

Introducción

El objetivo del presente trabajo es la obtención de perfiles de densidad electrónica de la ionósfera mediante técnicas de radio-ocultamiento, que combinan la información de los satélites GPS junto a los satélites de órbita baja LEO (Low Earth Orbit) como el SAC-C, CHAMP o los de COSMIC. En particular en esta tesis se estudia la técnica de inversión basada en la teoría de la Óptica Geométrica de la propagación de una señal electromagnética.

Experimentalmente, la señal generada en los satélites GPS es recibida por un receptor a bordo de un satélite LEO (satélite de órbita baja) hasta que es interrumpida por el limbo terrestre; de allí el nombre de radio ocultamiento, como se observa en la figura siguiente:



Ocultación de una señal GPS

Las medidas de radio ocultación GPS establecen las bases para generar una nueva técnica de sensores remotos mediante las cuales se pueden obtener perfiles verticales de la densidad electrónica de la ionósfera desde la altura de la órbita del satélite hasta el límite inferior de la ionósfera. Ninguna otra técnica de determinación de perfiles ionosféricos, tanto vertical (ionosondas) o de dispersión incoherente (radares), permiten obtener el perfil vertical de la ionósfera de forma global y completa (en todas las latitudes y longitudes de la ionósfera).

El método de cálculo que se analiza para obtener el perfil electrónico vertical están basados en el estudio de la propagación de ondas electromagnéticas (en este caso, señales en la banda L emitidas por los satélites GPS) a través de la ionósfera. Como estas ondas se propagan en un

medio ionizado, ellas se curvan debido a la refracción; así, el camino del rayo puede evaluarse a través de la teoría de ondas electromagnéticas en plasmas tenues.

El camino que recorre el rayo se estudia en la aproximación geométrica fundada en el principio de Fermat. De este modo se consiguió perfiles del índice de refracción de la ionósfera, suponiéndola con simetría esférica. Luego, empleando el índice de refracción de la ecuación de Appleton-Hartree obtenido en la teoría magnetoiónica en un plasma magnetoactivo, se consiguen los perfiles de densidad electrónica.

Debido a que tanto el sistema de satélites GPS como el de satélites de órbitas bajas son dependientes en el tiempo es necesario estudiar sus posiciones en función del tiempo y los momentos que se producen las radio-ocultaciones, por ello es necesario implementar un programa para resolver esta problemática.

La técnica de sensado remoto así planteada ha demostrado ser una herramienta poderosa para el estudio de la ionosfera de la Tierra, como lo han corroborado las misiones de los satélites de órbita baja Microlab - 1 (Kursinski et al., 1997; Hajj y otros, 1998), CHAMP (Jakowski, et al.,2002; Jakowski, et al.,2003; Steiner A. K., 1998) y SAC - C llevando un receptor GPS de doble frecuencia. Las técnicas de radio-ocultación tienen un gran potencial para el desarrollo o la evaluación de modelos ionosféricos o reconstrucciones en 3D de la distribución de la densidad electrónica de la ionosfera mediante la asimilación de datos o utilizando técnicas tomográficas. También permite el estudio de los perfiles verticales de humedad y temperatura en la tropósfera y estratósfera, parámetros de vital importancia en el estudio del cambio climático actual.

La estructura de la tesis es de la siguiente manera: en el Capítulo 1 se hace una descripción breve del conocimiento actual de la ionósfera, especificando su estructura y sus fluctuaciones más significativas. En el Capítulo 2 se describen los sistemas satelitales GPS y LEO, que representan el sistema de medición para este trabajo; además se analiza el efecto que tiene la ionósfera sobre la señal GPS. En el Capítulo 3 se aborda el problema físico de la propagación de una onda electromagnética en un plasma, concluyendo con la obtención de la ecuación de Appleton-Hartree que relaciona el índice de refracción con la frecuencia de la onda. Se estudia con detalle en el capítulo 4, la técnica estándar de radio-ocultación basada en la óptica geométrica (OG) analizando minuciosamente las hipótesis que llevan a su formulación. Los datos de los sistemas satelitales necesarios para los cálculos, los formatos de los archivos y las fuentes de error se analizan en el capítulo 5. En el Capítulo 6 se muestran perfiles obtenidos desde la plataforma del proyecto COSMIC y se realiza un breve análisis de los mismos. También se proponen modificaciones al método estándar de inversión OG, con el objeto de hacer más simples los cálculos, y se expresan algunos detalles geométricos del problema.

Capítulo 1

Sistema Experimental: Ionósfera Terrestre

1.1. Un poco de historia

La observación de auroras fue el primer contacto del hombre con la alta atmósfera. Los primeros registros datan de la Edad de Piedra y también se encontraron referencias a este fenómeno en antiguos documentos chinos [2000 A. C.], en el antiguo testamento y en Aristotél's Meteorologica [Schunk and Nagay, 2000]. Los primeros intentos para explicar las auroras observadas fueron realizados por Halley, Euler y Franklin en el siglo XVIII, pero las hipótesis plantea-das fueron erróneas.

Se sospechó por primera vez de la existencia de una zona cargada eléctricamente en la atmósfera cuando se estudiaron pequeñas anomalías en el campo magnético terrestre. Carl Friedrich Gauss, en el año 1839 supuso que las pequeñas variaciones diarias observadas en el campo magnético terrestre podían deberse a corrientes eléctricas en la atmósfera. También Stewart sugirió que estas variaciones diarias no podían deberse a causas internas, sino que su origen debía provenir de corrientes eléctricas originadas fuera de la Tierra. Luego, de los estudios realizados por Schuster, se concluyó que las corrientes eléctricas deberían encontrarse en la atmósfera, aunque no concluyó sobre la altura a la que se encontrarían.

La existencia de la ionosfera empezó a esclarecerse con el comienzo de las comunicaciones radioelétricas. Una vez que Hertz había comprobado experimentalmente la existencia de ondas electromagnéticas, hacia finales del siglo XIX, Marconi se dispuso a usar las ondas radioelétricas con fines comerciales. En 1899 demostró su técnica de comunicación a través del Canal de la Mancha. En 1901 transmitió exitosamente señales de radio a través del Atlántico, entre Cornwall (Inglaterra) y Newfoundland (Canadá), una distancia mayor a 3000 km. Este experimento sugirió que las ondas de radio se reflejaban en la atmósfera superior y permitía que la señal llegara a puntos muy distantes alrededor de la Tierra. Esta conclusión se debe a que, dada la curvatura terrestre, la señal no podría llegar en línea recta y resultaba que la difracción tampoco podía explicar la comunicación entre lugares muy distantes.

En 1902, otros experimentos realizados por Marconi mostraron que las comunicaciones a grandes distancias sufrían variaciones si se hacían durante el día o la noche. Por ejemplo, se comprobó que la comunicación a más de 1000 km fallaba totalmente durante el día, mientras que durante la noche podía transmitirse ondas de radio a distancias superiores a los 3000 km. Cómo Marconi estaba más interesado en la aplicación comercial de las comunicaciones, no abordó el problema de la justificación teórica de sus resultados. En este mismo año e independientemente, Heaviside en Inglaterra, Kennelly en Estados Unidos y Nagaoka en Japón, sugirieron la existencia de

una capa conductora eléctrica en la atmósfera a una altura de unos 100 km, señalando que era la que hacía posible las comunicaciones inalámbricas explicando mediante reflexión en esta capa la transmisión-recepción a grandes distancias.

J.E. Taylor en 1903 y J.A. Fleming en 1906 propusieron que la radiación ultravioleta del sol era la responsable de la ionización y formación de la capa conductora de la atmósfera. En 1910 W. H. Eccles concluyó que la cantidad de electrones libres en la atmósfera aumenta con la altura y que estos eran los responsables de que las señales de radio se desviaran y siguieran la curvatura de la Tierra.

Los primeros intentos de medir la altura de esta capa reflectora de ondas de radio fueron hechos por Lee Forest y L.F. Fuller en la compañía de telégrafos federales de San Francisco entre los años 1912 y 1914. Usaron un transmisor-receptor separados unos 500 km. Sin embargo los resultados de Forest-Fuller no fueron conocidos y generalmente las primera medidas aceptadas de la altura de la capa reflectora se atribuyen a Appleton y Barnett (1924) y a Breit y Tuve (1925), realizadas independientemente.

El experimento de Appleton-Barnett consistió en observar las interferencias constructivas y destructivas de ondas de radio cuando viajaban por caminos diferentes, una en línea recta entre transmisor-receptor y la otra reflejándose en la capa eléctrica conductora de la atmósfera. Esto le permitió determinar la altura de la capa ionizada, a la que le llamaron capa E (por capa eléctrica) a una altura de 96 km. Estudios más avanzados modificando la frecuencia de la señal usada y condiciones de día o de noche, mostraron la existencia de otras capas inferiores y superiores, a las que siguiendo el orden alfabético, nombraron como capa D y capa F, nomenclatura que se usa actualmente. El experimento de Breit-Tuve consistió en usar una técnica de sondeo por pulsos similar a la que usarían los radares posteriores y que se siguen usando hoy. Inventaron la ionosonda, lo que permitió una observación directa de la ionosfera y permitió el primer estudio científico de sus características y variabilidad, así como sus efectos sobre las ondas de radio. Estos trabajos fueron muy importantes para el desarrollo del conocimiento de la alta atmósfera. En 1926 Watson y Watt propusieron por primera vez el nombre de ionósfera para esta parte de la atmósfera terrestre.

En 1940, Edward Víctor Appleton, se dedicó a estudiar las características de esta zona de la atmósfera y observó que las señales de radio se debilitaban por la noche. Descubrió que la capa Kennelly-Heaviside (capa E) tenía unos 80 km de altura. Al amanecer, esta capa desaparecía, pero aún de manifestaba reflexión en una capa situada a casi 250 km (capa F o capa de Appleton).

En el año 1950, Bartels describió un efecto de marea lunar en la ionósfera ecuatorial [Bartels, 1950]. Appleton propuso que la variación de la densidad electrónica con la latitud alrededor del ecuador, se observa mejor en coordenadas magnéticas que geográficas [Appleton, 1950].

Al final de la segunda guerra mundial, con la disposición de la tecnología de cohetes, se dispuso a medir directamente la ionósfera y permitió el camino para la exploración espacial con satélites. El primer cohete científico que llevaba instrumentación (una sonda de Langmuir y un calibrador de presión termoiónica) para hacer medidas directas de la alta atmósfera y la ionosfera, fue lanzado en 1946 sobre un V-2 desde Nuevo México.

Durante el Año Geofísico Internacional (IGY) en 1957-1958, un esfuerzo cooperativo internacional creó una red mundial de ionosondas para recolectar las medidas de sondeos verticales durante el período de máxima actividad solar. La tecnología de cohetes acoplada con la instrumentación en Tierra, dio un mayor conocimiento del ambiente terrestre.

