

UNIVERSIDAD DE CONCEPCIÓN

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS

DEPARTAMENTO DE GEOFÍSICA



DEPENDENCIA LONGITUDINAL DEL
FLUJO DE ELECTRONES PRECIPITADOS
SOBRE ÓVALO AURORAL AUSTRAL

Sergio Vidal Luengo

**Habilitación Profesional
para optar al Título de Geofísico**

Octubre de 2013

UNIVERSIDAD DE CONCEPCIÓN
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS
DEPARTAMENTO DE GEOFÍSICA

DEPENDENCIA LONGITUDINAL DEL FLUJO DE
ELECTRONES PRECIPITADOS SOBRE ÓVALO AURORAL
AUSTRAL

Sergio Vidal Luengo

**Habilitación Profesional
para optar al Título de Geofísico**

Profesor Guía:
Dr. Alberto Foppiano Bachmann

Comisión:
Dr. Elías Ovalle Miranda, Dra. Marina Stepanova



Octubre de 2013

Agradecimientos

Sin lugar a duda el largo y arduo trabajo realizado en esta investigación no hubiese rendido frutos sin la ayuda de varias personas e instituciones que colaboraron de varias formas en esta tesis, a ellos les quiero agradecer.

En primer lugar a mi familia, mis padres y mi hermano por su apoyo durante toda mi carrera.

A mis profesores Elías Ovalle y Alberto Foppiano, por su ayuda, su inagotable paciencia y sus consejos.

A la profesora Marina Stepanova, investigadora principal del proyecto FONDECYT *Turbulence in space plasmas and its impact on the magnetospheric dynamics and space weather*, por su disponibilidad y el apoyo económico brindado a esta tesis.

Resumen

La existencia de una dependencia longitudinal en los flujos de electrones precipitados sobre el óvalo auroral austral ha sido sugerida por muchos años. La sugerencia nace del conocimiento de la existencia de una dependencia longitudinal de partículas energéticas en latitudes medias sobre la llamada Anomalía Magnética del Atlántico Sur. Usualmente, una climatología de los flujos para la zona auroral es construida agrupando múltiples observaciones hechas a distintas longitudes para cada uno de los distintos intervalos de tiempo local, con el objeto de obtener una mejor resolución espacial y temporal. Esto excluye la posibilidad de identificar una dependencia longitudinal antes de cualquier análisis. En nuestro caso, la climatología es construida diferenciando las observaciones por longitud geomagnética corregida y tiempo local magnético. La resolución espacial y temporal se logra utilizando 13 años de observaciones realizadas por el instrumento SEM-2 a bordo de los satélites de la misión NOAA/POES. De las observaciones se obtienen los parámetros necesarios para la construcción de los espectros de flujo de electrones. Los espectros de energía de flujo direccional diferencial de electrones son determinados asumiendo que poseen una distribución de Maxwell. Los valores de los flujos para 10, 20 y 30 keV son agrupados por longitud y latitud geomagnéticas corregidas (versión ajustada en altura), tiempo local magnético y nivel de actividad magnética. A la dependencia latitudinal de cada sector es posible ajustarle una distribución gaussiana de flujo máximo F_m a la latitud θ_m para la mayoría de los casos. Una pequeña dependencia longitudinal es encontrada para F_m y θ_m en el caso de los electrones de energía de 10 keV para condiciones de actividad geomagnética baja ($Kp < 3$). El flujo máximo se observa entre 190° y 320° y el mínimo entre 20° y 130° para la mayor parte de los intervalos de tiempo local. La presencia de una segunda componente en dependencia longitudinal aparece

en algunos intervalos durante la noche.

La determinación de una dependencia longitudinal de partículas es de importancia a la hora de mejorar los modelos actuales de la absorción adicional que experimenta la radiopropagación auroral.

Índice general

Agradecimientos	3
Resumen	4
Índice general	6
1. Introducción	8
2. La Ionósfera y la Magnetósfera	11
2.1. La Ionósfera	12
2.1.1. La Región D	13
2.1.2. La Región E	15
2.2. La Magnetósfera	16
3. Precipitación Electrónica en las Regiones D y E	18
3.1. Movimiento de las Partículas Atrapadas	18
3.2. Precipitación Electrónica	21
4. Metodología	27
4.1. Adquisición de Datos	27
4.2. Cálculo de los Espectros de Flujo	28
5. Resultados	31
5.1. Construcción de la Climatología	31
5.2. Dependencia Latitudinal	32
5.3. Dependencia Diurna	36

5.4. Dependencia Longitudinal	45
5.5. Análisis Armónico	52
6. Discusión	75
7. Conclusión	87
Bibliografía	88

Capítulo 1

Introducción

La antártica es un laboratorio al aire libre en el cual todas las ramas de la ciencia buscan nuevos conocimientos. Su aislamiento y las adversas condiciones ambientales para el hombre, la han convertido en un lugar que ha conservado intactas las huellas del pasado. Es por esta razón que a pesar de su extrema lejanía y condiciones extremas convoca a una gran cantidad de científicos de diversas áreas.

Esta tesis es una de esas investigaciones antárticas, que a través de la búsqueda de una dependencia longitudinal de la precipitación electrónica tiene como objetivo aportar en la comprensión de los fenómenos que ocurren en la ionósfera. El entendimiento de la ionósfera y la magnetósfera, entre otros beneficios, aporta de manera relevante a los aspectos logísticos de otras investigaciones antárticas. Por ejemplo, permitiría encontrar soluciones a los cortes inesperados de las comunicaciones por radio y de los sistemas de navegación. En particular cuando es necesario estimar las condiciones de radiopropagación en que la absorción adicional que se produce en las zonas aurales debe especificarse con mayor precisión. Demás está decir, que los problemas de comunicación o navegación fácilmente podrían llegar a ser críticos considerando lo inhóspito del continente. Por otro lado, la comprensión de la ionósfera y la magnetósfera ayudará a mejorar la precisión de los sistemas de posicionamiento, que son sumamente necesarios para describir el movimiento de la placa antártica o el movimiento de los glaciares.

Muchos autores han sugerido la presencia de una dependencia longitudinal del flujo de electrones precipitados en las regiones D y E del óvalo auroral austral. Esta

idea nace del conocimiento de la existencia de una dependencia longitudinal del flujo de partículas energéticas en latitudes medias. El flujo es significativamente mayor sobre la denominada Anomalía Geomagnética del Atlántico Sur [Sheldon (1991)]. En general las climatologías de los flujos de partículas en las zonas aurales se construyen agrupando observaciones de distintos sectores de longitud para cada sector de tiempo local, con el objetivo de mejorar la resolución espacial y temporal. Desgraciadamente esto impide determinar una eventual dependencia longitudinal antes de realizar cualquier tipo de análisis. En este trabajo las observaciones son agrupadas separadamente por sectores de longitud y tiempo local para poder identificar cualquier eventual dependencia longitudinal.

Específicamente, proponemos la existencia de una dependencia longitudinal del flujo de electrones precipitados en las regiones D y E de la ionósfera del óvalo auroral austral. Para caracterizar esta dependencia se analizan los flujos de electrones de tres energías, 10, 20 y 30 keV, medidas por los satélites NOAA/POES de órbitas polares y sincrónicas con respecto al Sol durante 13 años.

El análisis de los flujos se hace utilizando coordenadas magnéticas corregidas ajustadas en altura. Al usar este sistema coordinado es posible eliminar inmediatamente cualquier falsa dependencia que esté relacionada con la diferencia entre la geometría de la Tierra y la geometría del campo geomagnético.

En el siguiente capítulo de este trabajo se revisarán brevemente los conceptos teóricos básicos involucrados en la investigación. En primer lugar se entrega una breve descripción de la ionósfera, especificando algunas características de las regiones D y E, además se define a la magnetósfera, sus características principales y sus mayores diferencias con la ionósfera.

En el capítulo 3, se explican los procesos físicos que rigen el movimiento de las partículas en la magnetósfera. En particular se indica bajo que condiciones estas partículas energéticas provenientes del Sol precipitan hacia las zonas bajas de la ionósfera y bajo que condiciones colisionan con la atmósfera alta.

En el capítulo 4, se explica la metodología usada para determinar los flujos de electrones.

En el capítulo 5 se describe la climatología de los flujos de electrones precipitados destacando cada una de las dependencias encontradas: latitudinal, diurna y

longitudinal.

Luego, en el capítulo 6, se discute los resultados obtenidos incluyendo la verificación de la hipótesis, las posibles críticas y el alcance de este estudio, específicamente en su relevancia en la construcción de modelos de precipitación futuros. Las conclusiones se resumen en el capítulo 7.

Este trabajo es parte del proyecto FONDECYT N°1110729, titulado *Turbulence in space plasmas and its impact on the magnetospheric dynamics and space weather*, con la doctora Marina Stepanova como investigadora principal y los doctores Juan Alejandro Valdivia y Alberto Foppiano Bachmann como co-investigadores.

Capítulo 2

La Ionósfera y la Magnetósfera

La ionósfera y la magnetósfera son regiones que envuelven el planeta Tierra. Ellas tienen varias características en común, como lo son la presencia de plasma y la presencia de un campo magnético, los cuales en ambas regiones son fuertemente influenciados por la actividad solar.

La ionósfera y la magnetósfera coexisten a ciertas alturas sobre la superficie terrestre. Según el Instituto de Ingenieros Eléctricos y Electrónicos en su *Standard Definitions of Terms for Radio Wave Propagation* [IEEE (2008)], la *ionósfera* está definida como “La parte de la atmósfera terrestre en la cual existen electrones libres en cantidades suficientes para afectar la propagación de ondas de radio”. En efecto, según esta definición la ionósfera comienza alrededor de los 60 km y termina en la magnetopausa. Luego, la *magnetósfera* es definida como “La región de una atmósfera planetaria donde el campo magnético planetario, modificado por el viento solar y el campo magnético interplanetario, controla el movimiento de partículas cargadas”. Esto implica que la magnetósfera incluye parte de la ionósfera terrestre y se extiende hasta la magnetopausa.

Bajo estas definiciones es posible afirmar que los fenómenos físicos de la ionósfera y los de la magnetósfera, se ven influenciados en gran manera por la actividad solar, a través del viento solar, la radiación ionizante y el campo magnético interplanetario.

2.1. La Ionósfera

Como resultado de la influencia de la aceleración de gravedad terrestre y las colisiones de las partículas gaseosas, la atmósfera está verticalmente estratificada. Como se observa en la figura 2.1, la atmósfera puede ser clasificada por medio de un perfil de temperatura con respecto a la altura, mientras que para la ionósfera en específico, es preferible describirla a través de un perfil de densidad de plasma.

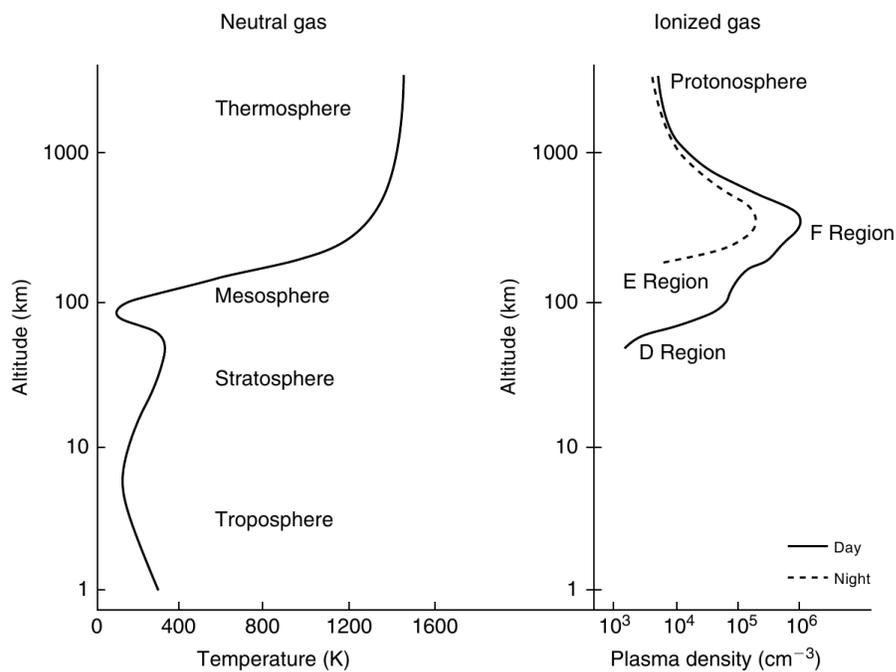


Figura 2.1: Perfiles típicos de temperatura de la atmósfera neutra y de densidad de plasma. (Fuente: *The Earth's Ionosphere*, Kelley (2009)).

La radiación ionizante en forma de fotones o en forma corpuscular, es la causante de la formación de la termosfera desde el punto de vista de la temperatura, pero al mismo tiempo, desde el punto de vista de la densidad de plasma, es responsable de la formación de la ionósfera y sus distintas regiones [Kelley (2009)].

La atmósfera neutra hasta los 100 km es similar en composición a la atmósfera en superficie, pero por supuesto con una concentración mucho menor. En esta atmósfera neutra por ejemplo, se produce la disociación del oxígeno molecular, esto es, el

oxígeno molecular pierde su doble enlace por efecto de la radiación ultravioleta, generando dos partículas de oxígeno atómico, que en combinación con otra molécula de oxígeno dan lugar a una molécula de ozono. Por sobre los 100 km de altura, la composición neutra cambia de manera que los componentes neutros de menor masa molecular predominan (la concentración del oxígeno atómico es mayor que la del nitrógeno molecular). A estas alturas la radiación solar produce la ionización de las partículas neutras del medio, dando como resultado pares ion-electrón, los cuales son las partículas elementales del plasma ionosférico. Al mismo tiempo, procesos de pérdida de electrones como lo es la recombinación química y el transporte difusivo, mantienen el equilibrio en la concentración electrónica en la ionósfera [Ratcliffe (1972)].

2.1.1. La Región D

La región D es una zona ubicada en la parte baja de la ionósfera, localizada a una altura aproximada entre los 60 km y los 90 km de altura, como se observa en la figura 2.1. En todas las latitudes es la radiación solar ultravioleta extrema y X, la responsable de la generación de pares ion-electrón. Sin embargo para altas latitudes tal vez la mayor parte de la ionización se debe al impacto de partículas de alta energía con los componentes neutros, particularmente en las zonas en que se observa frecuentemente las auroras. Allí la densidad de número de plasma neutro es mayor que la densidad de electrones en varios órdenes de magnitud. Pero si recordamos que la frecuencia de colisión entre electrones y partículas neutras es proporcional a la densidad de número de plasma neutro, y analizamos la ecuación 2.1, es posible visualizar la razón por la cual la absorción radioeléctrica por kilómetro es pequeña a bajas alturas. Como la densidad de electrones es pequeña, el producto $N\nu$ también lo es. De forma similar, pero ahora a grandes alturas, la frecuencia de colisión también es (conservando las proporciones) pequeña. Por otro lado, a una altura cercana a los 95 km de altura, el producto entre la densidad de electrones y la frecuencia de colisión es máximo, por lo tanto, la absorción radioeléctrica por kilómetro también es máxima.

$$A \propto \int_{h_1}^{h_2} N_e \nu dh. \quad (2.1)$$

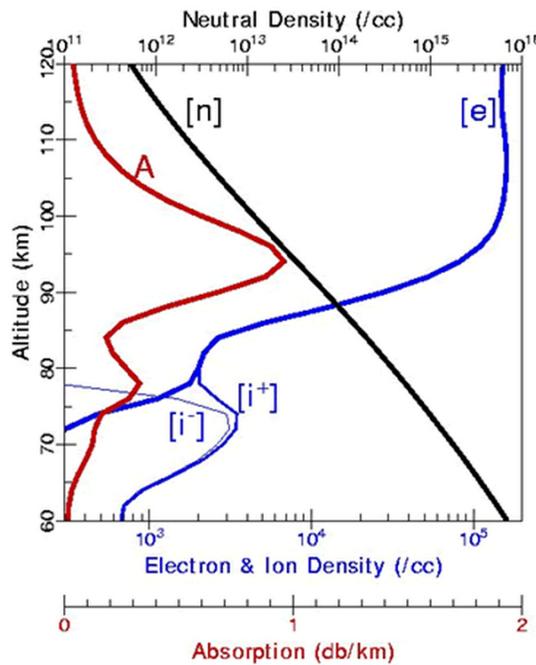


Figura 2.2: Perfiles de densidad electrónica (e), plasma neutro (n) y absorción radioeléctrica (A), [Eccles et al. (2009)].

2.1.2. La Región E

Inmediatamente sobre la región D, está la región E, desde los 90 km hasta los 150 km de altura aproximadamente. El comportamiento de la región E de la ionósfera es cercano al de la así llamada capa α . En este tipo de capa la tasa de producción de pares ion-electrón, q , depende de la concentración electrónica, N_e , que varía con la altura, y el coeficiente de recombinación disociativo α que no depende de la altura, como se observa en la ecuación 2.2,

$$q = \alpha(N_e)^2. \quad (2.2)$$

Por lo tanto la altura h_0 en donde la producción es máxima, es la misma en donde la concentración es también máxima (NmE). Los perfiles con respecto a la altura de la tasa de producción y la concentración electrónica son similares (2.3).

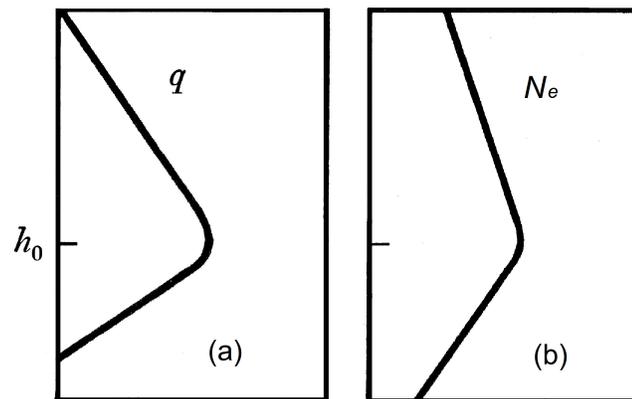


Figura 2.3: (a) Tasa de producción (q) de pares ion-electrón. (b) Concentración electrónica $N_e = (q/\alpha)^{1/2}$. Las cantidades indicadas son graficadas en una escala logarítmica versus la altura en una escala lineal. (Fuente: *An introduction to the ionosphere and magnetosphere*, Ratcliffe (1972)).

Como la tasa de producción por radiación solar depende del ángulo cenital solar χ , específicamente como $(\cos\chi)^{1/2}$, esto implica que NmE , varía como $(\cos\chi)^{1/4}$. Esto explica la marcada dependencia diurna de la concentración electrónica que tiene la capa E. Durante la noche, la región E permanece débilmente ionizada con una concentración electrónica cercana a $5 \cdot 10^3 cm^{-3}$, una concentración muy pequeña

(unas 100 veces menor) comparada con la concentración durante el día cercana a $1 \cdot 10^5 \text{cm}^{-3}$ [Ratcliffe (1972)].

Así como el caso de la región D, también para la región E, la tasa de producción asociada a precipitación de partículas de alta energía es muy significativa en las zonas aurorales.

2.2. La Magnetósfera

La magnetósfera es una región que rodea a la tierra en la cual el movimiento de las partículas está principalmente gobernado por el campo geomagnético. Para generar una idea simple de la magnetósfera, podemos pensar que esta es una región aislada que contiene solo partículas y campo magnético, la cual se comporta como un obstáculo inmerso en el flujo del viento solar. Esta región tiene una forma determinada por el campo magnético terrestre, pero es distorsionada por efecto de la presión que ejerce el viento solar sobre ella, comprimiéndola en la dirección hacia el Sol y expandiéndola en gran manera en la dirección opuesta [Ratcliffe (1970)], como se observa en la figura 2.4.

Al observar la figura 2.4, es posible entender como el campo geomagnético conecta sectores muy lejanos entre sí. Como lo es la *plasma sheet* y las zonas aurorales [Burke et al. (1994)].

La geometría del campo geomagnético es un factor determinante a la hora de entender qué partículas precipitarán desde la magnetósfera a la ionósfera y cuales no, porque guía el movimiento de las partículas atrapadas en los cinturones de radiación, como se verá en el siguiente capítulo.

