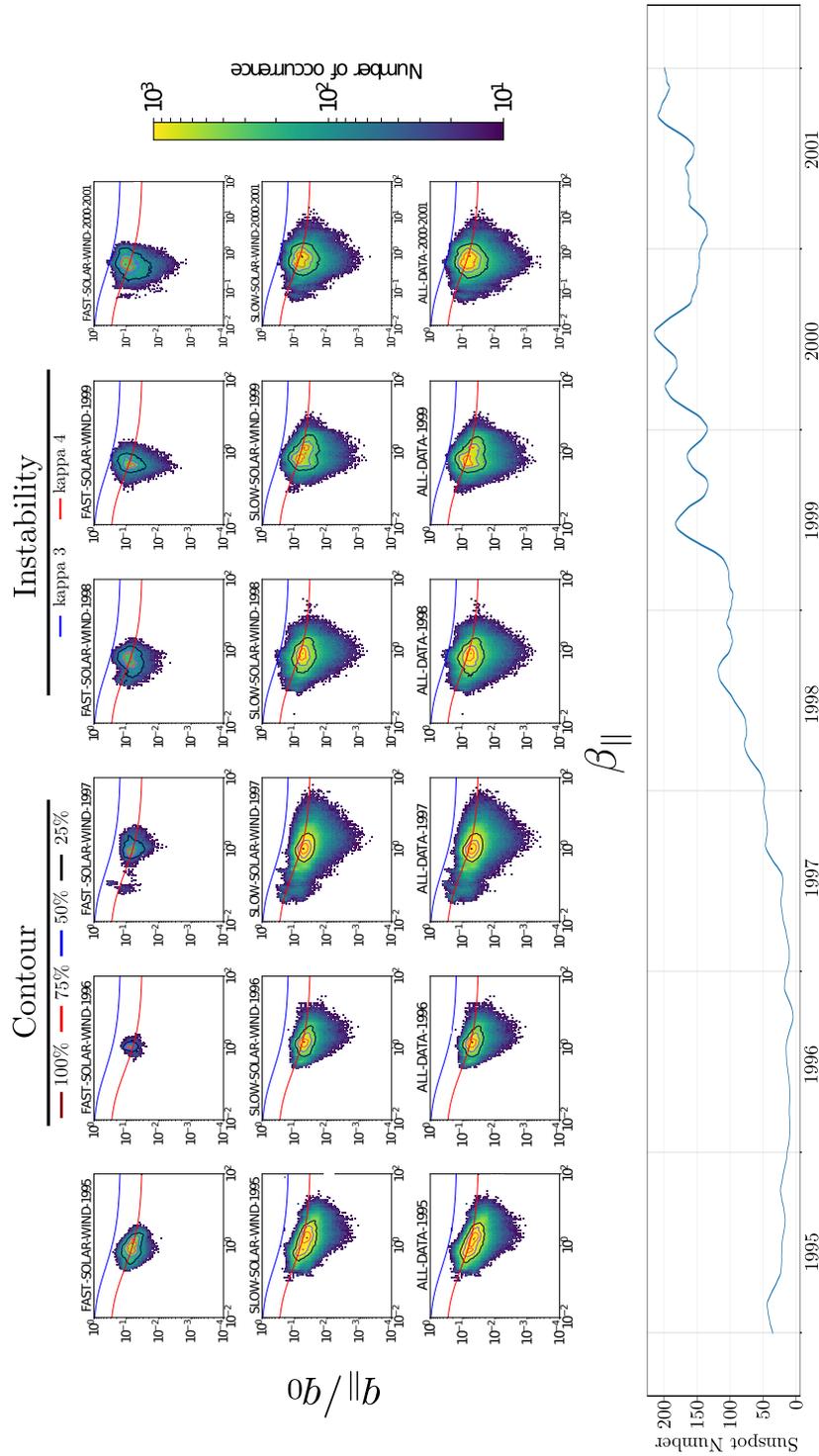


Figura 5.1: Distribución de electrones del viento solar en una grilla $(q_{\parallel}/q_0, \beta_{\parallel})$ representando ocurrencias medidas durante los años 1995-2001. Las columnas muestran diferentes años, mientras que las filas corresponden a distintos regímenes de velocidad: viento rápido, viento lento y ambos. Las curvas de nivel muestran la densidad de partículas codificadas por colores. Además, visualizamos umbrales cinéticos Whistler Heat-Flux asociados a valores específicos de κ . Asimismo, incluimos información de actividad solar mediante la cantidad de manchas solares en la parte inferior del gráfico

apreciar en la figura 5.1 especialmente en años de menor actividad solar, hemos llevado a cabo un análisis con el objetivo de establecer una relación entre las colisiones y estas inestabilidades. Este enfoque nos permite buscar patrones que puedan ayudar a entender la naturaleza colisional o no colisional del transporte del flujo de calor. Con este propósito generamos el gráfico 5.2, que muestra el promedio de la Edad Colisional en un diagrama $(q_{\parallel}/q_0, \beta_{\parallel})$. En el gráfico, podemos identificar dos inestabilidades Whistler Heat-Flux: una representada por la línea azul para $\kappa = 3$, y otra por la línea roja para $\kappa = 4$. Observamos una clara diferencia entre el viento rápido y el viento lento. En el viento rápido, la Edad Colisional presenta valores inferiores en comparación con el viento lento a lo largo de todo el ciclo solar. Además, en el régimen de alta velocidad apreciamos que a medida que el flujo de calor incrementa, la edad colisional disminuye. Esto concuerda con la predominancia de los efectos onda-partícula para valores pequeños del parámetro beta del plasma.

Por otro lado, al analizar ambos regímenes de velocidad, observamos que la Edad Colisional aumenta a medida que la beta del plasma se incrementa. Esta tendencia es especialmente notoria durante el mínimo solar hasta el año 1997. Después de dicho año apreciamos una disminución en el promedio de la Edad Colisional a medida que se alcanza el máximo solar. Esto posiblemente se debe al aumento de la actividad solar generando una mayor cantidad de manchas solares y consigo una mayor generación de viento solar rápido. Esto es consistente con lo mostrado en la Tabla 5.2, en donde se observa que la para condiciones de viento solar rápido la Edad Colisional es en promedio menor que en el viento solar lento. Adicionalmente, un punto importante es que la Edad Colisional puede presentar valores elevados en las inmediaciones de los umbrales cinéticos Whistler Heat-Flux, específicamente en el régimen de viento solar lento. Esto podría estar indicando que, al menos en condiciones de viento solar lento, aparentemente ambos procesos coexisten para regular el exceso de energía libre en la distribución de electrones.

Hasta el momento hemos visto que los efectos colisionales poseen gran relevancia en el transporte de energía a lo largo del ciclo solar. Para respaldar los resultados presentados en la figura 5.2, realizamos un estudio del número de Knudsen representado en ecuación

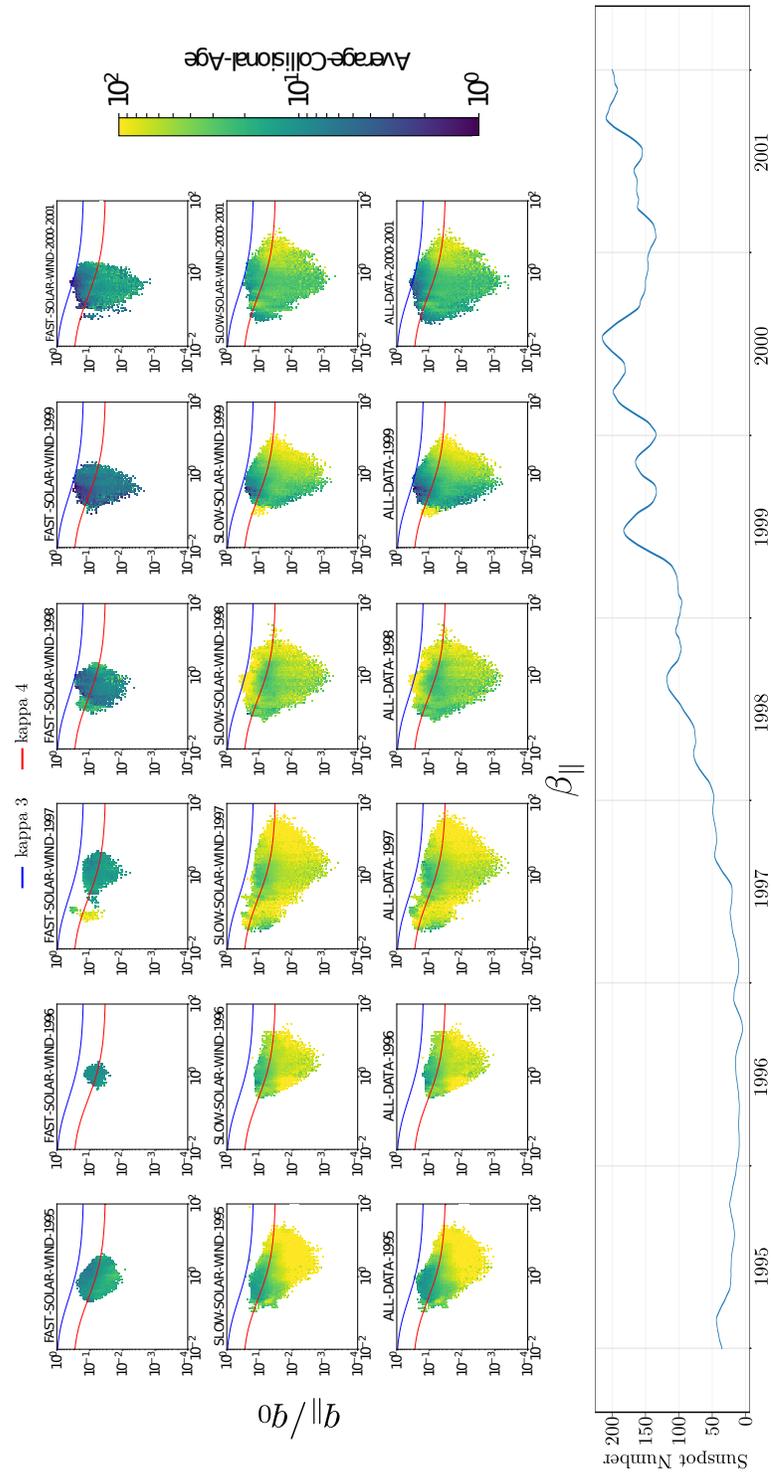


Figura 5.2: Promedio de la Edad Colisional en una grilla $(q_{\parallel}/q_0, \beta_{\parallel})$ que muestra la relación entre colisiones e inestabilidades cinéticas. Además, representamos dos umbrales cinéticos Whistler Heat-Flux para $\kappa = 3$ y $\kappa = 4$. La actividad solar en el ciclo 23 se referencia en el panel inferior a través de la cantidad de manchas solares

(2.3). Este número proporciona una medida de la importancia de los efectos colisionales en el transporte de partículas y energía térmica. En la figura 5.3 mostramos el promedio del número de Knudsen en un diagrama $(q_{\parallel}/q_0, \beta_{\parallel})$ para distintos años y condiciones de viento solar. Al analizar esta figura podemos inferir una clara relación inversa entre el número de Knudsen y la previamente mencionada Edad Colisional. Resulta evidente que el viento solar rápido exhibe valores más elevados de número de Knudsen, lo cual sugiere que la naturaleza del transporte de flujo de calor está menos influenciada por procesos colisionales. Además, es notable el aumento del número de Knudsen a partir del año 1997. Esto sugiere la relevancia de fenómenos no colisionales, como las interacciones onda-partícula, en el transporte de energía a medida que se aproxima el máximo solar.

5.3. Importancia de las colisiones

Evidentemente, la influencia de la colisionalidad de los electrones tiene una profunda implicación en la naturaleza del flujo de calor a lo largo del ciclo solar. Esta afirmación ha sido validada previamente [29], y nuestros resultados refuerzan esta consistencia. Con el propósito de enriquecer nuestra comprensión del papel desempeñado por las colisiones en distintas etapas del ciclo solar, comparamos el flujo de calor registrado por la misión Wind con las predicciones de la relación de Spitzer-Härm, tal como se presenta en la ecuación 2.4. Para una comparación más amplia, en el presente estudio utilizamos un total de 7.465.420 datos (tabla 4.1), lo cual mejora significativamente la estadística en contraste con investigaciones anteriores. Por ejemplo, el trabajo de Bale et al. [29] se centró en dos intervalos de 2 años: 1995-1997 (mínimo solar) y 2001-2002 (máximo solar) con un total de 155.182 datos. En la figura 5.4, presentamos la distribución de electrones en un diagrama $(q_{\parallel}/q_0, K_n)$, donde la línea diagonal representa la relación de Spitzer-Härm para un plasma totalmente colisional, asumiendo que la temperatura decae como una ley de potencias con la distancia, y cuyo exponente es $\alpha = 0,45$ [25]. De la figura observamos que el viento solar rápido muestra grandes diferencias con respecto a esta Ley, ya que la mayoría de los datos, representados por