Como parte del IGY, los científicos propusieron lanzar satélites artificiales, y el 4 de octubre de 1957 la Unión Soviética lanzó el *Sputnik I*, considerado como el inicio de la era espacial. En 1958, el primer satélite norteamericano, llamado *Explorer I*, llevaba un contador Geiger provisto por James Van Allen. Este dispositivo debía registrar los rayos cósmicos, pero no pudo hacerlo dado que se saturó por la presencia de partículas de alta energía en la zona conocida hoy como anillos de Van Allen [Van Allen, 1959].

En septiembre 1962 la NASA lanzó el primer satélite de sondeo de la parte superior de la ionosfera, el *Alouette I*, teniendo como objetivo determinar las variaciones diurnas, estacionales y geográficas en la distribución de la densidad electrónica en la parte superior de la ionosfera.

El siguiente programa fue el Año Internacional del Sol Quiet (IQSY, 1964-1965) el cual se caracterizó por experimentos mundiales, utilización de cohetes, medidas de radiación solar, construcción de bases de datos de la ionosfera, utilización del radar de dispersión incoherente, el sondeo de la ionosfera superior y el comienzo del modelado de la ionósfera. Con estos esfuerzos, la ionosfera mundial fue mejor explorada, y la estructura y composición del aire neutro comenzó a conocerse.

En los años 70 del siglo XX ya se tenía mucha información sobre la ionosfera. Las capas principales son creadas por radiación solar y particularmente la capa F2, está influenciada por la circulación termosférica global. Las causas principales que conducen a esta circulación son, en primer lugar el calentamiento causado por la radiación solar, en segundo lugar el viento solar y la energía que aparece en latitudes altas en forma de campos eléctricos o partículas energéticas y por último las mareas y ondas transmitidas hacia arriba desde la atmósfera media. Así, la estructura vertical de la ionósfera depende de la radiación solar, y la estructura latitudinal depende del campo geomagnético.

Actualmente, además de las técnicas mencionadas, se usan las señales de los Sistemas de Navegación Satelital (como el *GPS NAVSTAR* de EEUU, el *GLONASS* de la Unión Soviética y el *Galileo* de la Unión Europea, entre los más importantes) con receptores en tierra o sobre Satélites de Órbita Baja (Satélites LEO, como las misiones *SAC C*, *SAC D*, *GRACE*, *GPSMET*,

COSMIC, CHAMP, entre otros). Esto permitió la creación de redes de observación como la red LISN en Sudamérica y la red RAPEAS de Argentina.

1.2. Ionósfera

La ionósfera terrestre se define usualmente como la capa atmosférica donde existe una ionización suficiente como para afectar la propagación de las ondas de radio. Esta capa es el resultado de la interacción de la atmósfera con la radiación solar y el campo magnético terrestre. Se extiende aproximadamente entre los 50 km de altura sobre la superficie terrestre hasta un límite superior no bien definido de unos 1000 km de altura.

La ionósfera se sitúa entre la mesósfera y la exósfera. Algunos la consideran como el límite inferior de la magnetosfera, y también es conocida como termósfera por las altas temperaturas que en ella se alcanzan (pudiendo alcanzar una temperatura de unos 1500 ° C), debido a la ionización de los gases que la componen por parte de las radiaciones energéticas gamma y X provenientes del sol. Estas altas temperaturas no se manifiestan como una sensación de calor ya que los gases se encuentran con una densidad mucho más baja que en la tropósfera (la ionósfera concentra menos del 0,1 % de la masa total de la atmósfera).

Entre los fenómenos que se producen en la ionósfera se puede mencionar que:

- contribuye decididamente en la reflexión de las ondas de radio emitidas desde la superficie terrestre, lo que posibilita la comunicación a grandes distancias alrededor de la Tierra;
- desintegra meteoritos debido al rozamiento de estos con los gases y plasma y da lugar a las llamadas estrellas fugaces. Esto ocurre entre los 80 y 110 km de altura.
- en esta capa se producen las auroras, que ocurren cuando las partículas cargadas del viento solar son atrapadas por el campo magnético terrestre e inciden sobre la parte superior de la ionósfera dando lugar al efecto luminoso.

Entre los plasmas, la ionósfera es un plasma frío magnetizado que envuelve la Tierra. Debido a esto, es decir a la presencia de iones y electrones, la región interactúa efectivamente con los campos electromagnéticos. La razón por la cual las ondas electromagnéticas son reflejadas por la ionosfera se debe a las oscilaciones propias de este plasma.

Un plasma tiene una oscilación natural con una frecuencia dada por:

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m}$$

donde N es la cantidad de electrones por unidad de volumen, e y m son la carga y masa del electrón respectivamente y la ϵ_0 permitividad eléctrica en el vacío. Si la frecuencia de una onda electromagnética es mayor que la del plasma, esta onda atraviesa el plasma sin mayores dificultades, es decir no se

produce reflexión. Pero si la frecuencia de la onda es igual que la del plasma, la onda será reflejada. Cuando la frecuencia del plasma es mayor que la de la onda, ésta onda se amortigua rápidamente y sólo atraviesa una pequeña capa.

1.3. Estructura de la Ionosfera

La estructura de la ionósfera presenta en general tres regiones: las cuales son D, E y F (Figura 1.1). Esta última, la F, se divide en dos subcapas durante el día, F1 y F2, y en regiones ecuatoriales puede aparecer una capa llamada F3. La ubicación y composición de estas capas son el resultado de las interacciones entre la atmósfera y la radiación solar dentro del campo magnético terrestre, siendo afectadas principalmente por la radiación solar las regiones D, E y F1 e influenciada fuertemente por el campo magnético terrestre la capa F2.

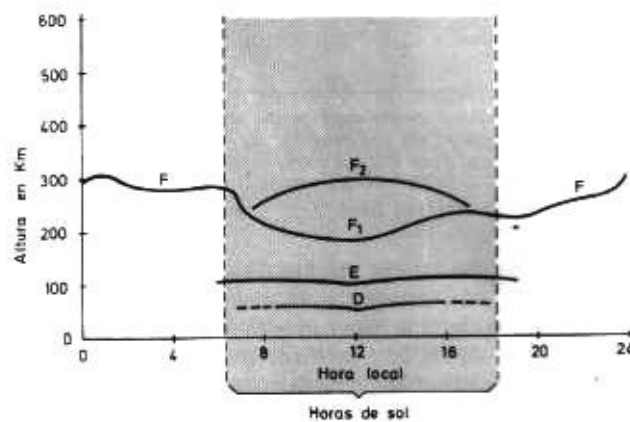


Figura 1.1: Regiones de la ionósfera

1.3.1. Capa D

Abarca desde los 50 km hasta los 90 km aproximadamente y sólo es apreciable durante el día. Presenta una concentración de electrones que varía de 10^2 a 10^3 electrones/cm³ en altura, decreciendo notablemente durante la noche. Es muy absorbente a las radiaciones de frecuencias inferiores a 10 MHz, protegiendo así a la tierra de gran parte de la radiación espacial. Las principales fuentes de ionización son la radiación ultravioleta de longitud de onda mayor a 91nm y los rayos X con longitud de onda menor a 10 nm. Los rayos X duros (longitud de onda menor a 1 nm) ionizan las componentes O₂ y N₂ (Figura 1.2). También llega a este sector la radiación Lyman (con longitud de onda de 121,6 nm) responsable de la ionización del componente NO y la radiación ultravioleta en el rango de 102,7 nm a 111,8 nm en longitud de onda. La recombinación es alta en esta capa, resultando un efecto de ionización neto muy bajo y como resultado las ondas de radio de alta frecuencia no son reflejadas en la capa D sino absorbidas. La información que se ha obtenido de esta capa ha sido por medio de cohetes y de VLF.

1.3.2. Capa E

También conocida como capa de Kennelly – Heaviside o capa Heaviside, se ubica entre los 90 y los 120 o 140 km. La máxima densidad de electrones es de alrededor de 10^5 electrones/cm³. La radiación solar ionizante en esta región comprende los rayos X suaves (1 – 10 nm) y la radiación solar ultravioleta dentro del intervalo 80 nm y 102,8 nm. Las principales componentes ionizadas son O₂ y N₂ y los principales iones O₂⁺ y NO⁺. Durante el día el comportamiento de esta capa es muy regular y controlado por el ángulo cenital solar. Durante la noche comienza a desaparecer debido a la ausencia de su principal fuente de ionización. Esta capa fue predicha por Kennelly-Heaviside en 1902 y detectada experimentalmente por Edward Appleton en 1924.

1.3.3. Capas F

Conocidas también como capas de Appleton, se elevan durante las noches por lo que sus propiedades de reflexión cambian. Se extienden desde donde finaliza la región E hasta un límite coincidente con el límite superior de la ionósfera (con frecuencia se suele decir que este límite superior es donde el ión O⁺ deja de ser el dominante). Durante la noche se observa una sola capa llamada capa **F** y durante el día ella se divide en dos, la capa **F1** y la **F2**. Su formación es fundamentalmente debida a la radiación ultravioleta en el intervalo 10 – 90 nm.

Región F1: con una concentración de electrones de 10^5 electrones/cm³, abarca hasta los 200 km de altura. La fuente principal de ionización corresponde a la radiación del continuo de Lyman con longitudes de onda menores a 91nm y al rango entre 20 nm y 35 nm. Sus principales componentes ionizadas son N₂ y O.

Región F2: aquí se encuentra el máximo de densidad de electrones de la ionósfera, del orden de $10^5 - 10^6$ electrones/cm³, a una altura de entre 250 y 500 km. Luego de este máximo la densidad disminuye lentamente con la altura, teniendo una concentración del orden de $10^3 - 10^4$ electrones/cm³ a una distancia de varios miles de kilómetros. Es la capa más dinámica y más densa de la ionósfera. La principal componente ionizada es el oxígeno atómico.

Las composiciones y distribuciones de las densidades iónicas y electrónicas distintas hacen que se diferencien las regiones mencionadas de la ionósfera terrestre. Estos factores están íntimamente relacionados con la actividad solar por medio de las radiaciones Lyman y rayos X, por lo cual cabe esperar que las capas de la ionósfera sufran variaciones diurnas, nocturnas (Figura I.2), estacionales y reflejen comportamiento acorde a los ciclos y demás fenómenos solares.