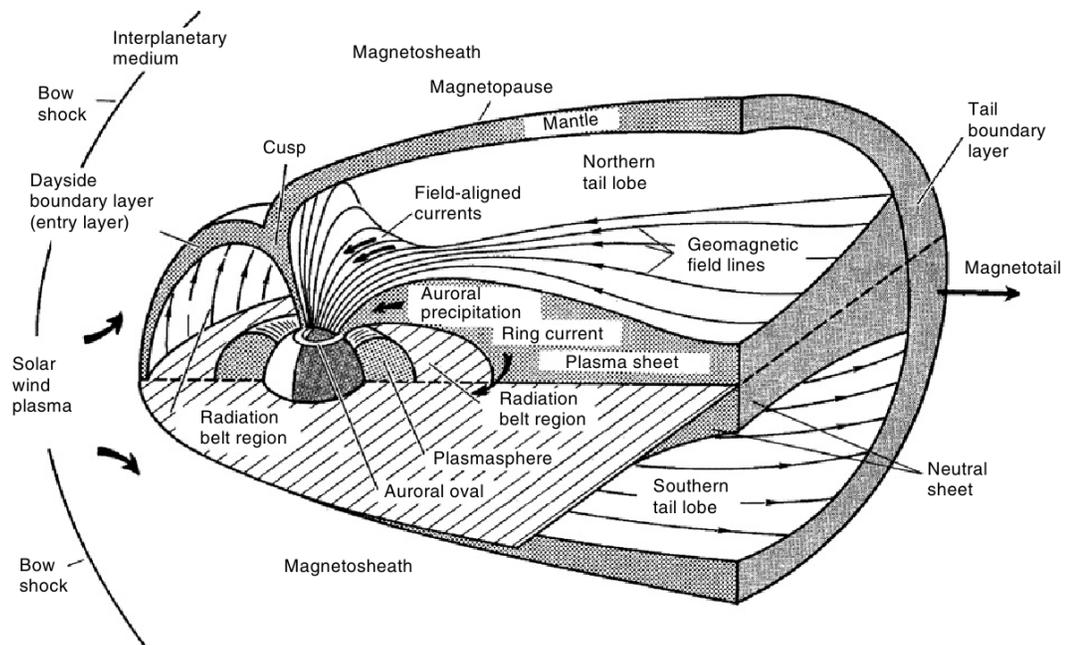


Figura 2.4: Representación esquemática de la magnetósfera, (Fuente: *The Earth's Ionosphere*, M. Kelley (2009)).

Capítulo 3

Precipitación Electrónica en las Regiones D y E

Para comprender las causas de la precipitación electrónica, es de vital importancia estudiar en primer lugar el movimiento de las partículas atrapadas en el campo geomagnético, o sea, precisamente el movimiento de partículas que no alcanzan a precipitar a bajas alturas, para luego analizar las condiciones y circunstancias que conducen a las partículas hacia regiones bajas donde la posibilidad de colisionar con otras partículas es mayor que a grandes alturas.

Las partículas atrapadas poseen dos movimientos, entre varios más, que son fundamentales para entender el fenómeno de precipitación electrónica, estos movimientos son el *giro* de una partícula cargada inmersa en el campo geomagnético y el *rebote* de las partículas entre las zonas polares.

Por lo complejo que pueden ser estos movimientos en caso de la magnetósfera, se usará una descripción que supone la aproximación de adiabaticidad: que el movimiento sea periódico y que el parámetro característico del sistema varíe lentamente.

3.1. Movimiento de las Partículas Atrapadas

El primer movimiento corresponde al giro que realiza una partícula cargada en presencia de un campo magnético constante \mathbf{B} . La ecuación de movimiento es

$$m\dot{\mathbf{v}} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.1)$$

En este movimiento la energía de la partícula permanece constante porque la fuerza de Lorentz, es siempre perpendicular a la velocidad: la fuerza y la velocidad cambian de dirección pero sus magnitudes permanecen constantes. Como se observa en la ecuación 3.1, solo la componente perpendicular de la velocidad con respecto al campo produce una fuerza. Sin embargo, esto no implica que la componente paralela de la velocidad pueda ser obviada, es más, es de suma importancia en el proceso de rebote. Por esta razón se realiza una descomposición de la velocidad en sus componente paralela y perpendicular con respecto al campo magnético \mathbf{B} ,

$$\mathbf{v} = v_{\perp} \mathbf{b} + \mathbf{v}_{\parallel} \quad (3.2)$$

donde \mathbf{b} corresponde al vector unitario en la dirección del campo magnético \mathbf{B} . Como solo \mathbf{v}_{\perp} interactúa con \mathbf{B} , es simple realizar un balance entre la fuerza de Lorentz $qv_{\perp}B$ y la fuerza centrífuga mv_{\perp}^2/r , donde al despejar r obtenemos el *radio de Larmor*. Por lo tanto el *radio de Larmor* es el radio de giro de una partícula que está inmersa en un campo magnético.

$$r = \rho = \frac{mv_{\perp}}{|q|B}. \quad (3.3)$$

Si reemplazamos el radio de Larmor recién obtenido en $v = \omega_c \rho$, obtenemos la *frecuencia de Larmor*, también conocida como *frecuencia de ciclotrón*, que es la frecuencia con la cual gira una partícula en un campo magnético,

$$\omega_c = \frac{qB}{m} \quad (3.4)$$

En este caso el movimiento periódico corresponde al giro de una partícula cargada en un campo magnético, mientras que el parámetro característico del sistema que varía lentamente, es el campo magnético. El invariante adiabático asociado a este movimiento es el momento magnético, se define como $\mu = v_{\perp}^2/2B$. El movimiento de giro de la partícula, es representado por la figura 3.1.

El segundo movimiento corresponde al desplazamiento periódico que realizan las partículas cargadas entre los hemisferios. Cuando una partícula se mueve en la misma

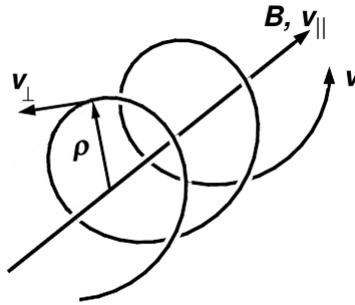


Figura 3.1: Movimiento de una partícula en un campo magnético [de Blank (2006)].

dirección que el gradiente paralelo de \mathbf{B} , se ve influenciada por una fuerza que se opone la dirección de v_{\parallel} . Esta fuerza es la responsable del rebote en el punto espejo. En la figura 3.2 se observa la combinación del primer y el segundo movimiento antes y después de la reflexión de la partícula.

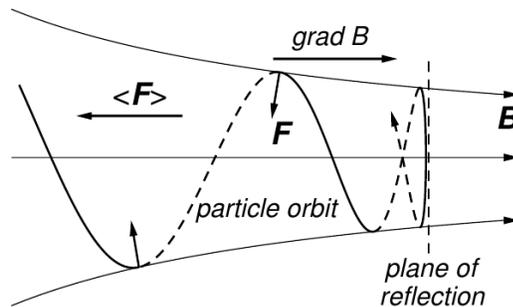


Figura 3.2: Órbita de una partícula reflejada en un espejo magnético [de Blank (2006)].

El criterio para la reflexión ($v_{\parallel} = 0$) está sustentado en la conservación de la energía de la partícula (ver ecuación 3.5), por la ausencia de fuerzas externas.

$$\epsilon = \frac{1}{2}v_{\perp}^2 + \mu\mathbf{B} = cte \quad (3.5)$$

Una versión simplificada del efecto “espejo”, se observa en la figura 3.3, donde se muestran como las partículas se mantienen atrapadas.

El movimiento de las partículas confinadas entre los dos puntos espejos es por

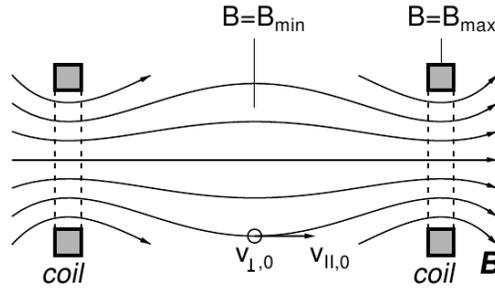


Figura 3.3: Visión simplificada del confinamiento de las partículas cargadas en una máquina espejo [de Blank (2006)].

lo tanto un movimiento periódico, en un sistema en el que la intensidad del campo magnético es el parámetro característico que tiene un período de variación mucho más grande que la periodicidad del rebote de las partículas. El invariante adiabático asociado a este movimiento es

$$J = \int_a^b mv_{\parallel} ds \quad (3.6)$$

en donde ds es un elemento de trayectoria en la dirección del campo.

En el caso del campo geomagnético la situación es más compleja porque \mathbf{B} cambia en magnitud y dirección entre hemisferios. Sin embargo, se puede considerar que ambos cambios son menores porque el tubo de flujo se puede aproximar a una serie de cilindros de radio cada vez menor en cada hemisferio.

3.2. Precipitación Electrónica

La precipitación electrónica se refiere a la entrada de electrones que transfieren su energía a través de colisiones a las partículas de la atmósfera, lo cual puede generar: auroras, calentamiento atmosférico, cambios en las corrientes ionosféricas y cambios en la química atmosférica [Wüest et al. (2003)].

El fenómeno de precipitación de electrones es más probable en regiones en las cuales la frecuencia de colisión de los electrones con partículas neutras es mayor que la frecuencia de Larmor. Esto quiere decir que los electrones entrantes no tienen libertad para moverse de manera circular dentro del campo magnético (lo que imposibilita el

atrapamiento) y se ven obligados a entregar de alguna manera su energía al medio que los rodea como resultado de las colisiones.

Por lo tanto para que se produzca el fenómeno de precipitación, es necesario que las partículas logren llegar hasta las regiones de la atmósfera donde la frecuencia de colisión es suficiente comparada con la frecuencia de Larmor.

La primera condición que las partículas deben cumplir, es la de tener un *pitch angle* apropiado. El pitch angle es el ángulo que hay entre la velocidad del electrón y el campo magnético local. Este ángulo determina si la partícula tendrá suficiente energía para atravesar la barrera impuesta por el gradiente paralelo del campo magnético o se transformará en una partícula atrapada. En otras palabras, la región a la cual se encuentra el punto espejo de un electrón, viene dada solamente por la distribución del campo magnético y por el pitch angle, lo que quiere decir que es independiente de la masa, la carga o la energía del electrón como se podría intuir erróneamente [Ratcliffe (1972)].

La suma de todos los pitch angle de las partículas que precipitan, permite imaginarnos un cono de pérdida atmosférico, lo que significa que si un electrón tiene un pitch angle que está dentro de los límites del cono de pérdida, este electrón no tendrá un punto espejo (o lo tendrá a alturas más bajas) y precipitará hasta que su energía sea disipada por las colisiones.

Por otro lado, el fenómeno de deposición de electrones energéticos aurales, depende de que tan profundo puedan llegar los electrones dentro de la atmósfera, ya que si bien, cuando se aumenta la profundidad, se aumenta también la frecuencia de colisiones y la energía que poseen los electrones.

Si hacemos la analogía entre lo que sucede con un haz de electrones cuando ingresa a entrando a la atmósfera y lo que sucede con la luz, podemos intuir que la distribución de la intensidad del haz de electrones depende de su energía y de la cantidad de colisiones a las que se ve sometida.

El análisis de penetración y deposición energética de los electrones ha sido desarrollado en base a observaciones experimentales para electrones en varios intervalos de energía. La distribución de la intensidad del haz de electrones es una solución de una ecuación de transporte derivada de la ecuación de Boltzmann linealizada [Lummerzheim (1989)]. A medida que el haz de electrones pasa a través de la atmós-

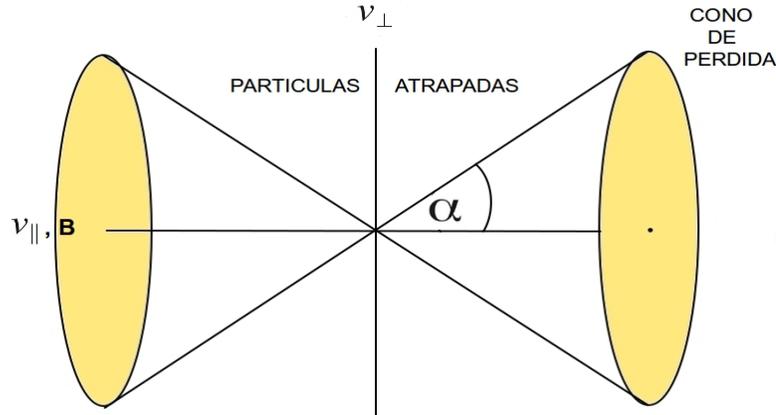


Figura 3.4: Cono de pérdida atmosférico, α : pitch angle, v_{\perp} : velocidad perpendicular, $v_{||}$: velocidad paralela.

fera, va sufriendo colisiones elásticas por átomos y moléculas atmosféricas, lo cual cambia principalmente la distribución angular del haz de electrones. Sin embargo, los electrones también sufren colisiones inelásticas, que son su principal causa de pérdida de energía. En el borde superior de la atmósfera, la distribución de intensidad del haz es $I(\tau, E, \mu)$. La profundidad de dispersión se denomina τ , E es la energía del haz y μ es el coseno del pitch angle. La profundidad de dispersión se define como,

$$\tau = \sum_j \sigma_{tot} \int_{inf}^z n_j(z') dz', \quad (3.7)$$

donde $n_j(z')$ es la densidad de las especies j en función de la altura. La situación se complica por procesos de colisiones inelásticas, ionización de gases atmosféricos M y por impacto de electrones $e + M \rightarrow e + M^+ + e$, la cual es una fuente secundaria de electrones. Esta fuente secundaria debe ser tomada en consideración en la ecuación de transporte.

El movimiento del haz de electrones está restringido por el campo magnético como se vio anteriormente. Además, el campo magnético en las zonas aurales es casi vertical bajo los 800 km, lo cual es usualmente utilizado como condición de

contorno superior en un modelo de transporte. Si se supone simetría azimutal para la dispersión angular, basta considerar una solución en una dimensión. La ecuación de transporte es,

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI}{d\tau} = I(\tau, E, \mu) &- \frac{n_e}{\sum_j \sigma_{tot} n_j} \frac{\partial}{\partial E} [L(E)I(\tau, E, \mu)] \\ &- \frac{\sum_j \sigma_e n_j}{\sum_j \sigma_{tot} n_j} \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} P_e(\mu', \mu) I(\tau, E, \mu') d\mu' \\ &- \frac{1}{\sum_j \sigma_{tot} n_j} Q(\tau, E, \mu). \end{aligned} \quad (3.8)$$

El segundo término del lado derecho de la ecuación 3.8, especifica la tasa de transferencia de energía desde el haz de electrones al contenido electrónico de la atmósfera, que representa una continua pérdida de energía. En la ecuación, n_e es la concentración electrónica y $L(E)$ es el *stopping cross-section* o sección eficaz de detención, el cual se utiliza cuando las colisiones son inelásticas.

El tercer término a mano derecha describe la dispersión elástica. La sección eficaz de dispersión elástica es σ_e , y la función de fase para la desviación angular es P_e , con μ' y μ definidos como el coseno del pitch angle antes y después de una colisión. La densidad de especies neutras para la especie j es n_j y la sección eficaz total de dispersión elástica e inelástica es σ_{tot} .

El último término representa los procesos de dispersión inelástica por disociación molecular, excitación e ionización de átomos y moléculas, todos ellos influyen en la disminución de la energía del haz de electrones. Cada proceso de dispersión inelástica está especificado por el término,

$$Q(\tau, E, \mu) = \int \sigma_{in}(E', E) dE' \cdot \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} P_{in}(\mu', \mu) I(\tau, E, \mu') d\mu', \quad (3.9)$$

en donde σ_{in} y P_{in} representan la sección eficaz y la función de fase apropiada para cada proceso.

Finalmente, como la intensidad es función de la altura, la energía necesaria para calcular la tasa de deposición de energía con la altura [Rees (1992)] es,

$$\epsilon(z) = \sum_j \sum_k n_j(z) \int_{W_{j,k}}^{\infty} W_{j,k} \sigma_j^k(E) I(E, z) dE. \quad (3.10)$$

Según Richards (2013), la tasa de ionización para diferentes alturas es la que se indica en la figura 3.5,

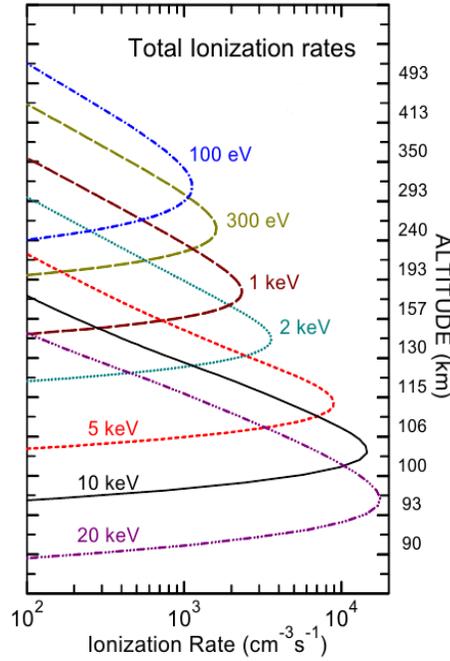


Figura 3.5: Tasa de ionización gaussiana para flujos de electrones energéticos, que no producen calentamiento y la tasa total de ionización total auroral es de $6,2415 \cdot 10^8 \text{ keV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, [Richards (2013)].

La figura 3.5 muestra una distribución típica de la tasa de ionización con respecto a la altura para varias energías. Como se observa, las energías de 10 y 20 keV, son energías de partículas que alcanzan a descender a alturas donde la probabilidad de colisionar es alta.

Esta última figura, resume la principal razón por las que se eligió tales energías para buscar la dependencia longitudinal del flujo de electrones precipitados, ya que estas incluyen las regiones D y E de la ionósfera.

El siguiente capítulo explica la metodología utilizada en esta tesis, la cual está

fundamentada en el marco teórico expuesto en este capítulo.

Capítulo 4

Metodología

4.1. Adquisición de Datos

Los datos utilizados en este estudio corresponden a 13 años (01/07/1998-31/12/2011) de mediciones realizadas por 5 satélites NOAA/POES. Los satélites NOAA/POES tienen órbitas casi polares ($\sim 98^\circ$) a 850 km de altura y sincrónicas con respecto al Sol, con periodos de revolución cercanos a los 101 minutos de duración. Las órbitas de los satélites permiten obtener una amplia cobertura longitudinal y una considerable cobertura diurna de las partículas que precipitarán dentro de los óvalos aurorales.

Las mediciones son realizadas por el instrumento SEM-2, que posee (entre otros sensores), un sensor TED (Total Energy Detector) que está diseñado para medir el flujo de energía transportada por partículas aurorales que posean energías entre los 0.05 y 20 keV, y un sensor MEPED (Medium Energy Proton and Electron Detector) diseñado para medir el flujo de energía total para partículas que posean energías entre 30 keV y 2.7 MeV.

Los datos están disponibles en formato binario con una resolución temporal de 2 segundos (<http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/dataset.do>¹), en el presente trabajo se usan promedios cada 32 segundos.

El diseño de los satélites y su órbitas permite asegurar que cuando un satélite está a latitudes mayores que 30° de latitud geográfica, ya sea en el hemisferio norte o

¹Debido a la crisis de endeudamiento de Estados Unidos el año 2013, esta referencia no estaba disponible en el momento de la redacción de esta tesis.

en el hemisferio sur, necesariamente estará observando partículas energéticas cuyos *pitch angle* están dentro del cono de pérdida atmosférico y que por lo tanto tienen una alta probabilidad de precipitar en la atmósfera alta [Evans y Greer (2004)].

4.2. Cálculo de los Espectros de Flujo

El sistema coordinado utilizado en este trabajo es el de coordenadas geomagnéticas corregidas ajustadas en altura (AACGM, en inglés), a través de un código escrito en IDL el año 2005 por el Dr. Haje Korth, el cual se basa en el trabajo presentado por Baker y Wing (1989). Lo particular de este sistema coordinado es que asigna las mismas coordenadas a todos los puntos en coordenadas geográficas (latitud, longitud y altura) que estén magnéticamente conjugadas en las zonas polares. Esto permite conocer fácilmente las coordenadas a las cuales suponemos que precipitarán los electrones observados por los satélites. Este sistema está conceptualmente relacionado con el sistema de coordenadas magnéticas invariantes que también es utilizado en investigaciones pertenecientes a esta línea de investigación.

Las observaciones son clasificadas en primer lugar por el nivel de actividad magnética, según el índice K_p y a continuación se clasifica por latitud y longitud geomagnéticas corregidas y tiempo local magnético. Cada matriz corresponde a uno de tres niveles de actividad magnética, que son $K_p < 3$, $3 < K_p < 6$ y $K_p > 6$, para una de tres energías (10, 20 y 30 keV), con diecisiete sectores de latitud geomagnética corregida (60.5°S hasta 76.5°S, un grado de resolución), doce sectores de longitud geomagnética corregida (30° de resolución) y doce sectores de tiempo local magnético (dos horas de resolución).

En adelante, la latitud geomagnética corregida será llamada solo *latitud*, y la longitud geomagnética corregida *longitud*. El *tiempo local* se denominará tiempo local magnético (excepto en la leyenda de las figuras donde se indicarán explícitamente).

Con los datos descritos en la sección 4.1, se construyeron los parámetros para las distribuciones maxwellianas de los flujos, una aproximación que se supone correcta [Callis (1997)], usando el promedio de cada parámetro dentro de un punto de grilla de cada matriz.

Los parámetros de la distribución de Maxwell son dos, el flujo de energía total,

que es representado por el área bajo la curva de una distribución de Maxwell y la energía característica, que es la energía a la cual el número diferencial direccional de flujo de electrones es máximo, cuyo valor es menor que 20 keV en la mayoría de los casos. Sin embargo, debido a que las mediciones se realizaron con distintos instrumentos y en cada instrumento se usaron distintos canales, la distribución de Maxwell debe ser calculada a través de 4 parámetros, estos son:

- Q_0 : Flujo total de energía ($\frac{n^\circ}{cm^2 \cdot s \cdot sr}$), entre 0.05 keV y 20 keV. Medido por TED.
- Q_1 : Flujo total de energía ($\frac{n^\circ}{cm^2 \cdot s \cdot sr}$), entre 30 keV y 100 keV. Medido por MEPED.
- Q_2 : Flujo total de energía ($\frac{n^\circ}{cm^2 \cdot s \cdot sr}$), entre 100 keV y 300 keV. Medido por MEPED.
- E_0 : Energía característica (keV), entre 0.05 keV y 20 keV.

