



Universidad Nacional de La Plata  
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis de Licenciatura en Astronomía  
ESTIMACIÓN DE LA TEMPERATURA DEL  
PLASMA IONOSFÉRICO BASADA EN EL MODELO  
IONOSFÉRICO LA PLATA

Ayelén Estefanía Volk

Director: Dr. Claudio Brunini

LA PLATA, ARGENTINA  
- MARZO 2014 -





# Motivación y objetivos

Sydney Chapman desarrolló una teoría relativamente simple, modelando los principios físicos que permite predecir las características fundamentales, aunque no los detalles, de la distribución vertical de electrones libres en la ionosfera terrestre. La misma predice la formación de una región ionizada por el Sol, localizada entre aproximadamente 100 y 800 km de altura, dentro de la cual la densidad de electrones libres varía con la altura. Si bien fenómenos tales como las reacciones químicas entre distintos componentes atmosféricos y el transporte del plasma engendrado por los vientos termosféricos y las fuerzas electrodinámicas no pueden ser representados por la teoría de Chapman, esta ha resistido el paso del tiempo y provee la formulación de base de varios modelos ionosféricos empíricos usados en la actualidad.

Un caso de especial importancia para el presente trabajo, es el del LPIM (La Plata Ionospheric model). Este es un modelo ionosférico global que ha sido desarrollado en el laboratorio GESA (Geodesia Espacial y Aeronomía) de la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas a lo largo de los últimos veinte años, sumando contribuciones de varios investigadores y tesis (por ejemplo: Brunini, 1998; Azpilicueta y Brunini, 2005; Azpilicueta, 2006; Azpilicueta y Brunini, 2008; Gularte Scarone, 2008; Camilion, 2013; Brunini et al., 2013). Permite describir la distribución global de electrones libres y su variabilidad espacial y temporal apoyándose en la asimilación de mediciones GNSS proporcionadas por receptores localizados sobre la superficie terrestre o volando a bordo de diferentes satélites (SAC-C, SAC-D, CHAMP, GRACE, FORMOSAT 3 / COSMIC, etc.).

En el LPIM, la distribución vertical de electrones libres se describe mediante la combinación de funciones Chapman que representan distintas regiones de la ionosfera. Cada una de esas funciones depende de un conjunto de parámetros: la altura en la que la densidad electrónica alcanza su máximo, el valor de ese máximo y el ancho de escala de la región. Aunque la versión actual del modelo, estima dichos parámetros en base a fórmulas empíricas y ajustes de datos, los mismos pueden ser modelados contemplando los fenómenos físicos del medio ionosférico y constituye aún una tarea pendiente.

Este último enfoque ha motivado el desarrollo de la presente tesis, la cual se basa en el estudio de la función densidad electrónica para capas ionosféricas  $\alpha$  - Chapman. El objetivo principal es determinar la sensibilidad de la misma a las principales variables físicas, explorar su capacidad para aproximar las magnitudes de los parámetros fundamentales de perfiles verticales de densidad observados y por último, investigar la posibilidad de utilizarla como modelo para inferir un valor representativo de la temperatura del plasma de la región F1, usando los parámetros de capa calculados con el LPIM.



# Índice general

Motivación y objetivos	iii
<b>1. La ionosfera</b>	<b>1</b>
1.1. Introducción . . . . .	1
1.2. Estructura y composición de la atmósfera terrestre . . . . .	1
1.3. El Sol y la interacción con la magnetosfera terrestre . . . . .	4
1.4. La ionosfera . . . . .	6
1.5. Mecanismos de producción y pérdida de ionización en la ionosfera . . . . .	8
1.6. Capas ionosféricas . . . . .	10
1.7. Variaciones sistemáticas en la ionosfera de latitudes medias . . . . .	13
<b>2. Densidad electrónica basada en la función Chapman</b>	<b>15</b>
2.1. Introducción . . . . .	15
2.2. Ecuación de continuidad para la densidad de electrones libres . . . . .	15
2.3. Distribución exponencial del gas neutro con la altura . . . . .	16
2.4. Absorción de la radiación solar . . . . .	17
2.5. Función de producción Chapman . . . . .	19
2.6. Capa ionosférica $\alpha$ -Chapman . . . . .	21
<b>3. Cálculo de perfiles verticales de densidad electrónica</b>	<b>23</b>
3.1. Introducción . . . . .	23
3.2. Asignación de valores: cálculo de perfil base . . . . .	23
3.3. Sensibilidad del perfil de densidad electrónica . . . . .	28
3.4. Atmósfera multicomponente y producción electrónica integrada en $\lambda$ . . . . .	34
3.5. Conclusiones . . . . .	37
<b>4. Estimación de la temperatura del plasma basada en el LPIM</b>	<b>39</b>
4.1. Introducción . . . . .	39
4.2. Modelo Ionosférico La Plata . . . . .	39
4.3. Estimación de la temperatura del plasma para la capa F1 . . . . .	42
4.4. Conclusiones . . . . .	45
<b>Apéndice A</b>	<b>47</b>
<b>Apéndice B</b>	<b>51</b>
<b>Apéndice C</b>	<b>55</b>



# Capítulo 1

## La ionosfera

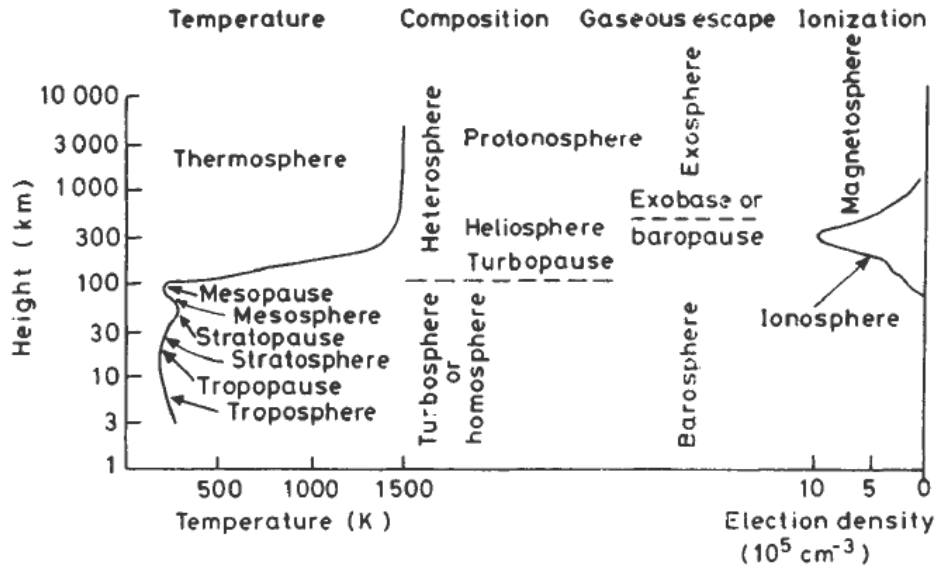
### 1.1. Introducción

La ionosfera está formada por un fluido compuesto de gas neutro y partículas cargadas llamado plasma. Dado que se sitúa en la zona límite entre la atmósfera y la magnetósfera de la Tierra, es un sistema dinámico donde la variación de los parámetros del plasma no es solamente el resultado de los mecanismos de interacción entre ionosfera y la atmósfera neutra, sino también de los sistemas que influyen en el régimen magnetosférico: el Sol, el campo magnético terrestre y el campo magnético interplanetario. Los aspectos más relevantes de estos sistemas son introducidos en el presente capítulo a fin de comprender la física dominante en las distintas regiones ionosféricas, sobre todo en latitudes medias y bajas.

### 1.2. Estructura y composición de la atmósfera terrestre

La atmósfera envuelve a la Tierra formando una capa gaseosa relativamente delgada que se extiende desde su superficie hasta una altura superior a los 1000 km. Se la suele dividir en regiones (o «esferas») que reciben distintas denominaciones según el tipo de parámetro que se emplee para la caracterización. A las zonas de transición o límites entre regiones se las llama «pausas». Las clasificaciones usuales se basan en variaciones de temperatura, del estado de mezcla de los gases o del estado de ionización.

Según el gradiente de temperatura se distinguen 4 regiones y 3 pausas. La Troposfera es la capa en contacto con la superficie terrestre y se extiende hasta los 10 km aproximadamente, es la región asociada con los fenómenos meteorológicos. Aquí, la temperatura decrece de forma continua hasta un valor mínimo que define el límite superior de la región, la tropopausa. Le sigue la estratosfera entre los 10 y 45 km de altura y es la zona donde se encuentra la capa de Ozono. La temperatura crece con la altura, hasta alcanzar un máximo local que marca la estratopausa. Entre los 45 y los 95 km está la mesosfera, donde la temperatura vuelve a descender hasta alcanzar un nuevo mínimo, la mesopausa, que es la zona más fría de la atmósfera. En ella la temperatura puede alcanzar valores extremadamente bajos cercanos a los 180° K. A partir de los 95 km comienza la termosfera que se extiende hasta los 500 km. Aquí, la temperatura



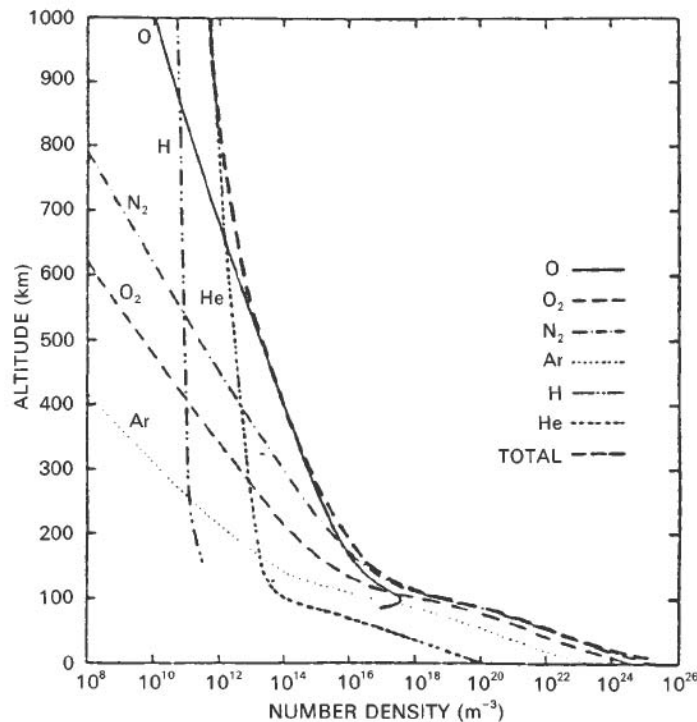
**Figura 1.1.** Nomenclatura de la atmósfera basada en temperatura, composición, mezcla e ionización del gas. Tomado de Hargreaves, 1995.

crece muy rápidamente en los primeros 100 km hasta alcanzar un valor aproximado de  $1000^\circ\text{K}$ , el cual permanece constante e independiente de la altura. Este aumento tan grande de la temperatura es debido a la absorción de radiación solar de alta energía, principalmente de la región EUV (extremo ultra violeta) del espectro.

Si ahora se analiza la atmósfera a partir del estado de mezcla de los gases se encuentra que la parte baja de atmósfera está bien mezclada, es decir, la proporción relativa de los componentes gaseosos principales permanece esencialmente constante y tanto la presión como la densidad de aire decaen exponencialmente con la altura. Esta zona es llamada homosfera o turbosfera y abarca desde la superficie de la Tierra hasta los 90-100 km de altura. Las especies más abundantes son el oxígeno y el nitrógeno en forma molecular ( $\text{O}_2$  y  $\text{N}_2$ ) y conforman el 98% del aire en esta región. Existen varios componentes gaseosos menores pero importantes en el sistema atmosférico. Algunos de ellos son el ozono ( $\text{O}_3$ ), el óxido de nitrógeno ( $\text{NO}$ ), metales alcalinos, dióxido de carbono y agua. El ozono se concentra entre los 15 y 35 km de altura y absorbe la mayoría de radiación solar UV que alcanza estas alturas, lo que provee una fuente de calor para la estratosfera y una protección para las formas de vida en superficie. Los metales son introducidos en la atmósfera por los meteoros en una cantidad que alcanza las 44 toneladas métricas por día. El vapor de agua, se concentra en la tropósfera baja pero es la principal fuente de hidrógeno en las zonas altas de la atmósfera. El  $\text{NO}$  es el componente menos abundante, pero contribuye en los mecanismos de producción de partículas cargadas en la región ionizada de la atmósfera.

Alrededor de los 90 km, la radiación solar ultra violeta disocia la molécula  $\text{O}_2$  generando una fuente de oxígeno atómico ( $\text{O}$ ) cuya densidad se incrementa hasta igualar la proporción de  $\text{O}_2$  a los 125 km y continúa incrementándose a mayores alturas. Esto convierte al  $\text{O}$  en la especie neutra dominante de la atmósfera alta. El  $\text{N}_2$  no es directamente disociado a su forma atómica, pero puede aparecer como resultado de reacciones químicas secundarias.

A partir de los 100 km de altura (turbopausa), en la región denominada heterosfera, los componentes se separan por la acción de la gravedad por lo que la composición química varía con la altura. Así, los gases son susceptibles a separarse por difusión gaseosa más rápidamente de lo que pueden mezclarse por turbulencia. Como consecuencia, la densidad de cada especie decae con la altura a un ritmo propio, que dependen del valor de su masa molecular. Por lo tanto, los componentes de moléculas pesadas dominan a bajas alturas y los componentes atómicos dominan en zonas altas. Ver figura 1.2.



**Figura 1.2.** Composición atmosférica hasta los 1000 km para un perfil típico de temperatura. (A. D. Richmond, en Solar-Terrestrial Physics). Tomado de Hargreaves, 1995.

Los términos ionosfera o magnetosfera son aplicados para señalar respectivamente a la parte ionizada de la atmósfera (60-1000 km) y a la parte más externa donde el campo magnético terrestre controla el movimiento de las partículas. La ionosfera contiene un número significativo de electrones libres e iones positivos (y negativos en la parte más baja). La fuente principal de estas partículas es la fotoionización del gas por radiación solar. Cabe destacar que en comparación con las densidades del gas neutro, la concentración de partículas cargadas es pequeña. Pese a ello, ejercen una gran influencia en las propiedades eléctricas del medio, afectando a la propagación de ondas electromagnéticas.

A partir de los 500 km la densidad del gas neutro es tan baja que las colisiones entre partículas son poco frecuentes. Esta zona es conocida como exosfera y ya no puede caracterizarse como un fluido. Aquí, los átomos individuales pueden escapar lentamente de la atracción gravitatoria de la Tierra. La base de la exosfera es llamada exopausa o baropausa. A partir de esta zona los gases dominantes son el hidrógeno y el helio con lo cual también se la llama protonosfera. En la figura 1.1 se muestran las distintas clasificaciones de las regiones atmosféricas.

### 1.3. El Sol y la interacción con la magnetosfera terrestre

El Sol es una estrella típica cuya fotosfera (la parte visible más profunda) puede aproximarse a un cuerpo negro a 6400 °K de temperatura y de radio aproximado de 700 000 km. Por encima de este radio se encuentran la cromosfera y la corona. La cromosfera puede verse durante los eclipses, expandiéndose hasta 2 000 km sobre la fotosfera y allí las temperaturas alcanzan los 50 000 °K. En la corona se aleja más de un millón de km de la fotosfera y no tiene una terminación clara. Aquí, la temperatura supera el 1 500 000 millones °K.

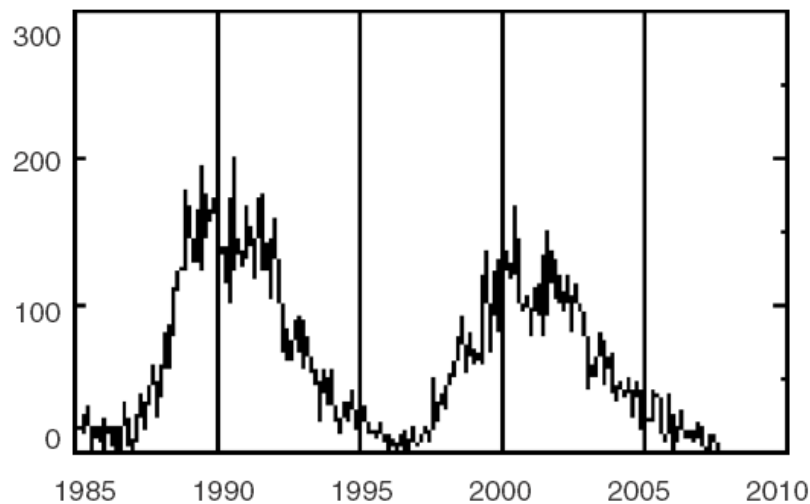
El Sol emite radiación electromagnética alrededor de 1.4 kW/m<sup>2</sup> por segundo, pero apenas la mitad llega a la superficie terrestre. De acuerdo a la temperatura de cuerpo negro, el espectro de intensidad de la radiación presenta su máximo en el visible, y decrece hacia longitudes de onda más cortas (ultravioleta, rayos X y rayos  $\gamma$ ) y más largas (infrarrojo y radio). En el visible, la radiación es considerablemente constante en el tiempo, con variaciones del 1% excepto cuando hay eventos explosivos en la atmósfera del Sol. En particular, la radiación de longitud de onda corta que comprende el extremo ultra violeta y rayos X del espectro tiene especial relevancia para el estudio de la ionosfera. Estas radiaciones provienen de la corona y la cromosfera solar y no alcanzan a la superficie terrestre porque son totalmente absorbidas por la atmósfera, por lo que su estudio se realiza empleando instrumentos en cohetes y satélites. Además del continuo de radiación existen algunas líneas de emisión particularmente intensas, por ejemplo la línea Lyman- $\alpha$  del hidrógeno (121.6 nm) cuya potencia transmitida es aproximadamente equivalente a la del resto del espectro con longitudes de onda menores a los 100 nm. Esta parte del espectro solar es más variable que el visible.

Como no es un cuerpo sólido, el Sol rota sobre su eje con un periodo que aumenta con la latitud de 25.4 días en el ecuador a 33 días a 75° de latitud. La rotación y convección del plasma producen intensas corrientes eléctricas y campos magnéticos por efecto dínamo. Las variaciones temporales de los campos magnéticos en el Sol tienen un comportamiento periódico. Una de las manifestaciones más directas de la actividad magnética solar es la aparición de regiones oscuras en la fotosfera, llamadas manchas solares. Suelen aparecer en grupos y en regiones entre los 5° y 30° de latitud. El número de manchas varía con un ciclo de 11 años llamado *Ciclo Solar*. Así, el nivel de actividad solar se caracteriza contabilizando el número de manchas a través del número de Wolf, R. Asociado a él, está el parámetro F10.7, que es el flujo de emisiones de radio en la banda centrada en los 10.7 cm de longitud de onda y se da en unidades de flujo de 10<sup>-22</sup> W m<sup>2</sup>Hz. Dicho índice muestra una fuerte correlación con el número R y se emplea como medida de la potencia de emisión solar en la zona del ultravioleta y rayos X.

El Ciclo Solar no es estable, pudiendo variar entre 9 y 14 años. Tampoco es simétrico, el tiempo transcurrido entre un mínimo y un máximo solar es de unos 4.3 años mientras que de máximo a mínimo tarda en promedio 6.6 años. Un periodo equivalente a dos ciclos solares se muestra en la Figura 1.3 donde se presenta el promedio anual del número de manchas solares.

La pérdida de energía en el Sol no solo se debe a emisión de radiación electromagnética sino también a la expulsión de masa a grandes velocidades. Esto puede ocurrir en





**Figura 1.3.** Promedio anual de número de manchas solares desde 1985 al 2010, de Nasa Marshall Space Flight Center. Tomado de Schunk & Nagy, 2009.

forma de explosiones violentas en la atmósfera del Sol que envían chorros de partículas de alta energía al espacio. Así son los *flares*, que se ven como un aumento repentino de brillo en zonas pequeñas de la fotosfera y cercanas a manchas solares. Estos pueden durar desde algunos minutos hasta varias horas. Otros eventos de mayor magnitud son las eyecciones de masa coronal (EMC) que pueden contener hasta  $10^{16}$  g de plasma que se expande a medida que se aleja del Sol a velocidades que alcanzan los 1 000 km/s.

Sin embargo, el mecanismo que más contribuye a la dispersión del plasma solar en el medio interplanetario es menos violento pero actúa de forma continua. Este es el llamado viento solar. Se origina en la parte baja de la corona y se acelera a medida que se aleja del Sol hasta alcanzar velocidades supersónicas. Está compuesto de un número aproximadamente igual de iones y electrones y viajando con él, se encuentra un débil campo magnético conocido como IMF (en inglés *Interplanetary Magnetic Field*). El viento solar varía en densidad, velocidad, temperatura y propiedades del campo magnético, junto con el ciclo solar, la latitud heliográfica, y el período de rotación. También puede variar debido a ondas de choque u otro tipo de perturbaciones. Los valores promedio que lo caracterizan son: velocidad de 468 km/s, densidad de 8.7 protones por  $\text{cm}^3$  y 6.6 nT de intensidad del IMF.