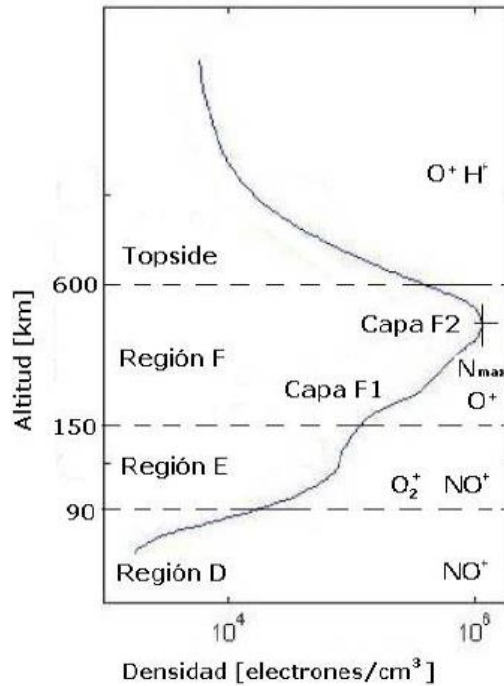


Figura 1.2: Componentes ionizadas en las distintas capas de la ionósfera [Anderson y Fuller- Rowell, 1999]

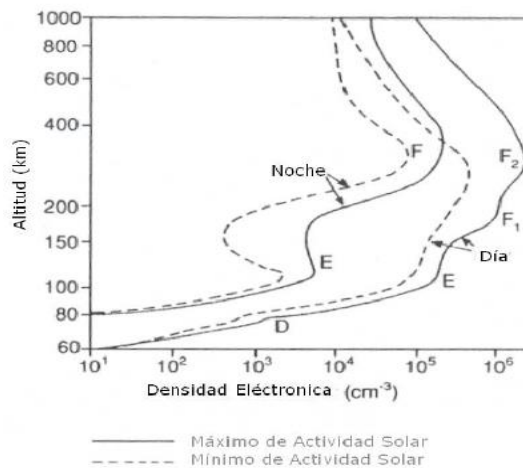


Figura 1.3: Variaciones diarias y con la actividad solar de la densidad electrónica [Gombosi, 1998]

1.4. Variaciones en la Ionósfera

La razón para la variabilidad que sufre la ionósfera es su rápida respuesta a la acción de varias fuentes externas, entre las que se encuentran el flujo de radiación solar, partículas cargadas energéticas y campos eléctricos que hacen interactuar al viento solar, la magnetósfera y la ionósfera. También existen fuerzas desde debajo de la ionósfera que pueden también ocasionar fluctuaciones observables, como las mareas y ondas de gravedad generadas

en la estratósfera y tropósfera: tormentas, huracanes, tornados y eventos sísmicos.

Las variaciones ionosféricas pueden clasificarse en dos tipos: las que son aproximadamente regulares, que ocurren en ciclos y pueden ser predichas con razonable precisión; y las que son irregulares, como resultado de un comportamiento anormal del sol y por esto no pueden ser predichas. Ambas variaciones tienen efectos significativos sobre la propagación de ondas de radio.

1.4.1. Variaciones Regulares

1.4.1.1. Variaciones Diurnas y Nocturnas:

Son el resultado de la rotación de la Tierra alrededor de su eje. Los procesos que controlan la variación de la densidad electrónica cambian con la hora local y la altitud. De manera general se observa que durante un día completo la ionósfera presenta un mínimo de densidad electrónica cerca de las 8 horas local y un máximo entre las 14 y las 18 horas local (Webster, 1993; de Haro et. Al, 1999). Este comportamiento se puede explicar ya que durante la noche, al no interactuar con el sol, en la ionósfera se producen más recombinaciones que disociaciones, además de las pérdidas por transporte, y este efecto alcanza su máximo en las primeras horas del alba, momento en que aparece el Sol y comienza las foto-disociaciones haciendo crecer la densidad electrónica nuevamente. Estas disociaciones continúan hasta llegar al máximo, en horas del crepúsculo, donde la actividad solar disminuye.

La capa D va disminuyendo su densidad hasta desaparecer en la noche (Davies, 1990; Seeber, 1993). La capa E tiene un comportamiento similar excepto por una ionización residual que queda, volviendo a recuperarse durante el amanecer coincidiendo con la salida del sol. La capa F1 también desaparece en horas nocturnas, mientras que la capa F2 alcanza su menor concentración en las horas del amanecer donde comienza a crecer nuevamente.

1.4.1.2. Variaciones Estacionales:

El comportamiento del contenido electrónico total durante el año no es homogéneo, existiendo diferencias entre las estaciones del año. Esto está relacionado fundamentalmente con el ángulo cenital del Sol con respecto a la posición del observador ubicado en Tierra. La radiación solar que incide sobre la Tierra en verano es más directa que en invierno, por lo tanto, hay una menor razón de absorción produciendo un aumento en la ionización (Webster, 1993). En un mismo hemisferio, durante el invierno, la capa F1 desaparece durante el día y la capa E disminuye. Sin embargo, para latitudes medias hay una mayor aparición de la capa E esporádica durante el verano que durante el invierno. Pero la capa F2 tiene un comportamiento contrario al de las demás capas ya que presenta mayor densidad durante el invierno, siendo este efecto más notorio en zonas del hemisferio norte de latitudes medias y polares.

1.4.1.3 Variaciones con Ciclos Solares:

Con respecto a las variaciones a largo plazo tenemos que analizar las variaciones que acompañan al ciclo solar. Este ciclo tiene un período de aproximadamente 11 años y está relacionado con el aumento de la cantidad de manchas solares, zonas de gran intensidad magnética en el Sol, que intensifican la actividad de la estrella, produciendo valores más altos de contenido electrónico durante los años de máxima actividad del ciclo mientras que durante los años de mínima actividad del ciclo, la densidad de electrones baja considerablemente (Figura 1.4).

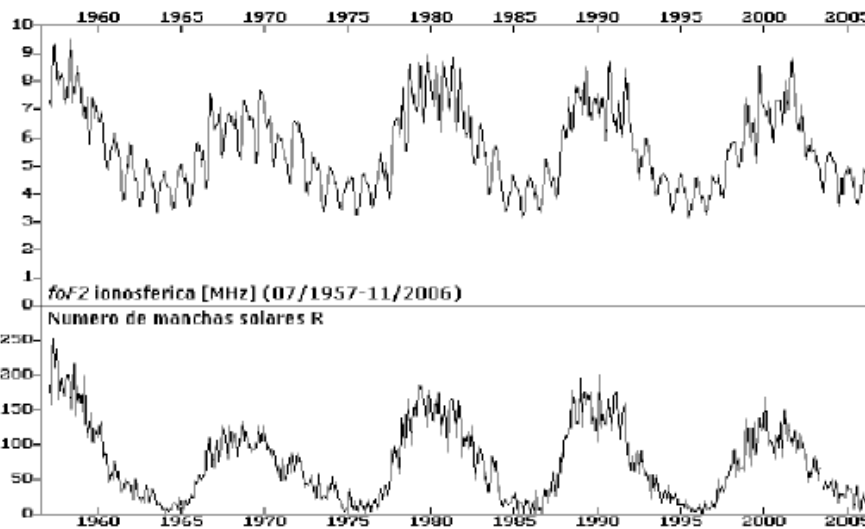


Figura 1.4: Valores mensuales de la frecuencia crítica foF2, medido en Juliusruh, comparado con el número de manchas solares R
(<http://www.ionosonde.iapkborn.de/mon.surv.htm>)

También se observan variaciones con el ciclo solar de 27 días debido a la rotación alrededor de su eje. Con esto, el número de manchas solares visibles sigue este ciclo de aproximadamente 27 días, produciendo variaciones en la densidad electrónica de las capas sobre una base diaria. Las fluctuaciones en la capa F2 son mayores que para las otras capas.

1.4.2. Variaciones Irregulares

Dado que son impredecibles, las variaciones irregulares pueden afectar drásticamente las comunicaciones sin ninguna advertencia. Las más comunes son:

1.4.2.1. Esporádicas E

Está asociada con tormentas, meteoritos, actividad solar y geomagnética. Se trata de un aumento irregular muy marcado y rápidamente variable de la densidad de electrones en la capa E. Pueden ocurrir durante el día o la noche y cambian significativamente con la latitud. Cuando ocurren estas variaciones, las reflexiones en la capa esporádica E hacen posible la comunicación de ondas de mayor frecuencia que habitualmente no son percibidas.

1.4.2.2. Perturbaciones Ionosféricas Súbitas

Producen un aumento de la concentración electrónica en la capa D y en la parte baja de la región E. Cuando esto ocurre, se observa una marcada debilitación de las radiocomunicaciones de onda corta debido a que las ondas de alta frecuencia que normalmente pasarían por la capa D y se reflejarían en los niveles altos, son absorbidas. Ocurren sin previo aviso y pueden durar desde unos minutos hasta horas.

1.4.2.3. Tormentas Ionosféricas

Son variaciones de la densidad electrónica relacionadas con las tormentas geomagnéticas causadas por la compresión de la magnetósfera debidas al viento solar. Las tormentas ionosféricas siguen el ritmo de las erupciones solares y el intervalo de 27 días de la rotación del sol. A diferencia de las perturbaciones súbitas, presentan una ionización gradual y de mayor duración. El resultado de estas tormentas es que el rango de frecuencias que puede usarse resulta mucho más bajo que el habitual, dado que reduce la densidad electrónica en la capa F2 en la fase negativa de la tormenta. Las regiones más bajas no son afectadas en general por estas tormentas, a menos que sea demasiado intensa.

1.4.2.4. Variaciones de la radiación solar

Una variación en la cantidad de emisión de rayos ultravioletas del Sol produce variaciones en el nivel de ionización de la ionosfera, efecto que puede durar desde minutos hasta semanas (Webster, 1993). Podemos reconocer tres fenómenos importantes asociados con estas variaciones.

El primero de estos fenómenos son las explosiones solares (solar flares) que son fenómenos localizados provocados por un rápido aumento de energía en la superficie del Sol emitiendo rayos X y ultravioletas. Este evento es de corta duración, desde algunos minutos hasta una hora, y producen un aumento de ionización en la región baja D, mientras que las capas E y F no son afectadas por dicha perturbación.

Otro tipo de variaciones debido a la radiación solar está asociado con los huecos en la corona (coronal holes) que generan corrientes en el viento solar de alta velocidad, comúnmente se dan en períodos de baja actividad solar y producen tormentas ionosféricas. La Tierra está inmersa dentro de la zona

donde el viento solar tiene su influencia. Cuando ocurren estos fenómenos, las partículas del viento solar son aceleradas, alcanzando velocidades muy altas, y debido a la rotación del Sol la radiación llega en forma espiral.

Por último están las manchas solares, zonas más oscuras que aparecen en la superficie solar con una duración de días a semanas. Rodeando a estas manchas aparecen zonas brillantes que se las conocen como “plages” que emiten un nivel más alto de rayos ultravioleta.