Estos parámetros son utilizados en la siguiente función de distribución:

$$F(E) = \frac{Q}{2\pi} \frac{E}{E_0^3} e^{-\frac{E}{E_0}} \quad (4.1)$$

en que Q es Q_0 , Q_1 , Q_2 dependiendo del tramo considerado. Desde estos espectros se obtuvo el valor del flujo de electrones para las tres energías (10, 20 y 30 keV) pues los electrones de estas energías tienen una alta probabilidad de precipitar en las regiones D y E, como se observa en la figura 3.5.

Un ejemplo de los espectros obtenidos se muestra en la figura 4.1,

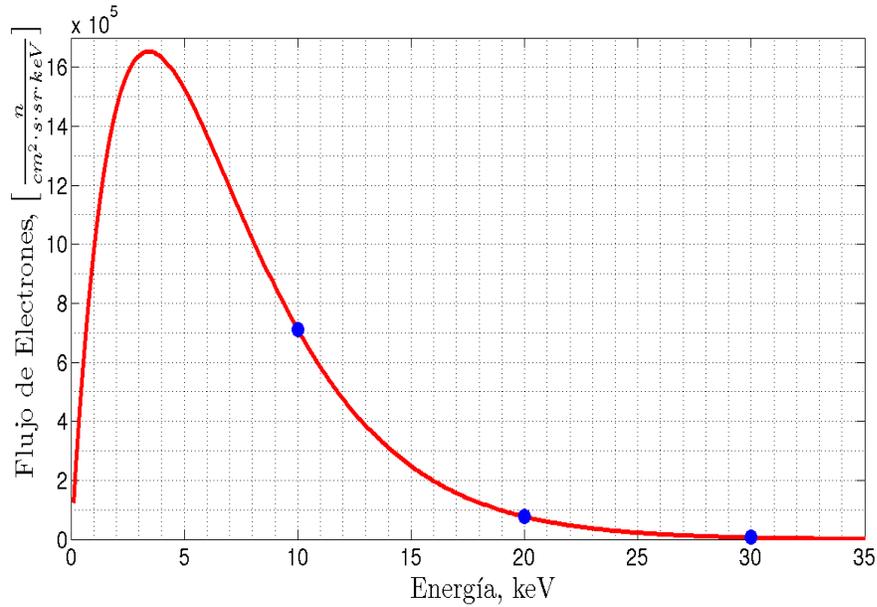


Figura 4.1: Ejemplo del espectro de energía del número diferencial direccional de flujo de electrones obtenido para cada punto de grilla, correspondiente al intervalo de tiempo magnético local [00:00 - 02:00], en el sector de latitud geomagnética corregida [68°S - 69°S] y el sector de longitud geomagnética corregida [0° - 30°].

Los flujos obtenidos a través de la construcción de espectros de flujo de electrones son la piedra angular de los resultados que se muestran en los resultados en el siguiente capítulo.

Capítulo 5

Resultados

5.1. Construcción de la Climatología

En la construcción de la climatología de los flujos precipitados, se supone primero que, para una energía y un nivel de actividad magnética determinada, los flujos cambian sistemáticamente con la latitud. Esta suposición está avalada por resultados anteriores tanto en climatologías de flujos de electrones precipitados de las mismas energías [Wüest et al. (2003)], como en climatologías de radiación ultravioleta emergente de las zonas aurales [Whalen (1983)] y [Luan et al. (2011)], o de absorción radioeléctrica auroral [Hargreaves (1969)] y [Foppiano y Bradley (1985)]. En todos estos casos, se observa claramente que el fenómeno es más intenso aproximadamente entre 55°S y 75°S de latitud y que decae más o menos sistemáticamente para latitudes mayores y menores. En segundo lugar, se supone también, que en forma similar a los otros fenómenos indicados, los flujos cambian regularmente con la hora del día. Finalmente y en forma específica en este trabajo se supone que la variación combinada en latitud y con la hora del día depende en forma subsidiaria de la longitud. Aunque obviamente debería considerarse dependencias con la estación del año y el nivel de actividad solar, que en el presente análisis no se toman en cuenta. En la práctica, primero se determina los parámetros que mejor ajusten una distribución latitudinal de tipo gaussiano, esto es F_m , el flujo máximo, θ_m , la latitud a la que ocurre el flujo máximo y σ , el semi-ancho de la distribución latitudinal. Luego se determinan las dependencias diurnas de F_m y θ_m para un sector de longitudes específico y, finalmente

la dependencia longitudinal de F_m y θ_m para un sector de tiempo local fijo.

5.2. Dependencia Latitudinal

El ajuste de distribución latitudinal gaussianas se hace a través del método de cuadrados mínimos que se realiza al flujo de electrones entre las latitudes 60.5°S y 76.5°S, para cada sector de longitud y tiempo local. Este ajuste es realizado para un mínimo de 9 valores de flujo y el máximo posible que es 17 valores.

La función gaussiana ajustada tiene la forma:

$$F(\theta) = F_m e^{\left(-\frac{(\theta-\theta_m)^2}{2\sigma^2}\right)} \quad (5.1)$$

Un ajuste típico se muestra a continuación en la figura 5.1,

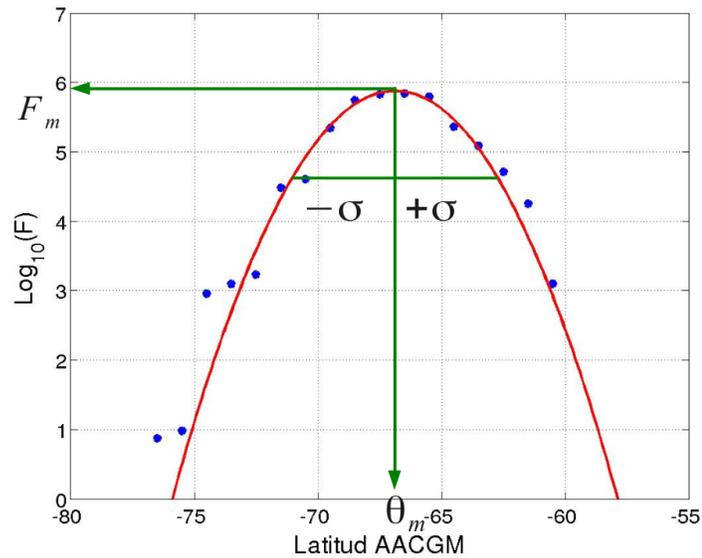


Figura 5.1: Ejemplo de una distribución latitudinal de flujo de electrones precipitados de 10 keV para una longitud geomagnética corregida y hora de tiempo local magnético determinados. θ_m : latitud del flujo máximo, F_m : flujo máximo, σ : semi-ancho. Valores del flujo observado (•). Distribución gaussiana latitudinal ajustada (-).

Los mejores resultados corresponden a flujos de 10 keV para el nivel de actividad

bajo, o sea, $Kp < 3$. Todos los resultados presentados a continuación son para estas condiciones solamente.

A continuación se presentarán, cuatro ejemplos de ajustes latitudinales, en primer lugar dos ajustes considerados buenos y luego dos ajustes considerados malos o insuficientes para describir la dependencia latitudinal del flujo de electrones precipitados.

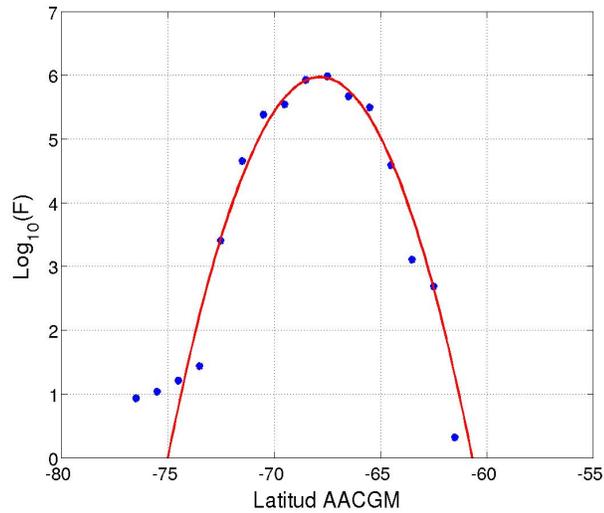


Figura 5.2: Buen ajuste gaussiano de la dependencia latitudinal para un flujo de electrones de 10 keV cuando $Kp < 3$. Intervalo [02:00 - 04:00] de tiempo local magnético, sector $[240^\circ - 270^\circ]$ de longitud geomagnética corregida.

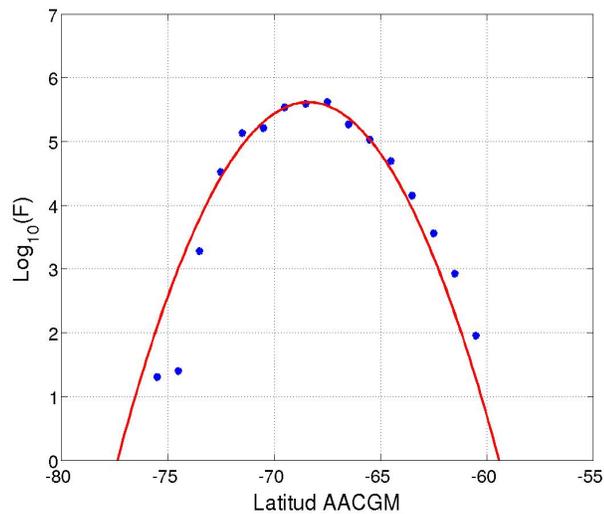


Figura 5.3: Buen ajuste gaussiano de la dependencia latitudinal para un flujo de electrones de 10 keV cuando $Kp < 3$. Intervalo [04:00 - 06:00] de tiempo local magnético, sector $[90^\circ - 120^\circ]$ de longitud geomagnética corregida.

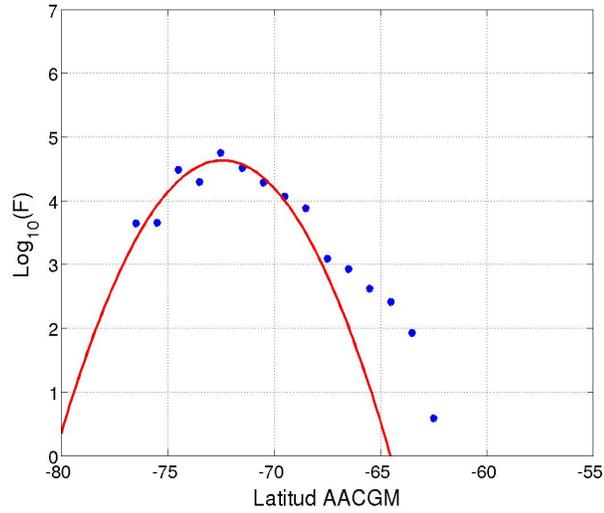


Figura 5.4: Mal ajuste gaussiano de la dependencia latitudinal para un flujo de electrones de 10 keV cuando $Kp < 3$. Intervalo [14:00 - 16:00] de tiempo local magnético, sector [150° - 180°] de longitud geomagnética corregida.

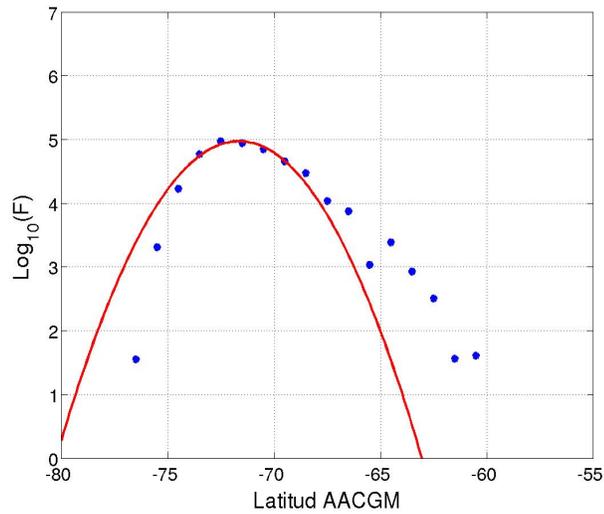


Figura 5.5: Mal ajuste gaussiano de la dependencia latitudinal para un flujo de electrones de 10 keV cuando $Kp < 3$. Intervalo [12:00 - 14:00] de tiempo local magnético, sector [30° - 60°] de longitud geomagnética corregida.

5.3. Dependencia Diurna

Como también era de esperar, tanto el flujo máximo (F_m) como la latitud a la cual este ocurre (θ_m) dependen de la hora del día.

En la figura 5.6 se muestra la dependencia diurna de θ_m para seis sectores de longitud y en la figura 5.7 se presenta la dependencia de F_m para los mismos sectores de longitud.

Se observa que θ_m es sistemáticamente más ecuatorial en el intervalo [22:00 - 06:00] de tiempo local, mientras que lo es más polar en el intervalo [10:00 - 18:00]. Por su parte F_m es máximo en el intervalo [03:00 - 09:00] de tiempo local y mínimo en el intervalo [14:00 - 20:00].

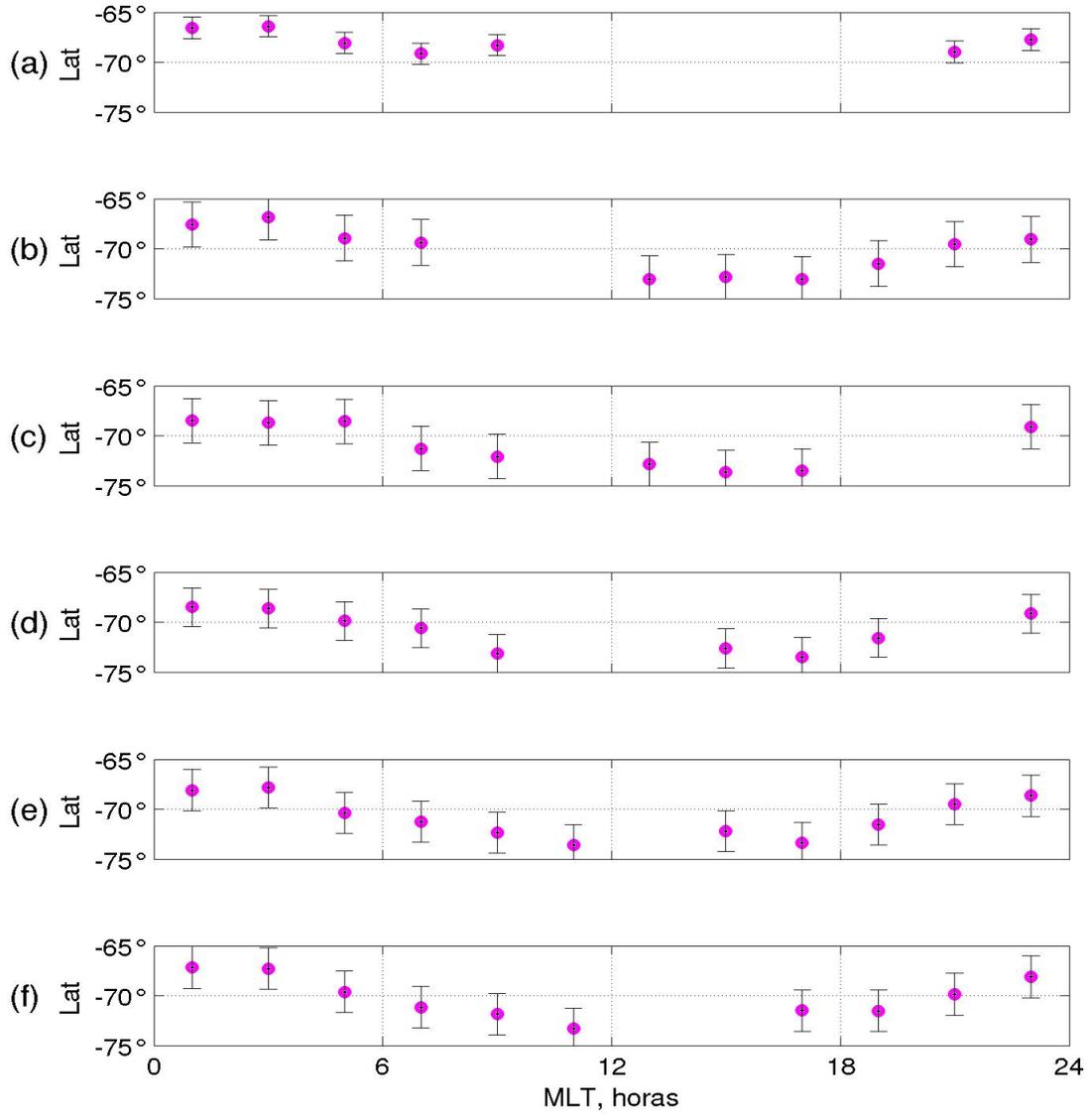


Figura 5.6: Dependencia diurna (tiempo local magnético) de la latitud de flujo máximo, θ_m , (latitud geomagnética corregida) para un flujo de electrones de 10 keV cuando $K_p < 3$, para distintos sectores de longitud geomagnética corregida. (a) $[0^\circ - 30^\circ]$, (b) $[60^\circ - 90^\circ]$, (c) $[120^\circ - 150^\circ]$, (d) $[180^\circ - 210^\circ]$, (e) $[240^\circ - 270^\circ]$, (f) $[300^\circ - 330^\circ]$.

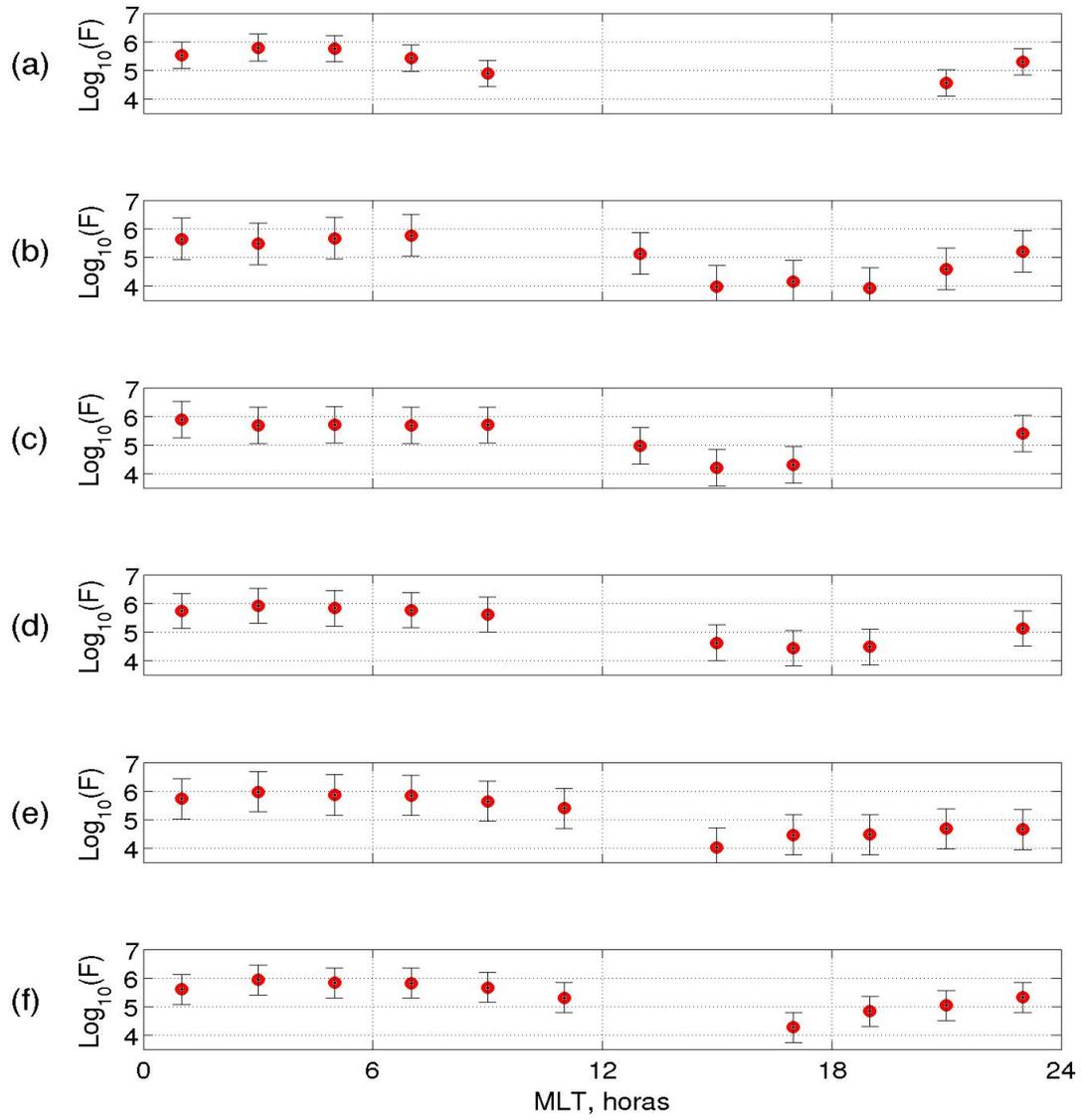


Figura 5.7: Dependencia diurna (tiempo local magnético) del flujo máximo de electrones, $F_m [n^\circ/cm^2 \cdot s \cdot sr \cdot keV]$, para un flujo de electrones de 10 keV cuando $Kp < 3$, para distintos sectores de longitud geomagnética corregida. (a) $[0^\circ - 30^\circ]$, (b) $[60^\circ - 90^\circ]$, (c) $[120^\circ - 150^\circ]$, (d) $[180^\circ - 210^\circ]$, (e) $[240^\circ - 270^\circ]$, (f) $[300^\circ - 330^\circ]$.