Todos estos mecanismos de pérdida de masa son especialmente importantes para la dinámica Tierra-Sol porque las partículas expulsadas y emisiones electromagnéticas de alta energía alcanzan y afectan la atmósfera alta de la Tierra.

El campo magnético de la Tierra (CMT) actúa como un escudo contra el viento solar, deflectándolo alrededor de la Tierra y dejando una cavidad magnética con una forma similar a la de un cometa. Del lado que mira al Sol, la presión ejercida por el viento solar actúa comprimiendo y redondeando el CMT; el viento solar, forzado a fluir bordeando la magnetosfera de la Tierra, actúa deformando el campo magnético que toma la forma de una cola elongada (de varios radios terrestres de longitud) que se extiende hacia el lado opuesto al Sol al menos 10 radios terrestres.

Cuando el viento solar supersónico se encuentra con el CMT se forma una onda de choque, que forma una región que se denomina frente de choque. A medida que

el viento solar atraviesa el frente de choque, es desacelerado, calentado, y deflectado alrededor de la Tierra en una región denominada magnetovaina. La capa que separa el plasma magnetizado del viento solar en la magnetovaina del plasma confinado por el CMT, es una zona delgada del espacio llamada magnetopausa. A la región donde el CMT domina sobre el IMF se llama magnetosfera y está poblado por un plasma de origen solar y terrestre. Aunque la mayor parte del viento solar es deflectado alrededor de la Tierra, parte de él logra ingresar. La entrada directa del plasma del viento solar ocurre del lado diurno en los alrededores de los casquetes polares. Llega a alturas bajas ( $\sim 300$  km), afectando la ionosfera en una banda latitudinalmente angosta llamada región auroral (alrededor de  $20^\circ$  del polo magnético). Dentro de esta banda, las partículas del viento solar viajan a lo largo de las líneas de campo y depositan su energía en la atmósfera superior. Las partículas también ingresan dentro de la cola de la magnetosfera por mecanismos que aún no han sido completamente explicados. Así, las partículas del viento más el plasma que ha escapado de la atmósfera superior de la Tierra, viajan por la cola magnetosférica e ingresan a la atmósfera siguiendo algunas líneas de campo específicas que convergen en el lado nocturno de la región auroral, provocando el fenómeno luminoso conocido como *aurora*. Cabe aclarar que se define una región auroral para ambas zonas polares, norte y sur, con características similares.

## 1.4. La ionosfera

La ionosfera se extiende aproximadamente desde los 60 a los 1000 km de altura sobre la superficie, uniéndose imperceptiblemente con la magnetosfera por la parte superior. Tiene cantidades significativas de electrones libres e iones positivos y también, aunque en menor medida, se encuentran iones negativos sobre todo en la parte más baja. Esto provoca que la ionosfera sea muy sensible a las interacciones electromagnéticas y se establezcan corrientes eléctricas.

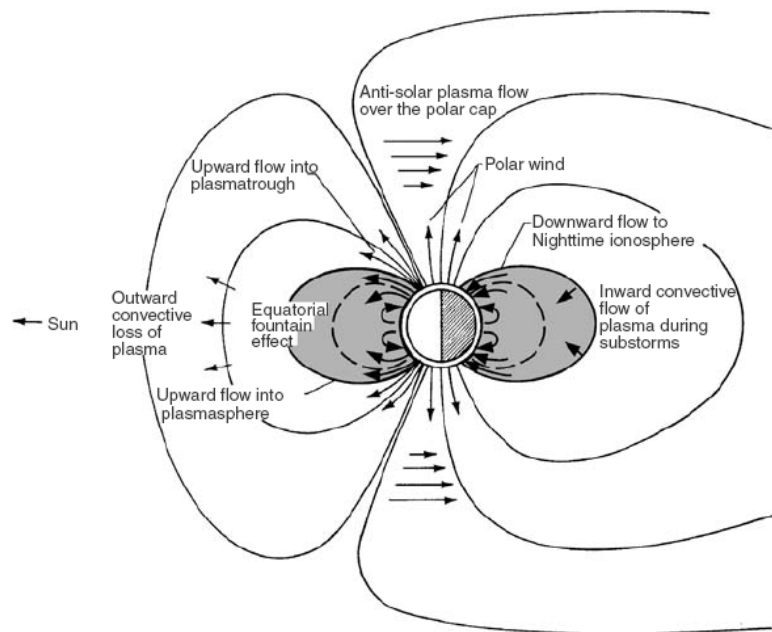
La principal fuente del plasma ionosférico es la ionización del gas atmosférico neutro por absorción de radiación solar EUV y rayos-X de su espectro. Sin embargo otros mecanismos de producción de ionización, como el debido al ingreso de partículas de alta energía emitidas por el Sol, se vuelven dominantes en zonas especialmente activas como los polos geomagnéticos.

Los efectos de difusión y transporte del plasma están fuertemente influenciados por el campo magnético de la Tierra. Un esquema de los mismos puede verse en la Figura 1.4. En zonas de latitudes altas, las líneas del campo geomagnético son radiales, abiertas y las partículas de la ionosfera superior pueden escapar. Esta pérdida de plasma, es conocida como *viento polar* y afecta apreciablemente la estructura de la densidad y la temperatura. Además, como se ha dicho en la sección anterior, la interacción entre el viento solar y la magnetosfera genera patrones de flujo sobre el casquete polar y la región auroral de forma continua, afectando también a las zonas no iluminadas por el Sol. En la región auroral, la ionización del gas se produce por la precipitación de electrones de alta energía, que ingresan a la ionosfera a lo largo de las líneas de campo, se aceleran y luego colisionan con las moléculas de gas, produciendo una luminiscencia típica de las auroras.

A latitudes medias, el plasma ionosférico no está apreciablemente afectado por los campos eléctricos de la magnetosfera y tiende a co-rotar con la Tierra. Sin embargo,

puede desplazarse de un hemisferio a otro siguiendo las líneas del campo geomagnético. Este proceso de transporte, es potenciado por la acción de los vientos neutros que fluyen meridionalmente (norte-sur).

A bajas latitudes, las líneas del campo geomagnético son aproximadamente horizontales y esto provoca efectos de transporte únicos e intensos. Durante el día, en la ionosfera ecuatorial, campos eléctricos con dirección Este asociados con corrientes ionosféricas inducidas por vientos neutros generan un movimiento ascendente de plasma. El plasma levantado de esta manera luego se difunde hacia abajo a lo largo de las líneas de campo magnético y alejándose del ecuador debido a la acción de la gravedad. La combinación del *drift* electromagnético y la difusión produce un movimiento del plasma con un patrón de tipo fuente, y este movimiento actúa produciendo un aumento de la densidad de plasma a ambos lados del ecuador magnético, que se conocen como *Anomalía de Appleton*.

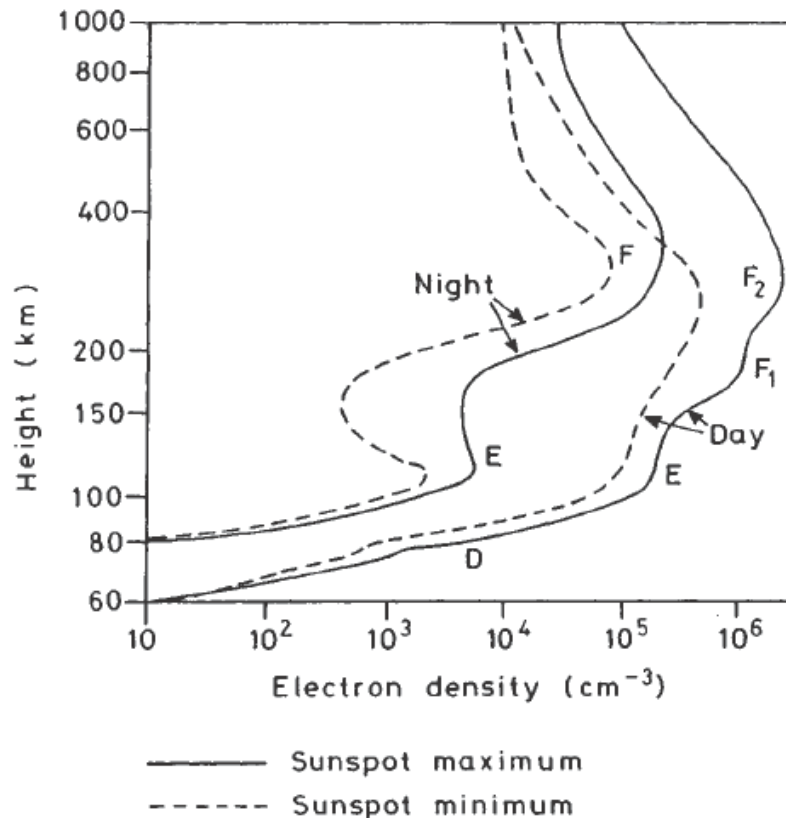


**Figura 1.4.** Diagrama del campo magnético de la Tierra y el régimen del flujo de plasma en la ionosfera. Tomado de Schunk & Nagy, 2009.

Pese a los diferentes procesos que pueden afectar al plasma ionosférico en las distintas bandas latitudinales, la variación de la densidad de electrones con la altura adopta una forma similar, separándose en capas. A la distribución vertical de electrones libres se la llama *perfil de densidad*, y es utilizado para caracterizar las regiones (o capas) ionosféricas. Cada capa tiene un máximo de densidad (o pico) a cierta altitud y luego un decrecimiento de densidad con la altura a ambos lados del máximo. Así como un ancho de capa asociado. Los picos forman inflexiones en el perfil de densidad y sus magnitudes típicas dependen de la posición geográfica, el momento del día, la época del año y el nivel de actividad solar.

Las capas más notorias se denominan D, E, F1 y F2 (ver Figura 1.5) y se distinguen principalmente durante el día en la ionosfera de latitudes medias y bajas, por debajo de los 500 km de altura. Las capas D y F1 se desvanecen de noche, y E se vuelve muy débil.

La capa F2 tiende a persistir por la noche pero con menor intensidad. En cada capa dominan diferentes mecanismos de pérdida, producción y transporte del plasma y son detallados en la próxima sección. La parte superior de la ionosfera llamada región de tope, comienza por encima del pico máximo de la región F (entre 300 - 400 km) hasta la pronosfera donde dominan los iones atómicos más ligeros ( $H^+$ ,  $He^+$ ) y el plasma esta totalmente ionizado. A partir de la región tope los efectos del transporte del plasma son muy importantes.

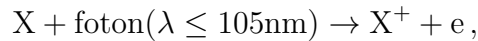


**Figura 1.5.** Perfil típico de densidad electrónica en la ionosfera de latitud media. (w. swinder, Wallchart Aerospace Environment, US Air Force Geophysics Laboratory). Tomado de Hargreaves, 1995

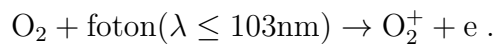
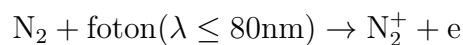
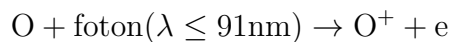
## 1.5. Mecanismos de producción y pérdida de ionización en la ionosfera

Varios procesos contribuyen a la producción de partículas cargadas en la ionosfera. El principal proceso es la fotoionización de gases atmosféricos a través de la radiación solar EUV (17-175 nm) y de rayos X (0.1-17 nm), cuya energía es superior al potencial de ionización de las especies gaseosas dominantes. Los procesos secundarios incluyen ionización a través de fotoelectrones y reacciones de intercambio de carga. Por último, la precipitación de partículas energéticas cargadas juega un rol esencial en la producción de ionización a latitudes polares.

La fotoionización de los constituyentes del gas neutro de la atmósfera terrestre produce pares ion-electrón libres y es la principal fuente de ionización para la mayor parte de la ionosfera. La energía de los fotones absorbidos excede, en general, la energía umbral de ionización, luego el excedente de energía resulta en un aumento de la energía cinética del electrón o excitando al ion resultante. El proceso de fotoionización puede esquematizarse en forma sencilla de la siguiente manera,



donde X es una molécula o átomo neutro de la atmósfera superior,  $X^+$  es el ion molecular o atómico resultante y e el electrón. De particular importancia para la ionosfera es la fotoionización de los gases predominantes O,  $N_2$  y  $O_2$ .



La velocidad de fotoionización del gas se calcula con una expresión basada en la fórmula de producción desarrollada por S. Chapman (1931) y que se describe detalladamente en detalle en el capítulo 2.

Los fotoelectrones liberados como resultado de los principales procesos de ionización pueden alcanzar energías lo suficientemente altas como para ionizar partículas neutras por si solos. Por ejemplo, un fotón con una longitud de onda  $\lambda \approx 30.4$  nm puede producir un fotoelectrón a partir de un átomo de oxígeno con una energía cinética de aproximadamente 27 eV, que es más grande que la energía necesaria para ionizar algunos gases atmosféricos. Otra posibilidad es que la energía de los fotoelectrones puede inducir a las partículas de gas neutro a emitir radiación EUV, disparando de esta manera eventos adicionales de fotoionización. Se estima que la tasa de ionización debida a estos procesos secundarios contribuye alrededor de un 20 % de la tasa de producción principal en la atmósfera superior. En la región E la tasa de producción secundaria puede ser tan grande como los procesos de fotoionización principales.

En latitudes polares, los electrones y protones provenientes del Sol (y aquellos que lo hacen en forma de rayos cósmicos) que se precipitan sobre la atmósfera terrestre, producen una ionización que es menor comparada con aquella debida a la radiación electromagnética. Sin embargo, en épocas de tormentas magnéticas, durante la noche o a bajas alturas pueden ser fuentes importantes de generación de electrones libres. Para electrones precipitantes este proceso puede representarse de la siguiente manera:



donde el subíndice “primario” denota al electrón precipitante y el subíndice “secundario” al nuevo electrón generado.

En contraste con los fotones, las partículas energéticas pueden inducir muchos eventos de ionización (los electrones aurales tienen energías que van de unos 100 hasta unos 1 000 eV). Los protones energéticos son liberados por el Sol durante los flares y también chorros de partículas  $\alpha$  (núcleos de helio). Los dos tipos de partículas son significativamente más energéticas que los electrones aurales (con energías de 10 a 1 000 MeV).

Además de los procesos de producción de ionización, existen procesos de pérdida muy efectivos, con constantes de tiempo muy cortas. Sin ellos la densidad de partículas cargadas en la ionosfera crecería hasta alcanzar valores excesivamente grandes en solo pocos minutos y este hecho no se observa. Las partículas cargadas se recombinan químicamente, neutralizando el medio rápidamente a través de distintas reacciones. La más directa es la *recombinación radiativa*, que es la acción inversa de la fotoionización,



donde  $X^+$  indica el ion del componente atómico o molecular  $X$  y  $h\nu$  la energía del fotón liberado luego de la reacción. Este tipo de recombinación tiene una baja tasa de ocurrencia en comparación con otros mecanismos de pérdida.

La recombinación química más frecuente es la *disociativa* en la cual los iones moleculares se dividen en sus constituyentes atómicos. Dependiendo de los componentes de la reacción, los productos atómicos pueden resultar neutros o en estados excitados. En particular es muy importante la que involucra la molécula de  $O_2$  para la parte baja de la región F.

Las velocidades de pérdida son proporcionales a la densidad de iones y de electrones libres. Se emplea un coeficiente de proporcionalidad denominado *constante de recombinación* que es del orden de  $10^{-12}$  para reacciones radiativas y de  $10^{-7}$  para las disociativas.

También están las llamadas *reacciones de intercambio de carga*, cuya forma simple (no disociativas) se representa como:



Aunque se producen iones de la especie  $X^+$  a través de estas reacciones, se pierden iones de la especie  $Y^+$  de manera que la densidad total permanece igual. Por lo que este tipo de reacciones actúa como fuente y pérdida de ionización. Este tipo de reacciones aportan grandes cantidades de iones  $O_2^+$  en la ionosfera baja, y es la principal fuente de iones  $H^+$  en la plasmaesfera. Un poco más complicadas son las reacciones de intercambio de carga que están acompañadas por disociación y formación de nuevas moléculas. Estas reacciones son la fuente principal de iones  $NO^+$ , que es un componente importante en la baja ionosfera.

## 1.6. Capas ionosféricas

La ionosfera terrestre tiene la tendencia de separarse en capas en todo el planeta, pese a que los procesos de ionización dominantes difieren en distintas bandas latitudinales. En particular, en el perfil de densidad electrónica de latitudes medias pueden identificarse durante el día 3 capas principales D, E, F. La capa E fue la primera en ser detectada, seguida de la F y la D. Típicamente, las capas E y F se caracterizan, cada una, por una de *frecuencia crítica*, que se relaciona con el valor de la densidad de electrones libres. Esta es la frecuencia máxima que puede tener una onda electromagnética para ser reflejada por la capa y se utiliza para estimar la altura de pico de capa.

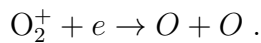
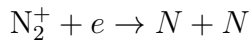
### Capa E

Esta situada entre los 100 y 150 km de altura y se forma por la ionización del gas debido a la radiación solar EUV entre 800 y 1027 Å (límite de ionización del O<sub>2</sub>), que es la radiación de onda corta con mayor capacidad de penetración dentro de la atmósfera. Los iones dominantes en esta región son los moleculares O<sub>2</sub><sup>+</sup>, N<sub>2</sub><sup>+</sup> y NO<sup>+</sup>.

La región E básicamente está regida por los procesos fotoquímicos por lo que, en general, tiene un comportamiento bastante regular y los efectos locales de transporte pueden despreciarse. Pero según la latitud, la densidad de electrones puede variar debido a efectos del campo magnético terrestre. Las alteraciones más violentas en latitudes medias son las relacionadas con las perturbaciones ionosféricas repentinas (tormentas magnéticas), que pueden llegar a duplicar la magnitud del máximo de densidad.

Las concentraciones electrónicas típicas durante el día son del orden de 10<sup>5</sup>cm<sup>-3</sup>. Durante la noche no desaparece, pero la densidad de electrones libres desciende alrededor de dos órdenes de magnitud. Luego de la puesta del Sol, la densidad de electrones libres decae hasta un valor mínimo, el cual puede ser mantenido por la radiación ultravioleta del cielo nocturno. Sin embargo, perturbaciones en el campo magnético terrestre pueden producir en zonas aurorales valores nocturnos más altos de lo esperado.

El principal mecanismo de pérdida de partículas cargadas en estas regiones es la recombinación disociativa, dadas por:



Por otro lado, se encuentra abundancia de iones metálicos provenientes de los meteoros. Estos sólo pueden recombinarse en forma radiativa, por lo cual la tasa de pérdida es lenta y les da un tiempo de vida prolongado en parte baja de capa E.

Un fenómeno interesante que ocurre en esta región es la capa *E-esporádica*. Esta es delgada (menos de 1 km de espesor) y en latitudes medias se origina por el gradiente vertical de la velocidad del viento que provoca que, en presencia del campo geomagnético, se comprima la zona de ionización. En latitudes altas, la formación de esta capa se atribuye al incremento de ionización por el ingreso de partículas energéticas. En latitudes bajas es particularmente intensa, ya que allí fluyen corrientes que producen ciertas variaciones en el campo magnético terrestre, asociadas al fenómeno del electrochorro ecuatorial.

## Capa F

Esta capa se divide en tres subregiones denominadas F1, F2 y la región de tope, presentadas en orden de menor a mayor altitud. Entre los 150 y 220 km se encuentra la F1, donde dominan los procesos fotoquímicos. Su forma básica no se ve afectada por los vientos neutros o campos eléctricos. Durante el día, la región F1 de latitudes medias, tiene una variación temporal muy lenta y los efectos de la difusión son despreciables. La producción electrónica está dominada por la fotoionización del O y la pérdida sucede

por reacciones de recombinación disociativa con el  $N_2$  y  $O_2$ , como se muestra en los esquemas 1.6.

El máximo de producción de electrones se da en torno a los 160-180 km de altura y la densidad de electrones libres presenta valores típicos de entre  $10^5$  y  $10^6$   $cm^{-3}$ . Esta capa se desvanece durante la noche y es más pronunciada en el verano y en épocas de baja actividad solar.

La capa F2 se sitúa justo encima de la anterior y es aquí donde se encuentra el mayor pico de concentración electrónica de toda la ionosfera, llamado *NmF2*. Mientras que la capa F1 muestra un comportamiento más o menos regular, controlado fundamentalmente por el Sol, la capa F2 es bastante irregular, pudiendo cambiar la densidad electrónica hasta un 20 % de un día al otro. Además, en algunas ocasiones el máximo ocurre antes del mediodía o después de este, o bien se divide en dos, produciéndose uno antes y el otro después del mediodía. En los alrededores del ecuador geomagnético, la capa F2 muestra un comportamiento muy peculiar conocido como anomalía ecuatorial o anomalía de Appleton, que hace que en el hemisferio iluminado el máximo de densidad del plasma no ocurra sobre el ecuador sino en una región ubicada aproximadamente a unos  $20^\circ$  al norte y al sur del ecuador geomagnético. Además, ocasionalmente puede ocurrir que en el ecuador la concentración electrónica sea menor al mediodía que durante la noche.