1.4.2.5. Efectos producidos desde abajo de la Ionósfera

Las mareas y las ondas de gravedad tienen un rol importante en la dinámica de la termósfera, particularmente en el intervalo de altitud de 100 – 250 km. Estas ondas son generadas localmente por calentamiento solar UV y EUV, procesos aurorales que varían temporalmente como precipitaciones de partículas, corrientes y convección del plasma.

Estos fenómenos también pueden generarse en la baja atmósfera y propagarse hasta alturas ionosféricas. Las mareas atmosféricas son oscilaciones de escala global causadas por calentamiento asociado con la absorción de radiación solar por parte del vapor de agua en la tropósfera, por el ozono en la estratósfera y por el oxígeno en la baja termósfera.

Las ondas de gravedad atmosféricas son perturbaciones que se propagan por causas de fuerzas de flotación. La temperatura y el viento determinan las características de propagación de estas ondas. Algunas fuentes de variación estacional y latitudinal de las ondas de gravedad son los ciclones, movimientos turbulentos en diferentes escalas y tormentas [Taylor and Nagy, 2000; Kazimirovsky et al., 2003; Pulinets et al., 1998].

Otro efecto desde abajo es el que producen los sismos. Es un tema importante y controversial en el cual hay varios fenómenos físicos diferentes, como variaciones de campos eléctricos y magnéticos cerca de la fuente del sismo, generando cambios en las corrientes telúricas, emisiones electromagnéticas en VHF antes del sismo, generación de ondas acústicas durante el sismo, etc. Los cambios en la susceptibilidad magnética causada por compresión fueron analizados por Wilson en 1922 y la aplicación de métodos magnetométricos en sismología y el uso de variaciones potenciales eléctricas de la atmósfera como posible precursor sísmico fueron propuestas por Kalashnikov y Bonchkovsky, en 1954. Las anomalías ionosféricas más importantes relacionadas con la actividad sísmica son observadas antes de que ocurra el sismo, por esto, pueden usarse como precursores. Sin embargo, la comunidad sismológica se ha opuesto a aceptar que este fenómeno físico tan particular pueda ser considerado como pre-cursor, sobre todo a la posibilidad de predecir un sismo [Pulinets and Boyachurk, 2005; Kazimirovsky et al., 2003; Rishbeth, 2006].

1.4.3. Variaciones Espaciales: *Efectos de la latitud, longitud y el campo magnético de la tierra*

La ionosfera en forma global presenta variaciones tanto a nivel latitudinal como longitudinal. La variación es mucho mayor en latitud que en longitud. La variación en latitud se debe principalmente al ángulo de incidencia solar, generando mayor densidad electrónica en la zona ecuatorial, y disminuyendo hacia latitudes altas, siendo la zona de los polos poco previsible (Webster, 1993). Con respecto a la longitud, las variaciones se manifiestan en las regiones más altas (capa F2), debido a que los polos magnéticos y geográficos no coinciden (Pic-quenard, 1974).

El campo magnético terrestre puede ser asociado al campo de un dipolo centrado en la Tierra. El eje del dipolo difiere del eje de rotación en $11,5^\circ$. Este campo tiene mayor intensidad en la zona de los polos que en la zona ecuatorial, entonces, las partículas cargadas tienden a seguir las líneas del campo y producen así movimientos de cargas generando la dinámica ionosférica.

Cuando el viento solar llega a la Tierra e interactúa con el campo magnético, comprime las líneas que están de frente al Sol mientras que la parte opuesta de la Tierra las líneas del campo están más espaciadas. Se forma así la figura de una gota, con una cola alargada en la cara opuesta al Sol.

1.4.4. Variaciones Anómalas

En la zona ecuatorial la densidad electrónica está influenciada por la radiación solar, que es más intensa que en otras latitudes, y los campos magnético y eléctrico terrestre. Aquí los electrones se mueven a lo largo de las líneas horizontales del campo. Esto es lo que se conoce como efecto fuente (fountain effect; Webster, 1993). Tiene origen en la región F, con latitud geomagnética entre 10 y 20 grados provocando grandes concentraciones de electrones a ambos lados del ecuador, y es designada como anomalía ecuatorial.

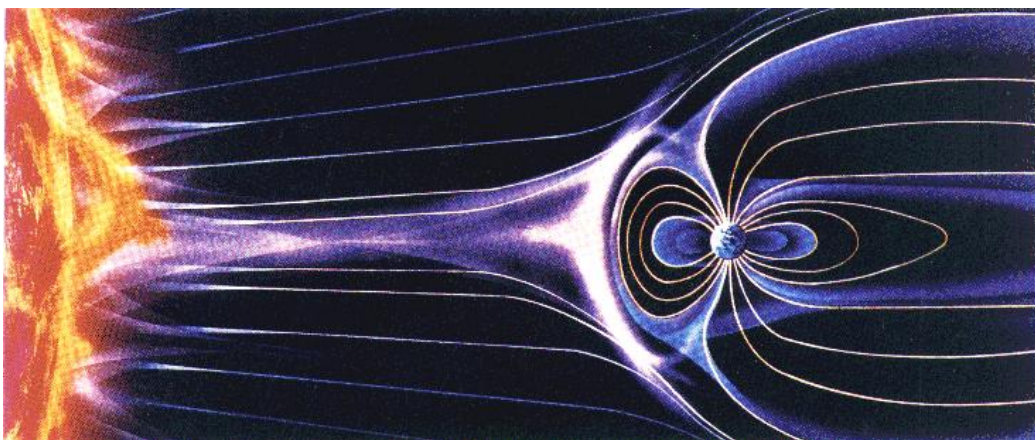


Figura 1.5: Representación de la interacción del viento solar con el campo magnético terrestre (dibujo no a escala) (<http://www.windows.ucar.edu/>)

En la zona de los polos, el campo magnético es mucho más intenso y las líneas son prácticamente verticales. Aquí las partículas cargadas que siguen las líneas son aceleradas pudiendo ionizar los gases neutros de la atmósfera, un proceso conocido como ionización por colisión. Esto da lugar, bajo ciertas condiciones, a la emisión de luz por proceso de desexcitación de los átomos o moléculas, fenómeno llamado auroras.

Además de estos fenómenos podemos mencionar también un efecto conocido como “centelleo ionosférico” que son fluctuaciones rápidas en la densidad que originan irregularidades en la ionosfera. Esto afecta a las señales GPS produciendo pérdida de la señal en el receptor (Seeber, 1993). En cuanto al TEC, puede tener un alcance de pocos metros, hasta algunos kilómetros, en distancia. Las zonas ecuatoriales y polares son las que presentan mayores perturbaciones e irregularidades. En el ecuador fundamentalmente por el centelleo y en los polos por la alta actividad magnética. Los mayores efectos en la zona ecuatorial se encuentran entre las latitudes $\pm 10^\circ$ extendiéndose hasta los $\pm 35^\circ$. Las zonas más tranquilas son las de latitudes medias (Wanninger, 1993).

Capítulo 2

Sistema Experimental: Satélites GPS y LEO

2.1. El Sistema de Posicionamiento Global (GPS)

Desarrollado, instalado y operado por el Departamento de Defensa de Estados Unidos a partir de 1973, el NAVSTAR/GPS (**NAV**igation **S**ystem with **T**ime and **R**anging / **G**lobal **P**ositioning **S**ystem) es un sistema global de navegación por satélite (GNSS) formado por un conjunto de satélites que poseen transmisores de radiofrecuencia en la banda L, que proporcionan un marco de referencia espacio-temporal de manera continua, abarcando la totalidad de la esfera terrestre, el cual es independiente de las condiciones atmosféricas y disponible de forma gratuita para cualquier número de usuarios. El sistema GPS proporciona grandes ventajas frente a otros sistemas de posicionamiento, entre las que podemos destacar su fácil adquisición (basta simplemente con adquirir un receptor GPS), un sencillo procesado de datos, con programas tanto comerciales como de libre distribución, un equipamiento pequeño lo que permite poder trasladarse a cualquier lugar sin problemas, costo económico bajo y sobre todo de gran precisión, de hasta algunos centímetros.

2.1.1. Descripción del sistema GPS

El sistema satelital GPS está compuesto de tres partes principales: un segmento espacial, formado por un conjunto de 24 satélites en órbita (21 satélites activos y 3 de repuesto en caso de que alguno falle), transmitiendo señales en dos frecuencias generadas por relojes atómicos de gran precisión y estabilidad; un segmento de control que consiste en un grupo de estaciones terrestres que monitorean los satélites y actualizan sus posiciones en las órbitas; y finalmente un segmento de usuarios, formado por receptores pasivos capaces de utilizar la señal proveniente de los satélites para calcular en tiempo real posición, velocidad y tiempo.

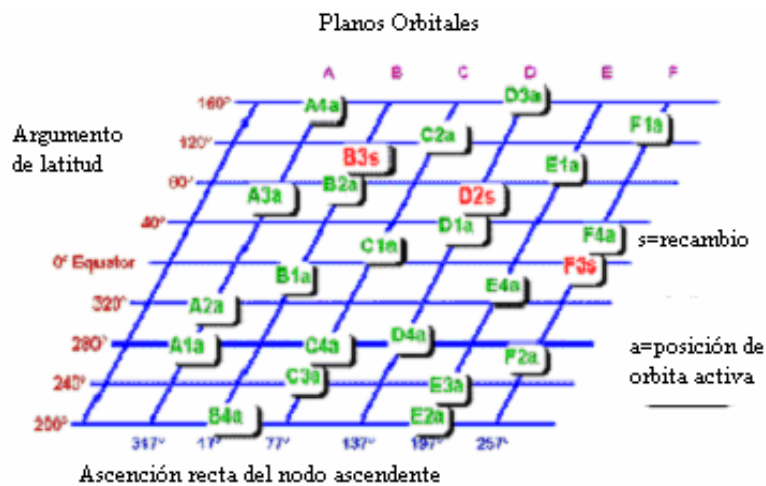
2.1.1.1 El segmento espacial

Los satélites GPS poseen transmisores y receptores de radiofrecuencias, relojes atómicos, microprocesadores, paneles solares para proveer la energía necesaria para el funcionamiento y propulsores para el movimiento y corrección de la órbita.

Los satélites tienen un peso de aproximadamente 900 kg, y su capacidad de maniobra es muy limitada pero suficiente como para desplazarse en caso de falla y ser reemplazado por alguno de los satélites de repuesto. Son capaces de recibir la señal que es suministrada por la estación de control que regula el buen funcionamiento del sistema. En forma permanente están enviando una onda electromagnética para ser recibida por los receptores GPS generadas por relojes atómicos de rubidio en algunos casos o relojes de cesio

en otros casos incorporados a bordo de cada satélite. Los relojes de cesio tienen una precisión de 10^{-13} segundos, mientras que la precisión de los relojes de rubidio es de 10^{-12} segundos.