Las dependencias latitudinal y diurna combinadas de los flujos para cuatro sectores de longitud se muestran en las figuras 5.8, 5.9, 5.10 y 5.11. Cabe notar que no se ha hecho ninguna interpolación espacio temporal y por ello se observan discontinuidades entre intervalos de tiempo local contiguos. En estas representaciones se pone de manifiesto no solo los cambios de θ_m y F_m sino también se puede estimar la evolución del semi-ancho de la dependencia latitudinal. Desgraciadamente la cobertura espacio temporal no es completa en la mayoría de los casos, sin embargo, se puede destacar los aspectos fundamentales.

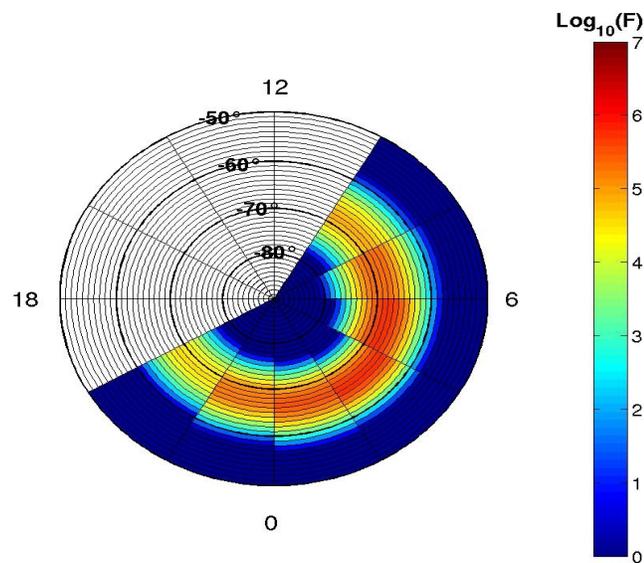


Figura 5.8: Dependencia latitudinal (latitud geomagnética corregida) y diurna (tiempo local magnético) del flujo de electrones precipitados de 10 keV para el sector $[0^\circ - 30^\circ]$ de longitud geomagnética corregida. Nivel de actividad geomagnética bajo, $Kp < 3$.

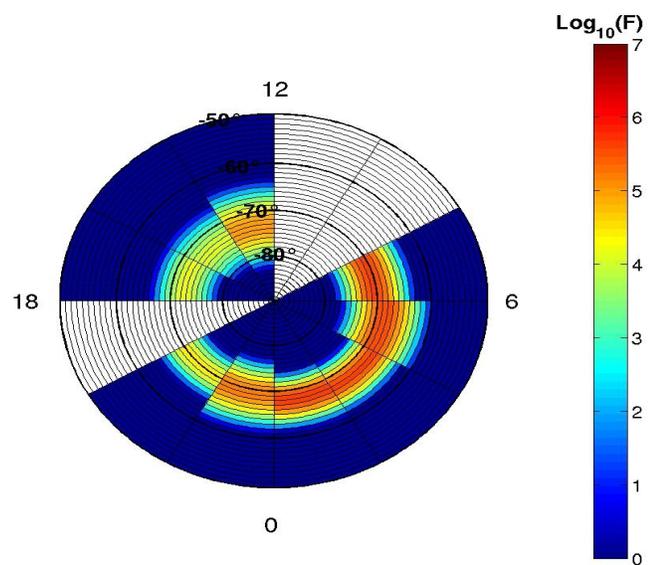


Figura 5.9: Dependencia latitudinal (latitud geomagnética corregida) y diurna (tiempo local magnético) del flujo de electrones precipitados de 10 keV para el sector $[90^\circ - 120^\circ]$ de longitud geomagnética corregida. Nivel de actividad geomagnética bajo, $Kp < 3$.

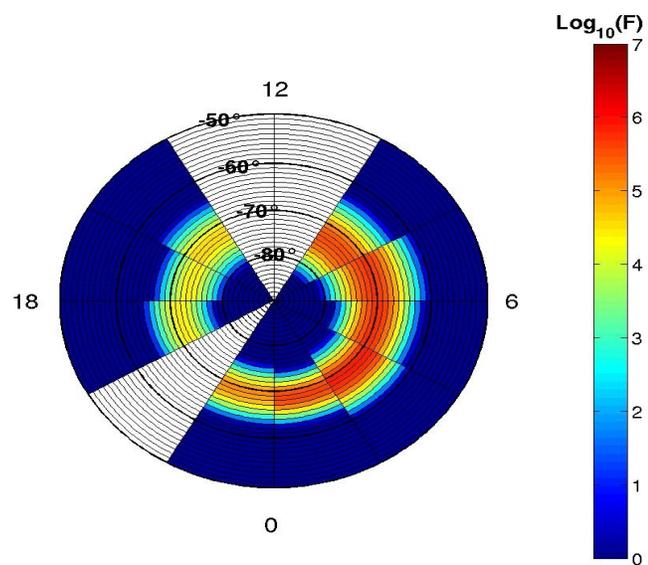


Figura 5.10: Dependencia latitudinal (latitud geomagnética corregida) y diurna (tiempo local magnético) del flujo de electrones precipitados de 10 keV para el sector $[180^\circ - 210^\circ]$ de longitud geomagnética corregida. Nivel de actividad geomagnética bajo, $Kp < 3$.

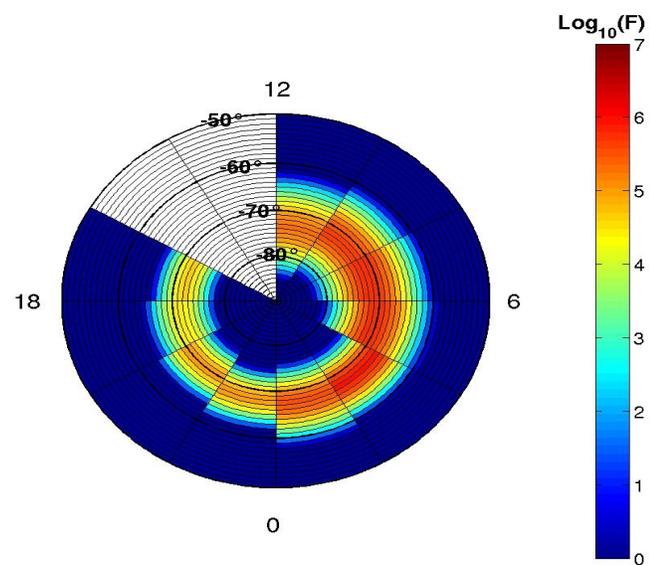


Figura 5.11: Dependencia latitudinal (latitud geomagnética corregida) y diurna (tiempo local magnético) del flujo de electrones precipitados de 10 keV para el sector $[270^\circ - 300^\circ]$ de longitud geomagnética corregida. Nivel de actividad geomagnética bajo, $Kp < 3$.

Para todas las longitudes la zona de precipitación muestra un patrón típico. Como se observa en la figura 5.12. Desde poco antes de medianoche la zona se extiende tanto hacia latitudes ecuatoriales como polares de manera prácticamente simétrica respecto del flujo máximo, que alcanza las latitudes más ecuatoriales alrededor de las 03:00 MLT. La extensión latitudinal luego disminuye también simétricamente respecto del flujo máximo que se mueve hacia latitudes más polares, llegando a la posición extrema entre las 15:00 y 17:00.

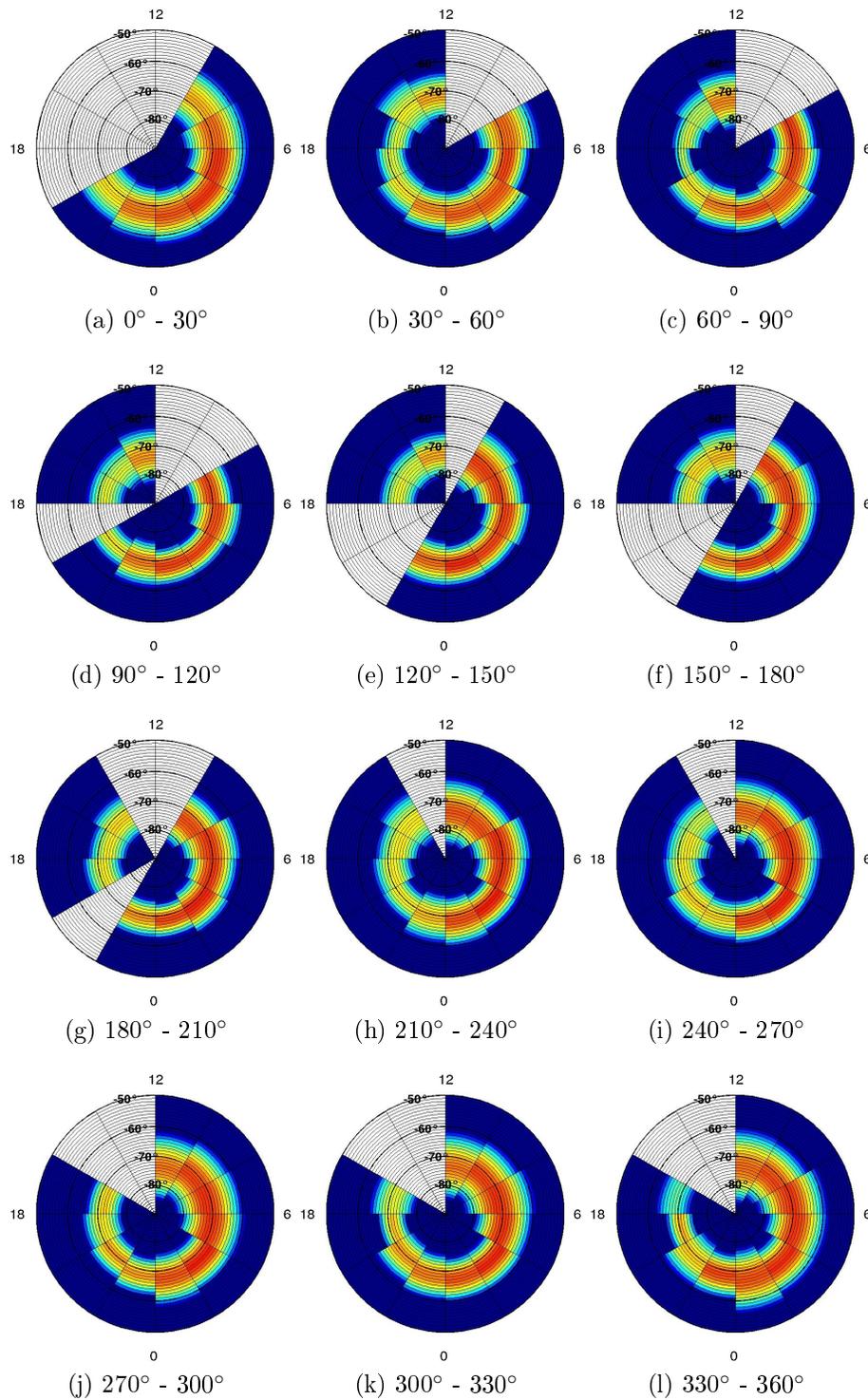


Figura 5.12: Dependencia latitudinal (latitud geomagnética corregida) y diurna (tiempo local magnético) del flujo de electrones precipitados de 10 keV para todos los sectores de de longitud geomagnética corregida estudiados. Nivel de actividad geomagnética bajo, $Kp < 3$.

5.4. Dependencia Longitudinal

Aunque en la presentación de los patrones de las dependencias combinadas de latitud y tiempo local no se advierte diferencias significativas para los distintos sectores de longitud, un análisis más detallado sugiere la existencia de dependencias longitudinales de θ_m y F_m . En las figuras 5.13 y 5.14 se muestran las dependencias longitudinales de θ_m y F_m respectivamente para intervalos de tiempo local representativos de la dependencia diurna.

En el caso de θ_m , se observa una pequeña pero sistemática dependencia longitudinal para el intervalo [22:00 - 04:00] de tiempo local, esto coincide además con los valores más ecuatoriales de θ_m . En este intervalo la dependencia longitudinal muestra valores más cercanos al ecuador en el sector [285° - 45°] de longitud y valores más cercanos al polo en el sector [105° - 225°], mientras que los valores intermedios se observan en los sectores [45° - 105°] y [225° - 285°]. La dependencia longitudinal de θ_m observada en los intervalos intermedios y polares no parece presentar una dependencia sistemática clara, que podría ser resultado de la escasez de observaciones para algunos intervalos de tiempo local y también resultado de una componente latitudinal secundaria de la dependencia longitudinal.

En el caso de F_m , la dependencia longitudinal muestra una pequeña sistematicidad en el intervalo [02:00 - 08:00] de tiempo local, en este intervalo el flujo de electrones observados es su máximo, en él, el flujo es mayor en el sector [210° - 300°] de longitud y mínimos en el sector [30° - 150°]. Para los otros intervalos en los cuales F_m es intermedio y bajo, al igual que para θ_m , la escasez de datos y una posible componente latitudinal secundaria no permiten observar una sistematicidad clara de la dependencia.

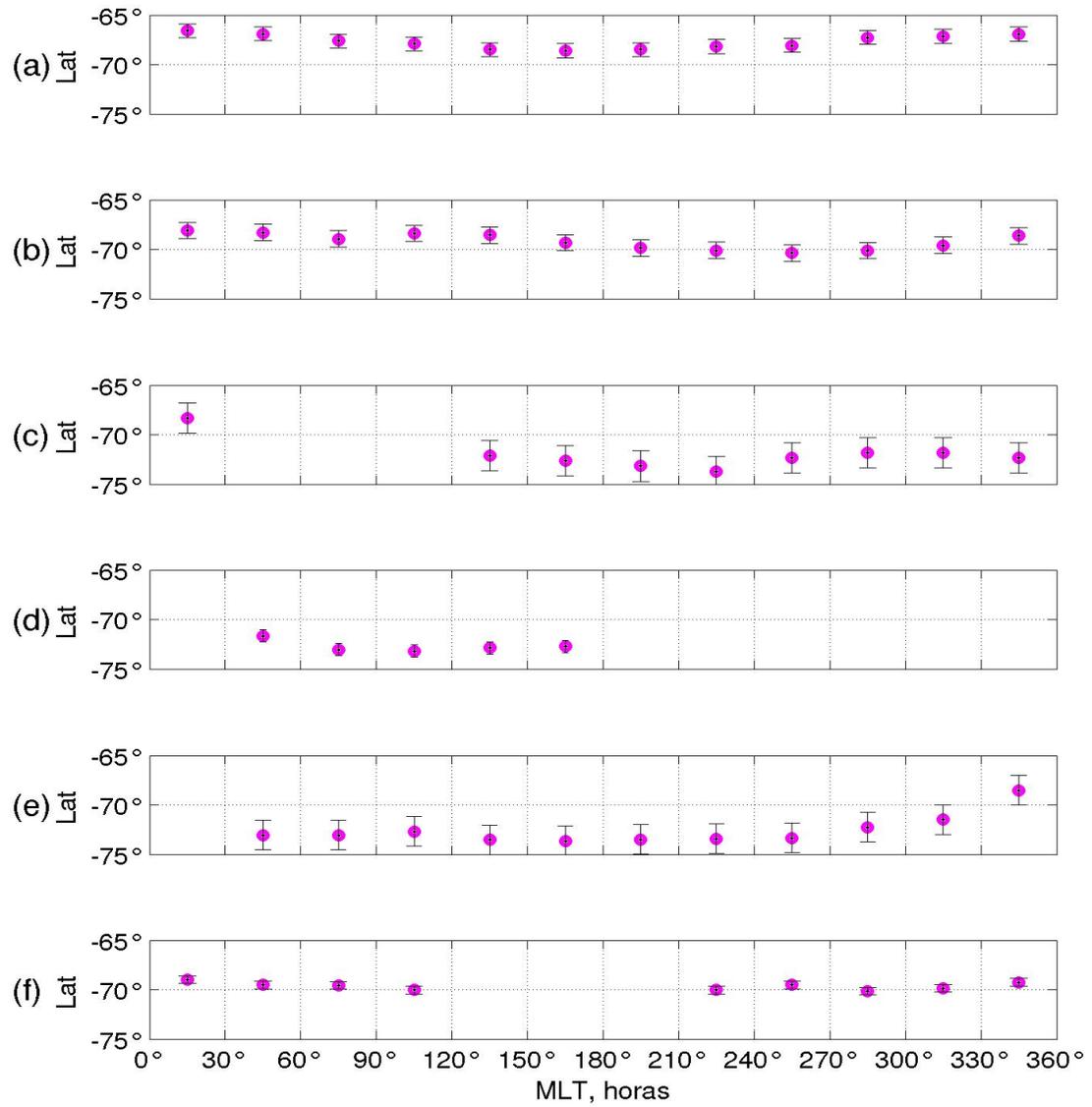


Figura 5.13: Dependencia longitudinal (longitud geomagnética corregida) de la latitud del flujo máximo, θ_m , del flujo de electrones precipitados de 10 keV cuando $Kp < 3$, para distintos intervalos de tiempo local. (a) [00:00 - 02:00], (b) [04:00 - 06:00], (c) [08:00 - 10:00], (d) [12:00 - 14:00], (e) [16:00 - 18:00], (f) [20:00 - 22:00].

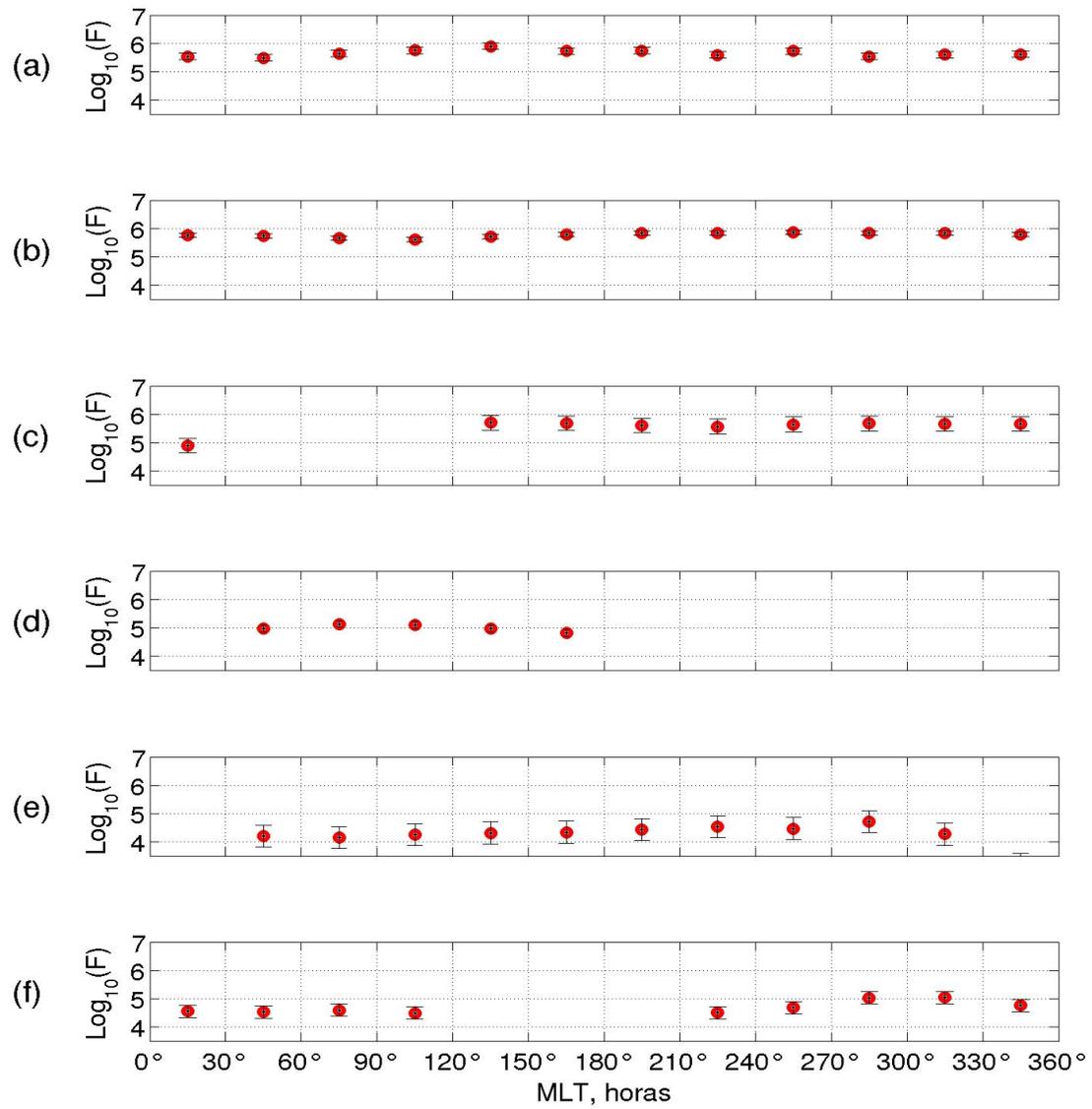


Figura 5.14: Dependencia longitudinal (longitud geomagnética corregida) del flujo máximo, F_m , del flujo de electrones precipitados de 10 keV cuando $Kp < 3$, para distintos intervalos de tiempo local. (a) [00:00 - 02:00], (b) [04:00 - 06:00], (c) [08:00 - 10:00], (d) [12:00 - 14:00], (e) [16:00 - 18:00], (f) [20:00 - 22:00].