Si bien en la capa F2 es donde se encuentra el mayor pico de densidad electrónica, esto no significa que sea allí donde se da el máximo de producción de electrones. La máxima producción ocurre en la región F1 pero a medida que aumenta la altura, los procesos de pérdida electrónica por recombinación disociativa pierden importancia y la difusión del plasma se vuelve dominante, como consecuencia de la disminución de la densidad del gas neutro. El pico NmF2 sucede a la altura donde ambos procesos son igualmente importantes.

El tope de la ionosfera está definido como la región por encima del pico de la capa F2 (*zmF2*) donde el  $O^+$  es el ion dominante y se extiende desde los 600 hasta los 1500 km en latitudes medias y su estructura está determinada por el equilibrio difusivo, es decir, dominan los procesos de transporte de plasma. La región por encima es la protonosfera donde el ion  $H^+$  se convierte en el dominante. En la zona baja de la región, estos iones están en equilibrio químico con el  $O^+$  y su densidad esta controlada por reacciones de intercambio de carga.

## Capa D

Es la región por debajo de los 90 km de altura y no posee un pico característico de densidad de electrónica. Es la parte más compleja de la ionósfera desde el punto de vista químico; en parte por la alta densidad de gas neutro que hace que las especies minoritarias también sean importantes en las reacciones químicas y en parte porque hay varias fuentes de ionización que contribuyen a la producción de iones. Las principales se listan a continuación:

- La línea Lyman- $\alpha$  de radiación solar que penetra por debajo de los 90 km e ioniza al NO.
- La radiación UV lejana que ioniza otro componente minoritario, el oxígeno exci-



tado  $O_2$  ( $^1\Delta_g$ ).

- La radiación UV lejana que ioniza al  $O_2$  y  $N_2$ .
- Los Rayos X que ionizan a todas las componentes, y por ende el mayor efecto lo causan sobre los componentes mayoritarios,  $O_2$  y  $N_2$ .
- Radiación cósmica, que afecta a toda la atmósfera hasta la superficie.
- A altas latitudes, partículas energéticas provenientes del Sol o generadas durante una aurora.

Durante la noche esta región prácticamente desaparece puesto que allí la densidad atmosférica es lo suficientemente alta como para que los átomos y moléculas ionizados recuperen la gran mayoría de los electrones perdidos en el transcurso del día. Luego, al salir el Sol, la región es restablecida por fotoionización. Los valores típicos de la concentración electrónica son del orden de  $10^2 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ .

La región D muestra variaciones diarias y anuales regulares así como una variación asociada al ciclo solar de aproximadamente 11 años, pero también se observan en ella variaciones irregulares como las perturbaciones ionosféricas repentinas. Estas son atribuidas a un gran incremento en la densidad de electrones libres, que ocurre simultáneamente en todo el hemisferio iluminado debido a un aumento en la radiación de rayos X emitida durante una fulguración solar (*flare*). Estos eventos pueden durar desde algunos minutos hasta varias horas.

## 1.7. Variaciones sistemáticas en la ionosfera de latitudes medias

La ionosfera experimenta una marcada variación diurna a medida que la Tierra rota y es iluminada por el Sol. Al amanecer, la densidad de electrones comienza a incrementarse rápidamente debido a la fotoionización. A continuación la densidad de electrones presenta un aumento suave a lo largo del día, y luego decae al atardecer a medida que la fuente de fotoionización desaparece. La ionización por debajo del pico de la región F está bajo un fuerte control solar, alcanzando su máximo cerca del mediodía, cuando el ángulo cenital solar es mínimo, y va decreciendo simétricamente alejándose del mediodía. Este comportamiento resulta del hecho de que la fotoquímica domina a alturas por debajo del pico de la región F y las constantes de tiempo químicas son chicas.

La densidad de electrones por encima del pico de la región F está influenciada por otros procesos, incluyendo difusión, flujos inter-hemisféricos y vientos neutros. En esta región, la densidad de  $e$  no presenta una dependencia fuerte con el ángulo cenital solar y el máximo de ionización ocurre en la tarde cerca del momento en que la temperatura exosférica de los neutros alcanza su máximo.

Durante la noche, los procesos de transporte de plasma controlan el decaimiento de la ionización. Sin embargo, la altura del pico de la región F está principalmente determinada por los vientos meridionales neutros, que inducen un flujo de plasma a lo

largo de las líneas de campo geomagnético inclinadas. Es ascendente durante la noche y descendente durante el día.

La ionosfera exhibe fuertes variaciones estacionales y con el ciclo solar debido a que la principal fuente de ionización y de energía proviene de la radiación solar. La variación estacional de la ionosfera está relacionada con el cambio en el ángulo cenital solar, mientras que su variación con el ciclo solar está relacionada con cambios en la intensidad del flujo de radiación solar EUV y de rayos X. Sin embargo las variaciones ionosféricas no son siempre predecibles debido a que está acoplada con la termósfera, la cual también sufre variaciones estacionales y con el ciclo solar. Por ejemplo, en ciertos lugares el NmF2 observado en invierno es mayor que NmF2 en verano a pesar del hecho de que el ángulo cenital solar es más chico en verano. Este fenómeno, es llamado *anomalía estacional*. Específicamente, la circulación de verano a invierno de los vientos neutros resulta en un incremento en la tasa O/N<sub>2</sub> en el hemisferio de invierno y en una disminución en el hemisferio de verano. El aumento de la densidad de O y la disminución de la densidad de N<sub>2</sub> en invierno actúan incrementando la densidad del O<sup>+</sup>, debido al incremento relativo en la tasa de producción y disminución en la tasa de pérdida. Este efecto es más que suficiente para compensar la tendencia de la disminución de la densidad del O<sup>+</sup> debido a ángulos cenitales solares más grandes. El resultado neto es que la densidad del O<sup>+</sup> en invierno es mayor que en verano a alturas de la región F. A su vez, el valor mayor de la densidad de electrones en verano resulta en temperatura de electrones más baja.

También se encuentran las denominadas anomalías anual y semianual. La anomalía anual (también llamada la asimetría anual), está descrita por valores de  $f_0F2$  (frecuencia crítica para la subcapa F2) más grandes durante el solsticio de diciembre respecto del solsticio de junio. Esto se manifiesta sobre la densidad de electrones observándose que el valor en diciembre es un 20% mayor respecto de junio. La anomalía semianual produce valores mayores de  $f_0F2$  en los equinoccios que en los solsticios.

En cuanto a la variación con el ciclo solar se observa que en los máximos solares el flujo de radiación solar EUV es mayor que el correspondiente a los mínimos, condición que lleva a densidades de electrones más grandes. Los valores de densidad de electrones más elevados durante los máximos solares son simplemente el resultado de un aumento de la producción.

# Capítulo 2

## Densidad electrónica basada en la función Chapman

### 2.1. Introducción

Como se mencionó en el capítulo anterior, la ionosfera terrestre presenta una estructura vertical de densidad de electrones libres, que puede dividirse en capas y subcapas más o menos definidas dependiendo de lugar de observación, época de año, momento del día y nivel de actividad solar. La forma de esta estructura, también llamada *perfil*, resulta del tipo de procesos de producción, pérdida y transporte del plasma. A su vez, el rol y el grado de importancia de dichos procesos en la formación de la ionosfera, varía con la latitud. En esta sección se expone una teoría simple pero muy efectiva, que predice la formación de una capa ionosférica simple teniendo en cuenta únicamente procesos fotoquímicos. Esta teoría está basada en la función de producción electrónica establecida por Sydney Chapman en 1931 y que hoy lleva su nombre. Pese a su simplicidad, continúa utilizándose como un invaluable punto de partida para interpretar perfiles observados y cómo estos varían durante el día.

### 2.2. Ecuación de continuidad para la densidad de electrones libres

Los electrones libres en la ionosfera son el resultado de la ionización de los principales gases atmosféricos. En regiones de latitudes medias, la energía requerida proviene de la radiación solar de la parte del extremo ultravioleta (EUV) y rayos X de su espectro. Una vez formados, los iones y los electrones libres tienden a recombinarse y a reaccionar con otras especies gaseosas para producir a su vez nuevos iones. Por lo tanto existe un equilibrio dinámico en donde la concentración neta de electrones libres depende de las velocidades relativas de los procesos de producción y pérdida. Esto lo podemos expresar a través de la siguiente ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = p - L - \text{div}(N\mathbf{v}) , \quad (2.1)$$

donde  $p$  es la velocidad de producción electrónica,  $L$  la velocidad de pérdida por recombinación química y el último término representa la pérdida de electrones por transporte de plasma, siendo  $\mathbf{v}$  la velocidad media de desplazamiento.

Para el caso particular de regiones donde los efectos del transporte del plasma son despreciables y suponiendo que  $N$  varía muy lentamente con el tiempo, se tiene que  $\frac{\partial N}{\partial t} \approx 0$  y  $\text{div}(N\mathbf{v}) \approx 0$ . Luego,

$$p = L \quad (2.2)$$

Siguiendo la ley de acción de masas y considerando las reacciones de ionización y recombinación radiativa para una especie gaseosa en estado neutro  $X$  y electrones libres  $e$ ,



se tiene que, en el equilibrio, las siguientes concentraciones representadas entre corchetes satisfacen que  $[X][h\nu] = \text{const}[X^+][e]$ . Además, como el medio con un todo es electricamente neutro debe cumplirse que  $[X^+] = [e]$ . Luego  $[e]^2 = \text{const}[X][h\nu]$ .

Con este breve análisis introductorio, se ve que la concentración de  $e$  es proporcional a la concentración de neutros y la radiación ionizante. En la atmósfera terrestre la cantidad de neutros decae con la altura mientras que la intensidad de radiación aumenta, por lo tanto es razonable esperar que la densidad electrónica pase por un máximo a cierta altitud.

En las siguientes secciones se exponen los modelos para la distribución de neutros y absorción de la radiación que permitan describir los términos  $p$  y  $L$ , de los cuales depende la expresión final de la densidad de  $e$  en función de la altura.

### 2.3. Distribución exponencial del gas neutro con la altura

En la atmósfera, la densidad del gas neutro y la presión decaen al alejarse de la superficie. Esta variación con la altura se obtiene resolviendo la ecuación de equilibrio hidrostático. Si el gas contiene  $n$  moléculas (o átomos en el caso de componentes monoatómicos) de masa  $m$  por unidad de volumen, un cilindro de sección transversal con área unidad y altura  $dh$  contiene una masa total igual a  $n m dh$ . Debido a la gravedad terrestre  $g$ , el cilindro experimenta una fuerza hacia abajo que en condiciones de equilibrio está compensada por la diferencia de presión entre la parte superior e inferior del cilindro.

$$\frac{dP}{dh} = -n m g \quad (2.4)$$

Se asume que el gas sigue la ecuación de estado de los gases ideales:  $P=nkT$ , donde  $k$  es la constante de Boltzmann y  $T$  la temperatura del gas; reescribiendo el diferencial de presión en función de los diferenciales de  $n$  y  $T$  se obtiene

$$\frac{dn}{n} + \frac{dT}{T} = -\frac{dh}{H} \quad (2.5)$$

La expresión  $H$  se denomina *altura de escala* y tiene dimensiones de longitud

$$H = \frac{kT}{mg} \quad (2.6)$$

Suponiendo que  $T$ ,  $g$  y  $H$  no varían con la altura, la solución a la ecuación 2.5 resulta

$$n = n_0 \exp\left(\frac{-h}{H}\right), \quad (2.7)$$

con  $n_0$  la densidad numérica de neutros a  $h=0$

Es conveniente escribir la densidad numérica de átomos neutros en función de valores de referencia conocidos, entonces se toma  $h = z - z_0$ , con lo cual  $n_0 = n(z_0)$  y  $z_0$  es una altura de referencia elegida convenientemente,

$$n = n(z_0) \exp\left(\frac{-(z - z_0)}{H}\right). \quad (2.8)$$

Aunque para resolver la ecuación se ha tomado  $T$  y  $g$  constante y por ende también  $H$ , éstas en realidad varían con la altura. En una capa fina de gas por debajo de los 500 km la variación de  $g$  es despreciable y para las variaciones de  $H$  se suele toma un valor local definido en términos del gradiente de presión con la altura  $z$ . En la atmósfera terrestre,  $H$  aumenta desde un valor de 5 km hasta 70-80 km para  $h= 500$  km, es decir, que aumenta continuamente a medida que la masa molecular media de componentes dominantes decrece y la temperatura aumenta, como señala su expresión. En la homosfera, donde los componentes gaseosos están bien mezclados, se utiliza una masa molecular promedio de todos los componentes gaseosos. En la heterosfera, se determina un valor de  $H$  para cada especie según su peso molecular. Así cada especie tiene una distribución individual y la presión total es la suma de las todas presiones parciales.

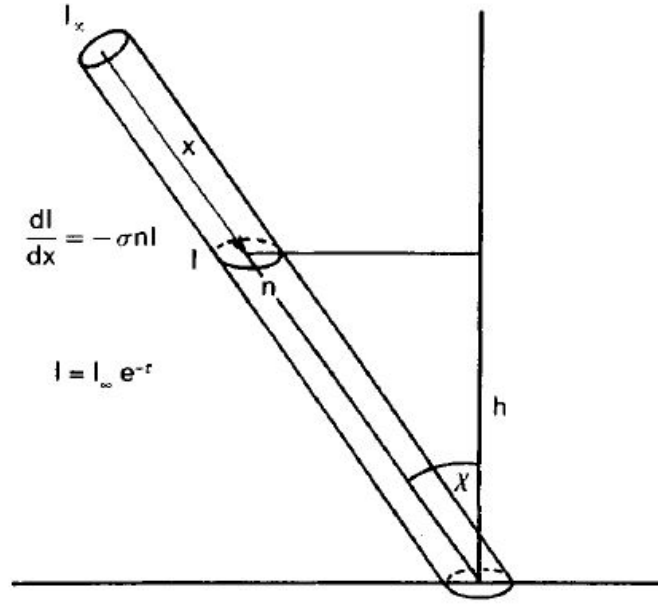
## 2.4. Absorción de la radiación solar

Un modelo relativamente simple para el decaimiento de la intensidad de la radiación solar debido a la absorción atmosférica puede obtenerse a partir del siguiente razonamiento: un haz de fotones provenientes del Sol con longitud de onda  $\lambda$  penetra la atmósfera y a medida que viaja, el flujo es atenuado debido a la absorción del gas. El decaimiento de la intensidad de flujo luego de viajar un distancia  $dx$  es,

$$dI(x) = -I(x)n(z)\sigma^a dx \quad (2.9)$$

Donde  $I(x)$  es el flujo de fotones a la distancia  $x$  en la dirección de incidencia;  $n(z)$  la densidad numérica de gas neutro a una altura  $z$  y  $\sigma^a$  la sección transversal de absorción del gas que depende de la longitud de onda de la radiación incidente.

Suponiendo que la atmósfera es plana y esta horizontalmente estratificada, se obtiene



**Figura 2.1.** Absorción de radiación ionizante en la atmósfera, donde la altura es  $h = z - z_0$  y  $z_0$  nivel de base. Tomado del Hargreaves [1995]

$$dx = -dz \sec(\chi) , \quad (2.10)$$

donde  $\chi$  es el *ángulo cenital del Sol* medido desde la vertical del lugar. Hay que considerar que la aproximación de atmósfera horizontalmente estratificada es buena para  $\chi$  menores a  $75^\circ$ .

Sustituyendo en la ecuación 2.9 e integrando entre  $z$  e infinito

$$\ln[I_\infty/I(z)] = \int_z^\infty n(z)\sigma^a \sec\chi dz , \quad (2.11)$$

con  $I_\infty$  el flujo no atenuado por absorción. La intensidad del flujo de fotones a una altura arbitraria  $z$  puede escribirse entonces

$$I(z, \chi) = I_\infty \exp\left(-\int_z^\infty n(h)\sigma^a \sec\chi dz\right) . \quad (2.12)$$

De forma más general se puede considerar al gas neutro compuesto por varias especies  $s$ , cada una con una sección transversal de absorción dependiente de la longitud de onda de la radiación incidente. Luego la atenuación de flujo será

$$dI(z, \lambda, \chi) = \sum_s I(z, \lambda) n_s(z) \sigma_s^a(\lambda) \sec\chi dz , \quad (2.13)$$

donde  $I(z, \lambda)$  es la intensidad del flujo solar de fotones de longitud de onda  $\lambda$ ;  $n_s(h)$  es la densidad numérica de la especie  $s$  de gas neutro;  $\sigma_s^a(\lambda)$  es la sección transversal de absorción de radiación de onda  $\lambda$  para la especie  $s$ . Luego de integrar resulta

$$I(z, \lambda, \chi) = I_\infty(\lambda) \exp\left(-\int_\infty^h \sum_s n_s(h) \sigma_s^a(\lambda) \sec\chi dh\right) . \quad (2.14)$$

El argumento de la exponencial se denomina *profundidad óptica*  $\tau$

$$\tau(z, \lambda, \chi) \equiv \int_{\infty}^z \sum_s n_s(z) \sigma_s^a(\lambda) \sec \chi \, dh, \quad (2.15)$$

luego

$$I(z, \lambda, \chi) = I_{\infty}(\lambda) \exp[-\tau(z, \lambda, \chi)]. \quad (2.16)$$

## 2.5. Función de producción Chapman

Para el caso en que solo se considera la fotoionización como fuente de partículas cargadas, se puede expresar a la velocidad de producción de pares ion-electrón ( $p$ ) como el producto de 4 términos. Entonces, a cierta altura  $z$  se tiene que:

$$p(z, \chi) = \eta \sigma^a n(z) I(z, \chi), \quad (2.17)$$

donde  $I$  a la intensidad de radiación ionizante y  $n$  la densidad numérica de moléculas o átomos neutros susceptibles a ser ionizados a la altura dada. La molécula (o átomo) antes de ser ionizada, absorbe una cantidad de radiación determinada por la sección transversal  $\sigma^a$ , pero solo una fracción de la energía absorbida se destina al proceso de ionización. Esta fracción está representada por la *eficiencia de ionización*,  $\eta$ .

Realizando algunas aproximaciones, S. Chapman desarrolló una fórmula para  $p$  que predice la forma de una capa ionosférica simple y como varía durante el día. Éstas son:

- La atmósfera esta compuesta por una sola especie gaseosa exponencialmente distribuida con altura de escala  $H$  constante.
- La atmósfera está horizontalmente estratificada: no presenta variaciones de densidad en el plano horizontal.
- La radiación solar es absorbida de manera proporcional a la concentración del gas  $n$ , como expresa la ecuación 2.17
- El coeficiente de absorción es constante, lo que equivale a considerar radiación ionizante monocromática.

Entonces, algunos factores de la ecuación 2.17 pueden expresarse con las fórmulas halladas en las secciones anteriores. La distribución exponencial de neutros para una especie gaseosa está dada por la ecuación 2.8; reemplazando en 2.11 para radiación monocromática e integrando entre  $z$  e infinito se obtiene que el flujo de fotones es:

$$I(z, \chi) = I_{\infty} \exp[-H n(z) \sigma^a \sec \chi], \quad (2.18)$$

reemplazando en la ec. 2.17 se obtiene la *función de producción Chapman*:

$$p(z, \chi) = I_{\infty} \exp[-H n(z) \sigma^a \sec \chi] \eta \sigma^a n(z). \quad (2.19)$$

La altura de máximo de producción  $z_{max}$  se obtiene diferenciando la ecuación anterior e igualando a cero. También implica que la  $p(z, \chi)$  es máxima a la altura donde la profundidad óptica es igual a uno.

$$z_{max}(\chi) = z_0 + H \ln[n(z_0) H \sigma^a \sec \chi] . \quad (2.20)$$

Sustituyendo la ecuación 2.20 en la 2.19 se obtiene la producción electrónica máxima:

$$p_{max}(\chi) = \frac{I_\infty \eta \cos \chi}{H \exp(+1)} . \quad (2.21)$$

La ecuación 2.19 puede escribirse en función de los parámetros del máximo de producción. Escribiendo convenientemente la ec. 2.8 en función de la densidad de neutros a  $z_{max}$  dada por  $n_m = \cos \chi / H \sigma^a$  (debido a que  $\tau = 1$  por condición de máximo), se obtiene:

$$n(z) = n_m \exp\left(\frac{-(z - z_{max})}{H}\right) . \quad (2.22)$$

Reemplazando en la ecuación 2.17 resulta:

$$p(z, \chi) = p_{max} \exp\left(1 - \frac{(z - z_{max})}{H} - \exp\left(\frac{-(z - z_{max})}{H}\right)\right) . \quad (2.23)$$

Si se toma de referencia los valores de máximo para el caso especial en que  $\chi = 0^\circ$  entonces se tiene que la ecuación 2.19 también puede escribirse como

$$p(z, \chi) = p_{mo} \exp\left(1 - \frac{(z - z_{mo})}{H} - \sec \chi \exp\left(\frac{-(z - z_{mo})}{H}\right)\right) , \quad (2.24)$$

con  $p_{mo}$  la velocidad de producción máxima y  $z_{mo}$  la altura correspondiente cuando  $\chi = 0^\circ$ :

$$p_{mo} = p_{max}(0) = \frac{I_\infty \eta}{H \exp(+1)} \text{ y} \quad (2.25)$$

$$z_{mo} = z_{max}(0) = z_0 + H \ln[n(z_0) H \sigma^a] . \quad (2.26)$$

A partir de la función de Chapman para una capa simple se puede obtener una fórmula más general para la producción electrónica total en una atmósfera compuesta por varias especies gaseosas en la que incide radiación ionizante con un rango de longitudes de onda. Para la especie gaseosa  $s$  la distribución vertical de densidad es:

$$n_s = n_s(z_0) \exp\left(\frac{-(z - z_0)}{H_s}\right) , \quad (2.27)$$

con  $H_s$  la altura de escala de la especie  $s$  con masa  $m_s$ :



$$H_s = \frac{kT}{m_s g} \quad (2.28)$$

A partir de las ecuaciones 2.15 y 2.27, la profundidad óptica de la atmósfera compuesta y estratificada horizontalmente es:

$$\tau(z, \lambda, \chi) = \sec \chi \sum_s n_s(z) \sigma_s^a(\lambda) H_s, \quad (2.29)$$

Reemplazando  $\tau$  en la ec. 2.16, luego volviendo a la ec. 2.19 e integrando en  $\lambda$ , la velocidad de producción debido a la fotoionización de  $s$  resulta:

$$p_{ts}(z, \chi) = n_s(z) \int_0^\lambda I_\infty(\lambda) \exp[-\tau(z, \chi, \lambda)] \sigma_s^i(\lambda) d\lambda. \quad (2.30)$$

Luego, la producción total debido a todas las especies es:

$$p_t(z, \chi) = \sum_s n_s(z) \int_0^t I_\infty(\lambda) \exp[-\tau(z, \chi, \lambda)] \sigma_s^i(\lambda) d\lambda, \quad (2.31)$$

donde  $\sigma_s^i(\lambda)$  es la sección efectiva de ionización y el intervalo de longitud de onda  $[0, t]$  corresponde a la radiación con energía suficiente para ionizar las especies neutras.