Los satélites están distribuidos en seis planos orbitales (Figura II.1), cuatro por cada plano. Las órbitas son casi circulares, con una inclinación de 55 grados, un semieje mayor de 26.000 km (con respecto al centro de la Tierra) y un período de 12 horas aproximadamente. El período de los satélites está sincronizado para que por día pierdan 4 minutos con el objetivo de que al cabo de un año repita la posición inicial. La geometría del sistema permite tener mínimamente un total de cuatro satélites visibles con un ángulo de elevación de 15° con respecto a la horizontal desde cualquier punto de la Tierra, ya que la configuración mínima necesaria para el cálculo de la posición y del tiempo son cuatro satélites.



Representación simplificada de la constelación GPS

Figura 2.1: Esquema de los planos orbitales, Peter H. Dana, Department of Geography, University of Texas at Austin.

http://www.colorado.edu/geography/gcraft/notes/gps/gps_f.html

Las señales que emiten los transmisores GPS pertenecen a la banda L, transmitiendo en dos frecuencias distintas, Link 1 (L1) y Link 2 (L2) obtenidas a partir de una frecuencia fundamental $f_0 = 10.23$ MHz y mediante multiplicaciones enteras de 154 y 120 resultando así, $L1 = 1575.42$ MHz y $L2 = 1227.60$ MHz. Las longitudes de onda correspondientes a estas frecuencias son $\lambda_1=19.05$ cm y $\lambda_2=24.43$ cm. El sistema transmite en dos frecuencias distintas con el propósito de corregir el retardo debido a la ionósfera terrestre, que perturba las señales mientras atraviesa la ionosfera. Estas dos frecuencias son las portadoras emitidas en la banda L.

Además de estas, existen dos formas de códigos pseudoaleatorios que modulan a estas portadoras, son los códigos C/A (*clear/access*) y P (Precise o Protected), además de un mensaje, que da la información de los parámetros orbitales del satélite y del estado del reloj. Los códigos son una secuencia de +1 y -1, correspondientes a los valores binarios de 0 y 1 respectivamente.

El código C/A se repite cada milisegundo. Este código está declarado de uso civil para todos los usuarios, mientras que el código preciso P se compone de $2,3547 \cdot 10^{14}$ bits y se repite aproximadamente cada 266,4 días. Este código lleva una palabra denominada HOW que indica en qué momento del código está cuando el receptor empieza a recibirlo, de este modo el receptor se acopla al código y empieza a medir. El código P es secreto y de uso militar. Se origina a partir de la combinación de dos secuencias de bits, generados a partir de dos registros. Con el fin de proteger el código P, éste es encriptado usando un nuevo código W, dando lugar al llamado código Y. Si el código W está en uso se habla de que está conectado el A/S (Anti-Spoofing).

El mensaje de navegación es enviado por los satélites, y consta esencialmente de información sobre el reloj de los satélites, parámetros orbitales (efemérides), estado de salud de los satélites y otros datos de corrección. El mensaje consta de 25 grupos de 1500 bits cada uno y divididos en cinco celdas. Cada grupo se transmite con una frecuencia de 50 Hz y tarda 30 s en enviarlo. Esto supone que el mensaje modulado completo sobre ambas portadoras tiene una duración de 12 min. 30 s. Por razones de índole militar, se introduce un error intencionado en las efemérides radiodifundidas de los satélites, denominado Disponibilidad Selectiva (SA). Esto repercute en el posicionamiento, ya que si la posición de los satélites que nos sirven de referencia está alterada, el posicionamiento no se realizará en dicho sistema, sino que se va a efectuar en un sistema arbitrario, con un error mayor o menor en función de la cantidad SA que exista en ese instante. Este problema es importante en posicionamientos absolutos, ya que no podemos saber la posición correcta. Sin embargo, en posicionamientos diferenciales nos afecta en posición pero no en precisión, ya que la posición relativa de un punto respecto a una referencia (sus incrementos de coordenadas) no está afectada de este error.

2.1.1.2. El segmento de control

Este sector tiene como misión el seguimiento continuo de todos los satélites de la constelación NAVSTAR para los siguientes fines:

- Establecer la órbita de cada satélite, así como determinar el estado de sus osciladores.
- Hallados los parámetros anteriores, emitirlos a los satélites para que éstos puedan difundirlos a los usuarios.

De este modo, el usuario recibe la información de las efemérides de posición de los satélites y el error que se está produciendo en su reloj, todo ello incluido en el mensaje de navegación.

Las Estaciones de Control de la constelación son fundamentalmente (figura II.2):

- Colorado Springs (U.S.A.). Central de cálculo y operaciones.
- Ascensión (Atlántico Sur).
- Hawaii (Pacífico Oriental).
- Kwajalein (Pacífico Occidental).
- Diego García (Indico).

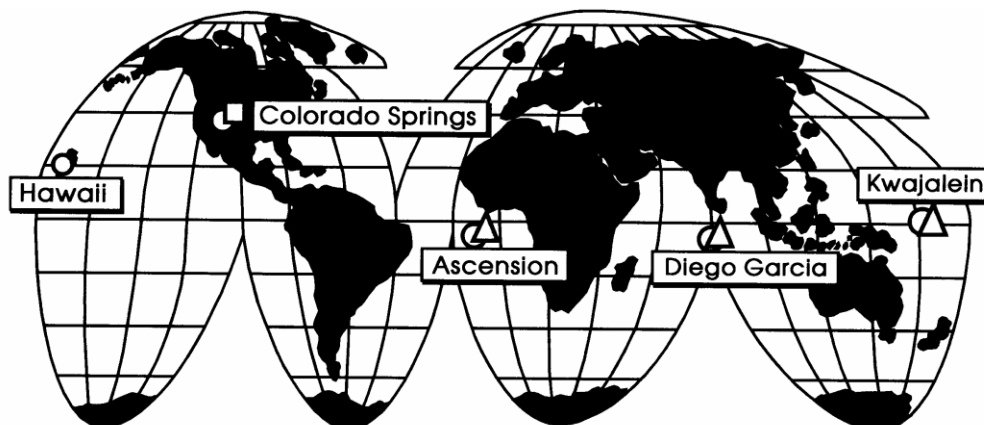


Figura 2.2: Mapa con la ubicación de las estaciones de control. (French. Understanding the GPS, An Introduction to the Global Positioning System: What It Is and How It Works”)

Existen además otras estaciones de seguimiento (láser, radar y ópticas), cuyo fin es la obtención de efemérides que no estén afectadas por la disponibilidad selectiva, denominadas precisas, y que están al alcance del usuario a través de organismos científicos como el IGS (International Geodynamic Service) o el NGS (National Geodetic Survey), con un retraso de dos semanas aproximadamente.

2.1.1.3. Segmento usuarios

Este sector lo compone el instrumental que deben utilizar los usuarios para la recepción, lectura, tratamiento y configuración de las señales, con el fin de alcanzar los objetivos de su trabajo. Los elementos son el equipo de observación y el software de cálculo, que puede ser objeto de uso tras la campaña de observación, o bien realizable en tiempo real, donde se obtienen los resultados in situ. El equipo está compuesto básicamente por una antena, un microprocesador, dispositivos de almacenamiento de la información y una interfaz de trabajo para el usuario.

2.2. Tiempo GPS

El sistema GPS tiene como sistema de referencia temporal lo que se conoce como “tiempo GPS”. Este tiempo particular tiene como origen las 0 horas del 6 de Enero de 1980. El tiempo GPS se lo suele expresar en función del número de semanas GPS (contadas desde el 6 de Enero de 1980) y luego se determinan los segundos dentro de la semana en cuestión.

Los sistemas de referencia para el tiempo son variados, y están relacionados con fenómenos periódicos asociados con la rotación de la Tierra, la mecánica celeste o las transiciones entre niveles de energía atómicos.

El tiempo Universal utiliza al Sol como referencia mientras que el tiempo sidéreo toma como referencia una dirección externa al sistema solar, el punto Aries. Estos dos sistemas difieren entre sí en 24 horas por cada año.

Debido a que la rotación de la Tierra no es uniforme, los tiempos universales UT0, UT1 y UT2 tampoco son uniformes. El UT0 está basado en la rotación instantánea de la Tierra, UT1 se corrige de variaciones periódicas y UT2 se obtiene corrigiendo otras irregularidades. Por este motivo se introduce el Tiempo Universal Coordinado que es un tiempo atómico que sufre de incrementos periódicos de un segundo cuando se considera necesario. Estos incrementos o saltos, conocidos como “leap seconds”, son comunicados a los usuarios por el organismo Bureau International de l’Heure de París (BIH).

- UT0 es la escala de tiempo generada por el día solar medio. Así, UT0 toma en cuenta la inclinación del eje de rotación de la Tierra y el movimiento de traslación alrededor del Sol en una órbita elíptica.
- UT1 es UT0 tomando en cuenta el movimiento de las posiciones de los polos (nutación).
- UT2 es UT1 tomando en cuenta la pequeña desaceleración y aceleración de la Tierra en las diferentes estaciones del año (en sus diferentes posiciones a lo largo de su órbita alrededor del Sol).
- UTC es UT2 basado en el tiempo atómico y se denomina Tiempo Universal Coordinado

En el Sistema Internacional de Unidades (SI) la unidad de tiempo es el segundo, que se define como la duración de 9.192.632.770 períodos de la radiación correspondiente a la transición entre los dos niveles hiperfinos del estado fundamental del átomo de cesio 133. Esta unidad es el Tiempo Atómico Internacional, IAT. En base a esta unidad el día queda definido como 86.400 segundos y el siglo juliano por 36.525 días.

Con respecto a los sistemas de referencia dinámicos, el tiempo dinámico es la escala de tiempo que gobierna al movimiento de los cuerpos en un campo gravitacional, es decir, lo relacionado con la Ecuaciones de Movimiento de las teorías gravitacionales, ya sea la mecánica Newtoniana o la Relatividad General.

2.3. Sistema de referencia espacial

GPS utiliza como sistema de referencia el denominado World Geodetic System 1984 (WGS84). Este sistema está definido y mantenido por Defense Mapping Agency (DMA) como un datum geodésico global. Esta es la información que proveen las efemérides transmitidas por los satélites en el mensaje de navegación. Para mantener este sistema de referencia se utilizan aproximadamente 1500 estaciones repartidas en todo el mundo coordinadas por DMA.