Las dependencias latitudinal y longitudinal combinadas de los flujos para cuatro sectores seleccionados de longitud se muestran en las figuras 5.15, 5.16, 5.17 y 5.18, y las dependencias para los doce sectores de tiempo local se muestra en la figura 5.19. A estas dependencias tampoco se le ha efectuado ninguna interpolación espacio y por ello se observan discontinuidades entre sectores de longitud contiguos. Como es evidente en este tipo de representación, las zonas de precipitación tienen la forma de anillos centrados en el polo geomagnético sur. De no existir una dependencia longitudinal, el ancho de los anillos de precipitación y la intensidad de precipitación en todos los puntos del anillo deberían cambiar sistemáticamente con el tiempo local. Esto se advierte claramente en las figuras 5.16 y 5.17, a pesar de que hay sectores de longitud significativos en los que no hay datos. Por el contrario existirá un dependencia longitudinal si para un sector de longitudes el ancho del anillo o la intensidad de la precipitación es significativamente diferente del resto del anillo, esto último parecería ocurrir para el intervalo [20:00 - 22:00] de tiempo local, en el sector [270° - 330°] de longitud.

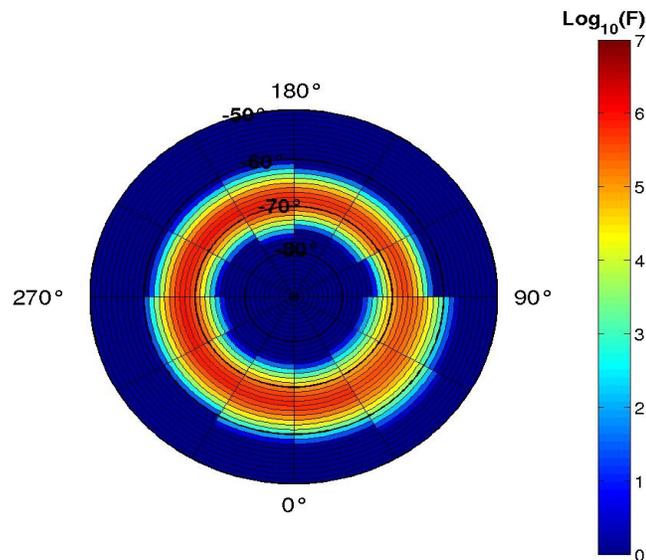


Figura 5.15: Dependencia latitudinal y longitudinal (coordenadas geomagnéticas corregidas) del flujo de electrones precipitados de 10 keV para el intervalo [02:00 - 04:00] de tiempo local magnético. Nivel de actividad geomagnética bajo, $Kp < 3$.

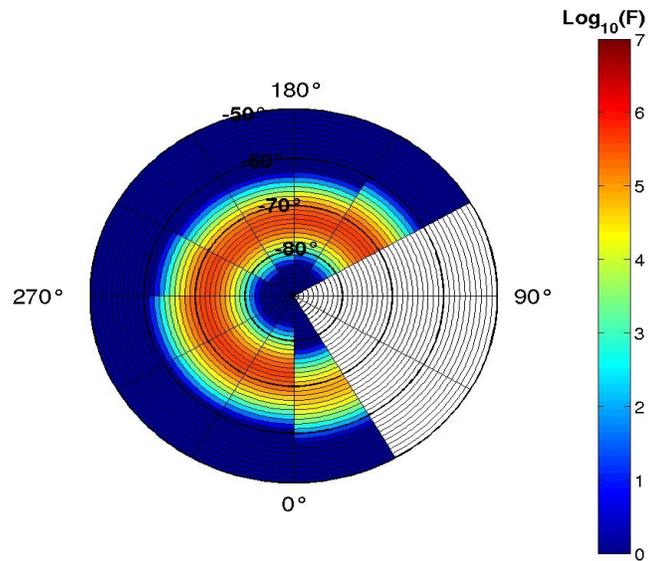


Figura 5.16: Dependencia latitudinal y longitudinal (coordenadas geomagnéticas corregidas) del flujo de electrones precipitados de 10 keV para el intervalo [08:00 - 10:00] de tiempo local magnético. Nivel de actividad geomagnética bajo, $Kp < 3$.

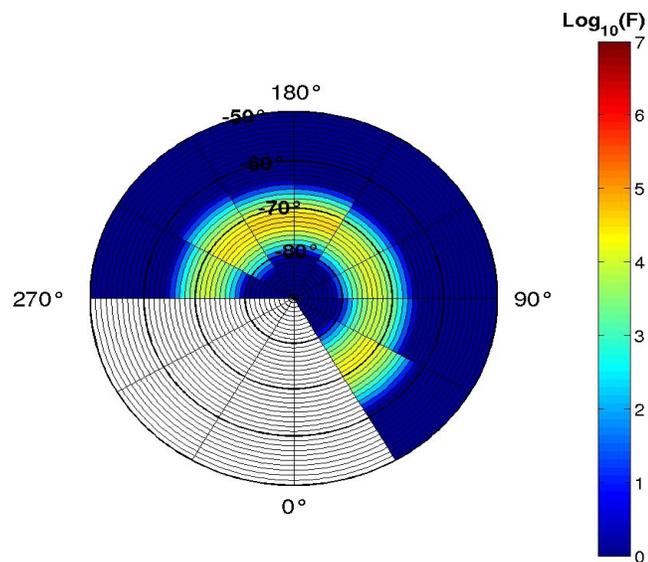


Figura 5.17: Dependencia latitudinal y longitudinal (coordenadas geomagnéticas corregidas) del flujo de electrones precipitados de 10 keV para el intervalo [14:00 - 16:00] de tiempo local magnético. Nivel de actividad geomagnética bajo, $Kp < 3$.

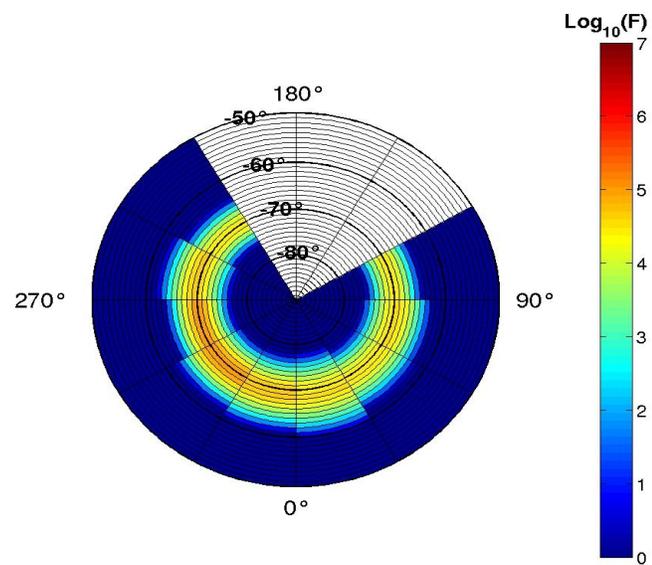


Figura 5.18: Dependencia latitudinal y longitudinal (coordenadas geomagnéticas corregidas) del flujo de electrones precipitados de 10 keV para el intervalo [20:00 - 22:00] de tiempo local magnético. Nivel de actividad geomagnética bajo, $Kp < 3$.

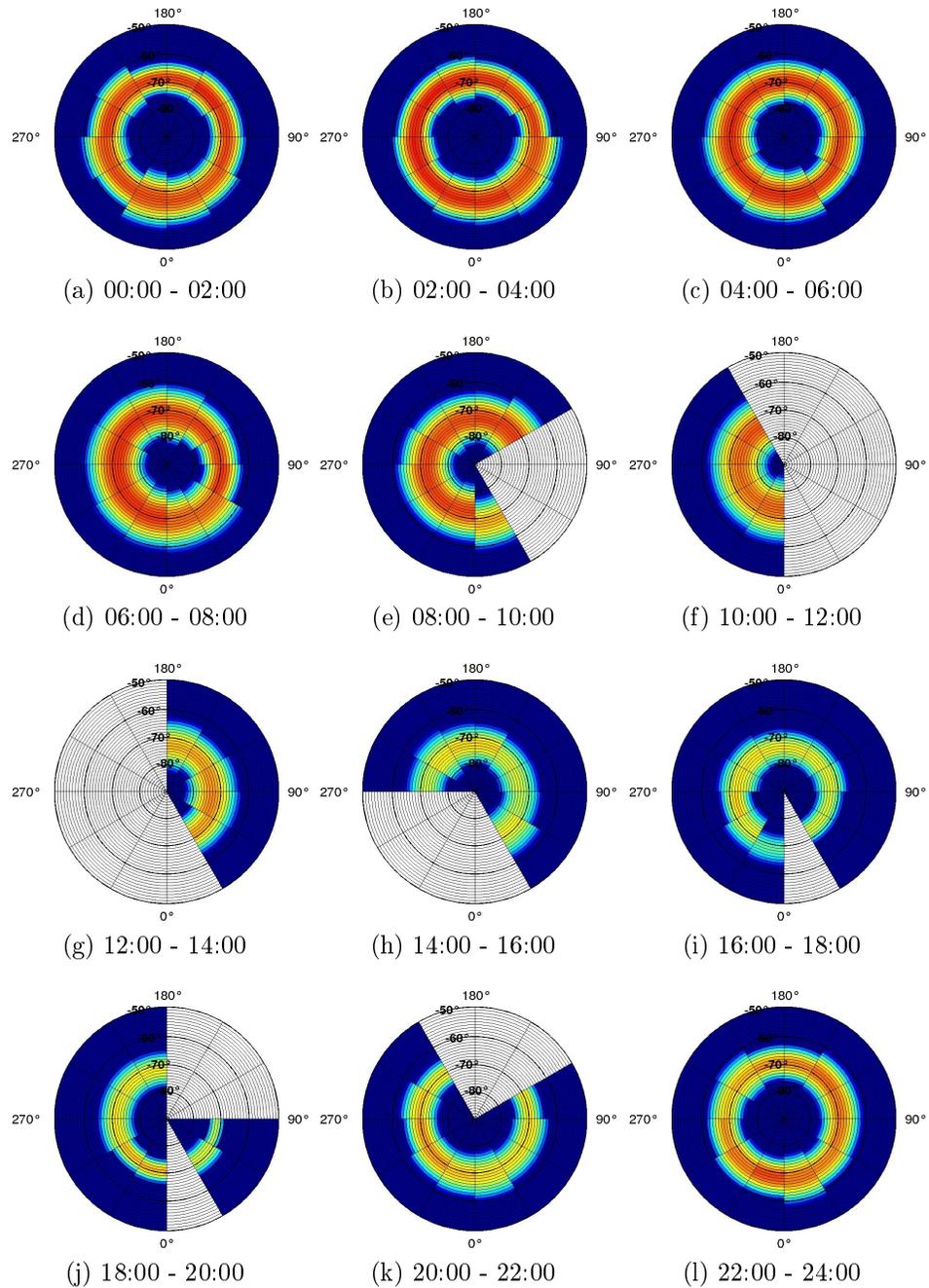


Figura 5.19: Dependencia latitudinal y longitudinal (coordenadas geomagnéticas corregidas) del flujo de electrones precipitados de 10 keV para todos los intervalos de tiempo local magnético estudiados. Nivel de actividad geomagnética bajo, $Kp < 3$.

5.5. Análisis Armónico

En un primer intento por construir un modelo empírico de los flujos de electrones precipitados se desarrolló en series de Fourier las dependencias diurnas y longitudinales tanto de θ_m y F_m . Luego se reprodujo las dependencias sumando a los valores medios solamente las primeras y segundas componentes. En el caso de las dependencias diurnas, estas son las componentes diurnas y semi-diurnas. En las figuras 5.20 a la 5.23 se muestran separadamente las componentes y las reproducciones completas para cuatro sectores de longitud en los que se representa adecuadamente la evolución diurna de θ_m . Por su parte en la figuras 5.24 a la 5.27 se hace lo propio para F_m . En todos los casos es evidente que no es necesario considerar más que las dos componentes para reproducir los aspectos fundamentales de las dependencias diurnas. De todos modos más adelante en esta misma sección se indica cuantitativamente la bondad del ajuste del modelo de dos componentes.

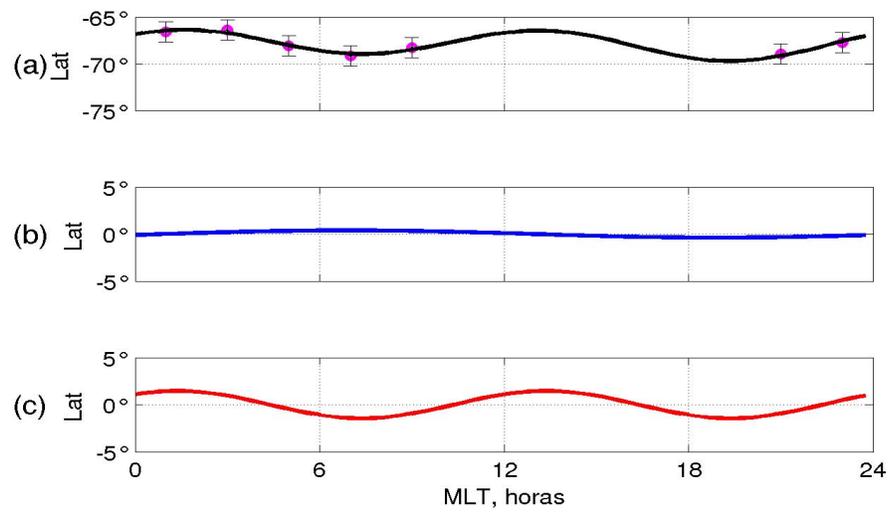


Figura 5.20: Dependencia diurna de θ_m para un flujo de electrones precipitados de 10 keV cuando $Kp < 3$, sector $[0^\circ - 30^\circ]$ de longitud geomagnética corregida. (a) Valores medios (●) y más/menos desviación estándar (⊥) y modelo 2 componentes, (b) primera componente, (c) segunda componente.

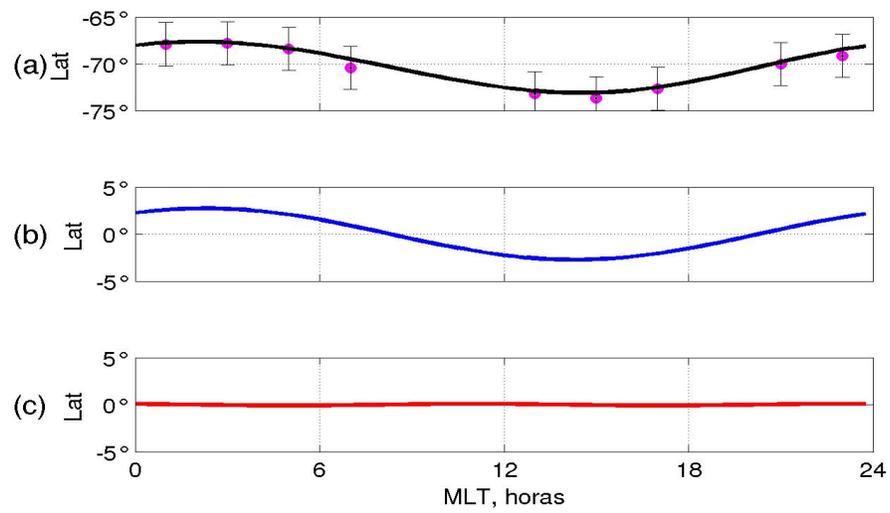


Figura 5.21: Dependencia diaria de θ_m para un flujo de electrones precipitados de 10 keV cuando $Kp < 3$, sector $[90^\circ - 120^\circ]$ de longitud geomagnética corregida. (a) Valores medios (●) y más/menos desviación estándar (⊥) y modelo 2 componentes, (b) primera componente, (c) segunda componente.

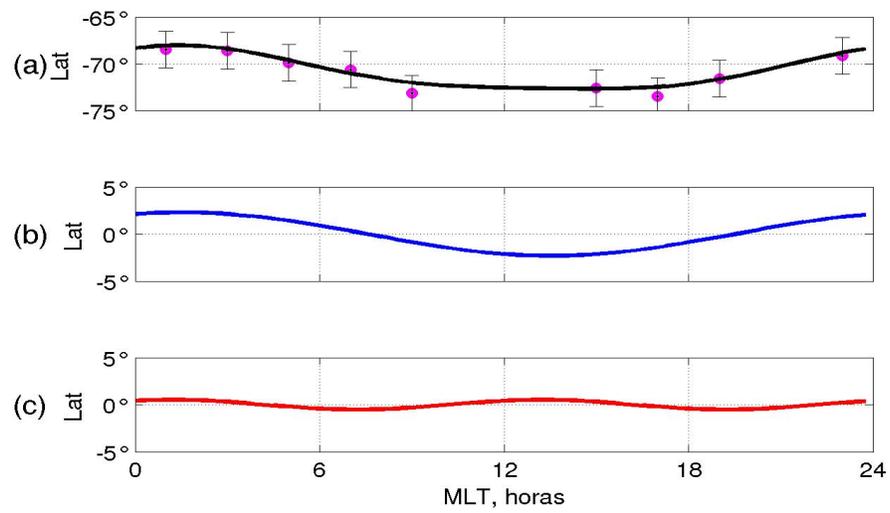


Figura 5.22: Dependencia diurna de θ_m para un flujo de electrones precipitados de 10 keV cuando $Kp < 3$, sector $[180^\circ - 210^\circ]$ de longitud geomagnética corregida. (a) Valores medios (●) y más/menos desviación estándar (⊥) y modelo 2 componentes, (c) segunda componente.

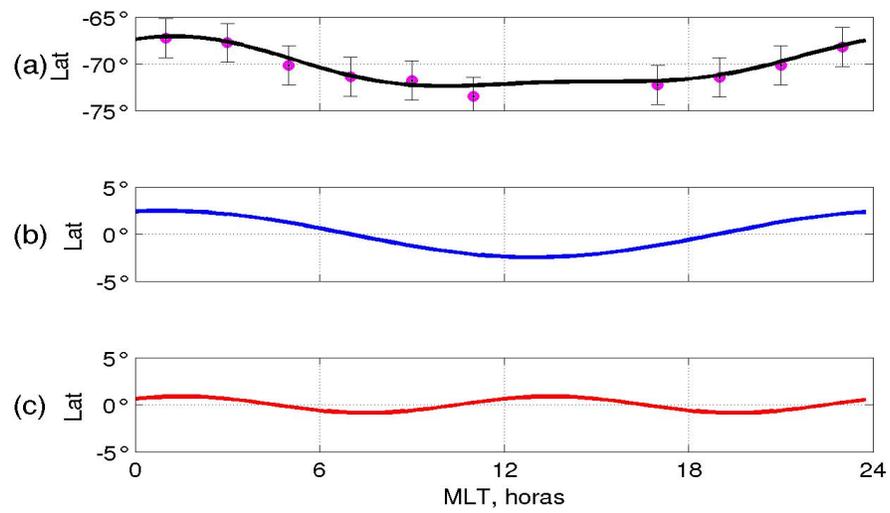


Figura 5.23: Dependencia diurna de θ_m para un flujo de electrones precipitados de 10 keV cuando $Kp < 3$, sector $[270^\circ - 300^\circ]$ de longitud geomagnética corregida. (a) Valores medios (●) y más/menos desviación estándar (⊥) y modelo 2 componentes, (b) primera componente, (c) segunda componente.

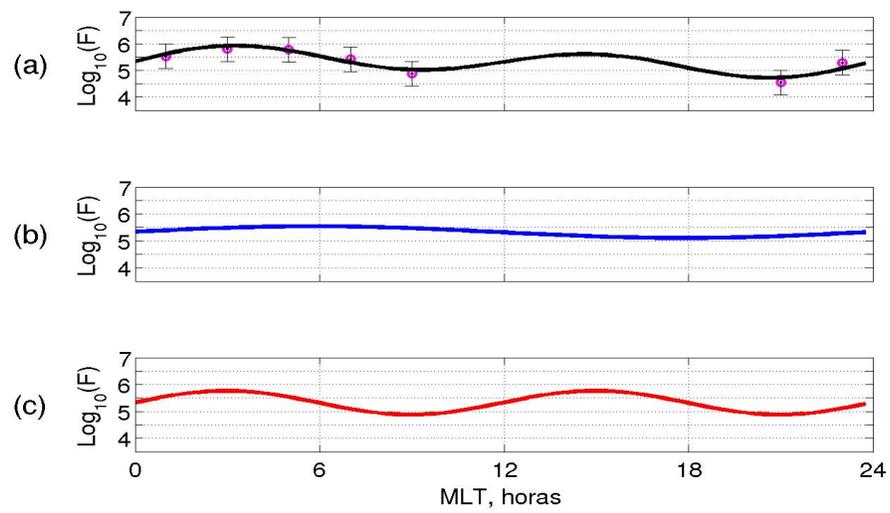


Figura 5.24: Dependencia diurna F_m para un flujo de electrones precipitados de 10 keV cuando $Kp < 3$, sector $[0^\circ - 30^\circ]$ de longitud geomagnética corregida. (a) Valores medios (●) y más/menos desviación estándar (\pm) y modelo 2 componentes, (b) primera componente, (c) segunda componente.