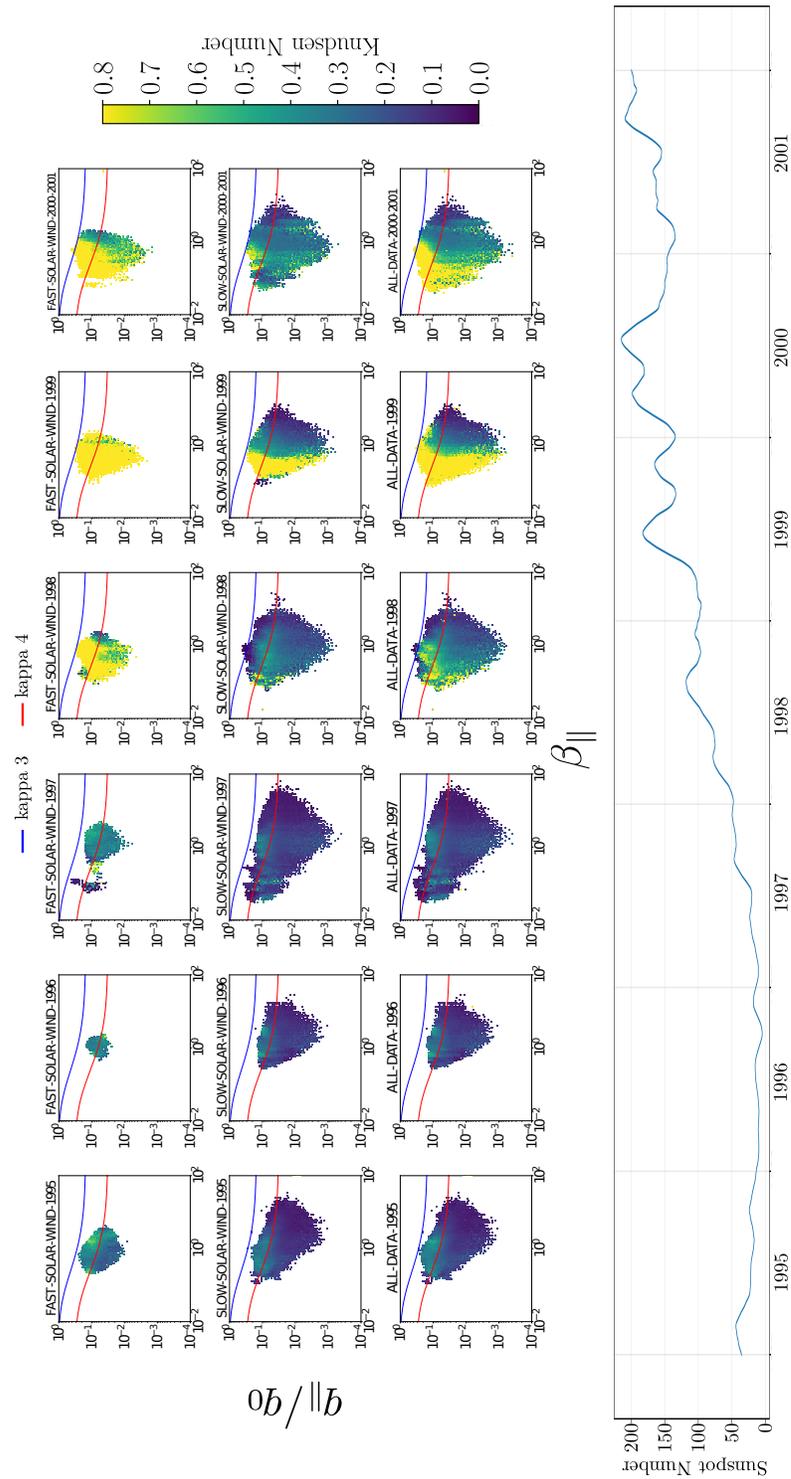


Figura 5.3: Promedio del número de Knudsen en una grilla $(q_{\parallel}/q_0, \beta_{\parallel})$. Además, exponemos las inestabilidades cinéticas Whistler Heat-Flux asociadas a $\kappa = 3$ y $\kappa = 4$

las curvas de nivel, se alejan de la predicción teórica dada por la diagonal negra. Sin embargo, el viento solar lento parece tener una mayor correlación con la línea diagonal que representa un flujo de calor dominado por colisiones. Específicamente, en los años 1995, 1996 y 1997 la mayoría de los datos siguen la tendencia descrita por la ley de Spitzer-Härm. Esto está estrechamente relacionado con una mayor colisionalidad en el plasma de baja velocidad y un menor valor del número de Knudsen durante mínimo solar. Coincidiendo con los resultados del trabajo de Bale et al. [29], observamos un aparente cambio entre los regímenes colisionales y no colisionales, determinado por el aumento del número de Knudsen. La transición de la conducción de calor mediante procesos colisionales a no colisionales ocurre aproximadamente en $q_{\parallel}/q_0 \sim 0,2$, mientras que Bale et al. [29], considerando $\alpha = 2/7$ sugiere un cambio en $q_{\parallel}/q_0 \sim 0,29$. Estos hallazgos respaldan la importancia de la colisionalidad en la distribución de electrones a lo largo del ciclo solar. Estos valores apuntan a que el viento solar permanece colisionalmente clásico hasta $q_{\parallel}/q_0 \sim 0,2$.

La evidencia presentada, donde la Edad Colisional y el número de Knudsen parecen desempeñar un rol significativo en los procesos de termalización y naturaleza del transporte de energía térmica, nos impulsa a explorar con mayor profundidad la posible relación inversa entre A_E y K_n que hemos descrito a partir de valores promedio. Para ilustrar esta relación a lo largo del ciclo solar 23, hemos generado el gráfico de distribución de electrones en la gráfica (A_E, K_n) , que se exhibe en la figura 5.5. Aquí se hace notable la mencionada anticorrelación, la cual parece manifestarse de forma independiente tanto en el año del ciclo solar como en el régimen de velocidad. Es interesante observar cómo el pico de la distribución, desde 1995 hasta 2001, se desplaza hacia valores elevados del número de Knudsen. Este desplazamiento constituye otra evidencia de la disminución de la influencia de los efectos colisionales durante el máximo solar.

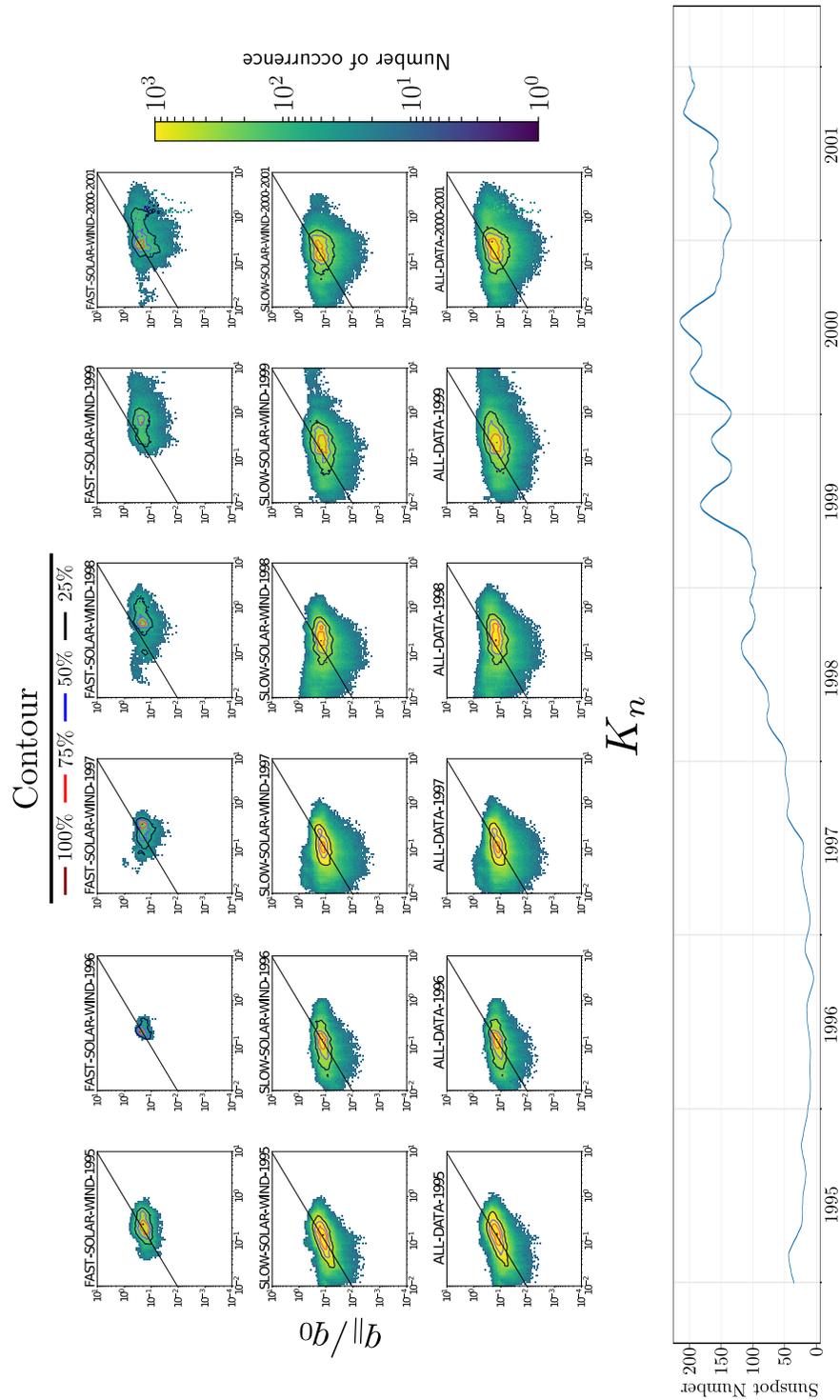


Figura 5.4: Distribución de electrones en una grilla ($q_{\parallel}/q_0, K_n$). La línea diagonal negra representa la relación de Spitzer-Härm, como se muestra en la ecuación 2.4. Los contornos representan el porcentaje de datos asociado a cada color. Cada columna corresponde a un año del ciclo solar, desde 1995 hasta 2001, mientras que cada fila representa un régimen de velocidad: viento rápido, viento lento y ambos. Además, en el panel inferior mostramos la cantidad de manchas solares

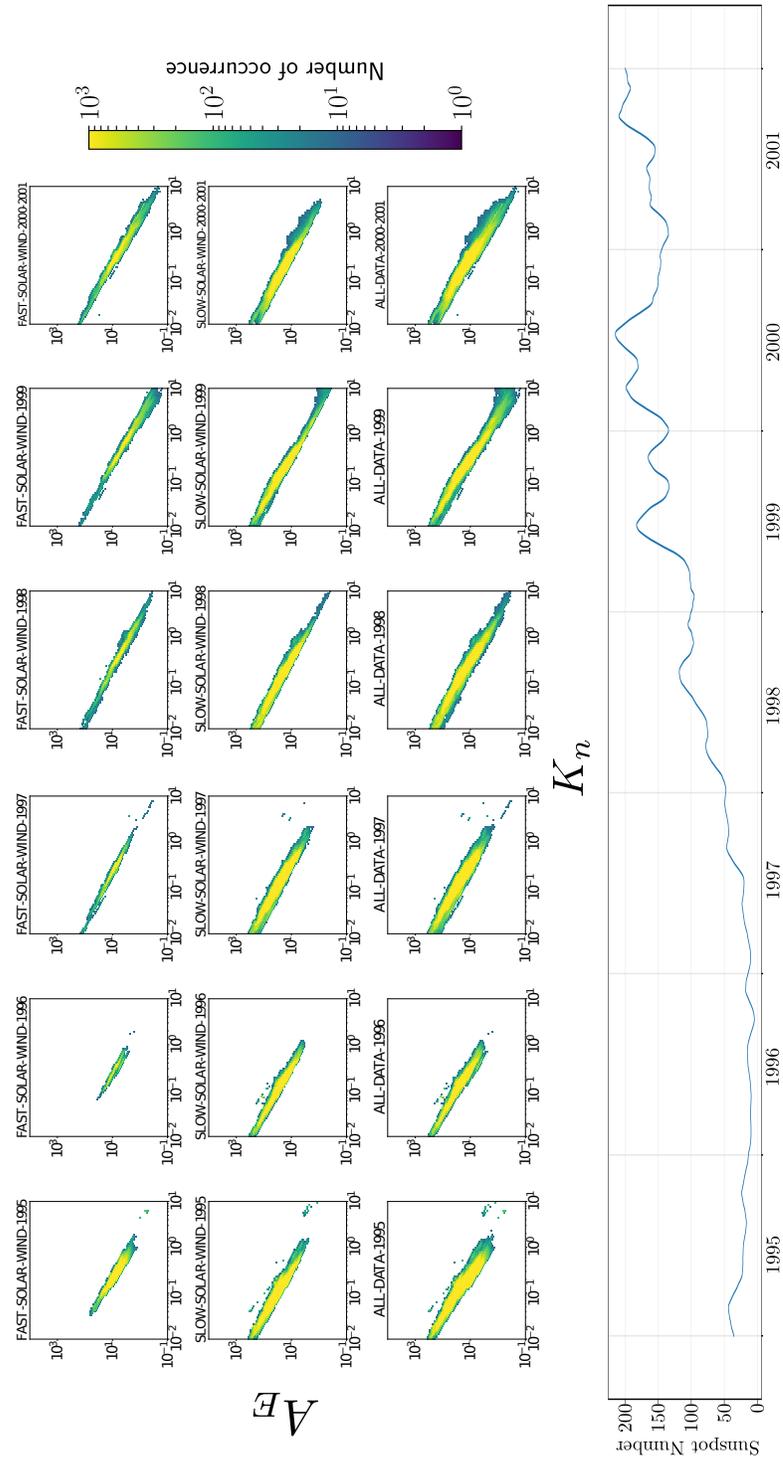


Figura 5.5: Distribución de electrones en una grilla (A_E, K_n). Cada columna corresponde a un año del ciclo solar, desde 1995 hasta 2001, mientras que cada fila representa un régimen de velocidad: viento rápido, viento lento y ambos. Además, en el panel inferior exponemos la cantidad de manchas solares.