El datum geodésico es el elipsoide que mejor se aproxima al geoide. Los datums geodésicos se definen por el tamaño y forma de un elipsoide y la ubicación en el centro del elipsoide con respecto al centro de la Tierra. Se han establecido varios datums para adaptar de la mejor manera posible regiones específicas. Por ejemplo, los mapas europeos a menudo se basan en el Datum Europeo de 1950 (ED-50). Los mapas estadounidenses en el Datum Norte Americano de 1927 o en el de 1983 (NAD-27, NAD-83). Todas las coordenadas GPS se basan en la superficie del datum WGS-84.

El WGS84 es un sistema de coordenadas cartesianas fijo en Tierra que tiene las siguientes características:

- Su origen es el centro de masa de la Tierra (por dos razones: este centro de masa es el punto físico alrededor del cual orbitan los satélites; y es preferible a cualquier datum geodésico local).
- El eje z está alineado en forma paralela a la dirección del Polo Terrestre Convencional (CTP) originalmente definido por el Bureau International de l'Heure (BIH), y desde 1989 por el International Earth Rotation Service (IERS).
- El eje x es la intersección del plano meridiano de referencia del WGS84 y el plano del ecuador del CTP (el meridiano de referencia es paralelo al meridiano cero dado por BIH/IERS).
- El eje y completa el sistema y se lo ubica siguiendo la regla de la mano derecha, formando un sistema de coordenadas ortogonales, a 90° al este del eje x.

Los cuatro parámetros que definen al elipsoide WGS84 son:

- Semieje mayor: $a = 6378137\text{m}$.
- Achatamiento del elipsoide: $f = 1/298.257223563$
- Velocidad angular de la Tierra: $w = 7292115 \times 10^{-11}\text{rad/s}$.
- Constante gravitacional de la Tierra y atmósfera: $GM = 3986005 \times 10^8\text{m}^3/\text{s}^2$.

2.4. Fuentes de error

Las principales fuentes de error en la determinación de la posición son las siguientes:

- Error en el cálculo de la posición del satélite

- Inestabilidad del reloj del satélite
- Propagación de la señal a través de la atmósfera terrestre.
- Error propio del reloj del receptor

En principio estos errores se pueden corregir mediante modelos que son transmitidos en el mensaje de navegación de los satélites.

2.4.1. Error en el cálculo de la posición del satélite

Los satélites se desvían de las órbitas calculadas por diferentes razones, entre estas podemos citar:

- Por la variación del campo gravitatorio.
- Debido a variaciones en la presión de la radiación solar.
- Debido a la fricción del satélite.

Se ha estimado que las efemérides calculan la posición de los satélites con una precisión de 20 metros. Para disminuir (e incluso evitar) esta fuente de error se han construido varios algoritmos basados en datos experimentales (empíricos), los coeficientes de estos algoritmos se transmiten al usuario a través del mensaje de navegación para que se reduzca el error debido a esta fuente de error.

2.4.2. Inestabilidad del reloj del satélite

Los satélites emplean relojes atómicos muy precisos, pero con el paso del tiempo pueden presentar alguna deriva. En el mensaje de navegación uno de los parámetros que se envía es el estado del reloj del satélite para tener controlado su funcionamiento. Debido a que el satélite está situado en un campo gravitatorio más débil se produce un adelanto del reloj y como consecuencia de la mayor velocidad que lleva el satélite se produce un retraso del reloj. Sobre estos dos efectos predomina el adelanto, por esto se diseñan para que en la superficie terrestre atrasen y al ponerlos en órbita funcionen bien, pero no se consigue totalmente debido a efectos relativistas. Todos los coeficientes se envían al usuario a través del mensaje de navegación y así la corrección de esta fuente de error es casi total.

2.4.3. Propagación de la señal en la atmósfera

Cuando se hacen los cálculos de posición se supone que la velocidad de propagación de la señal es constante, pero esto no es cierto. Especialmente cuando la señal se transmite por la ionosfera y la troposfera. Por tanto las distancias medidas no son las distancias reales. El efecto más importante se produce en la propagación por la ionosfera, este puede llegar a ser de hasta 100 metros. Para corregir este error los receptores civiles (códigos C/A y 1 sola frecuencia) usan modelos empíricos caracterizados por parámetros dependientes de la hora, latitud, estación, etc. Todos estos parámetros se transmiten en el mensaje de navegación.

2.4.4. El reloj del receptor

Los relojes internos que poseen los receptores no son tan precisos como los relojes atómicos que llevan incorporados los satélites. Estos relojes no tienen una sincronización “perfecta” con la señal que viene de los satélites. Además, existen diferentes marcas y modelos de receptores y por lo tanto, la calidad de los relojes internos varía de uno a otro. Estos relojes introducen otra de las fuentes de errores a considerar en el estudio.

2.5. Satélites de órbita baja LEO

Los satélites LEO (Low Earth Orbit) son en general los satélites con órbitas inferiores a 36.000 km y por ello tienen un período de rotación inferior al de la Tierra, por lo que su posición relativa en el cielo cambia constantemente, tanto más rápido cuanto menor es su órbita. Algunas misiones de satélites LEO son, entre otras, SAC C, CHAMP y COSMIC.

2.5.1. El satélite SAC C

El **SAC-C** es un [satélite artificial argentino](#) de observación Terrestre (Figura 2.3). Fue lanzado en el año 2000 y se mantiene actualmente en buen funcionamiento, pese a que su tiempo de vida estimado era de tan sólo 4 años. El SAC-C tiene por objetivo realizar estudios del ecosistema terrestre y marino, monitorear los contenidos de vapor y los perfiles de temperatura de la atmósfera, determinar la variabilidad de la estructura atmosférica, proveer observaciones de alta precisión del campo magnético terrestre, y realizar mediciones de las variaciones del campo gravitatorio, de fundamental importancia en el estudio del movimiento de los casquetes polares y la circulación oceánica. Los países asociados a esta misión son: [Estados Unidos](#), [Italia](#), [Dinamarca](#), [Francia](#) y [Brasil](#).



Figura 2.3: Satélite de Órbita Baja (LEO) SAC C.

Entre los instrumentos con los cuales cuenta el SAC-C para responder a los objetivos fijados, se encuentra un receptor GPS de doble frecuencia para la determinación tanto de los perfiles de temperatura en la atmósfera y su

contenido de vapor a través de técnicas de radio ocultación ([GOLPE](#)), como también el perfil de densidad electrónica en la ionosfera.

Algunas características del satélite son: peso 485 Kg; órbita circular cuasi polar helio sincrónica, altura de 705 Km (con mantenimiento de orbita), hora local del nodo ascendente 10:25 AM.

2.5.2. El satélite CHAMP

Satélite alemán (figura 2.4) cuyo primer objetivo es estudiar el campo gravitatorio y magnético terrestre. Fue lanzado el 15 de Julio de 2000 con un vehículo de lanzamiento ruso COSMOS. Tiene un orbita cuasi circular y cuasi polar:

- Inclinación de la órbita respecto del plano ecuatorial, $i = 87,277^\circ$.
- Altura de 454 km (inicialmente)
- Semieje mayor de la órbita, $a = 6823,287$ km.
- Excentricidad, $e = 0,004001$
- Período, $T = 93,55$ minutos
- Vida esperada de 5 años

Debido a la resistencia que ofrece la atmósfera terrestre, la órbita del Champ fue decayendo con el tiempo, manteniéndose arriba de los 300 km mediante maniobras programadas. En el último tiempo de vida del satélite, su órbita estuvo por debajo de los 300 km.

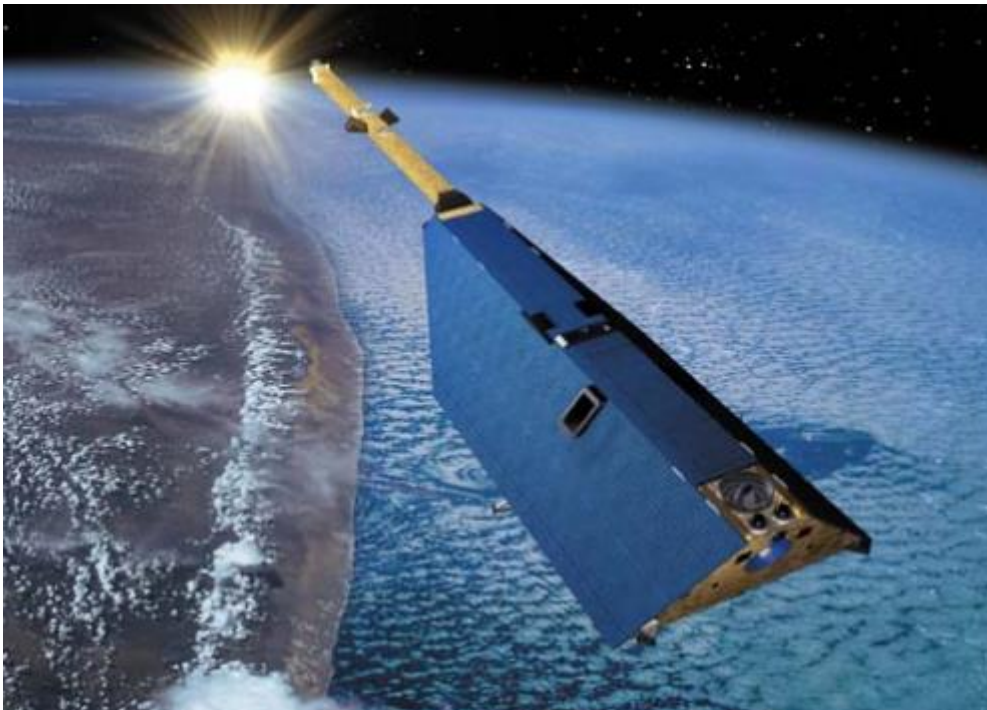


Figura 2.4: Satélite de Orbita Baja (LEO) CHAMP

2.5.3. Satélites COSMIC

Constellation Observing System for Meteorology, Ionosphere, and Climate (COSMIC) es un programa para las investigaciones meteorológicas, ionosféricas y climatológicas mediante el empleo de satélites de órbita baja LEO. El término COSMIC hace referencia a la constelación de satélites (también conocido como FORMOSAT 3. La constelación es un trabajo conjunto entre U.S. Taiwan, University Corporation for Atmospheric Research (UCAR), National Science Foundation, Naval Research Laboratory (NRL), Air Force Research Laboratory (AFRL) de U.S.A. y National Space Organization (NSPO) de Taiwan.