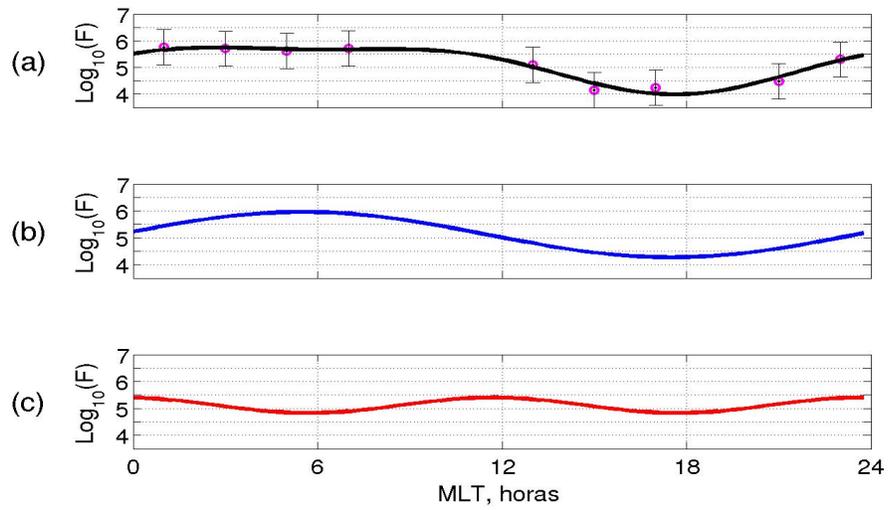


Figura 5.25: Dependencia diurna de F_m para un flujo de electrones precipitados de 10 keV cuando $Kp < 3$, sector $[90^\circ - 120^\circ]$ de longitud geomagnética corregida. (a) Valores medios (●) y más/menos desviación estándar (I) y modelo 2 componentes, (b) primera componente, (c) segunda componente.

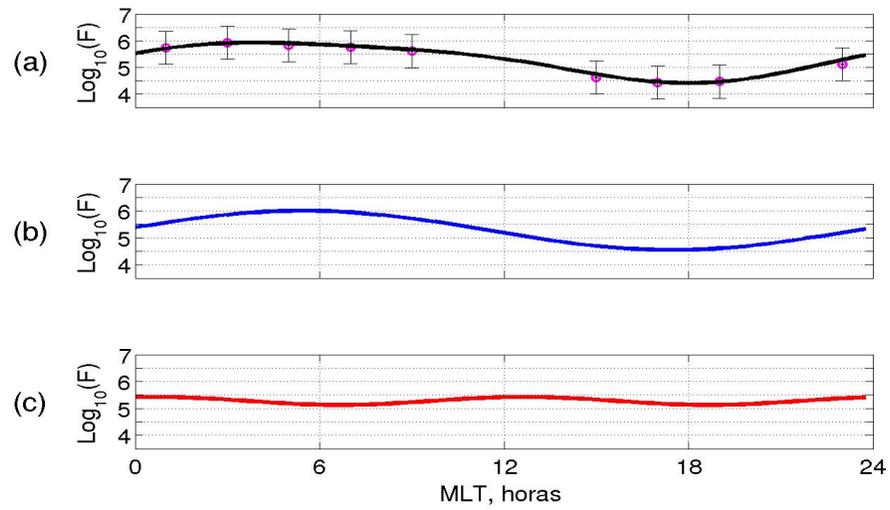


Figura 5.26: Dependencia diurna de F_m para un flujo de electrones precipitados de 10 keV cuando $Kp < 3$, sector $[180^\circ - 210^\circ]$ de longitud geomagnética corregida. (a) Valores medios (●) y más/menos desviación estándar (⊥) y modelo 2 componentes, (b) primera componente, (c) segunda componente.

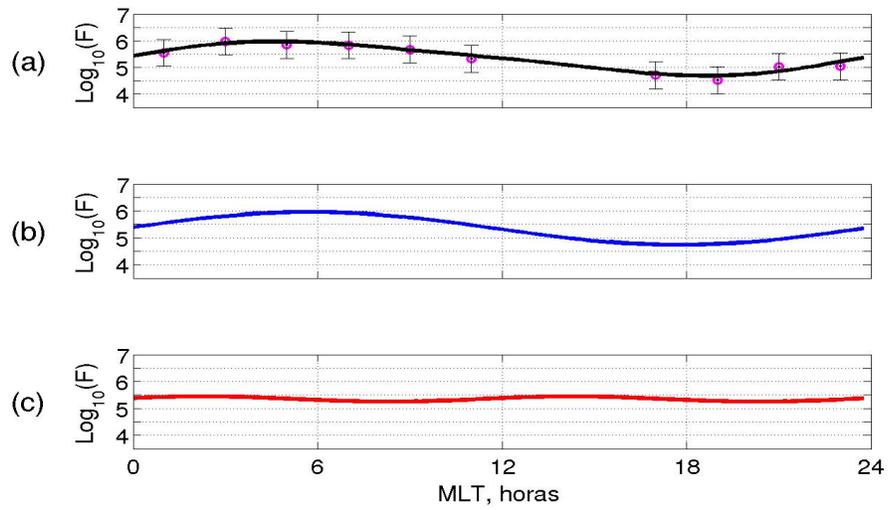


Figura 5.27: Dependencia diurna de F_m para un flujo de electrones precipitados de 10 keV cuando $Kp < 3$, sector $[270^\circ - 300^\circ]$ de longitud geomagnética corregida. (a) Valores medios (●) y más/menos desviación estándar (⊥) y modelo 2 componentes, (b) primera componente, (c) segunda componente.

Los resultados del modelo de dos componentes para las dependencias longitudinales se muestran en las figuras 5.28 a la 5.31 en el caso de θ_m . Se eligieron específicamente intervalos de tiempo local para los cuales θ_m sea más ecuatorial y más polar, además de un par de casos intermedios. En las figuras 5.32 a la 5.35 se muestran los resultados del modelo para F_m . Para este caso los ejemplos mostrados corresponden a F_m máximo, mínimo y dos intervalos para los cuales F_m es intermedio. Otra vez el modelos de dos componentes parece del todo razonable.

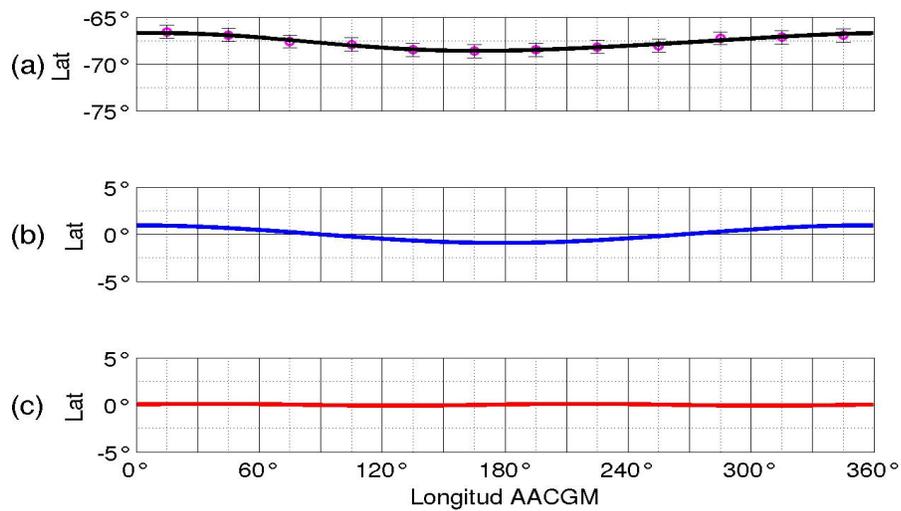


Figura 5.28: Dependencia longitudinal (longitud geomagnética corregida) de θ_m para un flujo de electrones precipitados de 10 keV cuando $Kp < 3$, intervalo [00:00 - 02:00] de tiempo local magnético. (a) Valores medios (●) y más/menos desviación estándar (⊥) y modelo 2 componentes, (b) primera componente, (c) segunda componente.

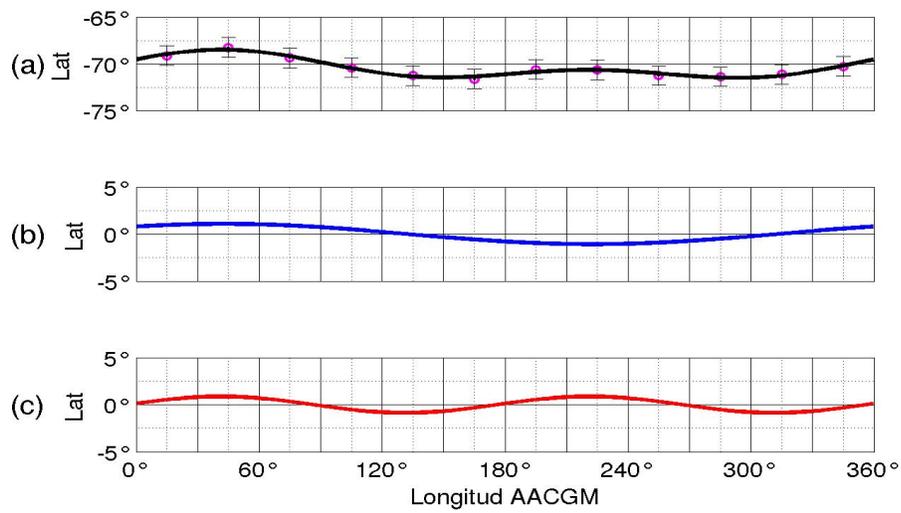


Figura 5.29: Dependencia longitudinal (longitud geomagnética corregida) de θ_m para un flujo de electrones precipitados de 10 keV cuando $Kp < 3$, intervalo [06:00 - 08:00] de tiempo local magnético. (a) Valores medios (●) y más/menos desviación estándar (⊥) y modelo 2 componentes, (b) primera componente, (c) segunda componente.

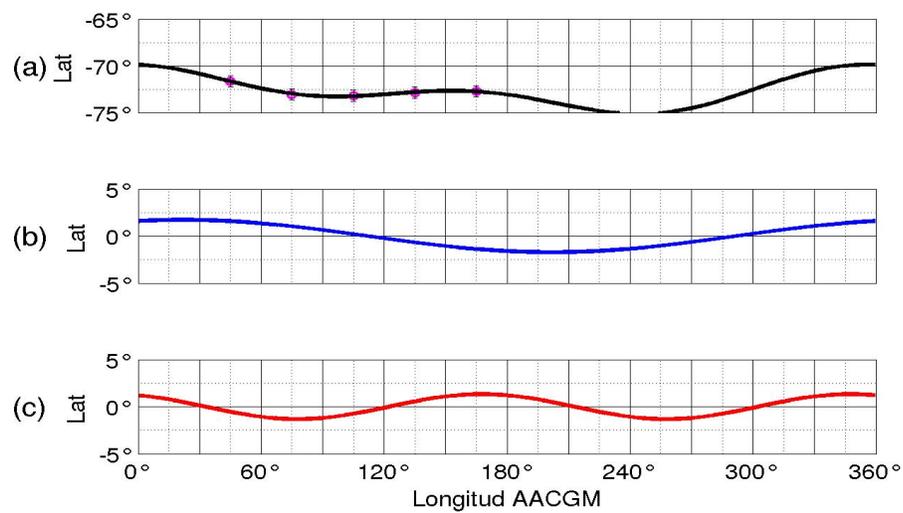


Figura 5.30: Dependencia longitudinal (longitud geomagnética corregida) de θ_m para un flujo de electrones precipitados de 10 keV cuando $Kp < 3$, intervalo [12:00 - 14:00] de tiempo local magnético. (a) Valores medios (●) y más/menos desviación estándar (⊥) y modelo 2 componentes, (b) primera componente, (c) segunda componente.

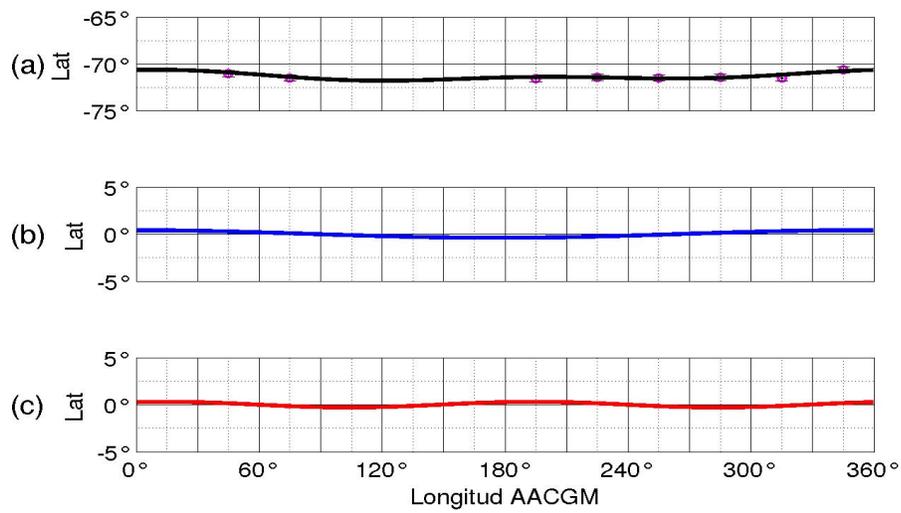


Figura 5.31: Dependencia longitudinal (longitud geomagnética corregida) de θ_m para un flujo de electrones precipitados de 10 keV cuando $Kp < 3$, intervalo [18:00 - 20:00] de tiempo local magnético. (a) Valores medios (●) y más/menos desviación estándar (⊥) y modelo 2 componentes, (b) primera componente, (c) segunda componente.

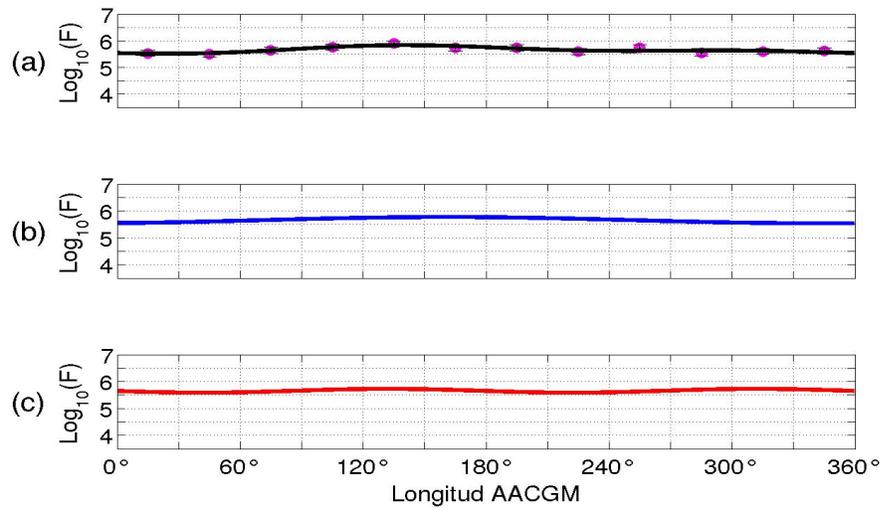


Figura 5.32: Dependencia longitudinal (longitud geomagnética corregida) de F_m para un flujo de electrones precipitados de 10 keV cuando $Kp < 3$, intervalo [00:00 - 02:00] de tiempo local magnético. (a) Valores medios (●) y más/menos desviación estándar (⊥) y modelo 2 componentes, (b) primera componente, (c) segunda componente.

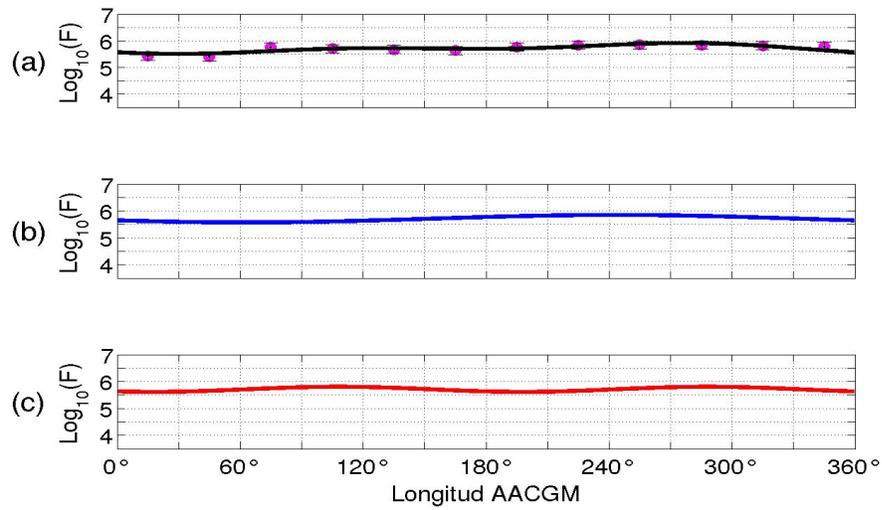


Figura 5.33: Dependencia longitudinal (longitud geomagnética corregida) de F_m para un flujo de electrones precipitados de 10 keV cuando $Kp < 3$, intervalo [06:00- 08:00] de tiempo local magnético. (a) Valores medios (●) y más/menos desviación estándar (⊥) y modelo 2 componentes, (b) primera componente, (c) segunda componente.

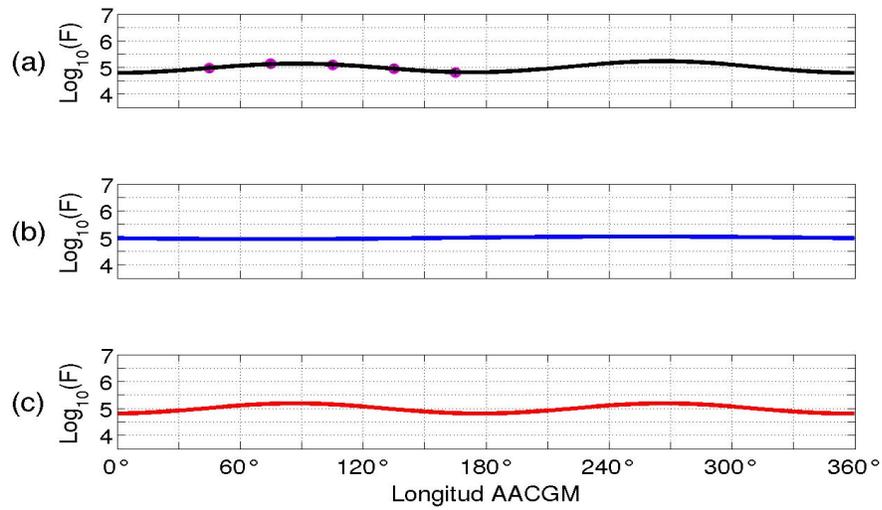


Figura 5.34: Dependencia longitudinal (longitud geomagnética corregida) de F_m para un flujo de electrones precipitados de 10 keV cuando $Kp < 3$, intervalo [12:00 - 14:00] de tiempo local magnético. (a) Valores medios (●) y más/menos desviación estándar (⊥) y modelo 2 componentes, (b) primera componente, (c) segunda componente.

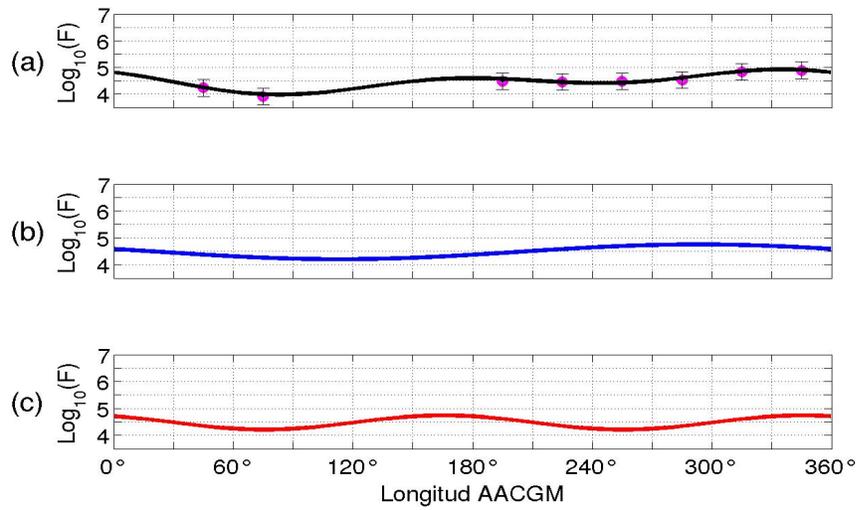


Figura 5.35: Dependencia longitudinal (longitud geomagnética corregida) de F_m para un flujo de electrones precipitados de 10 keV cuando $Kp < 3$, intervalo [18:00 - 20:00] de tiempo local magnético. (a) Valores medios (●) y más/menos desviación estándar (⊥) y modelo 2 componentes, (b) primera componente, (c) segunda componente.