## 2.6. Capa ionósferica $\alpha$ -Chapman

La concentración final de electrones libres a determinada altura depende de la velocidad de producción  $p$  y también es función de la velocidad de pérdida  $L$  en virtud de la ecuación de continuidad 2.1. Esto implica que si bien la función de producción tiene un máximo bien definido, la densidad final no necesariamente se dará a la misma altura. Cuanto más denso sea el gas, mayor será la velocidad de recombinación química; lo que implica que la altura del máximo de densidad de  $e$  podrá ser mayor que la altura de máxima  $p$  pero nunca menor, donde la densidad de neutros es más alta.

Si se asume que los electrones libres se recombinan directamente con iones positivos y no hay iones negativos, la velocidad de la pérdida electrónica para la recombinación radiativa a cierta altura  $z$ , está dada por:

$$L = \alpha [X^+] N, \quad (2.32)$$

donde  $[X^+]$  es la densidad de iones,  $N$  la densidad de electrones libres y  $\alpha$  el coeficiente de recombinación. Asumiendo que el medio como un todo es electricamente neutro y está en equilibrio (sección 2.2)

$$L = \alpha N^2 = p. \quad (2.33)$$

Tomando  $p$  igual a la función producción Chapman se obtiene la densidad electrónica producto de la ionización de una especie gaseosa por radiación monocromática:

$$N(z, \chi) = N_m \exp \left[ \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{(z - z_m)}{H} - \exp \left( \frac{-(z - z_m)}{H} \right) \right) \right], \quad (2.34)$$

$N_m$  es la densidad de  $e$  en el pico y varía con el  $\cos^{1/2}\chi$ . La capa ionosférica con esta propiedad se denomina capa  $\alpha$ -Chapman.

$$N_m = \left( \frac{P_{\max}}{\alpha} \right)^{1/2} = \left( \frac{I_{\infty} \eta \cos \chi}{H \alpha \exp(+1)} \right)^{1/2} \quad y \quad (2.35)$$

$$z_m = z_{\max}(\chi) = z_0 + H \ln[n(z_0) H \sigma^a \sec \chi] . \quad (2.36)$$

En los próximos capítulos se estudiarán las propiedades de la capas  $\alpha$ -Chapman y servirán de base para el estudio de los factores que alteran la forma de perfiles de densidad electrónica para un medio ionosférico simple y en equilibrio.

# Capítulo 3

## Cálculo de perfiles verticales de densidad electrónica

### 3.1. Introducción

En el presente capítulo se describe la primera etapa del trabajo realizado que consistió en el estudio de los perfiles verticales de densidad electrónica obtenidos a partir de la fórmula de producción electrónica Chapman descrita en el capítulo anterior. Para ello, se buscó construir un perfil cuyas magnitudes características fuesen lo más cercanas a lo observado en la ionosfera, asignando valores realistas a los parámetros y a las variables físicas del medio. Fue necesario asumir, en algunos casos, modelos secundarios para representar dichas variables. Luego se estudió la susceptibilidad de los perfiles calculados al cambio de sus dependencias principales y los efectos de considerar diversidad química y radiación ionizante de varias longitudes de onda a través de la superposición de sucesivas capas  $\alpha$ -Chapman.

### 3.2. Asignación de valores: cálculo de perfil base

En el capítulo 2 se dedujo la función Chapman y como ésta describe la producción de electrones libres en un medio atmosférico simplificado y en condiciones de equilibrio. Tomando esta función de base, es posible calcular la densidad de electrones libres en función de la altura construyendo así perfiles teóricos de densidad electrónica. Para ello es necesario asignar valores a los parámetros involucrados que caracterizan la naturaleza del medio gaseoso donde se desarrolla la ionosfera. Así también, se necesita tomar un rango de valores para las variables físicas propias de los mecanismos de producción y pérdida electrónica asumidos aquí como dominantes. Estos últimos están supeditados a la posición geográfica, la hora del día, la época del año y la actividad solar.

La expresión de la densidad electrónica que se utilizó en el cálculo está dada por la Ecuación 2.34, para una capa gaseosa simple, ionizada por radiación monocromática.  $N$  es expresada en función de la densidad y la altura del pico,  $N_m$  y  $z_m$  es:

$$N(z, \chi) = N_m \exp \left[ \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{(z - z_m)}{H} - \exp \left( \frac{-(z - z_m)}{H} \right) \right) \right], \quad (3.1)$$

donde

$$N_m = \left( \frac{P_{\max}}{\alpha} \right)^{1/2} = \left( \frac{I_\infty \eta \cos \chi}{H \alpha \exp(+1)} \right)^{1/2} y \quad (3.2)$$

$$z_m(\chi) = z_{\max} = z_0 + H \ln[n(z_0) H \sigma^a \sec \chi] . \quad (3.3)$$

Se ha llamado  $\chi$  al ángulo cenital del Sol,  $I_\infty$  a la intensidad de radiación ionizante sin absorción,  $n(z_0)$  a la densidad numérica de moléculas o átomos neutros a la altura de referencia  $z_0$ ;  $\sigma^a$  es la sección transversal de absorción,  $\eta$  la eficiencia de ionización,  $\alpha$  el coeficiente de recombinación química y  $H$  la altura de escala que está dada por la ecuación 2.28 y depende de la temperatura del gas  $T$ , la masa del gas  $m$ .

Tal como se describió en el capítulo 1, por encima de los 100 km de altura ( $z$ ) la abundancia relativa de los distintos componentes gaseosos varía con  $z$ , volviéndose más abundantes los componentes livianos a medida que nos alejamos de la superficie terrestre. La densidad del oxígeno atómico neutro, O, supera la de los demás componentes atmosféricos recién para  $z$  mayor a 300 km. Sin embargo, debido a que tiene menor tasa de pérdida que otras especies, el O se convierte en el mayor contribuyente de electrones libres de la ionosfera. Por lo tanto, se eligió como primer modelo de atmosfera simple, una capa gaseosa de O de 400 km de espesor, cuya densidad decae exponencialmente con la altura. Por otra parte, se supuso que la gravedad no varía con la altura, por lo que se asumió un valor constante en toda la capa.

Observando las dependencias últimas de la función densidad  $N$  se reconocen 3 parámetros cuyo valor caracteriza el tipo de capa gaseosa. Estos son  $m$ ,  $\sigma^a$  y  $\eta$ . También está el coeficiente de recombinación química,  $\alpha$ , para una reacción directa del tipo radiativa, que es el único mecanismo de pérdida electrónica contemplado por el modelo. Para el O la reacción se representa así:

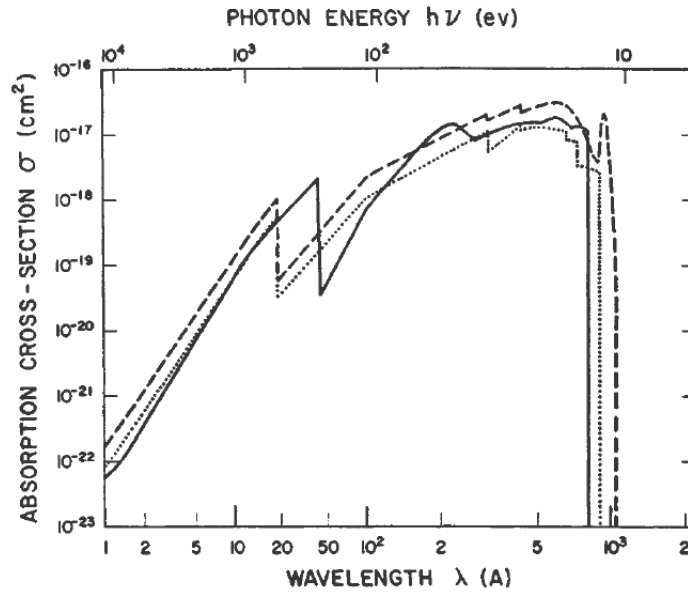


Por otro lado, también aparecen 4 variables físicas que caracterizan el estado del medio. Estas son: el flujo de radiación monocromática antes de incidir en la atmósfera,  $I_\infty$ , la densidad numérica de gas neutro a una altura de referencia,  $n(z_0)$ , la temperatura,  $T$ , y el ángulo cenital del Sol,  $\chi$ . A continuación se describe cómo fue la asignación de valores para dichas variables en el cálculo de un primer perfil, que será llamado *perfil base*.

El ángulo cenital del Sol,  $\chi$ , es el ángulo complementario a la altura del Sol sobre el horizonte. Por lo tanto, cambia en forma continua durante el día. Al mediodía local,  $\chi$  alcanza un valor mínimo que dependerá de la latitud geográfica del lugar elegido como "estación de observación". A su vez, este mínimo será distinto para cada época del año, ya que la declinación solar varía con periodo anual. Para el perfil base se seleccionó arbitrariamente  $\chi = 0$  por simplicidad, (esto equivale tomar al Sol en el cenit del lugar).

Como se ha mencionado en secciones anteriores, la temperatura del gas neutro en la región de la ionosfera tiene un comportamiento complejo. En la zona más baja de la ionosfera,  $T$  crece muy rápidamente, desde  $400^\circ$  K hasta alcanzar valores mayores a  $1000^\circ$  K, manteniéndose estable a partir de de 400 km de altura. Sin embargo, el modelo basado en la función Chapman está limitado a considerar la capa de gas a  $T$  constante, por lo que se ha seleccionado una media ponderada igual  $800^\circ$  K.

La sección transversal y eficiencia de ionización,  $\sigma^a$  [ $cm^2$ ] y  $\eta$ , dependen no solo de la naturaleza del gas, sino de la longitud de onda,  $\lambda$ , de la radiación absorbida en el proceso de ionización. El valor de  $\sigma^a$  aumenta si  $\lambda$  crece hasta una  $\lambda_{max}$ , luego decae rápidamente a cero (ver Figura 3.1). Con lo cual, la radiación incidente deberá tener energía suficiente para ser absorbida por el gas y dar lugar a la ionización. Para el cálculo del perfil base se utilizó el flujo de radiación solar correspondiente a 911 Å, que coincide con el umbral de ionización del O



**Figura 3.1.** Sección transversal de absorción del O<sub>2</sub> (segmentos), O (puntos) y N<sub>2</sub> (línea). Tomado de Hargreaves, 1995.

La eficiencia con la cual la energía absorbida contribuye al proceso de ionización es expresada por la eficiencia de ionización,  $\eta$ . Para estos cálculos se utilizó una fórmula genérica aproximada ( J.K. Hargreaves, 1995, pag 224):

$$\eta = 360/\lambda [\text{Å}] . \quad (3.5)$$

La radiación solar capaz de ionizar el O está en el extremo ultra violeta (EUV) y Rayos X del espectro. Debido a la gran absorción atmosférica, la intensidad del flujo con el que esta radiación arriba a la atmósfera no puede ser medida directamente desde la superficie terrestre, con lo cual se emplean indicadores y modelos para estimar su valor. En el presente trabajo, se implementó el modelo de flujo solar EUVAC que es ampliamente utilizado. Fue desarrollado por Richards, Fennelly y Torr de la Universidad de Alabama - Estados Unidos, en 1994 (Richards et al., 1994). Este modelo cubre el rango del espectro solar entre 5 y 105 nm; divide el rango en 37 intervalos y calcula el flujo solar para cada uno de ellos, en unidades de [ $fotones/cm^2/sec$ ].

$$I_{\infty}^i = F74113_i [1 + A_i(P - 80)] \quad i = 1, \dots, 37, \quad (3.6)$$

donde

$$P = (F10.7 + \langle F10.7 \rangle) / 2 \quad [\text{SFU}]. \quad (3.7)$$

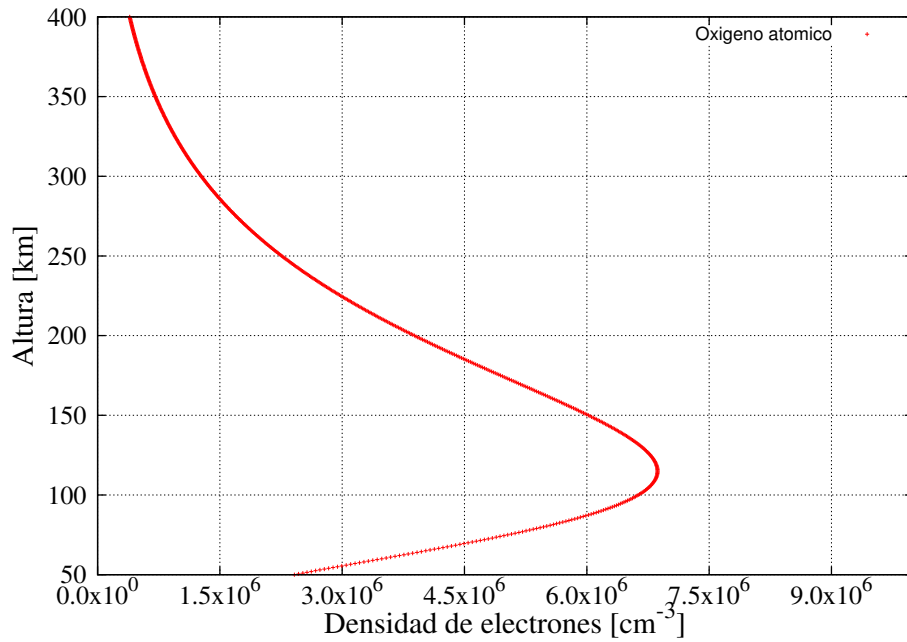
El  $F74113_i$  es llamado flujo de referencia modificado y  $A_i$  es el factor de escala para cada intervalo. Ambos se encuentran tabulados (ver apéndice A). El factor  $P$  da cuenta del nivel de actividad solar mediante el índice F10.7 y su promedio de 81 días,  $\langle F10.7 \rangle$ ; ambos se expresan en unidades de flujo solar (en inglés SFU,  $1 \text{ SFU} = 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ ). Este índice está basado en la medición del flujo de radiación solar en la ventana de 10.7 cm de longitud de onda y su valor está disponible de forma diaria (<http://www.swpc.noaa.gov>). F10.7 varía entre 60 y 300 SFU y está relacionado con el número de manchas observadas en la fotosfera solar. Cuando se observan máximos en la cantidad de manchas solares, el índice F10.7 supera 200 SFU.

Para el cálculo del perfil base se asumió nivel alto de actividad solar, asignando un valor típico de  $F10.7=220$  e idéntico valor para su promedio de 81 días. Luego, se tomó el valor de la radiación solar sin absorción,  $I_\infty$ , correspondiente al intervalo [900,950] Å (intervalo número 32). Para la implementación del modelo EUVAC, Richards y sus colaboradores, adecuaron la información disponible sobre las secciones transversales de absorción de los principales gases atmosféricos (Fennelly y Torr, 1992) y las presentaron tabuladas por intervalos. Las áreas empleadas en el cálculo se encuentran en el apéndice A.

Se consideró la densidad numérica de neutros,  $n_0 = n(z_0)$ , a la altura de referencia  $z_0 = 100$  km. Esta altura es aproximadamente el comienzo de la heterosfera, en la cual los procesos de difusión gaseosa dominan y las distintas especies se separan (por efecto de la gravedad) más rápidamente de lo que pueden mezclarse por turbulencia. Con lo cual, en esta región, la densidad de cada especie decae exponencialmente con la altura a un ritmo determinado por el valor que toma la altura de escala,  $H$ , que se halla relacionada con la masa de los componentes y la temperatura del medio de acuerdo con la ecuación 2.28. Para la asignación del valor de  $n_0$  se utilizó el modelo empírico termosférico MSIS (Mass Spectrometer Incoherent Scatter model), desarrollado en NASA Goddard Space Flight Center (Hedin, 1987). Describe la atmósfera neutra entre 50 y 2500 km de altitud y se basa en datos observacionales de cohetes, espectrómetros de masa en satélites y radares de dispersión incoherente situados en tierra. Este modelo brinda información de temperatura y densidad de las principales especies neutras como función de la altura, el tiempo, el lugar geográfico y las condiciones geomagnéticas. Actualmente se usa una versión expandida y mejorada de este modelo, llamado NRLMSISE-00 (Picone et al., 2002). En el apéndice B se encuentran tabulados los valores de  $n_0$  que fueron implementados tanto para cálculo del perfil base como en los perfiles de la próxima sección.

Finalmente, la Figura 3.2 muestra el perfil base calculado y la siguiente tabla los valores asignados de variables y parámetros.

Parametro	Valor asignado	Unidades
$\lambda$	911	Å
F10.7	220	SFU
$\langle F10.7 \rangle$	220	SFU
$z_0$	100	km
T	800	K
$n(z_0)$	$2.55 \times 10^{11}$	$\text{cm}^{-3}$
$\alpha$	$3.7 \times 10^{-12}$	$\text{cm}^3/\text{sec}$
$\chi$	0	grados



**Figura 3.2.** Perfil base: densidad de electrones libres en función de la altura para capa de oxígeno atómico y radiación monocromática de  $\lambda = 911 \text{ \AA}$ , considerando tasa de recombinación radiativa.

Como se ve en el perfil base calculado, la función predice un pico máximo de densidad de electrones que, como se vio en capítulo 2, está situado a la altura donde la profundidad óptica es igual a uno. La forma de la curva está determinada por la función de producción Chapman,  $p$  (ecuación 2.24). A medida que  $z$  crece por encima del pico,  $p \rightarrow C \exp^{-z/H}$  con  $C = \text{cte}$ , volviéndose independiente del ángulo cenital del Sol, presenta un decaimiento exponencial con la altura correspondiente a la disminución de la densidad del gas neutro. En la región por debajo del pico, la forma de la curva está dominada por el último término de la ecuación de producción, produciéndose una caída muy rápida de la concentración electrónica. Así, el número de electrones libres está limitado por un déficit de gas a grandes alturas y por la falta de radiación ionizante en las zonas más bajas de la atmósfera modelo.

Los valores calculados para el pico máximo del perfil base son:

$$\begin{aligned} H &= 42.43 && \text{km} \\ N_m &= 6\,867\,298.55 && \text{cm}^{-3} \\ z_m &= 114.96 && \text{km} \end{aligned}$$

El orden de magnitud de  $N_m$  obtenido corresponde a valores típicos observados en la capa F, donde la ionización del O juega un papel preponderante, sobre todo en la zona baja, la subregión F1. Sin embargo, la altura calculada para este pico, es inferior a los valores observados por una diferencia mayor a 50 km. Más adelante se analizará cómo y por qué pueden variar estos parámetros fundamentales con los que suelen caracterizarse los perfiles de densidad.

### 3.3. Sensibilidad del perfil de densidad electrónica

En esta sección se describe el impacto sobre las características fundamentales del perfil vertical de densidad, debido a la variación de las condiciones físicas contempladas en el modelo. Este análisis consistió en tomar un conjunto de valores posibles para cada variable física involucrada en la densidad electrónica  $N$ ; se calculó un perfil por cada uno de ellos, fijando las otras variables en el valor tomado para el cálculo del perfil base (ver tabla de valores asignados en la sección anterior).