5.4. Discusión

Tras un análisis exhaustivo de los resultados obtenidos, hemos llegado a la conclusión de que tanto la Edad Colisional como el número de Knudsen emergen como indicadores confiables para caracterizar la colisionalidad en el viento solar, revelando su máxima precisión durante el mínimo solar. Estos hallazgos refuerzan los resultados previamente documentados por Salem et al. [25], pero en este trabajo hemos profundizado y ampliado el alcance de los resultados al considerar un intervalo de tiempo mucho más grande a lo largo del ciclo solar 23. La relación inversa entre la cantidad de colisiones experimentadas por los electrones y el flujo de calor se manifiesta con total claridad, a la vez que el aumento correspondiente del número de Knudsen refleja el incremento del flujo de calor. Además, las curvas que representan las inestabilidades cinéticas Whistler Heat-Flux parecen delinear de manera adecuada los límites del flujo de calor durante el mínimo solar. Sin embargo, durante el máximo solar, la influencia de estos efectos cinéticos sobre el plasma se torna menos evidente, demandando así un análisis más profundo y meticuloso para comprender esta relación en su totalidad.

Los patrones macroscópicos que hemos explorado desvelan relaciones notorias que inciden en la regulación del flujo de calor en el viento solar, y estas relaciones se encuentran intrínsecamente conectadas a las inestabilidades Whistler Heat-Flux. Dado que los efectos de estos umbrales cinéticos parecen ejercer una influencia sustancial en la distribución de electrones, nos surge el interés en examinar posibles vínculos entre las magnitudes macroscópicas que hemos investigado y las magnitudes microscópicas que describen el exceso de energía libre en la distribución de velocidades. Es por ello que en el próximo capítulo sometemos a prueba el modelo Core-Strahlo en el contexto del viento solar, a fin de explorar las potenciales correlaciones que puedan existir entre los parámetros de ajuste del modelo y las magnitudes macroscópicas del plasma.

Capítulo 6

Estudio Microscópico¹

Tal como se demostró en el capítulo previo, existe la posibilidad de establecer relaciones entre las cantidades macroscópicas del plasma y el transporte de flujo de calor en el viento solar. Con el propósito de avanzar en esta línea de investigación, este capítulo se adentra en el análisis de cantidades microscópicas, las cuales son obtenidas a través de ajustes a las distribuciones de velocidades de electrones, empleando nuevamente datos provenientes de la misión Wind. En este estudio microscópico, procedemos a llevar a cabo el ajuste del modelo Core-Strahlo propuesto por Zenteno-Quinteros et al. [37]. Este proceso de ajuste se desarrolla a lo largo del período comprendido entre el 15 de mayo de 1995 y el 3 de julio de 1995, lo cual coincide con el intervalo de estudio explorado por Salem et al. [25]. La selección de este período específico se basa en la ausencia de nubes magnéticas o eyecciones de masa coronal, como lo indicado en el análisis realizado por Sanderson et al. [38].

6.1. Ajustes

Para realizar los ajustes, implementamos las distribuciones Kappa-A (ecuación (3.9)) y Kappa-B (ecuación (3.10)) en la dirección paralela, y la distribución Kappa-A en 2do orden (ecuación (3.11)) en la dirección perpendicular. Utilizamos estas dos distribuciones para

¹Este Capítulo corresponde a la publicación ‘Electron Velocity Distributions in the Solar Wind & The Core-Strahlo model’, Bea Zenteno-Quinteros, Javier I. Silva, Pablo. S. Moya, Marian Lazar and Adolfo F. Viñas (en preparación)

Tabla 6.1: Rangos utilizados para ajustar cada parámetro de los modelos. Desde arriba hacia abajo: velocidades térmicas del Core, velocidades térmicas del Strahlo, factor de asimetría delta e índice espectral kappa.

Valor mínimo	Parámetro	Valor máximo
0.5	α_{\parallel}	3.5
0.5	α_{\perp}	3.5
2.5	θ_{\parallel}	10
2.5	θ_{\perp}	8
-0.4	δ	0.4
1.8	κ	30

decidir cual de las dos (Kappa-A o Kappa-B) describe mejor la distribución paralela de electrones. Para ajustar los modelos teóricos a los datos experimentales, empleamos el algoritmo de Levenberg-Marquardt [70]. Este método de optimización iterativa es ampliamente reconocido en el ámbito de la ciencia y la ingeniería para minimizar las discrepancias entre los valores previstos por el modelo y los datos observados. La técnica combina los fundamentos del método de Gauss-Newton con los del método del gradiente descendente, permitiendo una búsqueda eficiente de los parámetros que mejor se ajusten a los datos.

Una vez que preparamos los modelos, avanzamos con el proceso de ajuste iterativo. Fue necesario ajustar el Core y el Strahlo por separado en el contexto del modelo. Para ello, tuvimos que determinar un enfoque para separar estas poblaciones. Existen técnicas para identificar el Strahl en las distribuciones de velocidades mediante la aplicación de filtros a los canales de energía, como mostró el trabajo de Viñas et al. [58]. En ese estudio, concluyeron que el Strahl se encuentra claramente aislado cuando supera el umbral de 87.5 eV. Sin embargo, en nuestro caso, el Strahl forma una subpoblación que se mezcla con el Halo para formar el Strahlo. Como resultado, optamos por una diferenciación visual entre el Core y el Strahlo. Establecimos un criterio donde los datos de densidad en el espacio de fase serían considerados parte del Strahlo cuando estuvieran por debajo del valor de $f = 5 \times 10^{-4} \text{s}^3/\text{cm}^6$. Por encima de este umbral, los datos se clasificaron como pertenecientes al Core [58].

Una vez separadas las observaciones (Core y Strahlo), realizamos modificaciones en los modelos teóricos Kappa-A y Kappa-B implementando ciertos cambios de variables a las

distribuciones reducidas, los cuales están adjuntos en el Apéndice. Esto con el objetivo de reducir los errores de cálculo y disminuir el costo computacional. Luego establecimos los valores iniciales, conocidos como semillas, para los parámetros del modelo dentro de los rangos físicos correspondientes. En el caso de los modelos Kappa-A y Kappa-B, (ecuaciones (A.1) y (A.2)) utilizamos las siguientes semillas para el ajuste en la dirección paralela: $A_{\parallel,s}$, $B_{\parallel,s}$, $C_{\parallel,s}$, $D_{\parallel,s}$, $E_{\parallel,s}$, $F_{\parallel,s}$ y $G_{\parallel,s}$. Una vez finalizado el ajuste en la dirección paralela, introdujimos las semillas: $A_{\perp,s}$, $B_{\perp,s}$, $C_{\perp,s}$, $D_{\perp,s}$, y κ en el modelo para la dirección perpendicular (ecuación (A.3)). El valor κ es introducido como semilla en el ajuste perpendicular de manera fija. Esta elección se basa en la eficiencia del ajuste obtenido para el índice κ en la dirección paralela, evitando así iteraciones adicionales y asegurando la convergencia del proceso de ajuste. Las cantidades físicas mencionadas fueron optimizadas dentro de rangos con sentido físico. En el trabajo de Zenteno-Quinteros et al. [37] se identificaron ciertos valores críticos en los cuales el modelo Core-Strahlo puede divergir. Por lo tanto, seleccionamos rangos para cada parámetro, adjuntos en tabla 6.1.

Con el objetivo de garantizar la confiabilidad de los ajustes obtenidos, aplicamos el método del chi-cuadrado. Esta prueba no paramétrica es utilizada para determinar la existencia de una diferencia significativa entre los resultados esperados y los observados. La significancia de esta diferencia se cuantifica mediante un parámetro conocido como α . En la comunidad científica, es común establecer un nivel de significancia en torno al 5%. En este estudio, adoptamos dicho nivel de significancia, lo que implica que el algoritmo utilizado tiene una tolerancia de error del 5% [71].

Desde el ajuste obtuvimos la densidad n_c del Core, densidad n_s del Strahlo, velocidad de drift U_{\parallel} del Core, velocidades térmicas $\alpha_{\parallel,\perp}$ del Core, velocidades térmicas $\theta_{\parallel,\perp}$ del Strahlo, factor de asimetría delta δ del Strahlo e índice espectral kappa κ . Además, es esencial proporcionar las unidades de medida correspondientes a cada cantidad para brindar un contexto cuantitativo a los valores encontrados en el estudio. En este sentido, las densidades n_c del Core y n_s del Strahlo las expresamos en $1/\text{cm}^3$, mientras que las velocidades, tanto la velocidad de drift U_{\parallel} y velocidades térmicas $\alpha_{\parallel,\perp}$ del Core como las velocidades térmicas $\theta_{\parallel,\perp}$ del

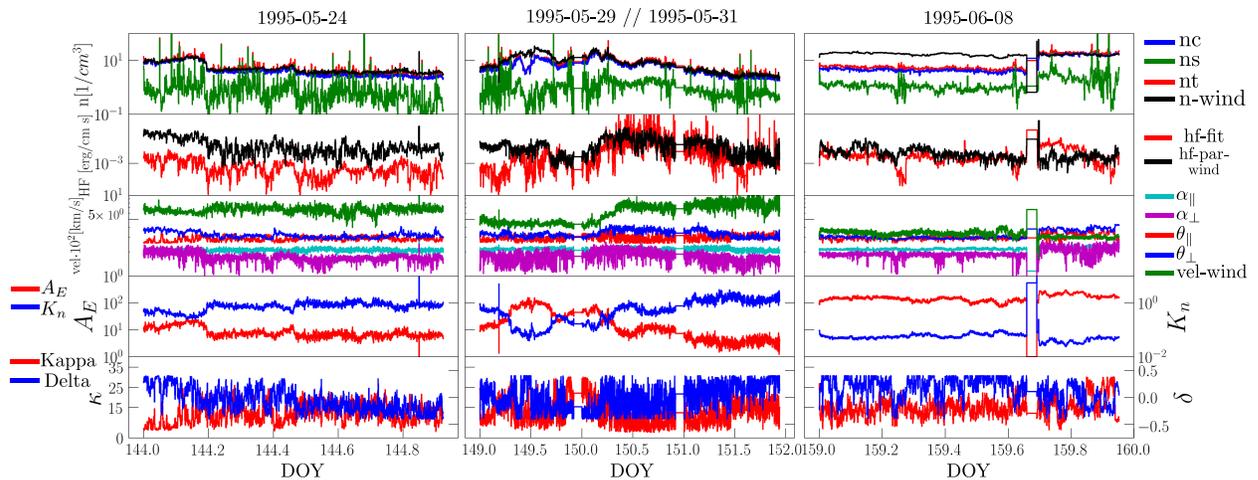


Figura 6.1: Muestra de 5 días de datos analizados en el año 1995 utilizando el modelo Kappa-A para la obtención de los parámetros de ajuste. En cada panel, desde arriba hacia abajo, se muestran las densidades del ajuste y la densidad obtenida desde el satélite, seguidas de los flujos de calor del ajuste y los provenientes de la nave espacial, así como las velocidades térmicas del ajuste y las calculadas por el satélite. Posteriormente, presentamos la Edad Colisional y el número de Knudsen, y para finalizar, mostramos los valores de los índices kappa y delta provenientes del ajuste.

Strahlo se encuentran en km/s. Por su parte, los flujos de calor los medimos en $\text{erg}/\text{cm} \cdot \text{s}$, y los factores δ y κ son parámetros adimensionales.

6.2. Análisis de resultados

En las Figuras 6.1 y 6.2 presentamos los parámetros obtenidos a partir del ajuste del modelo Kappa-A y Kappa-B (ecuaciones (3.9) y (3.10)), comparándolos con los parámetros obtenidos por la sonda espacial Wind. Ambas figuras son muestras de los días analizados y subdividen en: 1995/05/24, 1995/05/29, 1995/05/30, 1995/05/31 y 1995/06/08. Además, en cada panel de la serie de tiempo se aprecian los siguientes parámetros (desde arriba hacia abajo): la densidad n_c del Core, la densidad n_s del Strahlo, la densidad total del ajuste $n_t = n_c + n_s$ y la densidad n_{Wind} obtenida desde la sonda Wind. En el segundo panel mostramos el flujo de calor obtenido a partir del ajuste HF_{fit} y el flujo de calor paralelo $\text{HF}_{\text{par-Wind}}$ medido por la sonda espacial. En el tercer panel presentamos las velocidades térmicas α_{\parallel} y α_{\perp} del ajuste del Core, las velocidades térmicas θ_{\parallel} y θ_{\perp} del ajuste del Strahlo,

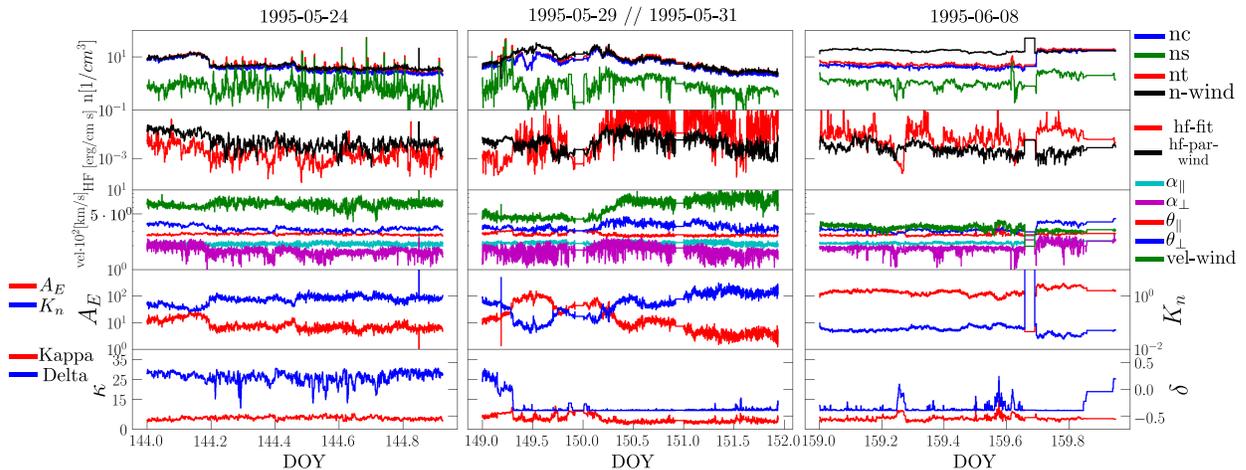


Figura 6.2: Muestra de 5 días de datos analizados en el año 1995 utilizando el modelo Kappa-B para la obtención de los parámetros de ajuste. En cada panel, desde arriba hacia abajo, se muestran las densidades del ajuste y la densidad obtenida desde el satélite, seguidas de los flujos de calor del ajuste y los provenientes de la nave espacial, así como las velocidades térmicas del ajuste y las calculadas por el satélite. Posteriormente, presentamos la Edad Colisional y el número de Knudsen, y para finalizar, mostramos los valores de los índices kappa y delta provenientes del ajuste.

y la velocidad bulk de los electrones v_{Wind} medida por la nave espacial. En el siguiente panel representamos la Edad Colisional A_E y el número de Knudsen K_n , ambos calculados a partir de parámetros provenientes de la sonda espacial. Y finalmente en el último panel mostramos el índice espectral κ y el factor de asimetría δ del Strahlo, dos parámetros obtenidos a través de los ajustes de distribuciones.