Para expresar en forma cuantitativa la bondad de ajuste del modelo de dos componentes, se determinaron separadamente las varianzas explicadas por cada componente, además de sus fases y amplitudes. En la figura 5.36 se muestra como se comportan estos parámetros para la dependencia diurna de θ_m . Lo propio para la dependencia de F_m se representa en la figura 5.37. Es evidente que la varianza explicada del modelo es prácticamente la misma para todos los sectores de longitud y supera el 90%. Además, con la sola excepción del sector $[0^\circ - 30^\circ]$ de longitud, es la componente diurna la que explica prácticamente la totalidad de la varianza. Prácticamente se observan los mismos aspectos en el caso de la dependencia diurna de F_m . Sin perjuicio de los pequeños cambios en las fases y en las amplitudes de las componentes para los diferentes sectores de longitud tanto para θ_m como F_m , se podría concluir que el patrón latitud-tiempo local de los flujos de precipitación de electrones es prácticamente el mismo para todas las longitudes. El comportamiento aparentemente anómalo de las varianzas explicadas para el sector $[0^\circ - 30^\circ]$ de longitud, probablemente sea el resultado de no disponer de observaciones para intervalos significativos de tiempo local como se muestra en las figuras 5.20 (10:00 a 20:00 hrss) para el caso de θ_m y en la figura 5.24 (10:00 a 20:00 hrs) para el caso de F_m . En ambos casos esta falta valores observados parece implicar una contribución más significativa de la componente semi-diurna de la que puede justificarse.

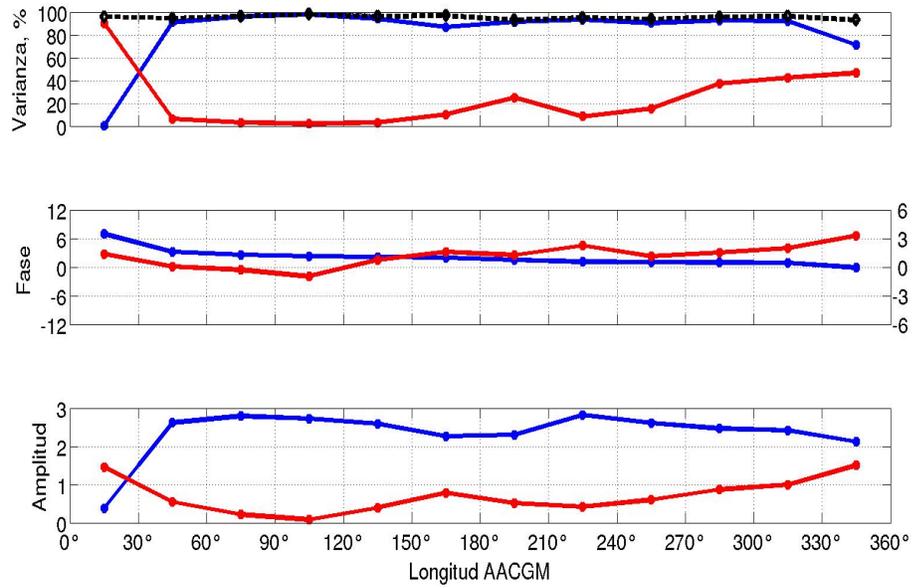


Figura 5.36: Variación longitudinal de las varianzas explicadas por el modelo para la dependencia diurna, fases y amplitudes de las dos componentes para θ_m . Azul: primera componente, rojo: segunda componente, negro: ambas componentes.

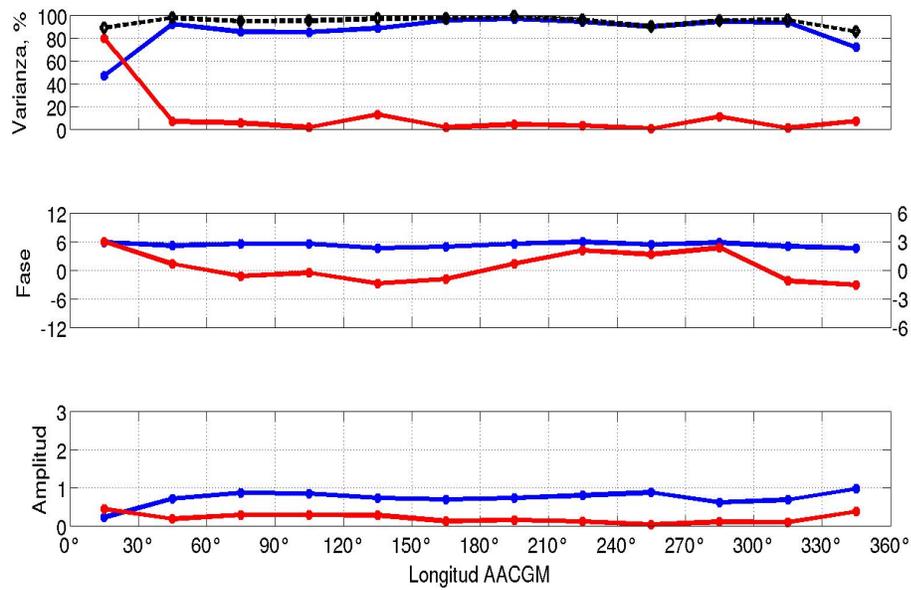


Figura 5.37: Variación longitudinal de las varianzas explicadas por el modelo para la dependencia diurna, fases y amplitudes de las dos componentes del modelo F_m . Azul: primera componente, rojo: segunda componente, negro: ambas componentes.

La bondad de ajuste del modelo de dos componentes para el caso de la dependencia longitudinal de θ_m y F_m se realiza de manera similar. En la figura 5.38 y 5.39 se aprecia que la primera componente es la que explica una mayor varianza en la medianoche y en las horas de la mañana, sin embargo a diferencia de la dependencia diurna, la segunda componente tiene una importancia considerable. Alrededor del medio día como resultado de insuficientes observaciones las estimaciones de la varianza no son significativas, y por ello la suma de las varianzas pueden sumar más de 100 %.

En la figura 5.39, es posible observar que para F_m la varianza explicada por cada componente es similar, lo que es muy distinto a las horas de la mañana donde la varianza explicada de la primera componente es muy superior a la varianza explicada de la segunda componente. En este caso las curvas que representan las fases tienen una variabilidad mayor, sin embargo todavía es posible afirmar la presencia de una dependencia sistemática.

En base a esto último y a las amplitudes observadas en las figuras, se puede decir que existe una pequeña pero sistemática dependencia longitudinal del flujo de electrones precipitados sobre el óvalo auroral austral.

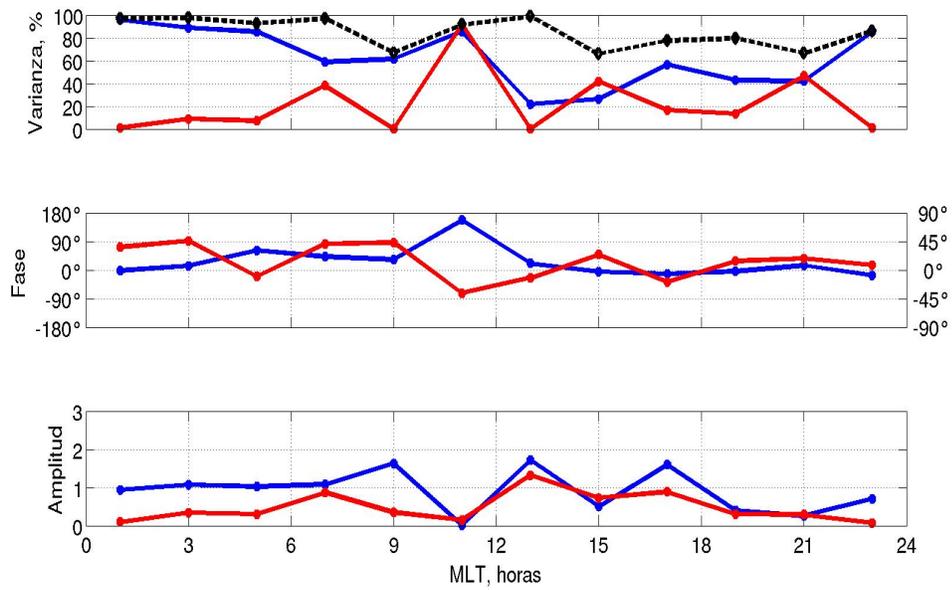


Figura 5.38: Variación diurna de las varianzas explicadas por el modelo para la dependencia longitudinal, fases y amplitudes del modelo de dos componentes para θ_m . Azul: primera componente, rojo: segunda componente, negro: ambas componentes.

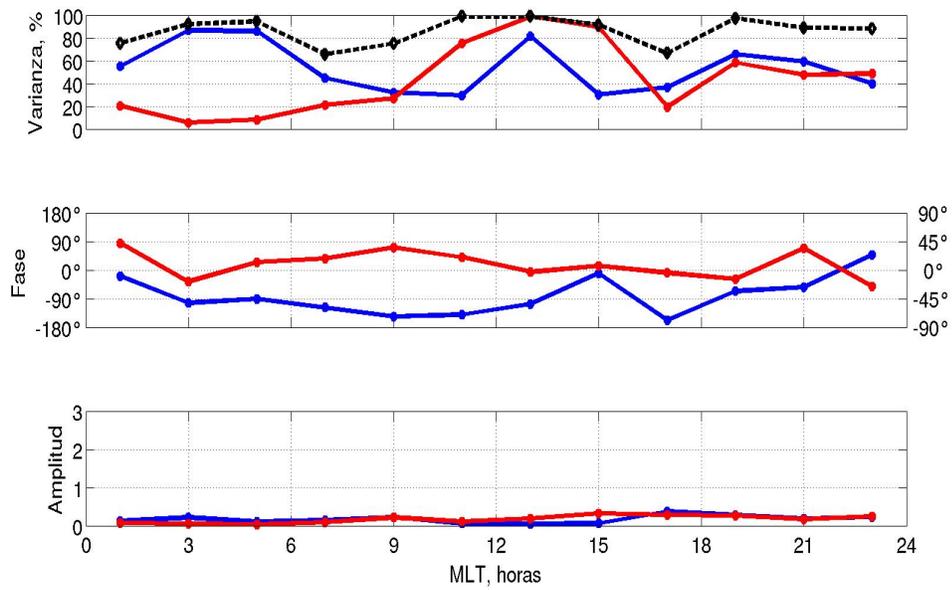


Figura 5.39: Variación diurna de las varianzas explicadas por el modelo de para la dependencia longitudinal, fases y amplitudes del modelo de dos componentes para F_m . Azul: primera componente, rojo: segunda componente, negro: ambas componentes.

Capítulo 6

Discusión

Hartz y Brice (1966) sugieren una representación esquemática inicial del patrón general de la precipitación auroral de partículas para el hemisferio norte, deducidas de observaciones de absorción radioeléctrica auroral, como se indica en la figura 6.1. La representación solo considera dependencias latitudinal y por tiempo local. Ellos observan dos poblaciones de precipitación electrónica, la precipitación tipo *splash* que posee un máximo cercano a las 22 horas de tiempo local, y la precipitación tipo *drizzle* con un máximo cercano a las 8 horas de tiempo local. Si comparamos estos resultados con los obtenidos en esta tesis, es evidente que la precipitación electrónica directamente observada por los satélites NOAA/POES corresponden más bien a una combinación de la precipitación *drizzle* y la precipitación *splash*, formando un patrón común único en que los flujos son máximos en el intervalo [00:00 - 06:00] de tiempo local. Esto probablemente está asociado al hecho que solo se usa en esta tesis precipitación electrónica de 10 keV.

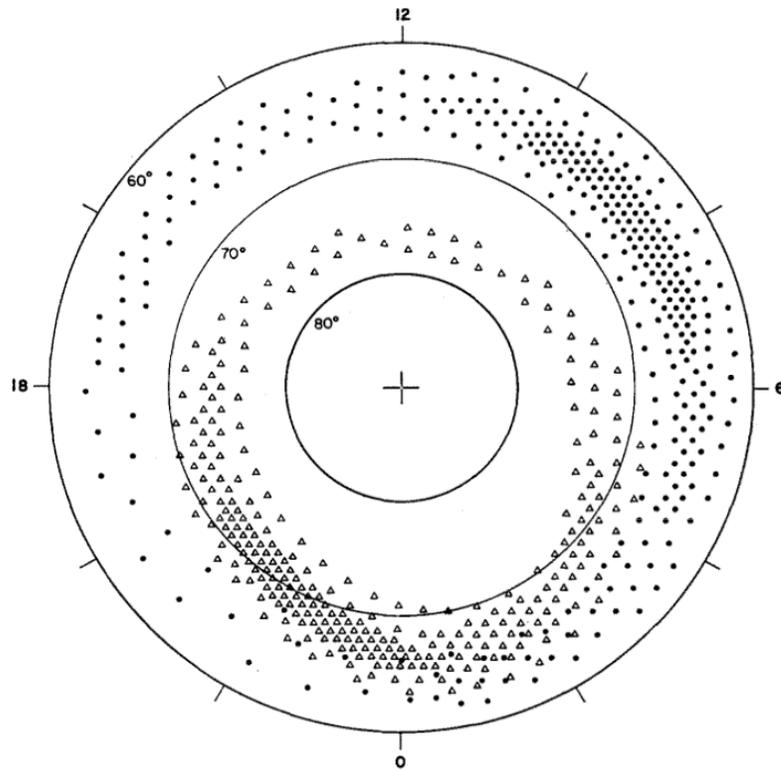


Figura 6.1: Representación idealizada de las dos principales zonas de precipitación electrónica en el hemisferio norte, la intensidad media de la entrada de flujo es aproximada por la densidad de los símbolos. Las coordenadas son latitud geomagnética y tiempo geomagnético. Los eventos asociados a la precipitación tipo *splash* son representados por triángulos, mientras que correspondientes a la precipitación tipo *drizzle* son indicados por puntos. Fuente: Hartz y Brice (1966).

Fuller-Rowell y Evans (1987) obtienen un patrón estadístico auroral del flujo de energía total en la atmósfera polar del hemisferio norte, utilizando satélites TIROS (predecesores de los satélites NOAA/POES), para cuatro niveles de potencia hemisférica de entrada como se muestra en la figura 6.2. La representación superior izquierda, que corresponde a un nivel actividad tres puede considerarse equivalente al nivel de actividad geomagnética bajo utilizado esta tesis. A pesar de que ellos no realizan un estudio longitudinal del flujo de energía, al comparar su patrón estadístico con las dependencias diurnas para las distintas longitudes se encuentra una importante similitud en el patrón general de los flujos de electrones precipitados obtenidos en este trabajo.

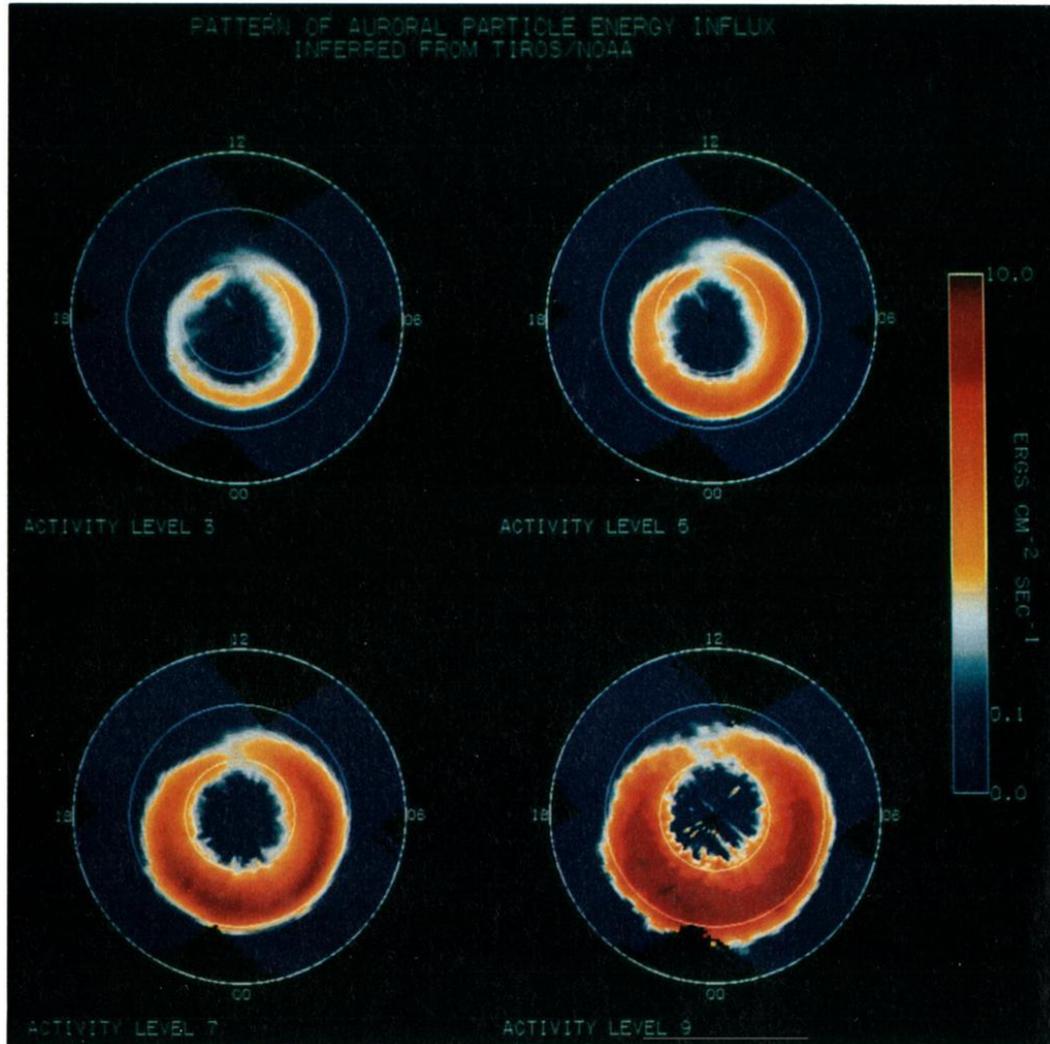


Figura 6.2: Patrón estadístico del flujo total de energía de iones y electrones incidentes en la atmósfera en el rango desde 0.3 a 20 keV, para cuatro niveles potencia hemisférica de entrada (HPI). Los círculos corresponden a 45°, 60° y 75° de latitud geomagnética corregida. (Arriba a la izquierda) Nivel de actividad 3, HPI entre ~ 4 y 6 gigawatts (GW). (Arriba a la derecha) Nivel de actividad 5, HPI entre ~ 10 y 16 GW. (Abajo a la izquierda) Nivel de actividad 7, HPI entre ~ 24 y 39 GW. (Abajo a la derecha) Nivel de actividad 9, HPI entre ~ 61 y 96 GW.

Tal vez la representación más completa del óvalo auroral en ambos hemisferios es la propuesta por Newell et al. (2002), ellos prácticamente utilizan todos los conjuntos de datos de la misión DMSP obtenidos desde principios de los años ochenta. Las energías de los iones y electrones observadas están en el rango de 32 eV y 30 keV. Probablemente lo más significativo es el esfuerzo hecho para integrar otros conjuntos de datos ideando nuevos métodos de calibración correspondiente, como lo son las imágenes globales de radiación ultravioleta del satélite POLAR, las determinaciones de los límites del óvalo auroral obtenidas por los radares SuperDarn y las imágenes de los fotómetros de barrido meridional. En todo caso la representación combinada representa mejor la precipitación de partículas de las energías más bajas. En la figura 6.3 de la salida del modelo OVATION, desgraciadamente solo para el hemisferio norte, las imágenes para el hemisferio sur no están disponibles por las mismas razones mencionadas anteriormente. En las representaciones no se distingue por longitud, además la representación se hace en latitud geomagnética y tiempo local magnético, por lo que no se pueden comparar directamente los resultados presentados en esta tesis. Es posible que la intensidad de la precipitación máxima que se observa en el sector previo a medianoche, en lugar de presentarse a los sectores posteriores a medianoche como aparece en resultados de este trabajo se expliquen por las diferentes energías y representaciones geométricas usadas. La representación de la figura es muy similar la correspondiente a la precipitación *splash* de Hartz y Brice (1966).