Las características estudiadas del perfil son la magnitud de densidad electrónica máxima,  $N_m$ , y la altura de este máximo,  $z_m$ . Estas son importantes dado el pico máximo es la parte más observada de las distintas regiones ionosféricas. Estos parámetros se emplean para caracterizar las capas (E, D, F1 y F2) y para cada una de ellas, están asociados a una frecuencia crítica,  $f_o$ . Esta es la frecuencia máxima que puede tener una onda electromagnética para ser reflejada por la capa. Ondas con frecuencias mayores, transmitidas desde abajo de la capa, penetran la misma y se propagan a mayores alturas. Así, asociada a cada frecuencia crítica, hay un pico con una densidad y altura característica. También es de interés evaluar el ancho de la capa. El mismo puede estimarse ajustando una parábola al perfil de densidad de electrones en un rango de altura centrado en el máximo de densidad y tomando la mitad del ancho de la parábola como referencia. Pero en este trabajo describimos el ensanchamiento solo de forma cualitativa.

#### Comportamiento con la distancia cenital del Sol

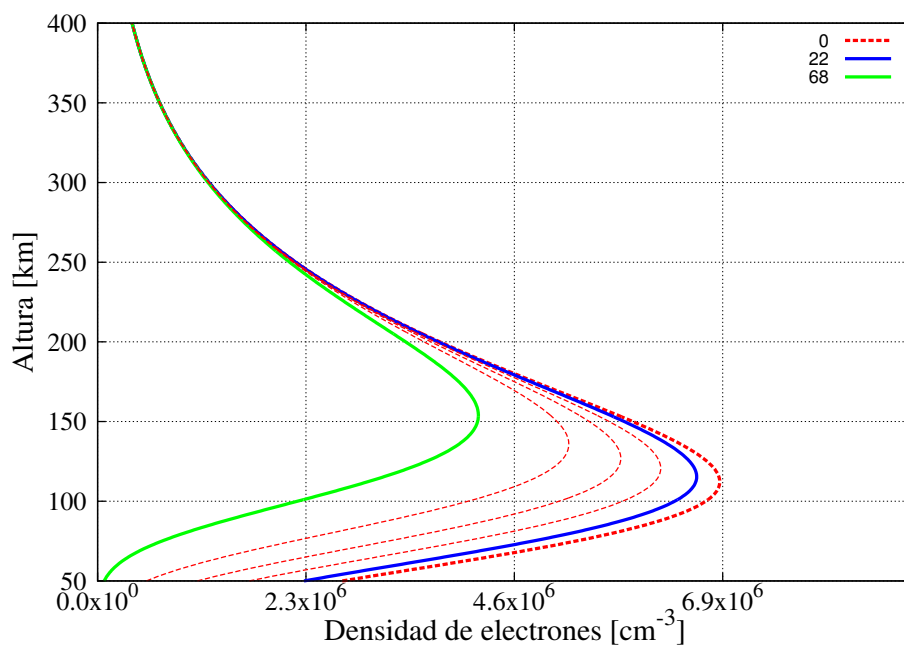
Diariamente, el ángulo cenital de Sol alcanza un valor mínimo que depende de la latitud geográfica y el día del año a través de la declinación del Sol, que varía anualmente entre los  $+23^\circ 27'$  y  $-23^\circ 27'$ . Así, al medio día local, el Sol alcanza mayor altura sobre el horizonte en verano que en invierno, lo cual implica un aumento de la cantidad de horas de luz por día. Por otro lado, es importante resaltar que, para el cálculo, el valor máximo de  $\chi$  no puede superar los  $75^\circ$ , pues éste es el límite de validez para la aproximación de atmosfera plana estratificada que se ha implementado como modelo. Aquí se presentan perfiles calculados de densidad electrónica para el oxígeno, asumiendo una posición geográfica en  $45^\circ N$   $0^\circ E$ . Cada perfil fue calculado para un  $\chi$  en el intervalo  $[22, 68]^\circ$ , que es el rango de valores que asume la variable al mediodía local a lo largo del año.

Reescribiendo las ecuaciones 3.2 y 3.3, se obtiene la forma en la que los parámetros fundamentales del perfil dependen con  $\chi$ :

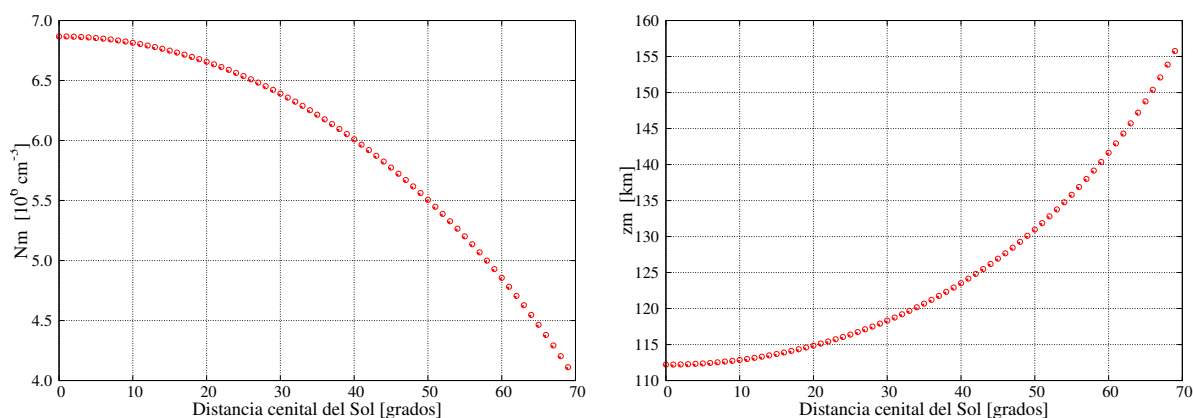
$$N_m \propto \ln[\sec(\chi)]; \quad z_m \propto \sqrt{\cos(\chi)} \quad (3.8)$$

En la Figura 3.3 se observa que  $\chi$  afecta el perfil modificando su forma en la zona inferior al pico pero para  $z$  superiores, la función  $N$  tiende a volverse independiente de esta variable. La magnitud de  $N_m$  aumenta cuando  $\chi$  decrece, es decir cuanto más cerca esté el Sol del cenit, pero por el contrario,  $z_m$  disminuye. Para  $\chi$  grande, el Sol está más cerca del horizonte lo que hace que el flujo de fotones en la vertical sea menor. Esto provoca la disminución de la producción y a su vez, menor penetración en ancho de capa. Así, se explicará la variación de la posición e intensidad del máximo de electrones





**Figura 3.3.** Perfiles verticales de densidad electrónica para el O y distintos valores de  $\chi$  entre  $[22, 68]^\circ$ . Curva roja (-) es perfil base a  $\chi = 0$ ; curva azul corresponde al mediodía local en verano y curva verde corresponde al mediodía local en invierno. Las otras curvas punteadas son valores intermedios.

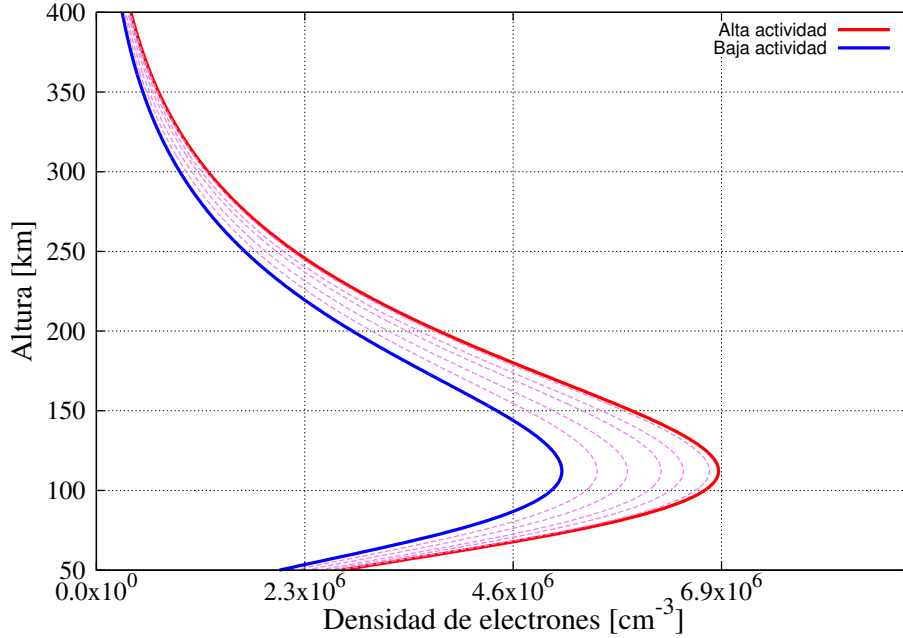


**Figura 3.4.** Magnitud y altura del máximo de densidad electrónica en función de la distancia cenital del Sol.

entre el mediodía y la tarde, así como en los máximos calculados a la misma hora local en invierno y verano.

### Comportamiento con el nivel de actividad solar

Como se ha dicho, la intensidad del flujo de radiación solar ionizante se representa en función de la altura dentro de la capa de gas y para calcularla se necesita de su valor no atenuado,  $I_\infty$ , es decir, el valor del flujo de radiación solar antes de ingresar a la atmósfera. Acorde con las ecuaciones 3.6 y 3.7,  $I_\infty$  depende del nivel de actividad solar que es representado por el índice F10.7. Las cotas del intervalo corresponden a valores promedio observados para épocas de actividad solar baja y alta respectivamente. La Figura 3.5 muestra los perfiles de densidad calculados para una muestra de valores de F10.7 entre 70 y 220.

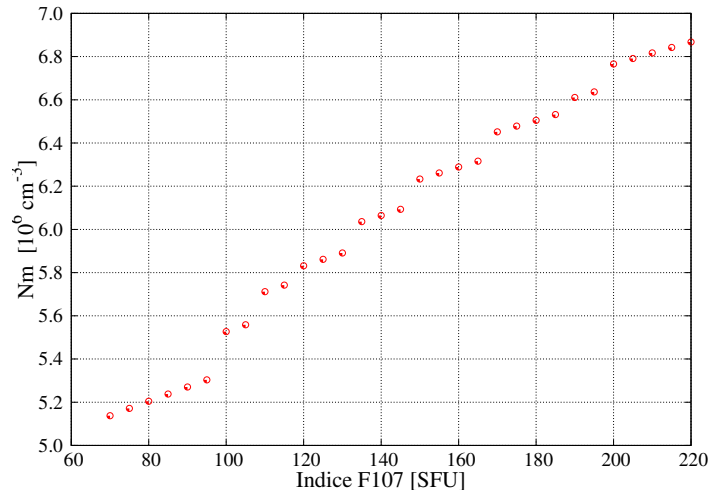


**Figura 3.5.** Perfiles verticales de densidad electrónica a partir de la fotoionización del O para valores de F10.7 entre 70-220 SFU. Curva roja alta actividad solar [F10.7=220]. Curva azul actividad solar baja [F10.7=70].

Como se observa, la actividad solar no afecta la altura del pico máximo de la capa, pero sí la magnitud del mismo,  $N_m$ . La dependencia de este máximo con  $I_\infty$  es simple y está dada por la siguiente expresión:

$$N_m \propto \sqrt{I_\infty} \quad (3.9)$$

Se observa en la Figura 3.6 el incremento del máximo de densidad en la capa en épocas de alta actividad solar. La estructura escalonada se debe a saltos en el valor promedio de 81 días, que se emplea en el cálculo del factor P (ecuación 3.7).

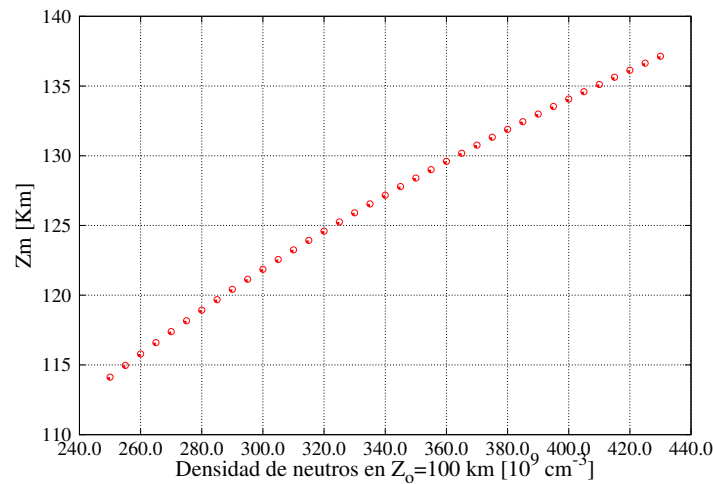


**Figura 3.6.** Magnitud del máximo de densidad electrónica en función del nivel de actividad solar, representado por el índice F10.7.

### Comportamiento con la densidad de gas neutro en la base

La densidad numérica del gas neutro determinada con el modelo NRLMSISE-00 a los 100 km de altura (altura de base),  $n_o$ , está relacionada con otras variables físicas como la temperatura y las condiciones geomagnéticas, pero en este trabajo se han tomado en cuenta solo sus variaciones estacionales, que en la atmosfera real se deben principalmente a los vientos.

Para la posición geográfica elegida,  $n_o$  toma valores dentro del intervalo  $[2.5 \times 10^{11}, 4.3 \times 10^{11}]$  correspondiente a la variación entre verano e invierno según el modelo implementado y en la locación seleccionada (ver tabla de valores en apéndice B).



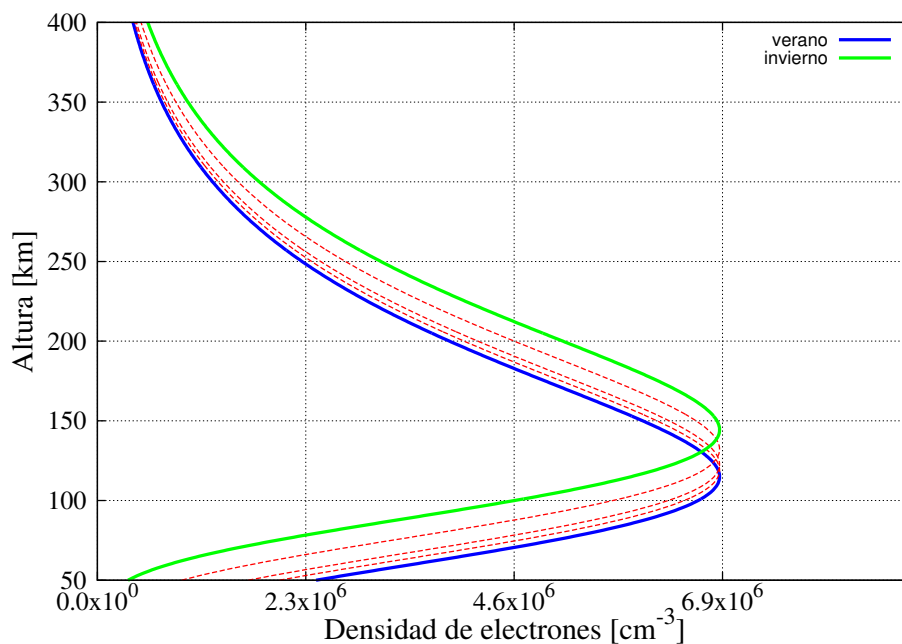
**Figura 3.7.** Altura del máximo de densidad electrónica en función de la densidad numérica del oxígeno neutro en  $z = 100 \text{ km}$ .

En la figura 3.8 se ve que  $n_o$  afecta la altura del pico y no la magnitud de la densidad electrónica del mismo, ni tampoco la forma o ancho del perfil.

Si expresamos  $z_m$  en función de  $n_o$ :

$$z_m \propto \ln(n_o) . \quad (3.10)$$

La variabilidad estacional de  $n_o$  llega a afectar hasta un 20% la altura del pico, siendo más alta en invierno que en verano para estas latitudes (Figura 3.7).



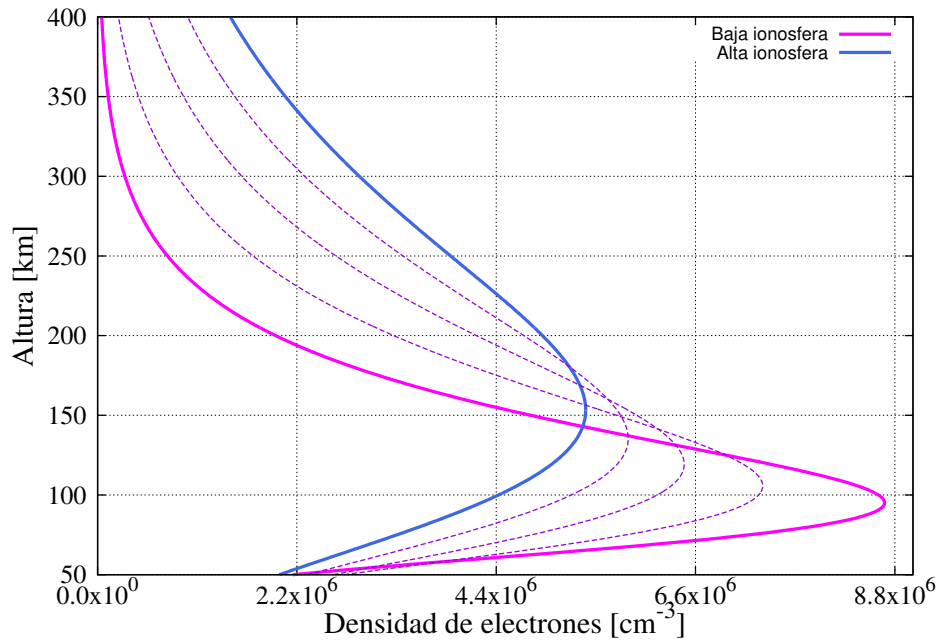
**Figura 3.8.** Perfiles verticales de densidad electrónica a partir de la fotoionización del O para distintos valores de densidad de gas neutro a los 100 km de altura. Posición  $45^{\circ}N$   $0^{\circ}E$ . Curva azul: verano. Curva verde: invierno.

### Comportamiento con la temperatura de gas

Según las aproximaciones empleadas para obtener la fórmula de Chapman, la temperatura de la capa gaseosa que empleamos como modelo de atmósfera neutra exponencial, debe mantenerse constante. Sin embargo, la temperatura promedio observada en distintas regiones ionosféricas es marcadamente diferente, cambiando hasta un orden de magnitud entre 100 y 1000 km de altura. A su vez, la temperatura tiene una variabilidad temporal, pues es afectada por los cambios en la intensidad de la radiación solar que incide en la atmósfera, por lo tanto depende del momento del día, la estación de año y el nivel de actividad solar. La temperatura dentro de la ionosfera alcanza valores máximos mayores a  $1400^{\circ}K$  (en la noche  $1200^{\circ}K$ ) en verano y con actividad solar alta y apenas  $800^{\circ}K$  (en la noche  $700^{\circ}K$ ) en invierno y en época de baja actividad solar.

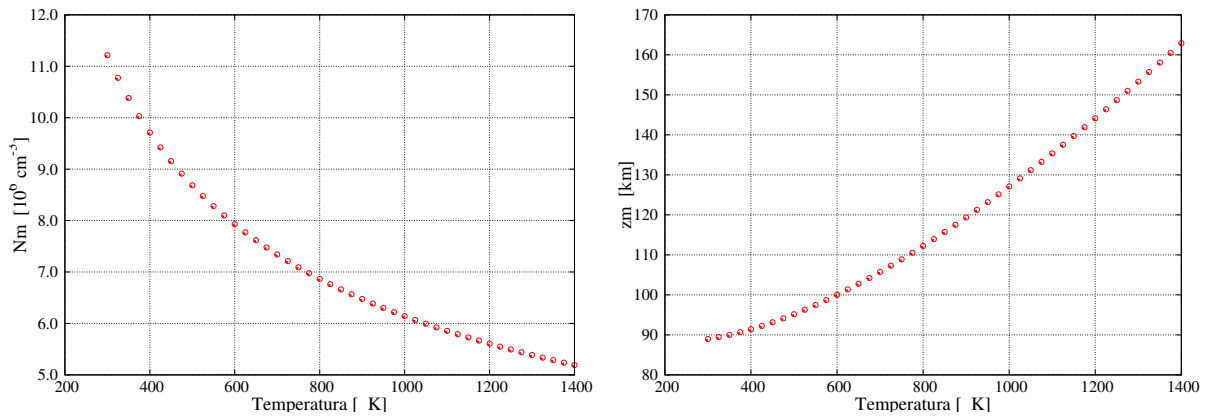
Conservando los valores tomados para los otros parámetros del perfil base, es decir:  $45^{\circ}N$   $0^{\circ}E$ , época de actividad solar alta y estación de verano y mediodía local; se hizo variar la temperatura entre  $300^{\circ}$  y  $1400^{\circ}K$ , obteniéndose los perfiles de la Figura 3.9.

Del grupo de variables, T es la que más afecta a todas las características de perfil, incluso aún más que chi; ya que no solo influye en la altura y densidad del máximo,



**Figura 3.9.** Perfiles verticales de densidad electrónica a partir de la fotoionización del O para valores de  $T$  en  $[300, 1400]^\circ \text{K}$ . Curva magenta: temperaturas típicas de la parte baja de la ionosfera, curva azul: temperatura de la parte alta de la ionosfera.

sino también en la velocidad de decaimiento, sobretodo en la parte superior del perfil a través de la altura de escala  $H$ .