Características Orbitales:

- Altura: 700 – 800 km
- $i = 72^\circ$
- $e = 0$
- Espacio entre la ascensión recta del nodo ascendente: 24°
- Separación de anomalía media entre los planos orbitales adyacentes: 45°

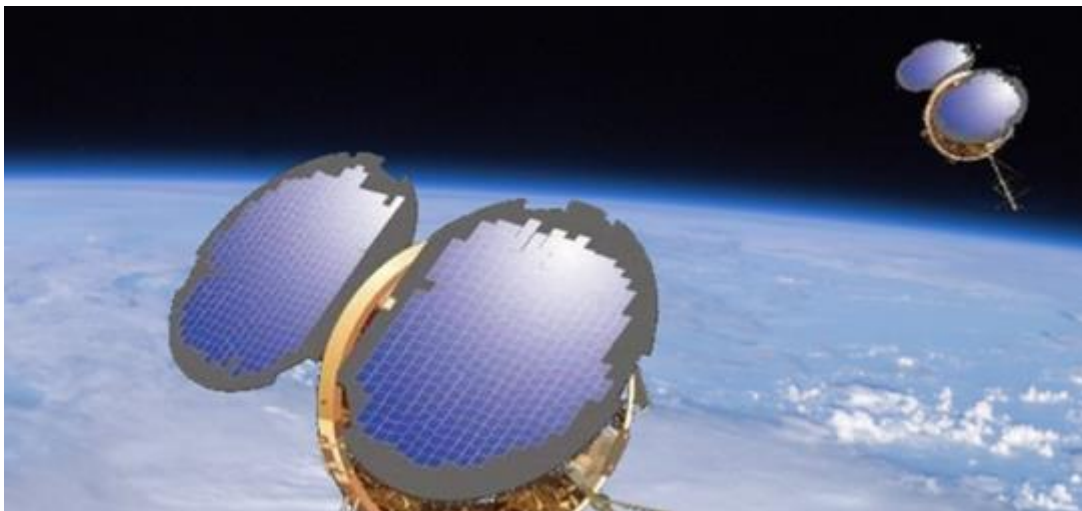


Figura 2.5: Satélites de Órbita Baja (LEO) COSMIC

2.6. Efecto de la ionósfera sobre la señal GPS

Debido al cambio del índice de refracción de las distintas zonas de la atmósfera terrestre, se produce una curvatura de la señal GPS cuando esta atraviesa la atmósfera. El índice de refracción de un medio está definido como el cociente entre la velocidad de la señal en el espacio vacío (c) y la velocidad (v) de la señal en el medio considerado:

$$n = \frac{c}{v} \quad (2.1)$$

Como el índice de refracción es próximo a 1, suele usarse la refractividad R definida como:

$$R = 10^6(n - 1) \quad (2.2)$$

La velocidad de fase v_f de una onda electromagnética no modulada, de frecuencia f y longitud de onda λ es:

$$v_f = \frac{\omega}{k} = \lambda f \quad (2.3)$$

Mientras que la velocidad de grupo v_g , que es la velocidad de una onda modulada como la de la señal GPS, se define como:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = -\lambda^2 \frac{df}{d\lambda} \quad (2.4)$$

Diferenciando totalmente la ecuación (2.1) se obtiene la relación entre la velocidad de fase y de grupo, descubierta por Rayleigh en 1881:

$$v_g = v_f + k \frac{dv_f}{dk} = v_f - \lambda \frac{dv_f}{d\lambda} \quad (2.5)$$

Así, con velocidades diferentes, los índices de refracción de fase y de grupo resultarán también diferentes, y relacionados por:

$$n_g = \frac{c}{v_g} = c \frac{dk}{d\omega} = c \frac{d}{d\omega} \left(n_f \frac{v_f}{c} k \right) = \frac{d}{d\omega} \left(n_f v_f \frac{\omega}{v_f} \right)$$

$$n_g = n_f + \omega \frac{dn_f}{d\omega} = n_f + f \frac{dn_f}{df} \quad (2.6)$$

conocida como ecuación de Rayleigh modificada.

La relación entre el índice de refracción de fase y la frecuencia, obtenida de la ecuación de Lassen-Appleton-Hartree (capítulo 3, ecuación 3.32) es:

$$n_f = 1 - 40,3 \frac{n_e}{f^2} \quad (2.7)$$

y por lo tanto resulta para el índice de refracción de grupo:

$$n_g = 1 + 40,3 \frac{n_e}{f^2} \quad (2.8)$$

donde n_e es la densidad de electrones de la ionósfera.

Ahora, definiendo el retardo de fase y de grupo de la señal GPS cuando atraviesa la ionósfera como se muestra, se obtiene para estos retrasos:

$$\Delta d_f^{ion} = \int_{Satélite\ GPS}^{Receptor} (n_f - 1) ds = -\frac{40,3}{f^2} \int_{Satélite\ GPS}^{Receptor} n_e ds = -\frac{40,3}{f^2} STEC \quad (2.9)$$

$$\Delta d_g^{ion} = \int_{Satélite\ GPS}^{Receptor} (n_g - 1) ds = \frac{40,3}{f^2} \int_{Satélite\ GPS}^{Receptor} n_e ds = \frac{40,3}{f^2} STEC \quad (2.10)$$

donde STEC es el Contenido Electrónico Total Sesgado (Slanted Total Electronic Content) definido por la cantidad de electrones contenidos en una columna de 1 m^2 de área de sección transversal entre dos puntos A y B (Satélite GPG y Receptor, por ejemplo. Ver Figura II.6):

$$STEC = \int_B^A n_e ds \quad (2.11)$$

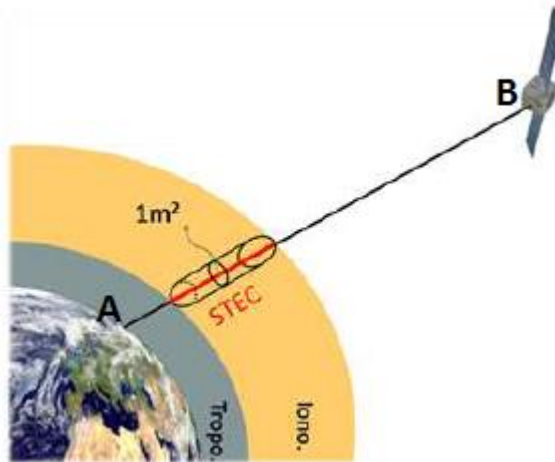


Figura 2.6: En particular se muestra en este gráfico una señal emitida desde un punto B (satélite GPS en este ejemplo) y un punto A (receptor en Tierra en este ejemplo) para representar el STEC.

Si la columna es vertical se trata del VTEC. La unidad de medida del TEC es el TECU, que equivale a 10^{16} electrones/ m^2 .

Las ecuaciones (2.9) y (2.10) muestran el efecto de la ionósfera sobre la señal GPS. La ionósfera resulta un medio dispersivo que provoca un adelanto temporal en las medidas de fase y retraso en las medidas de grupo, respecto de la propagación de la señal en el vacío.

Capítulo 3

Ondas en un plasma – Ecuación de Lassen-Appleton-Hartree

En el siguiente texto se presentan las ideas esenciales para la comprensión de los procesos ondulatorios en un plasma, haciendo énfasis en las hipótesis que llevan al establecimiento de la conocida relación de dispersión usada en astrofísica y en particular en la ionósfera terrestre, la ecuación de Lassen-Appleton-Hartree.

3.1. Introducción

La ecuación de Lassen-Appleton-Hartree, más conocida como ecuación de Appleton-Hartree es una relación matemática que describe el índice de refracción de un plasma magnetizado y frío al ser atravesado por una onda electromagnética que se propaga en el mismo. Fue descubierta independientemente por los científicos Edward Víctor Appleton, Douglas Hartree y el alemán H. K. Lassen. El trabajo de Lassen, completado dos años antes que Appleton y cinco años antes que Hartree, incluye un mejor tratamiento de colisiones en el plasma; pero, publicado sólo en Alemania, no pudo ser tratado inmediatamente por los especialistas de habla inglesa.

3.2. Propagación de ondas en un plasma

La propagación de ondas de pequeña amplitud será abordada bajo las siguientes hipótesis:

- Se empleará el tratamiento de los dos fluidos para el plasma.
- Se considera un plasma uniforme, neutro y estacionario (es decir, un plasma donde el número de electrones libres es igual al número de iones y se considera que sus velocidades medias son nulas).
- El plasma está sometido a un campo magnético \mathbf{B}_0 homogéneo generado por una fuente externa.
- Los tensores de presión cinética son isótropos y se reducen a escalares p^+ y p^- y se supone que estas presiones son funciones de las temperaturas T^+ y T^- de los gases de iones y electrones: $p^+=n^+kT^+$ y $p^-=n^-kT^-$. Las temperaturas T^+ y T^- son iguales cuando ambos gases están en equilibrio termodinámico.
- Las perturbaciones generadas por una onda de pequeña amplitud serán adiabáticas y por ello, se estudiará una aproximación de primer orden.

Ecuaciones del campo electromagnético de la onda:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{j} + \mu \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (3.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.4)$$

Ecuaciones de continuidad:

$$\frac{\partial \delta n^\pm}{\partial t} + \nabla \cdot (n^\pm \mathbf{V}^\pm) = 0 \quad (3.5)$$

y ecuaciones de conservación de la cantidad de movimiento:

$$n^\pm m^\pm \frac{\partial \mathbf{V}^\pm}{\partial t} = n^\pm e^\pm (\mathbf{E} + \mathbf{V}^\pm \times \mathbf{B}) - \nabla p^\pm - n^\pm m^\pm \nu_c (\mathbf{V}^\pm - \mathbf{V}) \quad (3.6)$$

donde ν_c es la frecuencia de colisiones en el plasma, \mathbf{V} es la velocidad media de las partículas (iones y electrones, respectivamente) y m^\pm la masa del electrón o del ión respectivamente. Las ecuaciones anteriores surgen de las ecuaciones generales del modelo de los dos fluidos y bajo las hipótesis que se acaban de especificar. El estado perturbado del plasma se describe por las variables:

Densidad de electrones $n^- + \delta n^-$

Densidad de iones $n^+ + \delta n^+$

Velocidad media de los electrones $\mathbf{V}^- = 0 + \delta \mathbf{V}^-$

Velocidad media de los iones $\mathbf{V}^+ = 0 + \delta \mathbf{V}^+$

Presión de los electrones $p^- + \delta p^-$

Presión de los iones $p^+ + \delta p^+$

Campo eléctrico $\mathbf{E} = \mathbf{0} + \delta \mathbf{E}$

Campo magnético $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \delta \mathbf{B}$