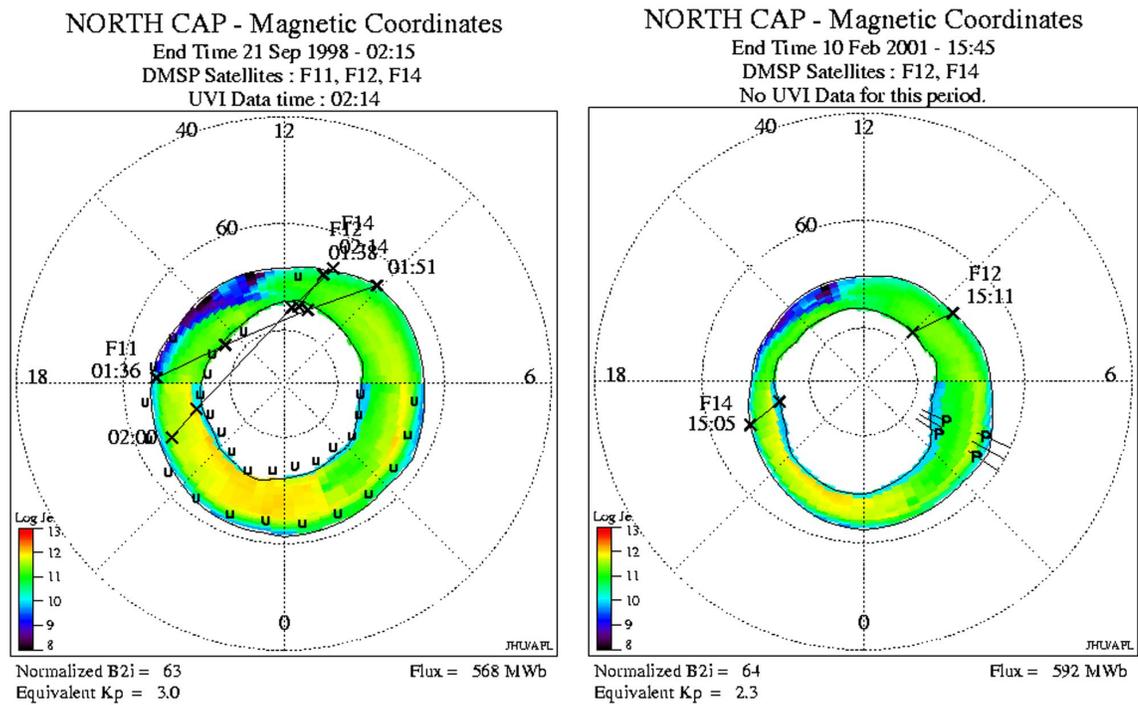


Figura 6.3: Ejemplo de los resultados del modelo OVATION. Los contornos observados por DMSP son marcados con una “x”, mientras que los contornos observados por UVI son están marcados con una “U” y los datos UAF MSP son marcados con una “P”. El flujo total integrado del *polar cap* esta en megawebers. (Izquierda) Datos DMSP y UVI. (Derecha) Datos DMSP y UAF MSP.

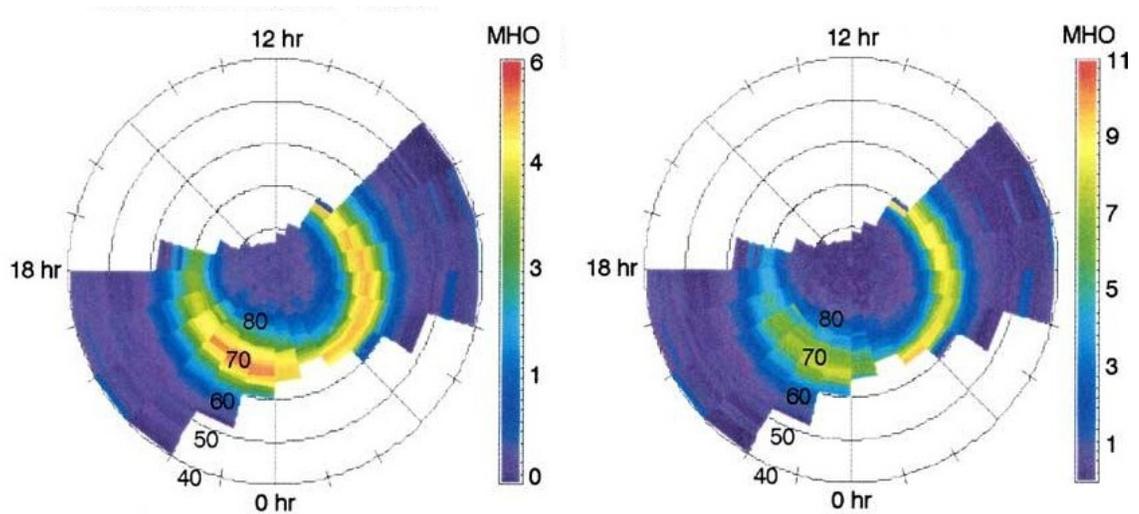


Figura 6.4: Climatologías generadas de la conductividad de Pedersen (izquierda) y de Hall (derecha) para el hemisferio sur y para todos los niveles de actividad geomagnética en el rango de energía de 300 eV - 36.785 keV.

En el modelo estadístico desarrollado por Wüest et al. (2003) para los flujos de electrones precipitados, pero para el cálculo específico de las conductividades de Hall y Pedersen (en ambos hemisferios). Ellos utilizan 10 años de datos del satélite NOAA/POES-12. En la figura 6.4 desgraciadamente ellos no hacen distinción por sectores de longitud. Sin embargo, de forma similar a lo que sucede con el patrón estadístico construido por Fuller-Rowel y Evans (1987), las climatologías resultantes para las conductividades de la dependencia diurna presentan una similitud con los resultados obtenidos en esta tesis para el flujo de electrones precipitados.

El modelo de precipitación auroral desarrollado por Newell et al. (2009), separa las poblaciones de partículas precipitadas asociadas específicamente a la aurora discreta y a la aurora difusa producida tanto por electrones como por iones. En el caso de la aurora discreta se distinguen dos mecanismos de aceleración distintos: la aceleración por campos eléctricos cuasi-estáticos que producen espectros con claros máximos monoenergéticos, y ondas de Alfvén dispersivas responsables de una aceleración electrónica de gran ancho de banda. Entre sus resultados se muestra en particular lo que ocurre para el flujo de energía de electrones que generan la aurora tipo difusa durante condiciones de viento solar forzante alto. La figura 6.5 corresponde a un patrón por cada estación del año pero que no distingue hemisferio. El patrón es prácticamente el mismo para todas las estaciones del año. Este patrón muestra claramente que lo observado por los satélites NOAA/POES es precipitación tipo difusa, ya que coincide con nuestros resultados.

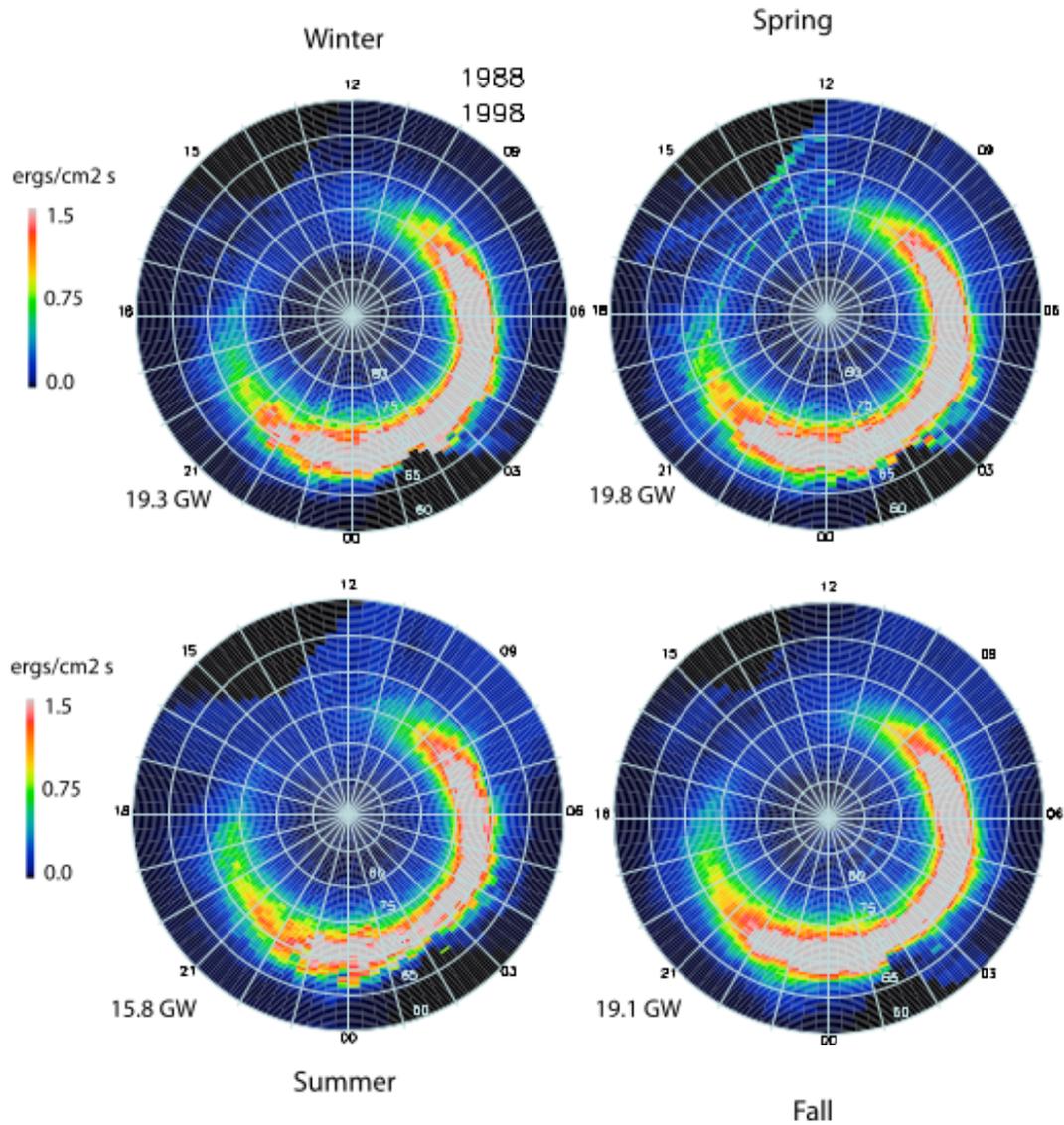


Figura 6.5: Aurora difusa producida por electrones en condiciones de viento solar forzante alto para las cuatro estaciones del año. Fuente: Newell et al. (2010).

En el trabajo hecho por Luan et al. (2011), se realiza un estudio de la dependencia longitudinal del flujo de electrones precipitados para ambos hemisferios, en condiciones de actividad magnética baja ($Kp = 2$) y media ($Kp = 4$). Las observaciones fueron realizadas por el satélite TIMED, que recolecta imágenes de las emisiones de

radiación ultravioleta emitidas por electrones precipitados de energías muy inferiores a las estudiadas en esta tesis. En Luan et al. (2011) (ver figura 6.6) se realiza una separación estacional de la dependencia longitudinal para el intervalo [21:00 - 03:00] de tiempo local. Si se consideran combinadamente los resultados para las distintas estaciones del año, se encuentra un mínimo en el sector $[0^\circ - 120^\circ]$ de longitud magnética y un máximo en el sector $[170^\circ - 330^\circ]$. A pesar de que las energías de los electrones precipitados es mucho menor que en nuestro caso, la idea de una variación estacional de la dependencia longitudinal podría ser aplicable también para el flujo de electrones de mayor energía, un aspecto que se espera realizar como continuación de los trabajos asociados a esta tesis.

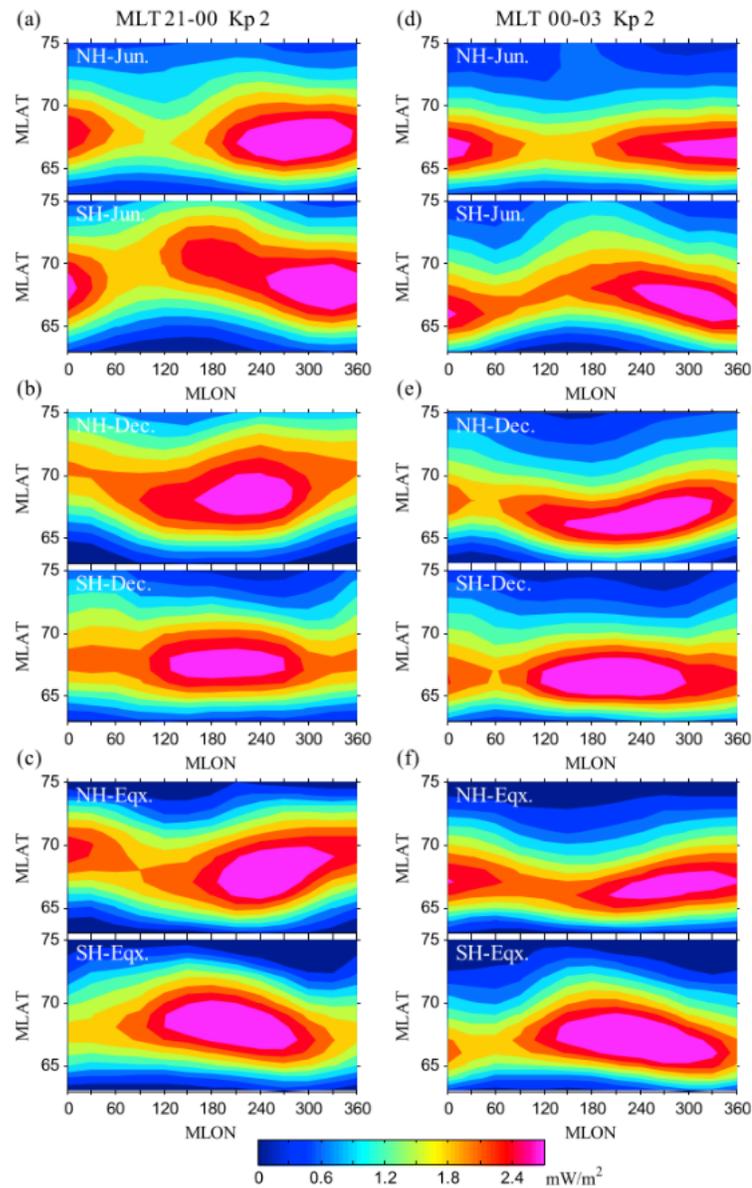


Figura 6.6: Variaciones longitudinales del flujo de energía media de precipitación auroral, bajo la condición de $Kp = 2$ durante el intervalo [21:00 - 00:00] de tiempo local magnético (figuras de la (a) a la (c)) y durante el intervalo posterior a la medianoche [00:00 - 03:00] de tiempo local (figuras (d) a la (f)). Fuente: Luan et al. (2011).

Recientemente Vorobjev et al. (2013) proponen un modelo de precipitación auroral cuya aplicación está particularmente destinada a estudios ionosféricos y magnetosféricos, se basa en el tratamiento estadísticos de las observaciones hechas por los satélites DMSP F6 y F7. Es un modelo interactivo cuyos parámetros de entrada de nivel de actividad magnética toman en cuenta tanto la actividad auroral (índice AL) como la corriente de anillo (DST). Para identificar las distintas regiones de precipitación usa la notación propuesta por Starkov et al. (2002) que se basa en la estructura de la luminosidad auroral. En particular la precipitación auroral se divide en tres tipos: (a) zona auroral difusa - ubicada hacia el ecuador del óvalo auroral, (b) precipitación del óvalo auroral - región de precipitación estructurada que tiene fronteras ecuatorial y polar que coinciden estadísticamente con los límites del óvalo auroral, (c) precipitación difusa “blanda” - región de precipitación justamente hacia el polo de la región (b). Evidentemente los resultados presentados en esta tesis no pueden distinguir los patrones correspondientes a cada una de estas zonas y por consiguiente no se puede hacer una comparación detallada con los resultados de Vorobjev, en todo caso el patrón presentado en el presente trabajo correspondería en general al de la zona auroral difusa, sin perjuicio de que las energías consideradas son bastante mayores.

Capítulo 7

Conclusión

Se logró determinar la presencia de una pequeña aunque sistemática variación longitudinal del flujo de electrones precipitados a través del análisis de la climatología construida, utilizando un análisis de Fourier de dos componentes.

La primera componente de la dependencia longitudinal del flujo máximo de electrones precipitados es dominante durante las horas de medianoche y en la mañana. Sin embargo, la dependencia es más clara entre las 02:00 y 06:00 horas de tiempo local magnético, con un máximo en el flujo del orden de $1 \cdot 10^6 \text{ n}^\circ \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ entre 160° y 320° de longitud geomagnética corregida y con un mínimo del orden de $3,16 \cdot 10^5 \text{ n}^\circ \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ entre los 20° y 130° de longitud geomagnética corregida.

La presencia de esta dependencia nos indica que es necesario que los modelos de precipitación actuales incorporen esta dependencia en sus simulaciones. Desde este trabajo esperamos obtener un modelo predictivo de precipitación, con el cual sea posible trabajar al realizar estudios sobre calentamiento atmosférico o ionización. A modo de ejemplo, es de nuestro interés relacionar de mejor forma la precipitación con la ionización en las regiones D y E a través de observaciones de absorción ionosférica realizadas por riómetros antárticos.

Los resultados obtenidos plantean nuevas dudas sobre la dependencia longitudinal, como lo es preguntarse sobre la variación de la dependencia con las estaciones del año o su variación con el ciclo solar.

Bibliografía

- [1] W. R. Sheldon, *On the precipitation of relativistic electrons from the outer belt*, Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, **53**: 17-23, 1991.
- [2] Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc., *IEEE Standard Definitions of Terms for Radio Wave Propagation*, IEEE/IEE Electronic Library, **20**, 1998.
- [3] Michael C. Kelley, *The Earth's Ionosphere*, Academic Press (Elsevier), 2009.
- [4] J. A. Ratcliffe, *An introduction to the ionosphere and magnetosphere*, Cambridge University Press, 1972.
- [5] J. Vincent Eccles et al., *ABBYNormal model*, 2009.
- [6] J. A. Ratcliffe, *Sun, Earth and Radio*, World University Library, 1970.
- [7] W. J. Burke, J. S. Machuzak, N. C. Maynard, E. M. Basinska, G. M. Erickson, R. A. Hoffman, J. A. Slavin, W. B. Hanson, *Auroral ionospheric signatures of the plasma sheet boundary layer in the evening sector*, Journal of Geophysical Research: Space Physics, **99**: 2489–2499, 1994.
- [8] H. J. de Blank, *Guiding Center Motion*, Transactions of Fusion Science and Technology, **49**, 2006.
- [9] M. Wüest, R. A. Frahm, J. K. Jennings, J. R. Sharber, *Forecasting electron precipitation based on predicted geomagnetic activity*, Advances in Space Research, **36**: 2445-2450, 2003.

-
- [10] D. Lummerzheim, M. H. Rees, H. R. Anderson. *Dependent transport of auroral electrons in the upper atmosphere*, Planetary and Space Science, **37**: 109-129, 1989.
- [11] M. H. Rees, *Auroral energy deposition rate*, Planetary and Space Science, **40**: 299-313, 1992.
- [12] P. G. Richards, *Reevaluation of thermosphere heating by auroral electrons*, Advances in Space Research, **51**: 610-619, 2013.
- [13] D. S. Evans y M. S. Greer. *Polar orbiting environmental satellite space environment monitor-2: Instrument description and archive data documentation*, Boulder, Colo: U.S. Dept. of Commerce, National Oceanic and Atmospheric Administration, Oceanic and Atmospheric Research Laboratories, Space Environment Center, 2004.
- [14] K. B. Baker y S. Wing, *A new magnetic coordinate system for conjugate studies at high latitudes*, Journal of Geophysical Research, **94**: 9139-9143, 1989.
- [15] L. B. Callis, *Odd nitrogen formed by energetic electron precipitation as calculated from TIROS data*, Geophysical Research Letters, **24**: 3237-3240, 1997.
- [16] J. A. Whalen, *A quantitative description of the spatial distribution and dynamics of the energy flux in the continuous aurora*, Journal of Geophysical Research, **88**: 7155-7169, 1983.
- [17] X. Luan, W. Wang, A. Burns, S. Solomon, Y. Zhang, L. J. Paxton, J. Xu, *Longitudinal variations of nighttime electron auroral precipitation in both the Northern and Southern hemispheres from the TIMED global ultraviolet imager*, Journal of Geophysical Research, issue A3, 2011.
- [18] J. K. Hargreaves, *Auroral Absorption of HF Radio Waves in the Ionosphere: A Review of Results from the First Decade of Riometry*, Proceedings of the IEEE, **57**: 1348-1373, 1969.
- [19] A. J. Foppiano y P. A. Bradley, *Morphology of background auroral absorption*, Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, **47**: 663-674, 1985.

-
- [20] T. R. Hartz y N. M. Brice, *The general pattern of auroral particle precipitation*, Planetary and Space Science, **15**: 301-329, 1966.
- [21] T. J. Fuller-Rowell y D. S. Evans, *Height-integrated Pedersen and Hall conductivity patterns inferred from the TIROS-NOAA satellite data*, Journal of Geophysical Research: Space Physics, **92**: 7606-7618, 1987.
- [22] P. T. Newell, T. Sotirelis, J. M. Ruohoniemi, J. F. Carbary, K. Liou, J. P. Skura, C. -I. Meng, C. Deehr, D. Wilkinson, F. J Rich, *OVATION: Oval variation, assessment, tracking, intensity, and online nowcasting*, Annales Geophysicae, **20**: 1039-1047, 2002.
- [23] P. T. Newell, T. Sotirelis, S. Wing, *Diffuse, monoenergetic, and broadband aurora: The global precipitation budget*, Journal of Geophysical Research: Space Physics, **114**: A09207, 2009.
- [24] P. T. Newell, T. Sotirelis, S. Wing, *Seasonal variations in diffuse, monoenergetic, and broadband aurora*, Journal of Geophysical Research: Space Physics, **115**: A03216, 2010.
- [25] V. G. Vorobjev, O. I. Yagodkina, Yu. V. Katkalov, *Auroral Precipitation Model and its applications to ionospheric and magnetospheric studies*, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, **102**: 157-171, 2013.
- [26] G. V. Starkov, B. V. Rezhnev, V. G. Vorobjev, Ya. I. Feldstein, *Dayside auroral precipitation structure*. Geomagnetism and Aeronomy, **42**: 176-183, 2002.