**Figura 3.10.** Magnitud y altura del máximo de densidad electrónica en función de la temperatura de la capa de gas neutro.

Si se escribe  $N_m$  y  $z_m$  en función de la temperatura,  $T$ , obtenemos las siguientes expresiones:

$$N_m \propto AT + B \ln(T); \quad A, B \text{ constantes} \quad (3.11)$$

$$z_m \propto \frac{1}{\sqrt{T}}.$$

Si se toman de referencia las temperaturas características de la parte más alta de la capa, el perfil calculado será más ancho, el decaimiento electrónico más lento, las densidades electrónicas más bajas, pero con el pico una altura mayor. En cambio para regiones ionosféricas bajas, la temperatura favorece picos mayores de concentración electrónica y a menor altura, además de un decaimiento más rápido tanto en la parte superior como inferior del pico. También podría decirse que a menor  $T$ , el modelo predice que los electrones libres se concentrarán en capas más delgadas.

### 3.4. Atmósfera multicomponente y producción electrónica integrada en $\lambda$

En esta sección se modificó el modelo elemental de capa atmosférica simple y se trabajó con tres de los componentes químicos más importantes involucrados en los procesos de fotoionización que dan origen a las distintas capas ionosféricas: O, O<sub>2</sub> y N<sub>2</sub>. Además, se integró la función densidad  $N$  para cada especie en el rango completo de longitudes de onda de la zona EUV del espectro solar, a fin de considerar los efectos de toda la radiación ionizante y no solo el de una cierta longitud de onda.

Se considera ahora, un modelo de atmósfera horizontalmente estratificada, formada por una capa gaseosa compuesta de O, O<sub>2</sub> y N<sub>2</sub>, cuyas densidades decaen exponencialmente con la altura y donde  $T$  y  $g$  son independiente de la altura. Los valores asignados a los parámetros se corresponden a la fecha, lugar y época del perfil base.

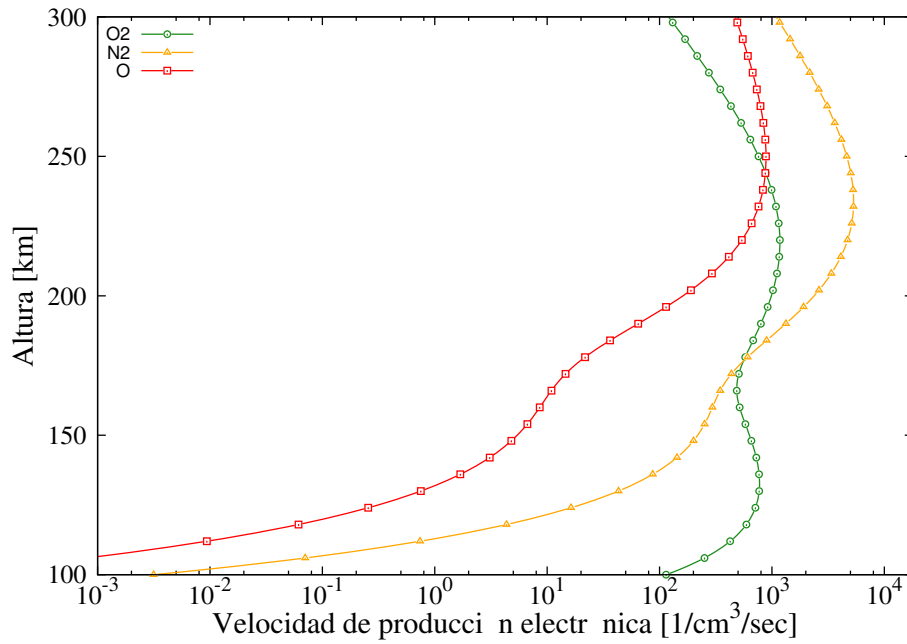
La velocidad de producción electrónica total, es la suma de las producciones de cada especie gaseosa  $s$ , integradas en el intervalo (50,1050) Å como indica la ecuación 2.31:

$$p_t(z, \chi) = \sum_s^3 n_s(z) \int_{50}^{1050} I_\infty(\lambda) \exp[-\tau(z, \chi, \lambda)] \sigma_s^i(\lambda) d\lambda .$$

En la Figura 3.11 se muestran las producciones individuales. El flujo solar sin absorción es función de la longitud de onda  $I_\infty(\lambda)$  y se calcula para los 37 subintervalos del modelo EUVAC. Lo mismo ocurre con la áreas transversales de absorción e ionización para las tres especies gaseosas (ver apéndice A). Asimismo, las densidades de neutros se pueden ver en el apéndice B.

Como consecuencia de integrar la función en el rango EUV del espectro, el perfil de producción electrónica de cada especie química muestra una estructura de doble pico (doble máximo). Esta estructura es el reflejo de la dependencia de la capacidad de absorción, dada por  $\sigma_s^a$ , con la longitud de onda de la radiación incidente. El gas de la zona más alta de la capa es ionizado por la radiación de longitudes de onda más corta, para la cual N<sub>2</sub> tiene mayor sección de absorción y por ende, mayor producción. Sin embargo, en la zona baja de la capa, es donde la producción está marcadamente dominada por la disociación del O<sub>2</sub>, siendo este más susceptible a la radiación de  $rm\lambda$  superior a los 1000 Å, que es, a su vez, la radiación capaz de penetrar con intensidad suficiente hasta esta zona de la atmósfera.

Para hallar la densidad electrónica, se debe resolver la ecuación de continuidad para cada especie gaseosa, en condiciones de equilibrio estacionario (ecuación 2.1). Sin



**Figura 3.11.** Velocidades de producción electrónica Chapman integrada en  $[50,1050]$  Å de radiación solar, para O, O<sub>2</sub> y N<sub>2</sub>

embargo, las ecuaciones de continuidad de las especies gaseosas están acopladas y son no lineales, por lo que es necesario aplicar métodos numéricos para resolverlas.

Para estos cálculos, se trabajó con un caso simplificado en el cual las especies no interactúan entre sí y cada una se comporta como especie dominante para el proceso de recombinación química directa al que está sometida. Se asumieron reacciones de recombinación disociativa para las especies moleculares y recombinación radiativa para el O. Los coeficientes de recombinación se encuentran tabulados en el apéndice C (tomado de Shunk, 2002, pag. 244 tabla 8.4 y 8.5).

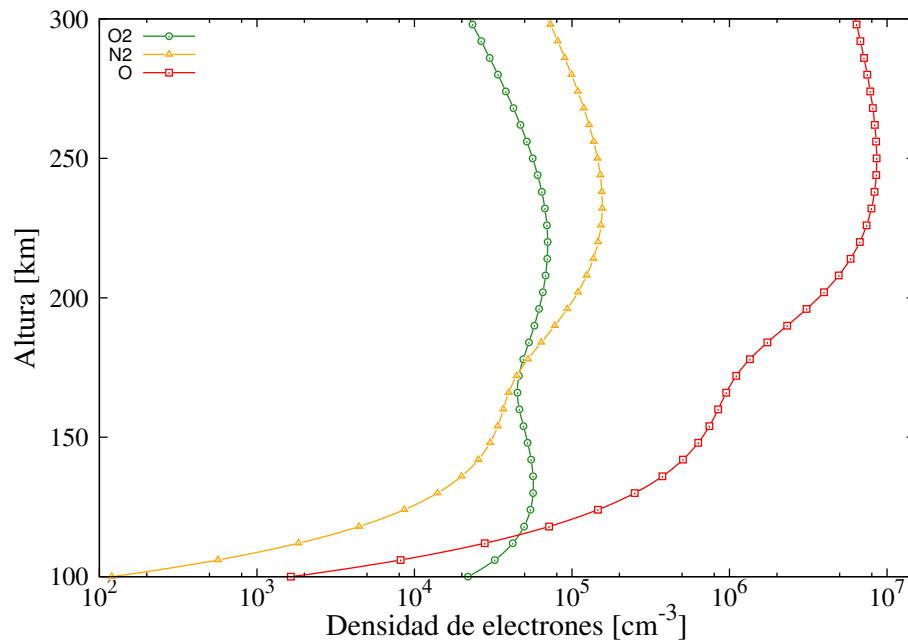
Bajo estas condiciones, a cada especie se le asocia una velocidad de pérdida de electrones por recombinación dada por:

$$L_s = \alpha_s N_s^2, \quad (3.12)$$

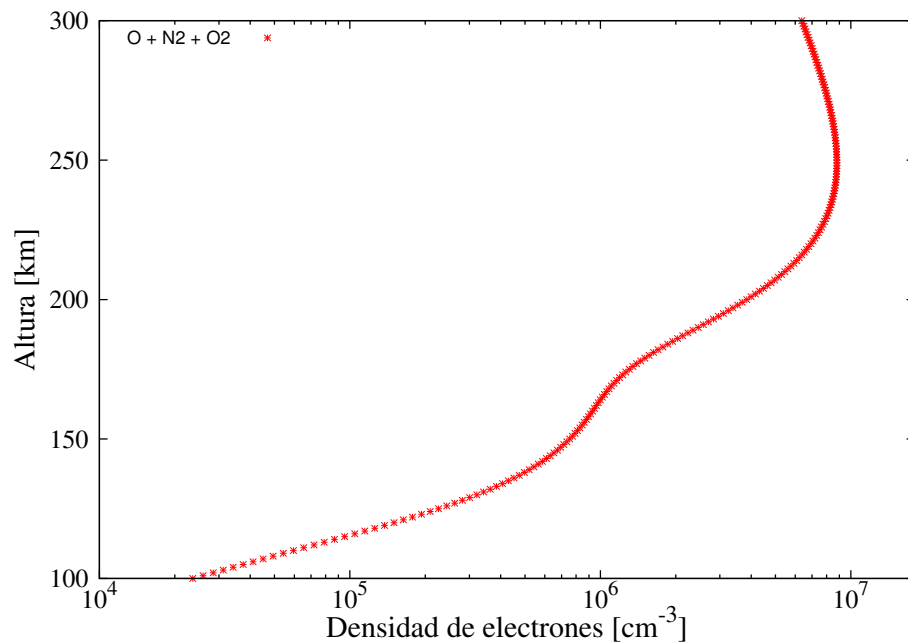
la densidad electrónica asociada a la especie  $s$ , puede escribirse del siguiente modo (considerando que  $p_{ts} = L_s$ ):

$$N_s(z, \chi) = \sqrt{p_{ts}(z, \chi)/\alpha_s}, \quad (3.13)$$

En la Figura 3.12 donde aparecen las densidades calculadas, se evidencia que el oxígeno atómico es el componente dominante sobre todo en la parte alta de la capa gaseosa. Si bien en estas regiones las producciones electrónicas están dominadas por las especies moleculares, las velocidades de recombinación determinan la concertación final de electrones debidas a cada especie. Para las moléculas la recombinación del tipo disociativa es mucho mas rápida que la radiativa para O. Con lo cual, este último proporciona concentraciones electrónica que superan hasta 3 ordenes de magnitud la de las otras especies.



**Figura 3.12.** Densidades electrónicas debidas a la fotoionización del O,  $\text{O}_2$  y  $\text{N}_2$  por radiación de  $[50,1050]\text{\AA}$ .



**Figura 3.13.** Perfil vertical de densidad electrónica total, debido a la fotoionización de una capa gaseosa compuesta por O,  $\text{O}_2$  y  $\text{N}_2$ , considerando radiación solar de  $[50,1050]\text{\AA}$ .

Finalmente en la Figura 3.13 se muestra la suma de todas las contribuciones parciales, lo que resulta en una superposición de capas  $\alpha$ -Chapman integradas en  $\lambda$ . La densidad total de  $e$  está expresada en la siguiente expresión:

En general se observa, además del doble pico, un ensanchamiento generalizado del perfil, un aumento importante de la altura para el pico máximo de densidad electrónica,



consecuencia de considerar 3 componentes absorbentes para la profundidad óptica y un incremento en la concentración de  $e$  en todos los niveles, debido al aumento considerable del flujo de radiación capaz de ionizar los componentes en todo el ancho de la capa.

La densidad total de  $e$  está dada por la siguiente ecuación:

$$N_t(z, \chi) = \sum_s N_s(z, \chi) = \sum_s \sqrt{p_{ts}(z, \chi)/\alpha_s}, \quad (3.14)$$

## 3.5. Conclusiones

Del análisis llevado a cabo a lo largo del capítulo se resaltan los siguientes resultados:

- Con una capa simple  $\alpha$ -Chapman de oxígeno atómico ionizado con radiación monocromática de energía correspondiente a su potencial ionización, se alcanza un pico de densidad de  $e$  con magnitud similar en orden de magnitud a la de perfiles observados para la región F. No así la altura correspondiente que resulta menor a lo esperado.
- Las variables físicas que afectan a la capa  $\alpha$ -Chapman son 4. Las que modifican parcialmente al perfil son: la densidad numérica de neutros en la base de capa,  $n_o$ , afecta solo la altura del pico, la cual varía menos de 20 % como consecuencia del cambio estacional de  $n_o$ ; el nivel de actividad solar representado por F10.7 afecta solo a la magnitud del pico, que varía más del 35 % entre mínimos y máximos de actividad solar.
- Las dos variables que más impactan en la forma del perfil son la temperatura del gas,  $T$ , y el ángulo cenital del Sol,  $\chi$ . Ambas afectan magnitud y altura del pico de densidad. El cambio diario y estacional de  $\chi$  modifica en porcentaje similar (más del 35 %) a la densidad y altura del pico, mientras que solo afecta la velocidad de decaimiento por debajo del pico, por encima del mismo el perfil se vuelve independiente de esta variable.

La temperatura, en cambio, modifica la velocidad de decaimiento de la densidad tanto por arriba y debajo del pico: menores temperaturas favorecen mayor concentración de electrones y en regiones más delgadas.

- El efecto de considerar radiación ionizante en todo el intervalo EUV del espectro solar, se logra con la suma de funciones simples de producción Chapman ( $p(z)$ ). La producción total para un componente gaseoso dado resulta en un perfil vertical de doble pico. La altura de los picos es sustancialmente mayor que la obtenida para una capa simple.
- Al considerar capa de gas compuesta por los 3 gases atmosféricos principales, se observó que el  $O_2$  domina la producción electrónica en la parte baja de la capa y el  $N_2$  en la parte alta.
- Al calcular la función densidad asociada a la  $p(z)$  de cada componente, se observó que el  $O$  aporta las mayores concentraciones de electrones libres en casi toda la capa, debido a que tiene una tasa de pérdida menor que los componentes moleculares.

- El perfil de densidad electrónica total, que contempla las 3 contribuciones y flujo de radiación de todo el espectro EUV, es una estructura de doble pico donde las densidades mayores se produce en la zona alta de la capa: entre los 220 y 250 km de altura.

La estructura obtenida se asemeja a la de perfiles observados de día y en condiciones de equilibrio, para las regiones E y F1 (parte baja de la región F) de la ionosfera donde la fotoquímica domina sobre los procesos de transporte. Considerando que no hay efectos de tormentas magnéticas, ni ionización por partículas de alta energía.

# Capítulo 4

## Estimación de la temperatura del plasma basada en el LPIM

### 4.1. Introducción

En el capítulo anterior se estudió la función de Chapman y como esta lograba representar los principios físicos que determinan la estructura vertical de la densidad de electrones en regiones ionosféricas donde dominan los procesos fotoquímicos y pueden despreciarse los efectos del transporte del plasma. Se exploró su sensibilidad a las variables físicas más importantes del medio, en donde se estableció que es la temperatura del gas la que tiene un rol central en la forma de estos perfiles modelados.

En esta sección y a modo de ejercicio de aplicación, se asumió el modelo de capa  $\alpha$ -Chapman como aproximación válida de la región F1 de la ionosfera ya que ésta satisface (a primera aproximación) las condiciones mínimas del modelo. Por otra parte, se calcularon los parámetros de la capa F1 (densidad, altura y altura de escala del pico) con el Modelo Ionosférico La Plata (LPIM) que asimila datos de densidades electrónicas derivadas por la misión satelital FORMOSAT 3/COSMIC. Luego, utilizando estos parámetros basados en mediciones y las expresiones de la teoría clásica de Chapman, se realizaron mapas globales de valores estimados medios mensuales de temperatura del plasma para la región F1, centrados en los equinoccios y solsticios de los años 2008 y 2001.

### 4.2. Modelo Ionosférico La Plata

El Modelo Ionosférico La Plata (LPIM) describe la distribución vertical de electrones libres en un dado lugar y en un instante determinado, mediante dos funciones acopladas que representan la densidad electrónica por debajo y por encima del pico F2. Para las regiones ubicadas debajo del pico F2 se utiliza una superposición de tres capas Chapman  $\alpha$  que representan a las regiones E, F1, F2 y al perfil de tope se utiliza otra capa  $\alpha$  Chapman; matemáticamente:

$$N(z) = \begin{cases} \sum_{i=1}^3 \tilde{N}_{m,i} \exp\frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{(z-z_{m,i})}{H_i} - \exp\left(\frac{-(z-z_{m,i})}{H_i}\right) \right] , & \text{si } z \leq z_{m,3} \\ N_{m,3} \exp\frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{(z-z_{m,3})}{H_4} - \exp\left(\frac{-(z-z_{m,3})}{H_4}\right) \right] , & \text{si } z > z_{m,3} \end{cases} \quad (4.1)$$

en la que  $N(z)$  es la densidad electrónica a la altura  $z$  y el subíndice  $i$  identifica a la región ionosférica:  $i=1$  para la región E,  $i=2$  para la región F1,  $i=3$  para la región F2 e  $i=4$  para el perfil de tope; los restantes parámetros involucrados en la ecuación 4.1 son:

- $\tilde{N}_{m,1}$  = densidad electrónica aparente del máxima de la región E
- $z_{m,1}$  = altura del máximo de la región E,
- $H_1$  = ancho de escala de la región E,
- $\tilde{N}_{m,2}$  = densidad electrónica aparente del maximo de la región F1,
- $z_{m,2}$  = altura del maximo de la región F1,
- $H_2$  = ancho de escala de la región F1,
- $\tilde{N}_{m,3}$  = densidad electrónica aparente del máximo de la región F2,
- $z_{m,3}$  = altura del máximo de la región F2,
- $H_3$  = ancho de escala de la región F2,
- $N_{m,3}$  = densidad electrónica del máximo de la región F2 y
- $H_4$  = ancho de escala del perfil de tope.

Las densidades electrónicas aparentes,  $\tilde{N}_{m,i}$ ,  $i=1,2,3$ , de los máximos de las regiones E, F1 y F2, se determinan sobre un conjunto de condiciones acopladas, que las relacionan con las densidades electrónicas verdaderas,  $N_{m,i}$  de esos máximos. Con ello se logra que la suma de las tres funciones Chapman  $\alpha$  que se usan para representar la parte del perfil que se halla debajo del pico F2, engendre los valores  $N_{m,i}$  a las alturas  $z_{m,i}$  respectivamente.

Los parámetros de las capas E, F1 y perfil tope son calculados en base a fórmulas empíricas que dependen de los parámetros del pico F2. Para describir la variabilidad espacio-temporal de los tres parámetros de la región F2, el LPIM recurre a desarrollos en serie de funciones armónicas esféricas con coeficientes variables en el tiempo:

$$\Omega(\varpi, \mu, t) = \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^{\min(l,M)} [a_{lm}(t) \cos(m\varpi) + b_{lm}(t) \sen(m\varpi)] P_{lm}(\sen\mu) \quad (4.2)$$

en la que  $\Omega$  es cualquiera de los tres parámetros  $N_{m,3}$ ,  $z_{m,3}$  o  $H_3$ ,  $\varpi$  y  $\mu$  son las coordenadas esféricas en el sistema sol fijo - modip,  $t$  es el tiempo universal,  $L$ , y  $M$  son el grado y el orden máximo de la serie y  $P_{lm}$  son las funciones asociadas de Legendre. La variabilidad temporal de los parámetros se representó apelando a una función escalonada para los coeficientes armónicos esféricos, esto es:

$$a_{lm}(t) = a_{lmi} \quad \text{si } t_i \leq t \leq (t_i + \delta t) \quad \text{con } i = 1, \dots, k; \quad \delta t = \frac{24}{k}$$

y análogamente para  $b_{lm}(t)$ .

Para predecir la densidad electrónica en un punto cualquiera de coordenadas geográficas  $\lambda$  y  $\phi$  a una altura  $z$  y en un instante  $t$ , el LPIM procede de dos maneras: primero en “modo autónomo”, utilizando la base de datos ITU-R (Radio Communication Sector of the International Telecommunications Union) para calcular valores medianos mensuales de la densidad electrónica y la altura del máximo de la región F2; y en modo “asimilación de datos”, calculando la densidad y la altura del máximo y la altura de escala de la región F2 sobre la base de medidas GNSS colectadas por receptores fijos sobre la superficie de la Tierra y perfiles de densidad electrónica derivados de radio ocultaciones GPS.