A simple vista, en la figura 6.1, observamos que los valores de ajuste obtenidos desde el modelo coinciden con los parámetros calculados por la misión Wind. El valor de la densidad ajustada n_t sigue la misma tendencia que el valor de la densidad medida por el satélite n_{Wind} en la mayoría de los casos. Además, el flujo de calor HF_{fit} proveniente del ajuste también se encontró dentro de los rangos del flujo de calor $\text{HF}_{\text{par-Wind}}$ calculado por la misión espacial. Asimismo, se constató que el parámetro κ se mantuvo dentro de los rangos físicamente reales, tal como se indica en el trabajo de Nieves et al. [72]. Sin embargo, en la figura 6.2 se observó que, aunque la densidad ajustada n_t siguió la tendencia de la densidad medida por el satélite n_{Wind} , en muchos casos el flujo de calor ajustado HF_{fit} pareció no estar del todo correlacionado con el flujo de calor de Wind $\text{HF}_{\text{par-Wind}}$. Además, es notable la saturación presente en los

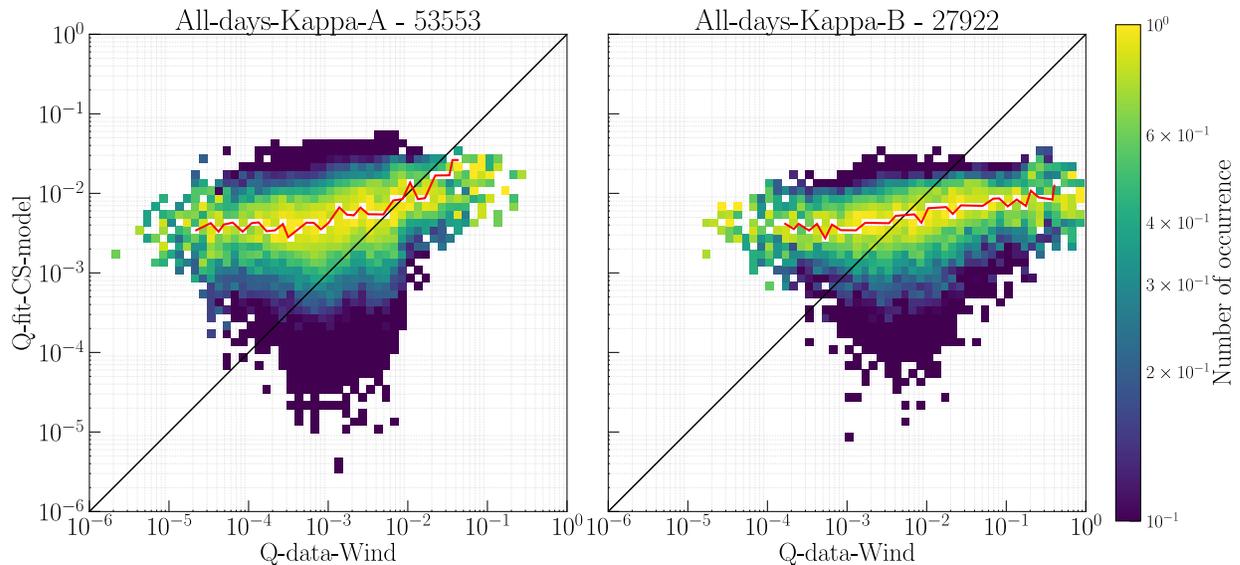


Figura 6.3: Distribución del flujo de calor normalizado en una grilla $(\log(q_{\text{fit}}), \log(q_{\text{Wind}}))$. En el lado izquierdo, presentamos el flujo de calor obtenido a partir del modelo Kappa-A, mientras que en el lado derecho mostramos el flujo de calor obtenido a partir del modelo Kappa-B. La línea continua negra representa la correlación perfecta entre el flujo de calor medido por el satélite y el flujo de calor proveniente del ajuste. Asimismo, la línea roja continua representa el valor máximo por columna en la distribución.

valores de κ y δ , lo cual nos indica posibles fallas en el modelo o proceso de ajuste.

Una vez que analizamos las series de tiempo obtenidas, procedimos a comparar el flujo de calor HF_{fit} del ajuste del modelo versus el flujo de calor $\text{HF}_{\text{par-Wind}}$ medido por la nave espacial Wind. Para visualizar esta comparación, creamos un mapa de calor como se muestra en la Figura 6.3. Utilizamos una grilla $(\log(q_{\text{fit}}), \log(q_{\text{Wind}}))$ con los siguientes rangos: $-6 < \log(q_{\text{fit}}) < 0$ y $-6 < \log(q_{\text{Wind}}) < 0$. En el gráfico, se representa la distribución de probabilidad normalizada al máximo flujo de calor $\text{HF}_{\text{par-Wind}}$ por columna. Incluimos una línea continua en negro que representa la correlación perfecta. Además, trazamos una línea continua de color rojo que muestra la tendencia del máximo en cada columna.

En el panel izquierdo de la Figura 6.3, presentamos la comparación entre el flujo de calor medido por la sonda Wind ($\text{HF}_{\text{par-Wind}}$) y el flujo de calor obtenido a partir del ajuste del modelo Kappa-A (HF_{fit}) representado por la ecuación (3.7) e incluimos la cantidad de datos analizados: 53553. En el panel derecho, mostramos la comparación entre los datos de flujo de

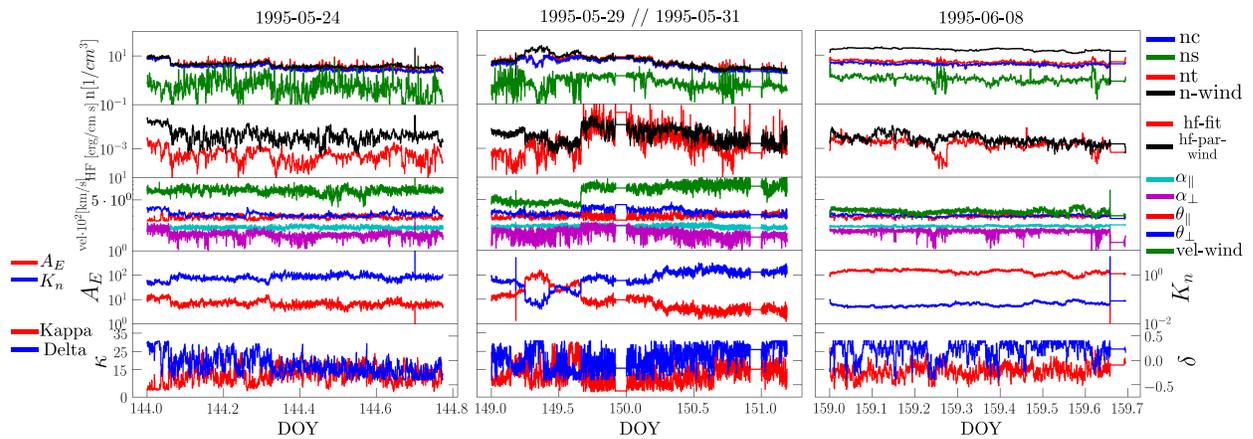


Figura 6.4: Muestra de 5 días de datos analizados en el año 1995 utilizando el modelo Kappa-A. Esta figura es el resultado de aplicar los filtros para la densidad y la velocidad térmica, descritos en el procedimiento microscópico.

calor de la misión Wind y el flujo de calor obtenido mediante el modelo Kappa-B representado en la ecuación (3.8) y con una cantidad de datos analizados de 27922. Observamos una mayor correlación entre la línea roja y la línea negra al utilizar el modelo de ajuste Kappa-A (ecuación (3.7)). A bajos valores de HF_{fit} , el modelo no genera una correlación significativa, posiblemente debido a la precisión del instrumento Wind/SWE/VEIS. Sin embargo, a medida que $HF_{par-Wind}$ aumenta, HF_{fit} se aproxima más a $HF_{par-Wind}$ siguiendo la correlación entre los flujos de calor. Por otro lado, los resultados obtenidos mediante el modelo Kappa-B (ecuación (3.8)) muestran una leve tendencia a la correlación, no obstante, en general no logramos observar una tendencia significativa tanto en valores altos como bajos de $HF_{par-Wind}$.

Hasta el momento, utilizamos la técnica del chi-cuadrado para filtrar los datos de ajuste, pero parece que esto no es suficiente para describir la física del transporte de energía mediante datos. Con el fin de mejorar esto, aplicamos nuevos filtros basados en la densidad y la velocidad térmica de los electrones. Si bien en el proceso de ajuste del modelo indicamos que la densidad del Strahlo no puede ser mayor que 0.1 veces la densidad del Core tal y como indican los trabajos previos [56, 73, 74], ahora nos interesa estudiar el proceso cuando la densidad total $n_t = n_c + n_s$ es menor que 10 cm^{-3} , dado que sería una particularidad del viento solar poseer densidades en aquella escala a 1 UA aproximadamente. Además, siguiendo la idea de los trabajos [21, 47, 56, 74], seleccionamos datos conforme las velocidades cumplan

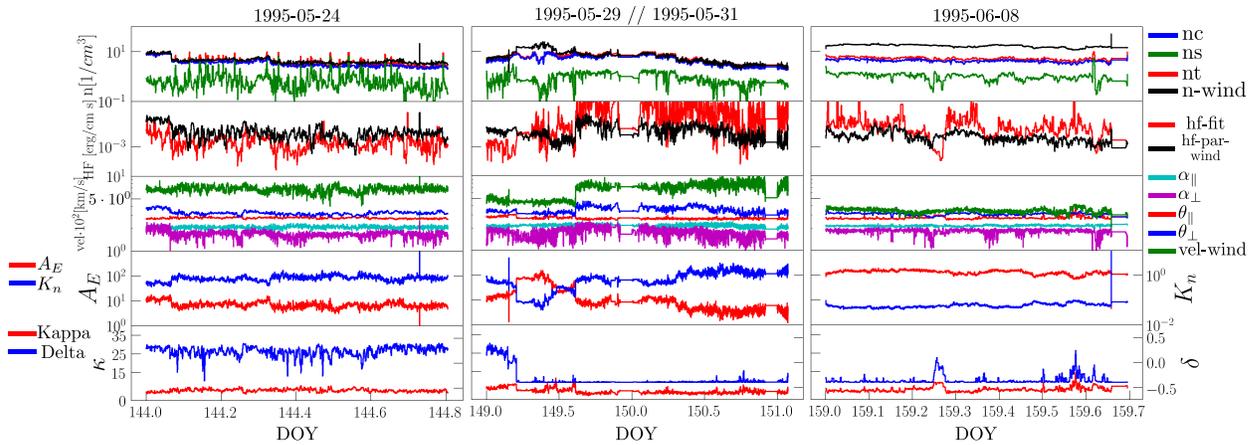


Figura 6.5: Muestra de 5 días de datos analizados en el año 1995 utilizando el modelo Kappa-B. Esta figura es el resultado de aplicar los filtros para la densidad y la velocidad térmica, descritos en el procedimiento microscópico.

la siguiente relación: $\theta_{\parallel}/\alpha_{\parallel} \leq 2,645$. Debido a que en aquellos estudios se enfatiza la relación entre las temperaturas medidas en el viento solar a 1 UA ($T_{\parallel s}/T_{\parallel c} \leq 7$), decidimos aplicar el filtro mencionado.