Primeramente, el LPIM en el modo autónomo, calcula valores medianos mensuales de la densidad electrónica máximo,  $N_{m,3}$ , y la altura del máximo,  $z_{m,3}$ , de la región F2 utilizando los desarrollos en series de funciones armónicas esféricas. Los grados y ordenes máximos y la cantidad de intervalos temporales utilizados para estos desarrollos son:  $L=M=9$  y  $k=12$  para  $N_{m,3}$  y  $L=M=8$  y  $k=6$  para  $z_{m,3}$ . Los coeficientes  $a_{lmi}$  y  $b_{lmi}$ ,  $l = 0, 1, \dots, L$ ;  $m = 0, 1, \dots, \min(l, M)$ ,  $i = 0, 1, \dots, k$  necesarios para evaluar los desarrollos armónicos esféricos se calcularon de manera tal de reproducir los mapas medianos mensuales de  $N_{m,3}$  y  $z_{m,3}$  que se calculan con la base de datos ITU-R [Brunini et al., 2013]. Dicha base de datos fue construida en base a mediciones realizadas por una red global de 150 ionosondas (entre 1954 a 1958). Con esas mediciones se derivaron un conjunto de coeficientes numéricos que permiten calcular la frecuencia crítica  $f_0F2$  y el factor de propagación  $M_{3000}F2$  de la capa F de la ionosfera y, a partir de ellos, la densidad electrónica máxima y la altura del máximo de esa región.

Una vez calculados  $f_0F2$  y  $M_{3000}F2$  para el mes, la hora y la actividad solar correspondientes,  $N_{m,3}$  queda determinada por la simple relación:

$$N_{m,3} = 1.24 \times 10^{10} \cdot f_0F2^2 \quad (4.3)$$

en la que  $f_0F2$  está medido en MHz y  $N_{m,3}$  en electrones por metro cúbico, y  $z_{m,3}$  en km, usando la expresión :

$$z_{m,3} = \frac{1490}{M_{3000}F2 + CF} - 176 \quad (4.4)$$

donde CF es una factor de corrección que depende de la actividad solar y la latitud geomagnética.

Una vez calculados  $N_{m,3}$  y  $z_{m,3}$ , el LPIM utiliza la siguiente relación empírica para calcular el ancho de escala de la región F:

$$H_3 = \frac{4.774 \cdot f_0F2^2}{\exp[-3.467 + 1.714 \cdot \log(f_0F2) + 2.02 \cdot \log(M_{3000}F2)]} \quad (4.5)$$

en la que debe expresarse en MHz, el factor de propagación  $M_{3000}F2$  es una cantidad adimensional y  $H_3$  resulta en kilómetros.

Luego el LPIM implementa la asimilación de datos sobre la base de la siguiente ecuación de condición:

$$N_{\text{dat}} = N_{\text{pri}} + \frac{\partial N}{\partial N_{m,3}} \cdot \Delta N_{m,3} + \frac{\partial N}{\partial z_{m,3}} \cdot \Delta z_{m,3} + \frac{\partial N}{\partial H_3} \cdot \Delta H_3 + \nu, \quad (4.6)$$

en la que  $N_{dat}$  es la densidad electrónica que se desea asimilar, el subíndice “pri” indica los valores a priori, calculados con el LPIM en modalidad autónomo. Las derivadas parciales son las derivadas del modelo LPIM con respecto a los tres parámetros de la región F2 y las expresiones con  $\Delta$  representan las correcciones que deben aplicarse a los valores a priori de los parámetros para que el modelo LPIM se ajuste a los datos asimilados ( $\Delta = pos - pri$ ) y  $\nu$  son los desvíos entre los datos asimilados y las densidades electrónicas calculadas a posteriori del ajuste de los parámetros, lo cual se realiza mediante el método de mínimos cuadrados.

La versión actual del LPIM puede ajustar dos tipos de datos en forma simultánea: densidades electrónicas derivadas mediante la técnica de radio ocultación, de mediciones GPS obtenidas por receptores a bordo de diferentes satélites (SAC-C, SACD, CHAMP, GRACE, FORMOSAT 3 / COSMIC, etc.) y sTEC derivados de mediciones GNSS realizadas por receptores fijo sobre la tierra.

Los restantes parámetros correspondientes a las capas E, F1 y región tope se modelan siguiendo las recomendaciones de la ITU-R. En particular para el presente trabajo interesan las expresiones para ancho de escala y la altura de los máximos para las regiones por debajo del pico F2.

La altura del máximo y el ancho de escala de la región E, ambas expresadas en kilómetros, se establecen de la siguiente manera:

$$z_{m,1} = 120 , \quad (4.7)$$

$$H_1 = 5.0 + z_{m,3} - z_{m,1}. \quad (4.8)$$

Para la región F1 se calculan del siguiente modo:

$$z_{m,2} = 165 + 0.6 \cdot \Theta \quad y \quad (4.9)$$

$$H_2 = 0.4(z_{m,3} - z_{m,1}). \quad (4.10)$$

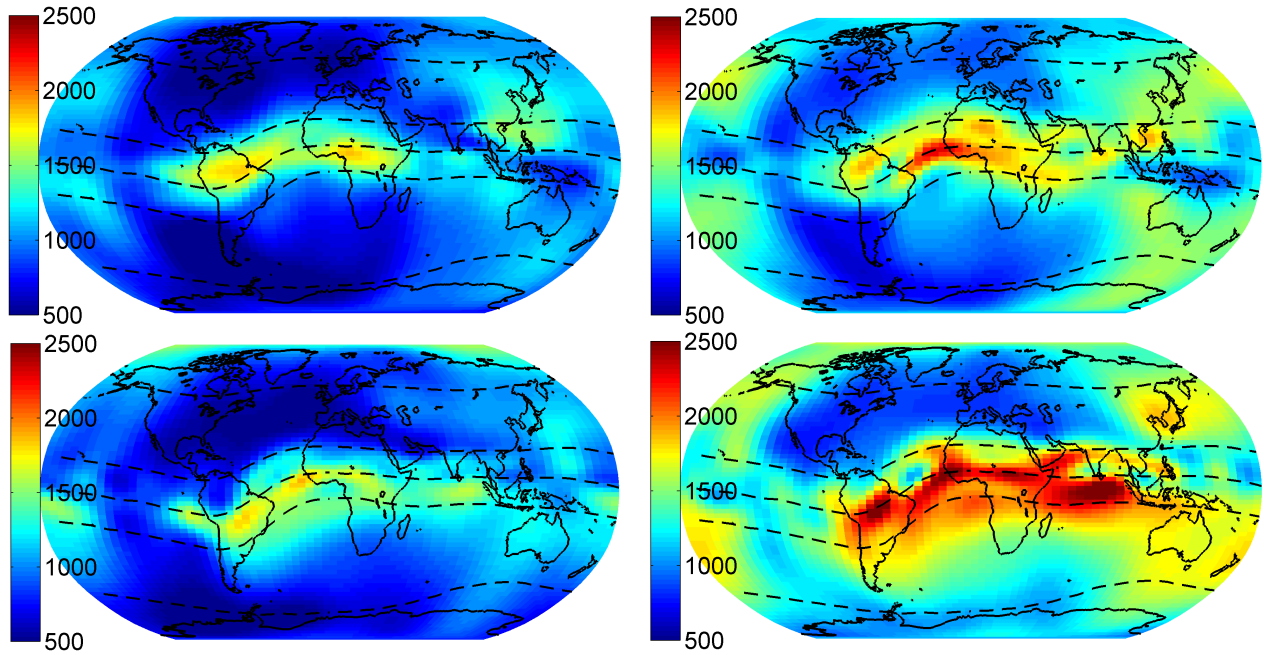
siendo  $\Theta$  el ángulo solar aparente definido a través de:

$$\Theta = \frac{(90 - 0.24 \cdot \exp[12(20 - 0.2\chi)]) \cdot \exp[12(\chi \cdot \chi_0)] + \chi}{\exp[12(\chi - \chi_0)] + 1} \quad (4.11)$$

con  $\chi_0 = 86.23292796211615^\circ$  y  $\chi$  el ángulo solar verdadero.

### 4.3. Estimación de la temperatura del plasma para la capa F1

En la región F1 dominan los procesos fotoquímicos y su forma básica no se ve afectada por los vientos neutros o campos eléctricos. En latitudes medias, tiene una variación temporal muy lenta y los efectos del transporte del plasma son despreciables. Además la producción electrónica está dominada por la fotoionización de O. Bajo estas condiciones, en esta región es factible aproximar la densidad electrónica con el modelo de capa -Chapman y emplearlo para estimar un valor para la temperatura del gas a partir de los valores de la altura de escala  $H_2$ , calculados por el Modelo Ionosférico La Plata (LPIM) para la capa F1.



**Figura 4.1.** Mapas de  $T$  estimada a partir de  $H_2$  media mensual en 15-17 hs TU. Izquierda 2008 (actividad solar baja), derecha 2011 (actividad solar alta). Primera fila equinoccio de septiembre, segunda fila solsticio de diciembre.

Si  $H_2$  es altura de escala media mensual para la región F1 calculada con el LPIM, recordando la ecuación 2.28 para una capa -Chapman se realiza la siguiente aproximación:

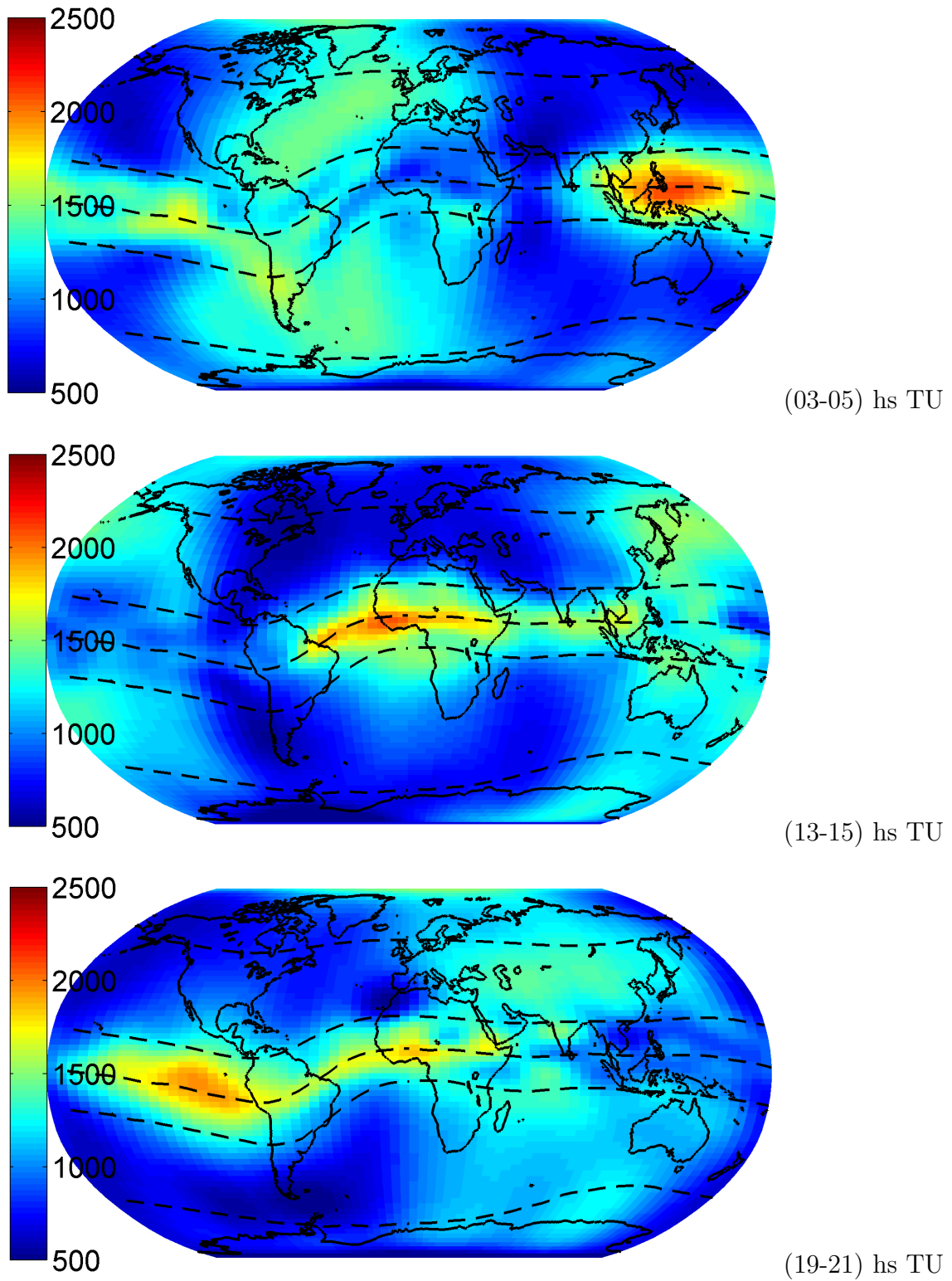
$$H_2 \approx kT/mg. \quad (4.12)$$

Donde  $T$  es la temperatura del gas,  $k$  la constante de Boltzman,  $m$  la masa del  $O$  y  $g$  la gravedad terrestre.

La fórmula de Chapman no contempla la estructura termósferica de la ionosfera, ni los distintos procesos de calentamiento. Sin embargo, como la región F1 se sitúa típicamente por debajo de los 300 km de altura, el calentamiento debido a los fotoelectrones y el enfriamiento del oxígeno dominan el balance térmico de los electrones e iones. Entonces, tomando en cuenta que en estas alturas, existe un fuerte acoplamiento entre los electrones calientes y los neutros fríos a través de colisiones, se asumió que, a primera aproximación,  $T_e \approx T_i \approx T_n$ ; donde  $T_e$  es la temperatura de los electrones,  $T_i$  la de los iones y  $T_n$  la de los neutros.

Los datos asimilados por el LPIM para la realización de un mapa global de valor medio mensual de  $H_2$  fueron densidades electrónicas derivadas por la misión FORMOSAT 3 / COSMIC de a intervalos de 2 horas de tiempo universal, a lo largo de 30 días centrados en un equinoccio o solsticio. En total se calcularon mapas para marzo, septiembre, Junio y diciembre de los años 2008 y 2011.

Los gráficos que se muestran son mapas globales de temperatura estimada para el plasma, a partir de la altura de escala calculada con el LPIM para la capa F1. Las líneas curvadas representan el ecuador y los paralelos de  $\pm 30^\circ$  y  $\pm 60^\circ$  de latitud *modip*. Rawer (1984) fue quien propuso la latitud *modip* (“modified dip”), como una nueva



**Figura 4.2.** Mapas de T estimada a partir de  $H_2$  media mensual para el equinoccio de marzo, en intervalo 03-05, 13-15, 19-21 hs tiempo universal.



coordenada adaptada al campo magnético real.

Esta coordenada está definida de la siguiente manera:

$$\mu = \arctan \left( \frac{I}{\sqrt{\cos\phi}} \right), \quad (4.13)$$

donde  $I$  es la inclinación magnética real (usualmente a una altura de 350 km),  $\mu$  es la latitud modip y  $\phi$  es la latitud geográfica del lugar. De acuerdo con esta definición, el ecuador modip está determinado por todos aquellos puntos donde la inclinación magnética es igual a cero. Una característica particular sobre esta coordenada es que las líneas de modip constante son prácticamente idénticas a las líneas de inclinación magnética real cerca del ecuador modip, mientras que a medida que la latitud aumenta, se desvían y se acercan a las líneas correspondientes a latitud geográfica constante.

Los gráficos de la Figura 4.1 son mapas medios mensuales de  $T$  centrados en el equinoccio de septiembre y solsticio de diciembre de los años 2008 y 2011, correspondientes al intervalo horario 15 - 17 hs de TU. Durante el año 2008 la actividad solar se mantuvo muy baja; durante 2011 fue moderadamente alta y creció permanentemente a lo largo del año. Se observan mayores temperaturas en las regiones donde la intensidad de radiación solar es mayor, es decir, no solo las zonas donde es el medio local, también en el hemisferio de verano (mapas del solsticio de diciembre). También un evidente incremento de  $T$  a nivel global en épocas de actividad solar alta, incluso durante la noche.

Los gráficos de la figura 4.2 muestran valores estimados de  $T$ , en mapas medios del mes del equinoccio de marzo del año 2008, cada uno corresponde a un intervalo horario de 2 horas de TU: 03-05, 13-15, 19-21). Con lo cual se muestra el cambio diario de  $T$  a nivel global, y la respuesta local con el ángulo cenital del Sol.

Se puede observar que, por un lado, la  $T$  estimada está relacionada con la intensidad de la radiación solar en la capa, por lo tanto esta fuertemente dominada por el ángulo cenital del Sol. En las regiones de día, se observan  $T$  más altas donde la incidencia de la radiación es más directa: en los equinoccios coincide con la banda ecuatorial y en el solsticio de diciembre, las altas temperaturas se observan desplazadas al hemisferio Sur donde comienza el verano. En época de actividad solar alta,  $T$  aumenta a nivel global lo que se condice con el aumento del flujo de radiación solar y los efectos de ionización y calentamiento por partículas de alta energía.

Por otro lado, se ve que las temperaturas altas se corresponden con las mayores concentraciones de partículas cargadas, sensibles al campo magnético terrestre; por lo que se distribuyen siguiendo las líneas de latitud modip. En las regiones de día, las temperaturas altas se concentran en las zonas donde la incidencia de la radiación es más directa. En las regiones de noche, no hay radiación solar en la atmósfera y sin embargo se observa un aumento generalizado de  $T$  en latitudes medias.

## 4.4. Conclusiones

En general se observó que la temperatura estimada, responde a la intensidad de flujo de radiación solar, ya que  $T$  es mayor en regiones donde el ángulo cenital del Sol es menor (medio día local y verano) y cuando el nivel de actividad solar es alto. Sin

embargo los aumentos observados de  $T$  en zonas de noche y áreas donde la radiación solar es moderada parece indicar que los valores estimados a partir de parámetros calculados con el LPIM no son del todo adecuados para reconstruir mapas de temperatura de la capa F1.

En la Figura de 4.2 se observa que las altas temperaturas siguen los desplazamientos de plasma caliente a lo largo las líneas del campo geomagnético, sobre todo evidente en el ecuador modip. El cálculo de  $H_2$  con el LPIM, basado en los parámetros del pico NmF2 fuertemente influenciado por procesos de transporte de plasma, hereda la distribución global de la densidad de electrones. El efecto del acoplamiento entre los parámetros para F1 y F2 se refleja en los mapas de la  $T$  estimada sobre todo cuando se ven zonas calientes donde no incide directamente la radiación solar. Durante la noche, se esperaría una disminución de  $T$  correspondiente a la ausencia de fotoelectrones y al desvanecimiento de la capa F1, en cambio, el aumento de temperatura observado parece responder a procesos secundarios que mantiene los niveles de ionización del gas, propios de las regiones superiores de la capa F (ver capítulo 1).

Por lo tanto, queda como trabajo a futuro, obtener una estimación de  $T$  a partir de los parámetros derivados directamente de los perfiles obtenidos de la misión satelital COSMIC para la capa F1. Es decir, calcular los parámetros de capa de forma independiente del pico NmF2 y no en función del mismo como realiza actualmente el LPIM.

# Apéndice A

Intervalo	Long. de onda (Å)	$F74113_i^*$	$A_i$
1†	50-100	1.200	$1.0017 \times 10^{-2}$
2	100-150	0.450	$7.1250 \times 10^{-3}$
3†	150-200	4.800	$1.3375 \times 10^{-2}$
4†	200-250	3.100	$1.9450 \times 10^{-2}$
5	256.32	0.460	$2.7750 \times 10^{-3}$
6†	284.15	0.210	$1.3768 \times 10^{-1}$
7†	250-300	1.679	$2.6467 \times 10^{-2}$
8†	303.31	0.800	$2.5000 \times 10^{-2}$
9	303.78	6.900	$3.3333 \times 10^{-3}$
10†	300.350	0.965	$2.2450 \times 10^{-2}$
11†	368.07	0.650	$6.5917 \times 10^{-3}$
12†	350-400	0.314	$3.6542 \times 10^{-2}$
13†	400-450	0.383	$7.4083 \times 10^{-3}$
14†	465.22	0.290	$7.4917 \times 10^{-3}$
15†	450-500	0.285	$2.0225 \times 10^{-2}$
16	500-550	0.452	$8.7583 \times 10^{-3}$
17	554.37	0.720	$3.2667 \times 10^{-3}$
18	584.33	1.270	$5.1583 \times 10^{-3}$
19	550-600	0.357	$3.6583 \times 10^{-3}$
20†	609.76	0.530	$1.6175 \times 10^{-2}$
21	629.73	1.590	$3.3250 \times 10^{-3}$
22	600-650	0.342	$1.1800 \times 10^{-2}$
23	650-700	0.230	$4.2667 \times 10^{-3}$
24	703.36	0.360	$3.0417 \times 10^{-3}$
25	700-750	0.141	$4.7500 \times 10^{-3}$
26	765.15	0.170	$3.8500 \times 10^{-3}$
27†	770.41	0.260	$1.2808 \times 10^{-2}$
28	789.36	0.702	$3.2750 \times 10^{-3}$
29	750-800	0.758	$4.7667 \times 10^{-3}$
30	800-850	1.625	$4.8167 \times 10^{-3}$
31	850-900	3.537	$5.6750 \times 10^{-3}$
32	900-950	3.000	$4.9833 \times 10^{-3}$
33	977.02	4.400	$3.9417 \times 10^{-3}$
34	950-1000	1.475	$4.4167 \times 10^{-3}$
35	1025.72	3.500	$5.1833 \times 10^{-3}$
36	1031.91	2.100	$5.2833 \times 10^{-3}$
37	1000-1050	2.467	$4.3750 \times 10^{-3}$

**Tabla A.1**– Parámetros para el modelo EUVAC [Richards et. al., 1994]. \* Multiplicar los flujos de referencia  $F74113_i$  por  $10^9$  para que estén en fotones  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

† Intervalos dominados por flujos coronales.