La figura 6.4 muestra los resultados en serie de tiempo aplicando el tratamiento previo para ajustes del modelo Kappa-A. En los resultados nuevamente observamos que los flujos de calor provenientes del ajuste (HF_{fit}) son muy similares a los flujos de calor medidos por el satélite ($HF_{\text{par-Wind}}$), especialmente cuando la densidad del ajuste (n_t) corresponde con la densidad del satélite (n_{Wind}). Además, los parámetros δ y κ , si bien poseen ruido, no presentan saturaciones de cálculo ni valores alejados de lo esperado en el viento solar. En el caso del ajuste del modelo Kappa-B mostrado en la Figura 6.5, también se observa una alta coincidencia entre las densidades n_t y n_{Wind} . Sin embargo, los valores de los flujos de calor HF_{fit} y $HF_{\text{par-Wind}}$ difieren en mayor medida. Además, las cantidades δ y κ muestran notables saturaciones con respecto a los márgenes físicos propuestos. Después de obtener los resultados de las series de tiempo, procedimos a realizar la comparación visual de los flujos de calor en la Figura 6.6. Aunque la cantidad de datos para los ajustes de los modelos Kappa-A y Kappa-B disminuyó en un 34,5% y un 25,1%, respectivamente, se obtuvo una alta significancia estadística. En el panel izquierdo de la Figura 6.6, presentamos la comparativa entre el flujo de calor del ajuste HF_{fit} y el flujo de calor de Wind $HF_{\text{par-Wind}}$ utilizando

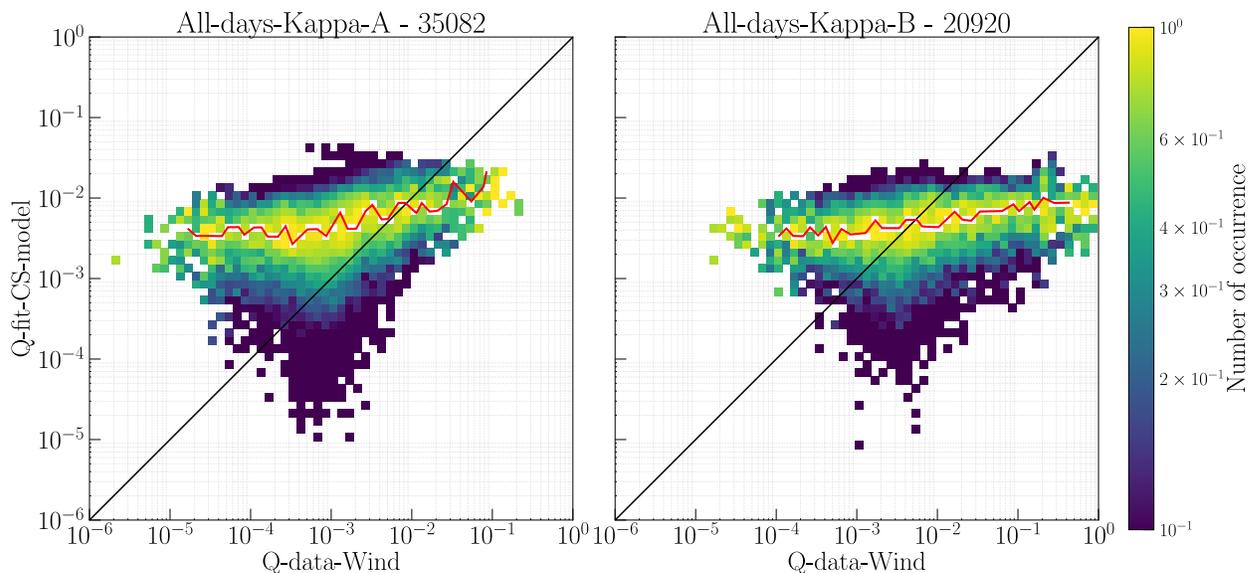


Figura 6.6: Distribución del flujo de calor normalizado en una grilla ($\log(q_{\text{fit}}), \log(q_{\text{Wind}})$) con los filtros de densidad y velocidad térmica aplicados para los modelos Kappa-A y Kappa-B.

la distribución Kappa-A, mientras que en el panel derecho se muestra el resultado con la distribución Kappa-B. Una vez más, se observa una correlación más significativa entre la línea roja y la línea negra en el modelo Kappa-A ya que a medida que el valor de $\text{HF}_{\text{par-Wind}}$ aumenta, el valor de HF_{fit} se vuelve más similar. En cambio, el modelo Kappa-B no muestra ninguna tendencia a la correlación entre los flujos de calor, a pesar de haber aplicado el tratamiento de datos previo en base a la densidad y velocidad térmica.

Los errores cualitativos en el ajuste del modelo Kappa-B señalan posibles fallos en su derivación teórica o su aplicación indebida a los datos de distribuciones. Por ello, en el proceso de buscar evidencia sobre algún parámetro que controle el flujo de calor a 1 UA, continuamos utilizando únicamente el modelo Kappa-A y analizamos día a día para investigar detalladamente. En la Figura 6.7 presentamos los 9 días analizados en el tratamiento microscópico. A primera vista, notamos que los días 1995/05/15, 1995/05/16, 1995/05/22, 1995/05/29 y 1995/06/03 no muestran correlación entre la línea negra y la línea roja. Sin embargo, los días 1995/05/24, 1995/05/30, 1995/05/31 y 1995/06/08 muestran una marcada tendencia entre ambas líneas. Esto nos indica que el modelo Core-Strahlo funciona en ciertas circunstancias físicas específicas, las cuales son de particular interés para nuestra investigación. Por lo tanto,

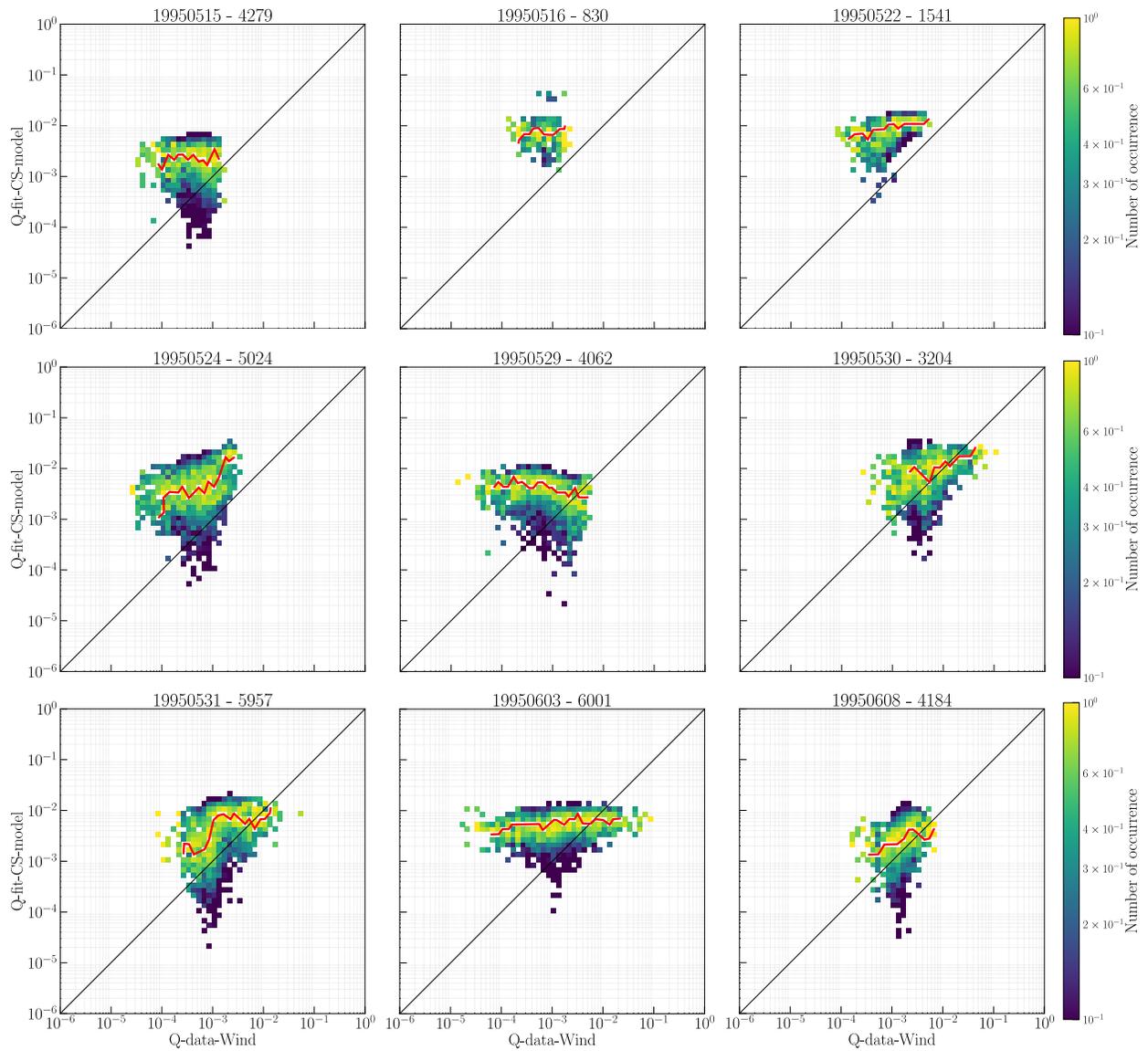


Figura 6.7: Distribución del flujo de calor normalizado en una grilla ($\log(q_{\text{fit}}), \log(q_{\text{Wind}})$) para cada día analizado. Es posible observar una mayor correlación entre la línea roja y negra en ciertos días analizados.

analizamos detenidamente las series de tiempo de estos días en particular.

En la Figura 6.8, podemos apreciar ciertos patrones repetitivos en la evolución de los parámetros asociados al alto y bajo nivel de colisionalidad. En primer lugar, al analizar el flujo de calor, notamos que en todos los casos el flujo de calor HF_{fit} del ajuste aparenta estar en los órdenes de magnitud esperados y sigue la tendencia del flujo de calor $\text{HF}_{\text{par-Wind}}$ de la misión espacial. Esto nos indica que el modelo es capaz de describir adecuadamente el flujo de calor a 1 UA. Al indagar en la densidad, podemos apreciar una elevada correlación entre

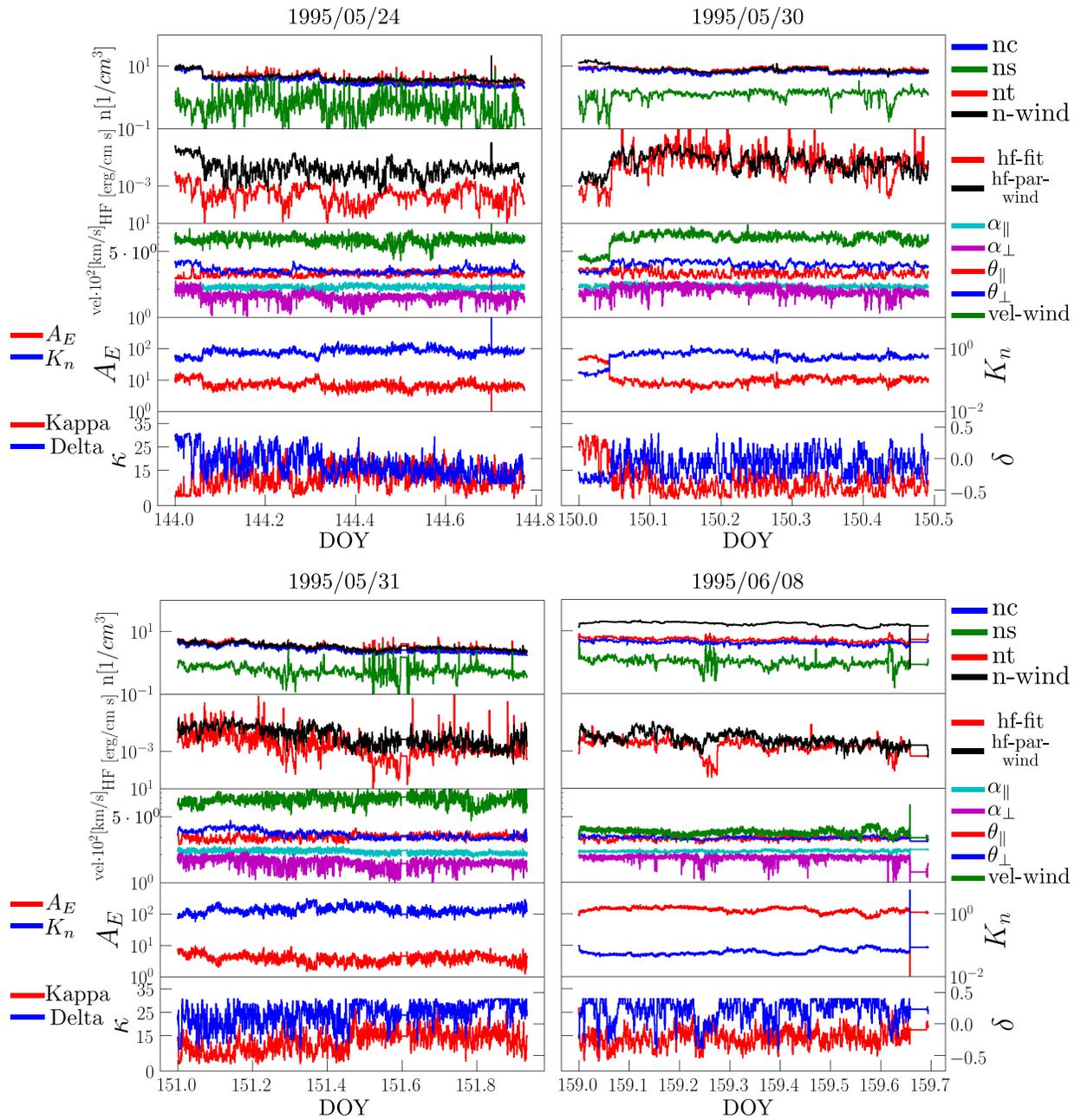


Figura 6.8: Secuencia de 4 días seleccionados debido a una correlación adecuada entre el flujo de calor del ajuste y el flujo de calor medido por el satélite.

la densidad n_t calculada por el ajuste y la obtenida desde el satélite n_{Wind} , excepto para el día 1995/05/08. Esto nos presenta un indicio de la posible existencia de una falla en el modelo en ciertas condiciones físicas. Estas condiciones físicas se hacen evidentes al observar la velocidad de los electrones. Cuando el modelo presenta densidades adecuadas, el viento solar rápido es el dominante, sin embargo, en el día 1995/06/08 la velocidad del viento solar está por debajo de los 500 km/s. Dado que el modelo aparenta funcionar en regímenes de alta velocidad, es probable que los efectos colisionales no dominen la dinámica del plasma. Por esta razón, analizamos los parámetros controladores de colisiones, como lo son la Edad Colisional y el número de Knudsen.

Los días 1995/05/24, 1995/05/30 y 1995/05/31 muestran Edades Colisionales extremadamente bajas, lo cual indica una baja influencia de las colisiones entre partículas para mediar la transferencia de energía. Además, en esos mismos días, el número de Knudsen adquiere elevados valores, lo cual concuerda con el análisis desarrollado en el Capítulo 5, donde destacamos la existencia de una correlación entre un número de Knudsen alto y una baja colisionalidad. El parámetro δ aparenta estar dentro de los márgenes permitidos y distintos de cero. Esto nos indica una clara asimetría presente en la distribución, lo que conlleva un flujo de calor debido al exceso de energía libre. No obstante, el día 1995/06/08 presenta saturaciones en el cálculo del parámetro δ . Esto quizás se deba a la nula correlación entre las densidades o a la existencia de algún fenómeno físico que no tenemos presente en este estudio y que deberá ser abordado en trabajos futuros. Finalmente, el índice κ también expone valores dentro de los márgenes permitidos y cercanos a 0, lo cual nos indica la presencia de poblaciones supratérmicas en la distribución, responsables de las colas de altas energías.

Para ratificar el trabajo previo, analizamos las distribuciones del índice espectral κ basándonos en el trabajo realizado por Nieves-Chinchilla et al. [72], donde analizan distribuciones kappas dentro de nubes magnéticas. En la Figura 6.9 mostramos histogramas del valor del índice κ , el promedio y el valor más probable para los 4 días analizados. Los resultados no indican diferencias sustanciales entre los días donde el modelo aparenta funcionar (1995/05/24, 1995/05/30 y 1995/05/31) y donde no (1995/06/08). Los promedios fluctúan entre 10.037 y

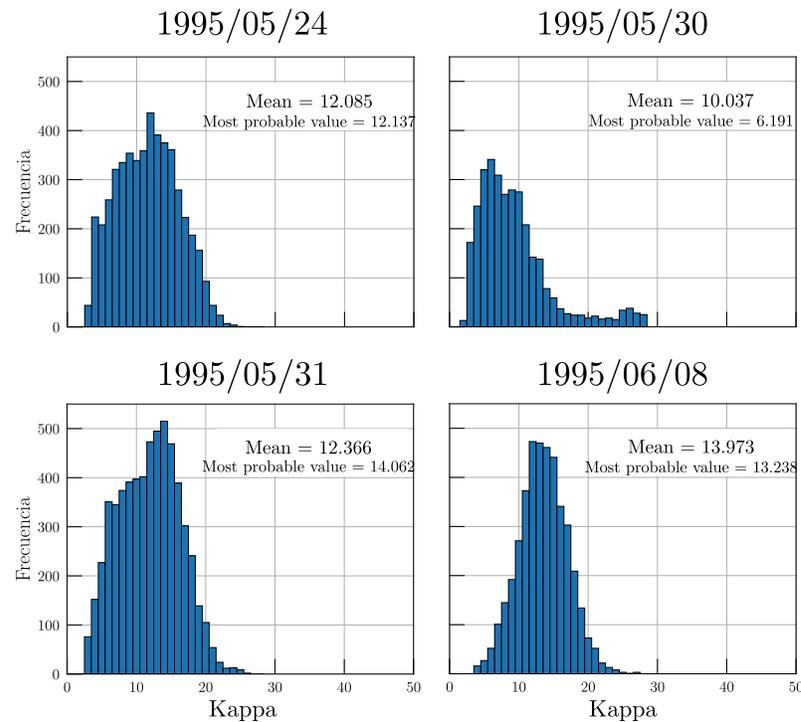


Figura 6.9: Histogramas de la distribución del parámetro κ en los días analizados bajo el ajuste del modelo Kappa-A. Mostramos el promedio y el valor más probable para cada día analizado.

13.973, y el valor más probable varía entre 6.191 y 14.062. Estos bajos valores de los índices kappas nos indican la gran presencia de poblaciones supratérmicas. Sin embargo, el día 1995/06/08 posee un promedio de los índices kappas levemente superior a los demás días analizados. Esto puede estar estrechamente ligado a la mayor Edad Colisional presente aquel día, lo que se traduce en una distribución mayormente Maxwelliana. Por lo tanto, es probable que el modelo falle en el ajuste debido a la falta de poblaciones supratérmicas. Esto está relacionado con una menor cantidad de partículas presentes en el Strahlo, lo que limita su capacidad para transportar el flujo de calor, lo que a su vez debería resultar en una menor asimetría en comparación con los demás casos.

Para representar visualmente los ajustes, en la figura 6.10 mostramos las distribuciones analizadas, exponiendo la calidad del ajuste. Presentamos los días 1995/05/24, 1995/05/30 y 1995/05/31, donde el modelo Core-Strahlo funciona correctamente. En la fila superior, se representan los ajustes en la dirección paralela, mientras que en la fila inferior, están repre-

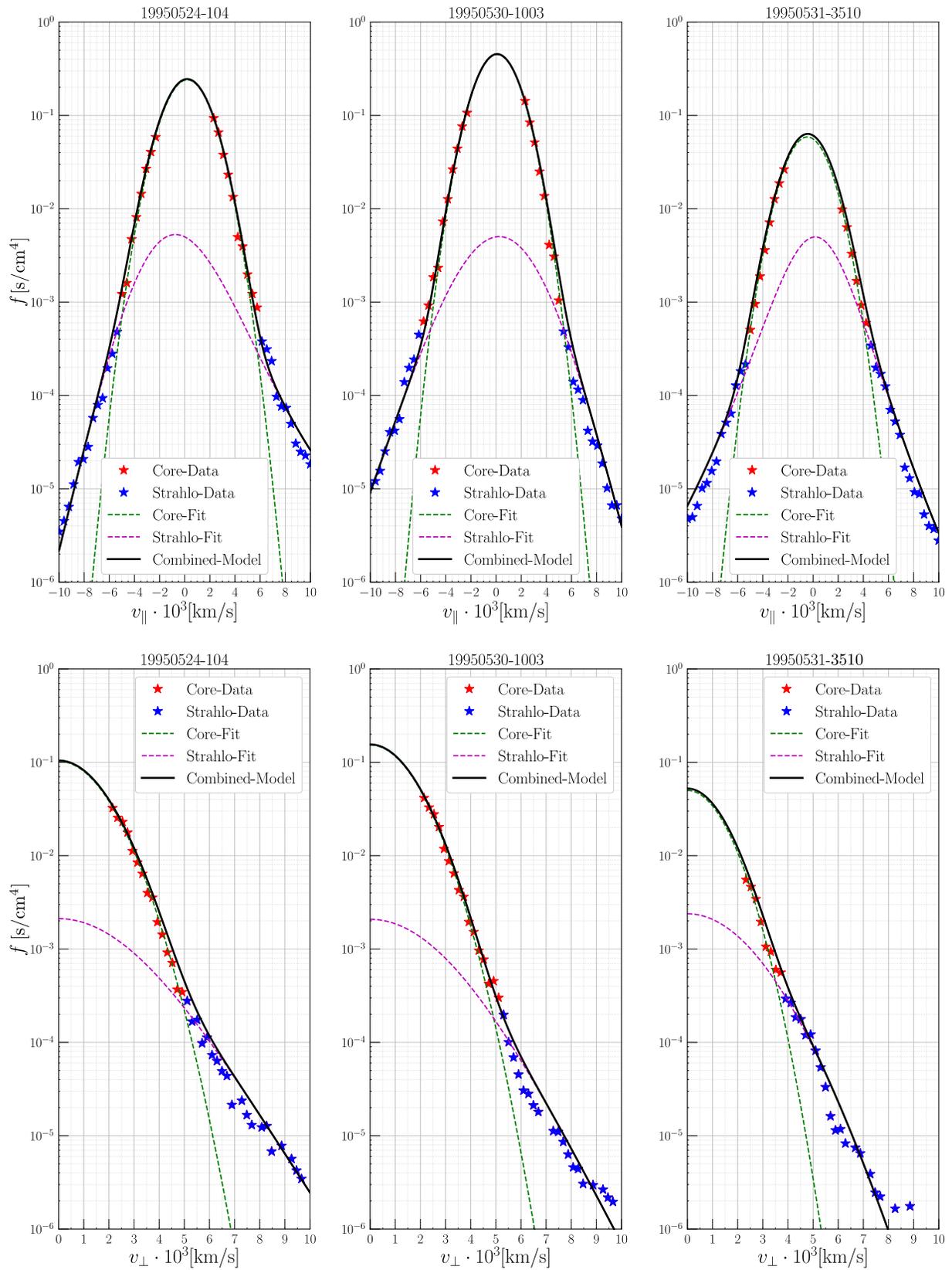


Figura 6.10: Distribuciones reducidas en su eje paralelo (fila superior) y perpendicular (fila inferior) al campo magnético. En estrellas representamos los datos observacionales, en líneas punteadas los modelos del Core y el Strahlo y en línea continua el modelo combinado.

sentados los ajustes en la dirección perpendicular. Los datos observacionales están marcados con estrellas de color rojo (datos del Core) y de color azul (datos del Strahlo). Apreciamos claras asimetrías, tanto positivas como negativas, en la dirección paralela. Esto demuestra la utilidad y eficacia del modelo en describir las colas de altas energías asimétricas, responsables del flujo de calor en el viento solar.

6.3. Discusión

En este capítulo, se ajustaron los datos a las distribuciones de electrones del viento solar mediante el modelo Core-Strahlo. Los parámetros obtenidos después del ajuste permitieron concluir que el modelo describe adecuadamente la mayoría de las distribuciones de velocidades, especialmente las colas de altas energías asimétricas. Se encontró que la Distribución Kappa-A es la que mejor se ajusta a los datos observacionales, y los parámetros obtenidos a través de ella se encuentran dentro de los rangos físicos permitidos. Evidenciamos que el modelo funciona bajo ciertas condiciones físicas, como el viento solar rápido, una baja densidad total de $n_e \leq 10 \text{ cm}^3$ y $\theta_{\parallel}/\alpha_{\parallel} \leq 2,645$. Estas condiciones físicas nos permitieron relacionar los parámetros de ajuste obtenidos con cantidades macroscópicas del capítulo anterior. Observamos que en los días en que el modelo es aplicable, el número de Knudsen y la Edad Colisional adquieren valores altos y bajos, respectivamente. Esto indica que la naturaleza del flujo de calor no está mediada por efectos colisionales cuando el modelo es de utilidad. Sin embargo, es importante señalar que este proceso requiere correcciones adicionales, como la inclusión de un drift a la Skew-Kappa, la automatización de la diferenciación del Core de el Strahlo, o la implementación de un ajuste total del modelo Core-Strahlo sin separar poblaciones para minimizar errores. A pesar de estas limitaciones, el modelo realizado en este trabajo logró describir adecuadamente las propiedades físicas de los electrones del viento solar.

Capítulo 7

Conclusiones

En esta tesis hemos llevado a cabo un análisis observacional exhaustivo de las propiedades de los electrones en el viento solar, utilizando datos recopilados durante los años 1995 y 2001 por la misión espacial Wind y sus instrumentos Wind/SWE/VEIS y Wind/MFI. Nuestro objetivo principal fue investigar la influencia de los efectos colisionales y no colisionales en el transporte de flujo de calor a 1 UA, explorando tanto las propiedades macroscópicas como las microscópicas del sistema.

En el análisis macroscópico, realizamos una exploración detallada de los momentos de la distribución y otras magnitudes obtenidas a partir de la sonda espacial, abarcando un conjunto total de 7.465.420 datos. Descubrimos una dominancia acentuada de los efectos onda-partícula durante el mínimo solar, caracterizada por una Edad Colisional elevada y un número de Knudsen reducido. Este comportamiento posiblemente se originó a raíz de la baja actividad solar en dicho período, lo que simultáneamente intensificó las colisiones experimentadas por los electrones. Tras el año 1997, en consonancia con el incremento en la actividad solar, detectamos una disminución en la Edad Colisional y un aumento en el número de Knudsen. Este cambio sugiere una alteración en la regulación de la estabilidad en la distribución debido a los fenómenos de alta velocidad provocados por erupciones solares o eyecciones de masa coronal.

En los regímenes de alta velocidad, observamos una disminución en la Edad Colisional

conforme el flujo de calor aumenta. Este fenómeno se sincroniza con la predominancia de los efectos onda-partícula, coincidiendo con valores más bajos de beta del plasma y, por consiguiente, un mayor control ejercido por el campo magnético sobre las partículas. Por otro lado, el modelo colisional de Spitzer-Härm demuestra ser eficaz al describir el viento solar lento, que exhibe una Edad Colisional más pronunciada. Sin embargo, el viento solar rápido se aleja de esta descripción debido a la ausencia de colisiones a lo largo del ciclo solar. Identificamos que la transición de la conducción de calor, desde procesos colisionales hasta no colisionales, ocurre aproximadamente en $q_{\parallel}/q_0 \sim 0,2$. Estos resultados indican que los mecanismos colisionales tienen relevancia en determinadas condiciones físicas del viento solar. Además, aportan una base sólida para considerar tanto la Edad Colisional como el número de Knudsen como indicadores macroscópicos cruciales en el proceso de termalización de la distribución a lo largo de todo el ciclo solar. Dada la relevancia de estos parámetros en el viento solar, sería posible extrapolar estos resultados a otros contextos astrofísicos.

En el análisis microscópico realizamos un ajuste del incipiente modelo Core-Strahlo (ecuación 3.5) a las distribuciones de velocidad de los electrones en el viento solar en un período de 50 días. De este intervalo temporal, seleccionamos un subconjunto de 9 días para llevar a cabo un estudio detallado. Durante este trabajo, identificamos que tanto las asimetrías positivas como negativas en la dirección paralela son adecuadamente capturadas por la Distribución Skew-Kappa. Adicionalmente, pusimos a prueba dos variantes del modelo Kappa, denominadas Kappa-A (ecuación 3.7) y Kappa-B (ecuación 3.8), ambas derivadas del modelo Core-Strahlo. Observamos que el modelo Kappa-A resultó más idóneo para describir las distribuciones en régimen de viento solar rápido, con una Edad Colisional baja, un número de Knudsen elevado y una densidad inferior a 10 cm^3 . En función de esto, logramos identificar 3 días en los que el modelo proporcionó una adecuada descripción de los datos recopilados, entregando valores coherentes de los parámetros analizados. A pesar de que aún requerimos un proceso estadístico más sólido, el modelo Core-Strahlo parece ser una elección adecuada para representar los electrones en el viento solar a 1 UA. Dentro del rango de datos seleccionado, el modelo exhibió un desempeño satisfactorio. Sin embargo, detectamos oportunidades

de mejora en la distribución Skew-Kappa.