Intervalo	$\lambda$ (Å)	O <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	O	N	He	H
1†	50-100	1.316	0.720	0.730	0.331	0.144	0.002
2	100-150	3.806	2.261	1.839	0.996	0.478	0.017
3†	150-200	7.509	4.958	3.732	2.490	1.157	0.048
4†	200-250	10.900	8.392	5.202	3.946	1.601	0.101
5	256.32	13.370	10.210	6.050	4.784	2.121	0.140
6†	284.15	15.790	10.900	7.080	5.725	2.595	0.191
7†	250-300	14.387	10.493	6.461	5.244	2.320	0.168
8†	303.31	16.800	11.670	7.680	6.399	2.953	0.232
9	303.78	16.810	11.700	7.700	6.413	2.962	0.233
10†	300.350	17.438	13.857	8.693	7.298	3.544	0.308
11†	368.07	18.320	16.910	9.840	8.302	4.267	0.415
12†	350-400	18.118	16.395	9.687	8.150	4.142	0.398
13†	400-450	20.310	21.675	11.496	9.556	5.447	0.616
14†	465.22	21.910	23.160	11.930	10.578	6.563	0.839
15†	450-500	23.101	23.471	12.127	11.016	7.208	0.974
16	500-550	24.606	24.501	12.059	11.503	0.958	1.199
17	554.37	26.040	24.130	12.590	11.772	0.000	1.419
18	584.33	22.720	22.400	13.090	11.778	0.000	1.662
19	550-600	26.610	22.878	13.024	11.758	0.000	1.620
20†	609.76	28.070	22.790	13.400	11.798	0.000	1.888
21	629.73	32.060	23.370	13.400	11.212	0.000	2.079
22	600-650	26.017	23.339	13.365	11.951	0.000	2.076
23	650-700	21.919	31.755	17.245	12.423	0.000	2.641
24	703.36	27.440	26.540	11.460	13.265	0.000	2.897
25	700-750	28.535	24.662	10.736	12.098	0.000	3.173
26	765.15	20.800	120.490	4.000	11.323	0.000	3.730
27†	770.41	18.910	14.180	3.980	11.244	0.000	3.807
28	789.36	26.668	16.487	3.749	10.961	0.000	4.093
29	750-800	22.145	33.578	5.091	11.171	0.000	3.868
30	800-850	16.631	16.992	3.498	10.294	0.000	4.784
31	850-900	8.562	20.249	4.554	0.211	0.000	5.670
32	900-950	12.817	9.680	1.315	0.000	0.000	3.469
33	977.02	18.730	2.240	0.000	0.000	0.000	0.000
34	950-1000	21.108	50.988	0.000	0.000	0.000	0.000
35	1025.72	1.630	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
36	1031.91	1.050	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
37	1000-1050	1.346	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000

Tabla A.2 – Secciones transversales de absorción. Para pasar los valores a  $\text{cm}^2$  hay que multiplicarlos por  $10^{-18}$ . † Intervalos dominados por flujos coronales. Extraída del Schunk [2000].

Intervalo	$\lambda$ (Å)	O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	N <sub>2</sub> <sup>+</sup>	O <sup>+</sup>	N <sup>+</sup>	He <sup>+</sup>	H <sup>+</sup>
1†	50-100	1.316	0.720	0.642	0.286	0.144	0.002
2	100-150	3.806	2.261	1.653	0.878	0.478	0.017
3†	150-200	7.509	4.958	3.517	2.300	1.157	0.048
4†	200-250	10.900	8.392	5.092	3.778	1.601	0.101
5	256.32	13.370	10.210	6.050	4.787	2.121	0.140
6†	284.15	15.790	10.900	7.080	5.725	2.595	0.191
7†	250-300	14.387	10.493	6.461	5.192	2.320	0.168
8†	303.31	16.800	11.670	7.680	6.399	2.953	0.232
9	303.78	16.810	11.700	7.700	6.413	2.962	0.233
10†	300.350	17.438	13.857	8.693	7.298	3.544	0.308
11†	368.07	18.320	16.910	9.840	8.302	4.267	0.415
12†	350-400	18.118	16.395	9.687	8.150	4.142	0.398
13†	400-450	20.310	21.675	11.496	9.556	5.447	0.616
14†	465.22	21.910	23.160	11.930	10.578	6.563	0.839
15†	450-500	23.101	23.471	12.127	11.016	7.208	0.974
16	500-550	24.606	24.501	12.059	11.503	0.958	1.199
17	554.37	26.040	24.130	12.590	11.772	0.000	1.419
18	584.33	22.720	22.400	13.090	11.778	0.000	1.662
19	550-600	26.610	22.787	13.024	11.758	0.000	1.620
20†	609.76	26.390	22.790	13.400	11.798	0.000	1.888
21	629.73	31.100	23.370	13.400	11.212	0.000	2.079
22	600-650	24.937	23.339	13.365	11.951	0.000	2.076
23	650-700	21.306	29.235	17.245	12.423	0.000	2.641
24	703.36	23.750	25.480	11.460	13.265	0.000	2.897
25	700-750	23.805	15.060	10.736	12.098	0.000	3.173
26	765.15	11.720	65.800	4.000	11.323	0.000	3.730
27†	770.41	8.470	8.500	3.890	11.244	0.000	3.807
28	789.36	10.191	8.860	3.749	10.961	0.000	4.093
29	750-800	10.597	14.274	5.091	11.171	0.000	3.868
30	800-850	6.413	0.000	3.498	10.294	0.000	4.784
31	850-900	5.494	0.000	4.554	0.211	0.000	5.670
32	900-950	9.374	0.000	1.315	0.000	0.000	3.469
33	977.02	15.540	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
34	950-1000	13.940	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
35	1025.72	1.050	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
36	1031.91	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
37	1000-1050	0.259	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000

**Tabla A.3** – Secciones transversales de ionización. Para pasar los valores a  $\text{cm}^2$  hay que multiplicarlos por  $10^{-18}$ . † Intervalos dominados por flujos coronales. Extraída del Schunk [2000].

# Apéndice B

Altitude (km)	$T_n$ (K)	$N_2$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$O_2$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$O$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$He$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$H$ ( $\text{cm}^{-3}$ )
100	192.0	9.22(12) <sup>a</sup>	2.21(12)	4.26(11)	1.14(8)	2.41(7)
120	352.2	3.27(11)	4.83(10)	8.97(10)	3.55(7)	4.79(6)
140	525.2	5.22(10)	5.56(9)	2.81(10)	4.33(7)	1.49(6)
160	617.3	1.48(10)	1.33(9)	1.27(10)	3.53(7)	6.89(5)
180	668.4	5.17(9)	4.05(8)	6.72(9)	2.93(7)	4.41(5)
200	696.9	1.99(9)	1.37(8)	3.82(9)	2.51(7)	3.48(5)
220	712.8	8.11(8)	4.92(7)	2.26(9)	2.18(7)	3.07(5)
240	721.8	3.40(8)	1.83(7)	1.36(9)	1.92(7)	2.85(5)
260	726.8	1.45(8)	6.91(6)	8.35(8)	1.69(7)	2.71(5)
280	729.7	6.28(7)	2.65(6)	5.16(8)	1.50(7)	2.61(5)
300	731.3	2.74(7)	1.03(6)	3.21(8)	1.33(7)	2.52(5)
400	733.3	4.76(5)	1.00(4)	3.16(7)	7.44(6)	2.18(5)
500	733.4	9.37(3)	1.13(2)	3.35(6)	4.24(6)	1.89(5)
600	733.4	2.07(2)	1.44(0)	3.79(5)	2.46(6)	1.65(5)
700	733.4	5.08(0)	2.08(-2)	4.56(4)	1.45(6)	1.45(5)
800	733.4	1.38(-1)	3.39(-4)	5.81(3)	8.66(5)	1.27(5)
900	733.4	4.16(-3)	6.19(-6)	7.85(2)	5.25(5)	1.12(5)
1000	733.4	1.38(-4)	1.26(-7)	1.12(2)	3.23(5)	9.93(4)

**Figura 4.3.** Densidad de componentes atmosféricos neutros del modelo empírico MSIS (medio día, 45°N, 0°E, F10.7=70, invierno).

Altitude (km)	$T_n$ (K)	$N_2$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$O_2$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$O$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$He$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$H$ ( $\text{cm}^{-3}$ )
100	189.3	9.70(12) <sup>a</sup>	2.33(12)	4.15(11)	1.20(8)	2.96(7)
120	342.3	3.28(11)	4.83(10)	8.34(10)	3.61(7)	6.57(6)
140	510.1	5.04(10)	5.31(9)	2.52(10)	3.82(7)	2.29(6)
160	594.5	1.39(10)	1.23(9)	1.11(10)	3.08(7)	1.15(6)
180	638.7	4.69(9)	3.59(8)	5.67(9)	2.55(7)	7.73(5)
200	661.9	1.74(9)	1.16(8)	3.12(9)	2.18(7)	6.26(5)
220	674.1	6.76(8)	3.97(7)	1.79(9)	1.89(7)	5.58(5)
240	680.6	2.70(8)	1.39(7)	1.04(9)	1.65(7)	5.21(5)
260	684.0	1.10(8)	4.97(6)	6.19(8)	1.45(7)	4.97(5)
280	685.9	4.51(7)	1.80(6)	3.70(8)	1.27(7)	4.78(5)
300	686.8	1.87(7)	6.57(5)	2.22(8)	1.12(7)	4.61(5)
400	687.9	2.49(5)	4.74(3)	1.88(7)	6.04(6)	3.94(5)
500	688.0	3.79(3)	3.96(1)	1.72(6)	3.32(6)	3.40(5)
600	688.0	6.49(1)	3.79(-1)	1.68(5)	1.86(6)	2.94(5)
700	688.0	1.25(0)	4.15(-3)	1.76(4)	1.06(6)	2.55(5)
800	688.0	2.68(-2)	5.15(-5)	1.96(3)	6.11(5)	2.22(5)
900	688.0	6.40(-4)	7.21(-7)	2.32(2)	3.58(5)	1.95(5)
1000	688.0	1.69(-5)	1.13(-8)	2.90(1)	2.13(5)	1.71(5)

**Figura 4.4.** Densidad de componentes atmosféricos neutros del modelo empírico MSIS (media noche, 45°N, 0°E, F10.7=70, invierno).



Altitude (km)	$T_n$ (K)	$N_2$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$O_2$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$O$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$He$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$H$ ( $\text{cm}^{-3}$ )
100	220.8	5.83(12) <sup>a</sup>	1.25(12)	2.55(11)	6.83(7)	8.70(6)
120	404.3	3.34(11)	3.46(10)	7.29(10)	1.81(7)	1.23(6)
140	754.9	5.89(10)	4.03(9)	2.16(10)	6.46(6)	2.30(5)
160	990.1	2.18(10)	1.31(9)	1.08(10)	4.72(6)	7.57(4)
180	1146.5	1.05(10)	5.81(8)	6.60(9)	3.96(6)	4.00(4)
200	1250.9	5.74(9)	2.95(8)	4.46(9)	3.49(6)	2.88(4)
220	1320.6	3.36(9)	1.61(8)	3.19(9)	3.14(6)	2.44(4)
240	1367.4	2.05(9)	9.24(7)	2.36(9)	2.88(6)	2.23(4)
260	1398.8	1.29(9)	5.45(7)	1.79(9)	2.67(6)	2.12(4)
280	1419.8	8.26(8)	3.28(7)	1.37(9)	2.49(6)	2.05(4)
300	1434.2	5.36(8)	2.00(7)	1.07(9)	2.33(6)	2.00(4)
400	1459.9	6.81(7)	1.90(6)	3.25(8)	1.72(6)	1.83(4)
500	1463.8	9.48(6)	2.00(5)	1.05(8)	1.30(6)	1.70(4)
600	1464.4	1.40(6)	2.25(4)	3.52(7)	9.86(5)	1.59(4)
700	1464.5	2.19(5)	2.69(3)	1.22(7)	7.56(5)	1.49(4)
800	1464.5	3.60(4)	3.43(2)	4.35(6)	5.85(5)	1.40(4)
900	1464.5	6.24(3)	4.61(1)	1.60(6)	4.55(5)	1.31(4)
1000	1464.5	1.13(3)	6.56(0)	6.02(5)	3.57(5)	1.23(4)

**Figura 4.5.** Densidad de componentes atmosféricos neutros del modelo empírico MSIS (media día,  $45^\circ N$ ,  $0^\circ E$ , F10.7=220, verano).

Altitude (km)	$T_n$ (K)	$N_2$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$O_2$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$O$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$He$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$H$ ( $\text{cm}^{-3}$ )
100	189.3	9.70(12) <sup>a</sup>	2.33(12)	4.15(11)	1.20(8)	2.96(7)
120	342.3	3.28(11)	4.83(10)	8.34(10)	3.61(7)	6.57(6)
140	510.1	5.04(10)	5.31(9)	2.52(10)	3.82(7)	2.29(6)
160	594.5	1.39(10)	1.23(9)	1.11(10)	3.08(7)	1.15(6)
180	638.7	4.69(9)	3.59(8)	5.67(9)	2.55(7)	7.73(5)
200	661.9	1.74(9)	1.16(8)	3.12(9)	2.18(7)	6.26(5)
220	674.1	6.76(8)	3.97(7)	1.79(9)	1.89(7)	5.58(5)
240	680.6	2.70(8)	1.39(7)	1.04(9)	1.65(7)	5.21(5)
260	684.0	1.10(8)	4.97(6)	6.19(8)	1.45(7)	4.97(5)
280	685.9	4.51(7)	1.80(6)	3.70(8)	1.27(7)	4.78(5)
300	686.8	1.87(7)	6.57(5)	2.22(8)	1.12(7)	4.61(5)
400	687.9	2.49(5)	4.74(3)	1.88(7)	6.04(6)	3.94(5)
500	688.0	3.79(3)	3.96(1)	1.72(6)	3.32(6)	3.40(5)
600	688.0	6.49(1)	3.79(-1)	1.68(5)	1.86(6)	2.94(5)
700	688.0	1.25(0)	4.15(-3)	1.76(4)	1.06(6)	2.55(5)
800	688.0	2.68(-2)	5.15(-5)	1.96(3)	6.11(5)	2.22(5)
900	688.0	6.40(-4)	7.21(-7)	2.32(2)	3.58(5)	1.95(5)
1000	688.0	1.69(-5)	1.13(-8)	2.90(1)	2.13(5)	1.71(5)

**Figura 4.6.** Densidad de componentes atmosféricos neutros del modelo empírico MSIS (media noche,  $45^\circ N$ ,  $0^\circ E$ , F10.7=220, verano).



# Apéndice C

Reaction	Rate constant ( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ )
$\text{C}^+$	$4.2 \times 10^{-12} (250/T_e)^{0.7}$
$\text{H}^+$	$4.8 \times 10^{-12} (250/T_e)^{0.7}$
$\text{He}^+$	$4.8 \times 10^{-12} (250/T_e)^{0.7}$
$\text{N}^+$	$3.6 \times 10^{-12} (250/T_e)^{0.7}$
$\text{Na}^+$	$3.2 \times 10^{-12} (250/T_e)^{0.7}$
$\text{O}^+$	$3.7 \times 10^{-12} (250/T_e)^{0.7}$

**Figura 4.7.** Coeficientes de recombinación radiativa

Reaction	Rate ( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ )
$\text{CH}_3^+$	$3.5 \times 10^{-7} (300/T_e)^{0.5}$
$\text{CH}_4^+$	$3.5 \times 10^{-7} (300/T_e)^{0.5}$
$\text{CO}^+$	$2.75 \times 10^{-7} (300/T_e)^{0.55}$
$\text{CO}_2^+$	$4.2 \times 10^{-7} (300/T_e)^{0.75}$
$\text{HCNH}^+$	$3.5 \times 10^{-7} (300/T_e)^{0.5}$
$\text{H}_2^+$	$1.6 \times 10^{-8} (300/T_e)^{0.43}$
	for $v = 0^a$
	$2.3 \times 10^{-7} (300/T_e)^{0.4}$
	for $v \neq 0$
$\text{H}_3^+$	$4.6 \times 10^{-6} (T_e)^{-0.65}$
$\text{H}_2\text{O}^+$ and $\text{H}_3\text{O}^+$	$1.57 \times 10^{-5} (T_e)^{-0.569}$
	for $T_e < 800 \text{ K}$
	$4.73 \times 10^{-5} T_e^{-0.74}$
	for $800 \text{ K} < T_e < 4000 \text{ K}$
	$1.03 \times 10^{-3} T_e^{-1.111}$
	for $T_e > 4000 \text{ K}$
$\text{NH}_3^+$	$3.3 \times 10^{-7} (300/T_e)^{0.5}$
$\text{N}_2^+$	$2.2 \times 10^{-7} (300/T_e)^{0.39}$
$\text{NO}^+$	$4.0 \times 10^{-7} (300/T_e)^{0.5}$
$\text{O}_2^+$	$2.4 \times 10^{-7} (300/T_e)^{0.70}$
$\text{OH}^+$	$3.75 \times 10^{-8} (300/T_e)^{0.5}$

**Figura 4.8.** Coeficientes de recombinación disociativa.

# Bibliografía

- Hargreaves J. K.: The solar-terrestrial environment, an introduction to geospace. Cambridge Atmospheric And Space Science Series. Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
- Schunk R. W., Nagy A. F.: Ionospheres, Physics, Plasma Physics, and Chemistry. Cambridge Atmospheric and Space Science Series, Cambridge University Press, Cambridge, 2009
- Richards, P.G., J.A. Fennelly, and D.G. Torr, EUVAC: A solar EUV flux model for aeronomic calculations, J. Geophys. Res., 99, 8981, 1994.
- Picone, J. M., A. E. Hedin, D. P. Drob, and A. C. Aikin: NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: statistical comparisons and scientific issues, J. Geophys. Res., 107,1468, 2002.
- Hedin, A. E.: MSIS-86 thermospheric model, J. Geophys. Res., 92, 4649, 1987.
- Camilion, E.: Formulación del LPIM en base a las leyes fundamentales del plasma ionosférico. Tesis de doctorado en Geofísica. Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata, 2013.
- Brunini, C.: Global ionospheric models from GPS measurements. Tesis Doctoral en Astronomía. Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, 1998.
- Conte, J. F.: Determinación de la exactitud de las constantes de calibración del GPS-TEC. Tesis de Licenciatura. Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata, 2010.
- Rosas Carabajal, M. A.: Estudio de las anomalías semi-anual y anual en el GPS TEC durante un ciclo solar. Tesis de Licenciatura. Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata, 2011
- Azpilicueta, F., Brunini, C., Radicella, S. M.: Global ionospheric maps from GPS observations using modip latitude. Advances in Space research, Elsevier, (38) 11, 2324-2331, 2005.
- Azpilicueta, F. Modelos ionosfericos globales derivados de observaciones GPS y altimetría satelital, Tesis Doctoral, FCAG, UNLP, 2006.
- Brunini, C., Conte, J. F., Azpilicueta, F., Bilitza, D. A different method to determine the height of the F2 peak, Advances in Space Research, en prensa, 2013.
- Brunini, C., Azpilicueta, F., Nava, B., Gularte, E. Global maps of montly-mean values of the ionospheric F2-peak parameters derived from COSMIC / FORMOSAT-3, Jornal of Geodesy, en prensa, 2013b.

- Brunini, C., Camilion, E., Azpilicueta, F. Simulation study of the influence of the ionospheric layer height in the thin layer ionospheric model, *Journal of Geodesy*, doi 10.1007/s00190-011-0470-2, 2011.
- Brunini, C., Azpilicueta, F., Gende, M., Aragon-Angel, A., Hernandez-Pajares, M, Juan, J. M.,Sanz, J. Toward a SIRGAS service for mapping the ionosphere's electron density distribution.En: S. Kenyon et al. (eds.), *Geodesy for Planet Earth*, International Association of Geodesy Symposia 136, doi 10.1007/978-3-642-20338-1-94, pp. 753-760, 2011a.
- Chapman, S., The absorption and dissociative or ionizing effects of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating Earth, 2, Grazing incidence, *Proc. Phys. Soc. London*, 43, 483, 1931.
- Fox, J. L.: *Hydrocarbon ions in the ionospheres of Titan and Jupiter, Dissociative Recombination: Theory, Experiment and Applications*, 40, City NJ: World Scientific, 1996.