Un aspecto a considerar es la inclusión de un ‘drift’ o velocidad de deriva en la dirección del campo magnético, lo cual podría contribuir a una representación aún más precisa de las partículas supratérmicas del viento solar. Además, destaca la necesidad de optimizar la separación entre el Core y el Strahlo. Dependiendo exclusivamente de un umbral visual (en este trabajo elegimos $f = 5 \times 10^{-4} \text{s}^3/\text{cm}^6$) no es la estrategia más óptima, pues se presentan casos en los cuales los datos del Core y el Strahlo están subestimados o sobreestimados, generando inexactitudes en los cálculos. Aunque en principio el umbral visual pareció una solución válida conforme al tiempo, existen métodos más avanzados que podrían explorarse. Por ejemplo, la aplicación de técnicas basadas en Machine Learning para identificar cambios de pendiente en las distintas curvas de datos. La implementación de estas metodologías podría automatizar y perfeccionar la detección del Core y el Strahlo, resultando en una mayor precisión y coherencia en la identificación de estas subpoblaciones. Un avance adicional, relacionado con la propuesta previa, consistiría en ejecutar un proceso de ajuste utilizando el modelo completo. Esto implica aplicar el ajuste Core-Strahlo al conjunto total de datos, en lugar de segmentar las poblaciones. Esta aproximación garantizaría que no se mezclen datos entre las poblaciones durante el proceso, minimizando los errores significativos.

Hemos abordado nuestras principales interrogantes a través de diversos análisis observacionales. Nuestros resultados sugieren que durante el mínimo solar y en condiciones de viento lento, el flujo de calor a 1 UA está predominantemente influenciado por colisiones. Este fenómeno se complementa con la marcada presencia de inestabilidades Whistler Heat-Flux, las cuales ejercen una notable influencia sobre el flujo de calor durante el mínimo solar, especialmente a medida que la beta del plasma aumenta. Sin embargo, dadas las condiciones físicas prevalecientes durante el máximo solar, es esencial abordar el flujo de calor a través de colisiones e interacciones onda-partícula mediante técnicas exhaustivas que permitan identificar múltiples correlaciones. Asimismo, a partir de este estudio, podemos afirmar con confianza que existe una fuerte correlación entre las magnitudes macroscópicas y microscópicas en el viento solar. Las relaciones de parámetros presentadas en la figura 6.8, las cuales fueron

fundamentales para evaluar la aplicabilidad del modelo Core-Strahlo, revelan que todas las magnitudes, sin importar su escala, exhiben interconexiones significativas entre sí. Nuestros descubrimientos respaldan la utilidad de la Edad Colisional y el número de Knudsen como indicadores macroscópicos del proceso de termalización del viento solar a lo largo del ciclo solar. Las correlaciones identificadas entre la cantidad de colisiones y el flujo de calor, así como entre el flujo de calor y el número de Knudsen, concuerdan con las asimetrías previamente observadas en la distribución de velocidades de los electrones. Estas correlaciones apuntan a la interdependencias entre ambas escalas del sistema, lo cual es consistente con [21].

Esperamos que el conocimiento y conclusiones de este trabajo sean significativas para el estudio del viento solar, y en particular de los procesos mediados por electrones. En ese contexto, enfatizamos la consideración de las colas de altas energías asimétricas en las distribuciones de velocidades, dado su papel fundamental en la descripción del flujo de calor a 1 UA. Este estudio marca un prometedor punto de partida para investigaciones futuras. En el horizonte, aspiramos a expandir la aplicabilidad de nuestro modelo a un rango temporal más amplio, lo que permitirá una exploración más profunda desde una perspectiva estadística. Esto podría arrojar una luz más nítida sobre la solidez y la robustez del modelo Core-Strahlo, y el método de ajuste aplicado, al describir las distribuciones de electrones. Además, contemplamos la continuación de este trabajo hacia diversas condiciones físicas, como eyecciones de masa coronal y nubes magnéticas, entre otras. También consideramos la incorporación de diferentes latitudes y distancias respecto al Sol, aprovechando los datos de misiones como Parker Solar Probe o Solar Orbiter, en lugar de limitarnos únicamente a 1 UA. Estos enfoques presentan un potencial apasionante para enriquecer nuestro entendimiento del viento solar y sus complejas propiedades. En esta perspectiva, nuestra investigación provee un punto de partida invaluable para futuros análisis más exhaustivos y sofisticados, suministrando información esencial acerca del transporte de energía en el espacio interplanetario.

Publicaciones

Los artículos derivados de esta tesis se enumeran a continuación:

1. Bea Zenteno-Quinteros, Javier I. Silva, Pablo. S. Moya, Marian Lazar and Adolfo F. Viñas, ‘Electron Velocity Distributions in the Solar Wind & The Core-Strahlo model’ (En preparación).
2. Javier I. Silva, Pablo. S. Moya and Adolfo F. Viñas, ‘Regulation of Electron Heat Flux Transport in the Solar Wind. The role of asymmetric electron distributions’ (En preparación).

Apéndice A

Parámetros de ajuste del modelo Core-Strahlo

Durante el proceso de ajuste del modelo Core-Strahlo (ecuación 3.5), nos enfrentamos a un desafío significativo debido a la elevada cantidad de parámetros presentes en el modelo y al método que implicaba la separación en Core y Strahlo. En consecuencia, el programa de ajuste arrojaba valores de parámetros con errores que carecían de sentido físico. Por esta razón, tomamos la decisión de implementar cambios en las variables del modelo, con el propósito de reducir la carga computacional. Estos ajustes de variables se aplicaron específicamente a las Distribuciones Kappa-A (ecuación 3.9), Kappa-B (ecuación 3.10), y la Kappa-A en segundo orden (ecuación 3.11).

La siguiente ecuación representa el modelo Kappa-A (ecuación (3.9)) con el cambio de variable aplicado:

$$f_A(v_{\parallel}) = Ae^{\left(\frac{v_{\parallel}-B}{C}\right)^2} + D \left(1 + \frac{v_{\parallel}^2}{E} + \frac{Fv_{\parallel}}{G-3/2} - \frac{Fv_{\parallel}^3}{3E}\right)^{-G} \quad (\text{A.1})$$

Dónde

$$A = \frac{n_c}{\pi^{1/2}\alpha_{\parallel}}; B = U; C = \alpha_{\parallel};$$

$$D = n_s\Gamma(\kappa + 1) \left[1 - \delta^2/4 \left(\frac{2\kappa - 1}{2\kappa - 3} - 7/12 \right) \right] / [(\kappa - 3/2)^{1/2}\pi^{1/2}\theta_{\parallel}\Gamma(\kappa - 1/2)];$$

$$E = \theta_{\parallel}^2(\kappa - 3/2); F = \delta/\theta_{\parallel} \text{ y } G = \kappa.$$

Por otro lado, la ecuación (A.2) representa la Distribución Kappa-B (ecuación (3.10)) y es de la forma:

$$f_B(v_{\parallel}) = Ae^{\left(\frac{v_{\parallel}-B}{C}\right)^2} + D \left(1 + \frac{Gv_{\parallel}^2}{E^2} + \frac{Fv_{\parallel}}{G} - \frac{FGv_{\parallel}^3}{3E^2} \right)^{-G} \quad (\text{A.2})$$

Dónde

$$A = \frac{n_c}{\pi^{1/2}\alpha_{\parallel}}; B = U; C = \alpha_{\parallel};$$

$$D = n_s\Gamma(\kappa + 1) \left[1 - \delta^2/4 \left(\frac{2\kappa - 1}{2\kappa} - 1 + \frac{10\kappa}{24\kappa - 36} \right) \right] / [\kappa^{3/2}\pi^{1/2}\theta_{\parallel}\Gamma(\kappa - 1/2)];$$

$$E = \theta_{\parallel}\kappa; F = \delta/\theta_{\parallel} \text{ y } G = \kappa$$

Finalmente el cambio de variable utilizado para la distribución perpendicular 3.11 es de la forma:

$$f(v_{\perp}) = Ae^{-\frac{v_{\perp}^2}{B^2}} + C(1 + Dv_{\parallel}^2)^{(\kappa+1/2)} \quad (\text{A.3})$$

Donde

$$A = \frac{2n_c}{\alpha_{\perp}^2}; B = \alpha_{\perp};$$

$$C = 4n_s(\kappa - 1/2) \left(1 + \delta^2/4 \left[\frac{2\kappa - 1}{2\kappa - 3} - 7/12 \right] \right) / \theta_{\perp}^2(\kappa - 3/2)$$

$$yD = 1/\theta_{\perp}^2(\kappa - 3/2)$$

Bibliografía

- [1] I. Langmuir, “Oscillations in ionized gases,” *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 14, no. 8, pp. 627–637, 1928.
- [2] S. J. Bame, A. J. Hundhausen, J. R. Asbridge, and I. B. Strong, “Solar wind ion composition,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 20, no. 393, 1968.
- [3] H. Alfvén, “Model of the Plasma Universe,” *IEEE Trans Plasma Sci*, vol. 14, pp. 629 – 638, 1986.
- [4] O. N. Jarvis, “Neutron measurement techniques for tokamak plasmas,” *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 36, pp. 209–244, 1994.
- [5] H. Mynick, “Transport optimization in stellarators,” *Phys. Plasmas*, vol. 13, p. 058102, 2006.
- [6] Y. Taira, K. Yamazaki, H. Arimoto, T. Oishi, and T. Shoji, “Analysis of Particle Orbits in a Spherical Tokamak-Stellarator Hybrid System (TOKASTAR) and Experiments in the Compact-TOKASTAR Device,” *Plasma Fusion Res.*, vol. 5, p. S1025, 2009.
- [7] P. Tove and W. Seibt, “Transport phenomena in a completely ionized gas,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, vol. 51, pp. 261–269, 1967.
- [8] W. A. McDougall, “Sputnik, the space race, and the Cold War,” *Bull At Sci.*, pp. 20–25, 1985.
- [9] V. D. Kuznetsov, V. M. Sinelnikov, and S. N. Alpert, “Yakov Alpert: Sputnik-1 and the first satellite ionospheric experiment,” *Adv. Space Res.*, vol. 55, pp. 2833–2839, 2015.
- [10] R. L. Easton and M. J. Votaw, “Vanguard I IGY Satellite,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 30, p. 70, 1977.
- [11] M. Neugebauer and C. W. Snyder, “Mariner 2 observations of the solar wind 1. average properties,” *J. Geophys. Res.*, vol. 71, p. 19, 1966.
- [12] ———, “Mariner 2 observations of the solar wind: 2. relation of plasma properties to the magnetic field,” *Journal of Geophysical Research*, vol. 72, pp. 1823–1828, 1967.
- [13] W. C. Feldman, J. R. Asbridge, S. J. Bame, M. D. Montgomery, and S. P. Gary, “Solar wind electrons,” *J. Geophys. Res.*, vol. 80, pp. 4181–4196, 1975.

- [14] H. Rosenbauer, R. Schwenn, E. Marsch, B. Meyer, H. Miggenrieder, M. D. Montgomery, K. H. Muehlhaeuser, W. Pilipp, W. Voges, and S. M. Zink, “A survey on initial results of the helios plasma experiment,” *Journal of Geophysics Zeitschrift Geophysik*, vol. 42, pp. 561–580, 1977.
- [15] K. W. Ogilvie and J. D. Scudder, “The radial gradients and collisional properties of solar wind electrons,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 83, pp. 3776–3782, 1978.
- [16] E. N. Parker, “Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields,” *Astrophys. J.*, vol. 128, p. 664, 1958.
- [17] N. Meyer-Vernet, “Basics of the solar wind,” *Cambridge University Press*, 2007.
- [18] Y. Kamide and A. Chian, “Handbook of the Solar-Terrestrial Environment,” *Springer*, 2007.
- [19] S. Landi, L. Matteini, and F. Pantellini, “On the competition between radial expansion and coulomb collisions in shaping the electron velocity distribution function: Kinetic simulations,” *Astrophys. J.*, vol. 760, p. 143, 2012.
- [20] L. B. Wilson III, M. L. Stevens, J. C. Kasper, K. G. Klein, B. A. Maruca, S. D. Bale, T. A. Bowen, M. P. Pulupa, and C. Salem, “The statistical properties of solar wind temperature parameters near 1 AU,” *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, vol. 236, p. 41, 2018.
- [21] D. Verscharen, K. G. Klein, and B. A. Maruca, “The multi-scale nature of the solar wind,” *Living Reviews in Solar Physics*, vol. 16, 2019.
- [22] L. Matteini, P. Hellinger, S. Landi, P. M. Trávníček, and M. Velli, “Ion kinetics in the solar wind: Coupling global expansion to local microphysics,” *Space science reviews*, vol. 172, pp. 373–396, 2012.
- [23] E. E. Scime, S. J. Bame, W. C. Feldman, S. P. Gary, J. L. Phillips, and A. Balogh, “Regulation of the solar wind electron heat flux from 1 to 5 au: Ulysses observations,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 99, pp. 23 401–23 410, 1994.
- [24] J. Phillips, J. Gosling, D. McComas, S. Bame, S. Gary, and E. Smith, “Anisotropic thermal electron distributions in the solar wind,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 94, pp. 6563–6579, 1989.
- [25] C. Salem, D. Hubert, C. Lancome, S. Bale, A. Mangeney, D. Larson, and R. Lin, “Electron properties and coulomb collisions in the solar wind at 1AU: Wind observations,” *Astrophys. J.*, vol. 585, p. 1147–1157, 2003.
- [26] M. D. Montgomery, S. J. Bame, and A. J. Hundhausen, “Solar wind electrons: Vela 4 measurements,” *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, vol. 73, pp. 4999–5003, 1968.
- [27] L. Spitzer Jr and R. Härm, “Transport phenomena in a completely ionized gas,” *Physical Review*, vol. 89, p. 977, 1953.

- [28] W. G. Pilipp, H. Miggenrieder, M. D. Montgomery, K. H. Mühlhäuser, H. Rosenbauer, and R. Schwenn, “Characteristics of electron velocity distribution functions in the solar wind derived from the helios plasma experiment,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 92, pp. 1075–1092, 1987.
- [29] S. Bale, M. Pulupa, C. Salem, C. Chen, and E. Quataert, “Electron heat conduction in the solar wind: Transition from Spitzer-Härm to the collisionless limit,” *Astrophys. J. Lett.*, vol. 769, p. L22, 2013.
- [30] J. V. Hollweg, “On electron heat conduction in the solar wind,” *J. Geophys. Res.*, vol. 79, pp. 3845–3850, 1974.
- [31] S. P. Gary and W. C. Feldman, “Solar wind heat flux regulation by the whistler instability,” *J. Geophys. Res.*, vol. 82, pp. 1087–1094, 1977.
- [32] S. P. Gary, “Electrostatic heat flux instabilities,” *Cambridge University Press*, pp. 47–60, 1978.
- [33] D. W. Forslund, “Instabilities associated with heat conduction in the solar wind and their consequences,” *J. Geophys. Res.*, vol. 75, pp. 17–28, 1970.
- [34] S. M. Shaaban, M. Lazar, and S. Poedts, “Clarifying the solar wind heat flux instabilities,” *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 480, pp. 310–319, 2018.
- [35] S. P. Gary, E. E. Scime, J. L. Phillips, and W. C. Feldman, “The whistler heat flux instability: Threshold conditions in the solar wind,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 99, no. A12, pp. 23 391–23 399, 1994.
- [36] S. P. Gary, “Theory of space plasmas microinstabilities,” *Cambridge University Press*, 1993.
- [37] B. Zenteno-Quinteros, A. F. Viñas, and P. S. Moya, “Skew-kappa distribution functions and whistler heat flux instability in the solar wind: the core-strahlo model,” *The Astrophysical Journal*, vol. 923, no. 2, p. 180, 2021.
- [38] T. R. Sanderson, R. P. Lin, D. E. Larson, M. P. McCarthy, G. K. Parks, J. M. Bosqued, N. Lormant, K. Ogilvie, R. P. Lepping, A. Szabo, A. J. Lazarus, J. T. Steinberg, and J. T. Hoeksema, “Wind observations of the influence of the sun’s magnetic field on the interplanetary medium at 1 au,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 103, pp. 17 235–17 247, 1998.
- [39] M. G. Kivelson and C. T. Russell, *Introduction to space physics*. Cambridge university press, 1995.
- [40] M. Aschwanden, *Physics of the solar corona: an introduction with problems and solutions*. Springer Science & Business Media, 2006.
- [41] W. Axford and J. McKenzie, “The origin of high speed solar wind streams,” in *Solar Wind Seven*, 1992, pp. 1–5.
- [42] E. R. Priest, *Solar magnetohydrodynamics*. Springer Science & Business Media, 2012, vol. 21.

- [43] P. Reyes, V. A. Pinto, and P. S. Moya, “Statistical analysis of geomagnetic storms and their relation with the solar cycle,” *Proceedings of the International Astronomical Union*, vol. 15, pp. 224–227, 2019.
- [44] P. I. Reyes, V. A. Pinto, and P. S. Moya, “Geomagnetic storm occurrence and their relation with solar cycle phases,” *Space Weather*, vol. 19, p. e2021SW002766, 2021.
- [45] S.-I. Akasofu, “The development of the auroral substorm,” *Planetary and Space Science*, vol. 12, pp. 273–282, 1964.
- [46] J. Hopkins, “Glossary of astronomy and astrophysics,” *Chicago: University of Chicago Press*, 1976.
- [47] M. Lazar and H. Fichtner, *Kappa Distributions: From Observational Evidences via Controversial Predictions to a Consistent Theory of Nonequilibrium Plasmas*. Springer, 2021.
- [48] S. D. Bale, J. C. Kasper, G. G. Howes, E. Quataert, C. Salem, and D. Sundkvist, “Magnetic Fluctuation Power Near Proton Temperature Anisotropy Instability Thresholds in the Solar Wind,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, p. 211101, 2009.
- [49] K. Issautier, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, and S. Hoang, “Solar wind radial and latitudinal structure: Electron density and core temperature from ulysses thermal noise spectroscopy,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 103, pp. 1969–1979, 1998.
- [50] E. Marsch, W. Pilipp, K. Thieme, and H. Rosenbauer, “Cooling of solar wind electrons inside 0.3 au,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 94, pp. 6893–6898, 1989.
- [51] F. F. Chen *et al.*, *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. Springer, 1984, vol. 1.
- [52] M. L. Adrian, A. F. Viñas, P. S. Moya, and D. E. Wendel, “Solar wind magnetic fluctuations and electron non-thermal temperature anisotropy: survey of wind-swept observations,” *Astrophys. J.*, vol. 833, p. 49, 2016.
- [53] S. Stverák, P. Trávníček, M. Maksimovic, E. Marsch, A. N. Fazakerley, and E. E. Scime, “Electron temperature anisotropy constraints in the solar wind,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 113, no. A3, p. A03103, 2008.
- [54] B. A. Maruca, A. Chasapis, S. P. Gary, R. Bandyopadhyay, R. Chhiber, T. Parashar, W. H. Matthaeus, M. A. Shay, J. L. Burch, T. E. Moore *et al.*, “Mms observations of beta-dependent constraints on ion temperature anisotropy in earth’s magnetosheath,” *The Astrophysical Journal*, vol. 866, p. 25, 2018.
- [55] J. Sauvaud, D. Larson, C. Aoustin, D. Curtis, J. Médale, A. Fedorov, J. Rouzaud, J. Luhmann, T. Moreau, and P. Schröder, “The IMPACT Solar Wind Electron Analyzer (SWEA),” *Space Sci. Rev.*, vol. 136, p. 1–4, 2007.

- [56] V. Pierrard, M. Lazar, S. Poedts, S. Štverák, M. Maksimovic, and P. Trávníček, “The electron temperature and anisotropy in the solar wind. comparison of the core and halo populations,” *Sol. Phys.*, vol. 291, p. 2165–2179, 2016.
- [57] A. Barnes, “Acceleration of the solar wind,” *Reviews of Geophysics*, vol. 30, pp. 43–55, 1992.
- [58] A. F-Viñas, C. Gurgiolo, T. Nieves-Chinchilla, S. P. Gary, and M. L. Goldstein, “Whistler waves driven by anisotropic strahl velocity distributions: Cluster observations,” *AIP Conf. Proc.*, vol. 1216, p. 265, 2010.
- [59] C. Tsallis, “Possible generalization of boltzmann-gibbs statistics,” *Journal of Statistical Physics*, vol. 52, pp. 479–487, 07 1988.
- [60] C. Beck, “Application of generalized thermostatics to fully developed turbulence,” *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, vol. 277, no. 1, pp. 115–123, 2000.
- [61] S. Olbert, “Summary of experimental results from m.i.t. detector on imp-1,” *Physics of the Magnetosphere*, pp. 641–659, 1968.
- [62] V. M. Vasyliunas, “A survey of low-energy electrons in the evening sector of the magnetosphere with ogo 1 and ogo 3,” *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, vol. 73, no. 9, pp. 2839–2884, 1968.
- [63] M. Lazar, S. Poedts, and H. Fichtner, “Destabilizing effects of the suprathermal populations in the solar wind,” *Astronomy & Astrophysics*, vol. 582, p. A124, 2015.
- [64] Lazar, M., Fichtner, H., and Yoon, P. H., “On the interpretation and applicability of tributions,” *A&A*, vol. 589, p. A39, 2016.
- [65] L. B. Wilson III, A. L. Brosius, N. Gopalswamy, T. Nieves-Chinchilla, A. Szabo, K. Hurley, T. Phan, J. C. Kasper, N. Lugaz, I. G. Richardson *et al.*, “A quarter century of wind spacecraft discoveries,” 2021.
- [66] K. W. Ogilvie, D. J. Chornay, R. J. Fritzenreiter, F. Hunsaker, J. Keller, J. Lobell, G. Miller, J. D. Scudder, E. C. Sittler jr., R. B. Torbert, D. Bodet, G. Needell, A. J. Lazarus, J. T. Steinberg, J. H. Tappan, A. Mavretic, and E. Gergin, “SWE, a comprehensive plasma instrument for the Wind spacecraft,” *Space Sci. Rev.*, vol. 71, p. 55–77, 1995.
- [67] R. P. Lepping, M. H. Acuña, L. F. Burlaga, W. M. Farrell, J. A. Slavin, K. H. Schatten, F. Mariani, N. F. Ness, F. M. Neubauer, Y. C. Whang, J. B. Byrnes, R. S. Kennon, P. V. Panetta, J. Scheifele, and E. M. Worley, “The WIND magnetic field investigation ,” *Space Sci. Rev.*, vol. 71, p. 207–229, 1995.
- [68] T. E. Eastman, L. A. Frank, W. K. Peterson, and W. Lennartsson, “The plasma sheet boundary layer,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 89, pp. 1553–1572, 1984.
- [69] A. L. Besse and A. G. Rubin, “A simple analysis of spacecraft charging involving blocked photoelectron currents,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 85, pp. 232–2328, 1980.

- [70] A. Ranganathan, “The levenberg-marquardt algorithm,” *Tutorial on LM algorithm*, vol. 11, pp. 101–110, 2004.
- [71] C. C. Peters and W. R. Van Voorhis, “Chi square.” 1940.
- [72] T. Nieves-Chinchilla and A. F. Viñas, “Solar wind electron distribution functions inside magnetic clouds,” *J. Geophys. Res.*, vol. 113, p. A02105, 2008.
- [73] M. Maksimovic, I. Zouganelis, J.-Y. Chaufray, K. Issautier, E. E. Scime, J. E. Littleton, E. Marsch, D. J. McComas, C. Salem, R. P. Lin, and H. Elliott, “Radial evolution of the electron distribution functions in the fast solar wind between 0.3 and 1.5 AU ,” *J. Geophys. Res.*, vol. 110, p. A09104, 2005.
- [74] M. Lazar, V. Pierrard, S. Poedts, and H. Fichtner, “Characteristics of solar wind suprathermal halo electrons,” *Astron. Astrophys.*, vol. 642, p. 7, 2020.
- [75] M. Lazar, V. Pierrard, S. M. Shaaban, F. H., and S. Poedts, “Dual maxwellian-kappa modelling of the solar wind electrons: new clues on the temperature of kappa populations,” *Astron. Astrophys.*, vol. 602, p. 10, 2017.
- [76] K. Scherer, H. Fichtner, and M. Lazar, “Regularized κ -distributions with non-diverging moments,” *Europhysics Letters*, vol. 120, p. 50002, 2018.
- [77] S. Štverák, M. Maksimovic, P. M. Trávníček, E. Marsch, A. N. Fazakerley, and E. E. Scime, “Radial evolution of nonthermal electron populations in the low-latitude solar wind: Helios, Cluster, and Ulysses Observations,” *J. Geophys. Res.*, vol. 114, p. A05104, 2009.
- [78] V. Pierrard, M. Maksimovic, and J. Lemaire, “Core, halo and strahl electrons in the solar wind,” *Astrophysics and Space Science*, vol. 277, pp. 195–200, 2001.
- [79] S. P. Gary and K. Nishimura, “Resonant electron firehose instability: Particle-in-cell simulations,” *Physics of Plasmas*, vol. 10, pp. 3571–3576, 2003.
- [80] D. Perrone, S. Valentini, F. and Servidio, S. Dalena, and P. Veltri, “Vlasov simulations of multi-ion plasma turbulence in the solar wind.” *Astrophys. J.*, vol. 762, p. 99, 2012.
- [81] E. E. Scime, J. Littleton, S. P. Gary, R. Skoug, and N. Lin, “Solar cycle variations in the electron heat flux: Ulysses observations,” *Geophys. Res. Lett.*, vol. 28, pp. 2169–2172, 2001.
- [82] O. Naito, H. Yoshida, T. Hatae, A. Nagashima, and T. Matoba, “Relativistic incoherent thomson scattering spectrum for generalized lorentzian distributions,” *Physics of Plasmas*, vol. 3, pp. 1474–1476, 1996.
- [83] R. Harten and K. Clark, “The design features of the ggs wind and polar spacecraft,” *Space Science Reviews*, vol. 71, pp. 23–40, 1995.
- [84] M. Maksimovic, I. Zouganelis, J.-Y. Chaufray, K. Issautier, E. E. Scime, J. Littleton, E. Marsch, D. McComas, C. Salem, R. Lin *et al.*, “Radial evolution of the electron distribution functions in the fast solar wind between 0.3 and 1.5 au,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 110, p. A09104, 2005.

- [85] J. I. Silva, P. S. Moya, and A. F. Viñas, “Regulation of electron heat flux transport in the solar wind. the role of asymmetric electron distributions,” *in preparation*, 2023.
- [86] B. Zenteno-Quinteros, J. I. Silva, P. S. Moya, and M. Lazar, “Core-strahlo model: Insights from observations,” *in preparation*, 2023.
- [87] B. Zenteno-Quinteros and P. S. Moya, “The role of core and strahlo electrons properties on the whistler heat-flux instability thresholds in the solar wind,” *Frontiers in Physics*, vol. 10, p. 910193, 2022.