Densidad de carga $\rho = 0 + \delta \rho$

Los incrementos describen la perturbación asociada a una onda de pequeña amplitud con una aproximación de primer orden. La densidad de carga y la densidad de corriente se expresan usando estas variables, en la forma:

$$\rho = \delta n^- e^- + \delta n^+ e^+ \quad (3.7)$$

$$\mathbf{j} = n^- e^- \mathbf{V}^- + n^+ e^+ \mathbf{V}^+ \quad (3.8)$$

De la teoría cinética de los gases se tiene para la presión del fluido electrónico e iónico:

$$\delta p^\pm = m^\pm (v_T^\pm)^2 \delta n^\pm \quad (3.9)$$

donde v_T es la velocidad cuadrática media:

$$(v_T^\pm)^2 = 3k \frac{T^\pm}{m^\pm} \quad (3.10)$$

Buscando soluciones de una onda plana que se propaga, por ejemplo, en la dirección z :

$$A = A_0 \exp[-i(\bar{\omega}t + \bar{k}z)] \quad (3.11)$$

con las cantidades $\bar{\omega}$ y \bar{k} complejos, o bien:

$$A = A_0 \exp[-i(\omega t + kz)] \exp[-i(\omega' t + k' z)] \quad (3.12)$$

Las partes imaginarias de la frecuencia y del número de ondas, ω' y k' , son responsables de la absorción de las ondas. En el caso sin colisiones $\nu \gg \nu_c$ no hay amortiguamiento (excepto amortiguamiento de Landau) y la onda se propaga con una velocidad de fase

$$V_{ph} = \frac{\omega}{k} \quad (3.13)$$

y con una velocidad de grupo

$$V_{gr} = \frac{d\omega}{dk} \quad (3.14)$$

Ahora debemos resolver el sistema de ecuaciones diferenciales (3.1)-(3.6). Si no se tienen en cuenta las colisiones en el plasma ($\nu_c=0$) e imponiendo que dicho sistema tenga solución distinta a la trivial, se obtiene la ecuación de dispersión que vincula el número de onda k con la pulsación. En general esta ecuación es de cuarto grado en k^2 , resultando cuatro modos de propagación distintos, cada uno con dos soluciones propagándose en sentidos contrarios: la onda ordinaria, la extraordinaria, la electrónica y la iónica. Imponiendo la hipótesis adicional de que los iones son infinitamente pesados (es decir, inmóviles) la ecuación de dispersión resulta ser de tercer orden en k^2 :

$$[\omega^2(1 - \beta_T^2 n^2) - \omega_0^2] \{ [\omega^2(1 - n^2) - \omega_0^2]^2 - \omega^2 \omega_G^2 \cos^2 \vartheta (1 - n^2)^2 \} - \omega^2 \omega_G^2 \sin^2 \vartheta (1 - n^2) [\omega^2(1 - n^2) - \omega_0^2] = 0 \quad (3.15)$$

En esta ecuación $\beta_T = v_T/c = v_T'/c$, n es la parte real del índice de refracción $n = kc/\omega$, θ es el ángulo entre la dirección de propagación de la onda y el campo magnético externo y ω_0 es la frecuencia del plasma, definida como:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi(e^-)^2 n^-}{m^-}} \quad (3.16)$$

Si no hay campo magnético transversal ($\theta=0$) la ecuación de dispersión (3.15) se desdobra en las ecuaciones

$$\omega^2(1 - \beta_T^2 n^2) - \omega_0^2 = 0 \quad (3.17)$$

$$[\omega^2(1 - n^2) - \omega_0^2]^2 - \omega^2 \omega_G^2 (1 - n^2)^2 = 0 \quad (3.18)$$

La primera describe el modo electrónico y la segunda los modos ordinario y extraordinario. El *modo electrónico* es una onda longitudinal de frecuencia

$$\omega = \sqrt{k^2 v_T^2 + \omega_0^2} \quad (3.19)$$

El plasma toma parte en el movimiento ondulatorio análogamente a como un gas neutro participa en el movimiento asociado a las ondas sonoras. Esta onda no puede existir en una región exterior al plasma. En la propagación de una onda sonora en un medio neutro las partículas adquieren una cantidad de movimiento paralela al movimiento del conjunto de partículas a través de fuerzas de corto alcance de alcance menor que la distancia entre partículas λ_p . En las oscilaciones del plasma la cantidad de movimiento se transfiere a las partículas a través de interacciones de largo alcance con partículas situadas a

distancia del orden de la longitud de Debye λ_D y normalmente tenemos que $\lambda_D \gg \lambda_p$. En un plasma frío ($\beta_T=0$) las oscilaciones de los electrones son no dispersivas ($\omega=\omega_0$): pueden ocurrir oscilaciones de pulsación ω_0 , pero con velocidad de grupo nula. Si $\beta_T \neq 0$, el índice de refracción será

$$n^2 = \beta_T^{-2} \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right) \quad (3.20)$$

que es imaginario si $\omega < \omega_0$; la pulsación del plasma ω_0 es, pues, un límite inferior de las oscilaciones del plasma. Sus velocidades de fase y de grupo serán

$$V_{ph} = \frac{\omega}{k} = \frac{v_T}{\sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}}} = v_T \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_g^2}} \quad (3.21)$$

$$V_{gr} = \frac{d\omega}{dk} = v_T \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}} = \frac{v_T}{\sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_g^2}}} \quad (3.22)$$

donde λ_g es la longitud característica de la onda electrónica definida como

$$\lambda_g = 2\pi \frac{v_T}{\omega_0} = 10\lambda_D \quad (3.23)$$

y λ es la longitud de onda. Las desigualdades $V_{ph} > V_{gr}$, $V_{ph} > v_T$ y $V_{gr} < v_T$ siempre se verifican y V_{ph} y V_{gr} están relacionadas por $V_{ph} V_{gr} = v_T^2$. Los electrones con velocidades térmicas próximas a la velocidad de fase son incapaces de pasar a través de los mínimos del potencial de la onda y quedan atrapados en los máximos, reduciendo la amplitud de la onda de electrones. Este efecto se denomina amortiguamiento de Landau y empieza a ser importante cuando V_{ph} tiende a v_T , debido a que el número de electrones atrapados crece y desorganiza completamente la onda. Por lo tanto, solamente aquellas ondas con V_{ph} sustancialmente mayor que v_T , digamos $V_{ph} > \sqrt{2} v_T$, pueden propagarse sin un amortiguamiento de Landau apreciable.

La segunda de las ecuaciones describe la *onda ordinaria*

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega + \omega_G)} \quad (3.24)$$

que es transversal y con polarización circular levógira y la *onda extraordinaria*

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega - \omega_G)} \quad (3.25)$$

que es transversal y con polarización circular dextrógira. La onda ordinaria puede propagarse en un plasma solamente si su pulsación es mayor que

$$\omega_{min} = \sqrt{\omega_0^2 + \frac{1}{4}\omega_G^2} - \frac{1}{2}\omega_G \quad (3.26)$$

y la pulsación límite para la onda extraordinaria es

$$\omega_{max} = \sqrt{\omega_0^2 + \frac{1}{4}\omega_G^2} + \frac{1}{2}\omega_G \quad (3.27)$$

Para pulsaciones menores que ω_{min} el índice de refracción es imaginario.

En ausencia de componente longitudinal del campo magnético exterior ($\theta=\pi/2$), únicamente puede obtenerse, a partir de la ecuación (3.15), el modo ordinario. Este modo está polarizado rectilíneamente, con el campo eléctrico paralelo al magnético. No obstante, si $\beta_T=0$, puede obtenerse, además, el otro modo a partir de la ecuación (15) con la siguiente relación de dispersión:

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_0^2/\omega^2}{1 - \omega_G^2/(\omega^2 - \omega_0^2)} \quad (3.28)$$

En el caso general de un ángulo arbitrario θ , la ecuación de dispersión (3.15) no puede factorizarse, excepto en el caso de un plasma frío ($\beta_T=0$) en el que se obtiene una ecuación cuadrática que fácilmente conduce a la ecuación de *Appleton-Hartree* usada en física de la atmósfera:

$$1 - n^2 = \frac{2B^2 + 2B - AB \operatorname{sen}^2 \vartheta \pm B \sqrt{A^2 \operatorname{sen}^4 \vartheta + 4A \operatorname{cos}^2 \vartheta (1 - B^2)}}{2[1 - A - B - AB \operatorname{cos}^2 \vartheta]} \quad (3.29)$$

donde los coeficientes A y B son: $A = (\omega_G/\omega)^2$ y $B = (\omega_0/\omega)^2$.

En astronomía galáctica y extra galáctica y aproximadamente en la atmósfera terrestre, el coeficiente A es muy pequeño (para $B = 10^{-5}$ Gauss, $\omega_G = 200$ Hz), así como el coeficiente B , debido a la baja densidad electrónica. En estas condiciones la desigualdad

$$\left(\frac{\omega_G}{\omega}\right)^2 \frac{\operatorname{sen}^4 \vartheta}{4 \operatorname{cos}^2 \vartheta} \ll \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)^2 \quad (3.30)$$

se verifica, en un plasma frío, para un amplio dominio de ángulos θ . Además, como ω_G es despreciable frente a ω , no es necesario distinguir entre los modos ordinario y extraordinario; la ecuación de dispersión, en ambos casos, es

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \quad (3.31)$$

Esta ecuación es usada comúnmente para describir el índice de refracción en la ionósfera. Usando los valores numéricos para las constantes relacionadas con la frecuencia del plasma y bajo la suposición de que la pulsación de la señal es muy grande comparado con esta ($B \ll 1$), suele escribirse como

$$n = 1 - 40,3 \frac{n_e}{f^2} \quad (3.32)$$

donde f es la frecuencia de la onda y n_e es la densidad de electrones.

Esta ecuación es la que se usará para determinar la densidad de electrones en la ionósfera usando una técnica de radio ocultamiento para determinar previamente el índice de refracción n .

Capítulo 4

Radio Ocultación – Aproximación Geométrica

En el siguiente texto se expone de manera minuciosa el Método Estándar de Inversión de datos GPS que corresponde a las ocultaciones atmosféricas. Este método, basado en la óptica geométrica, se presenta en este capítulo con todos los detalles conceptuales y matemáticos que el autor del texto cree necesarios para la comprensión y posteriores estudios sobre nuevas técnicas de inversión.

4.1 Introducción

El sistema experimental consiste en una constelación de satélites GPS (Global Positioning System) que se encuentran a unos 20200 km de altura, los cuales emiten señales electromagnéticas de frecuencia 1,57542 GHz y 1,22760 GHz, y son recibidas por otros satélites de órbita baja llamados LEO (Low Earth Orbit) ubicados entre 400 y 800 km de altura aproximadamente.

Una observación de Radio Ocultación consiste en la información recibida por los satélites LEO hasta que se desvanece la señal GPS debido a la ocultación del LEO en el limbo terrestre (fig. 4.1).



Figura 4.1: Ocultación de una señal GPS

La propagación de la señal electromagnética desde un satélite GPS hasta ser recibida por el LEO puede ser estudiada con los métodos de la OG (Óptica Geométrica) si se cumplieran las hipótesis de validez de esta aproximación. A saber, la aproximación de la OG es válida si la longitud de onda de la

señal es pequeña frente a las dimensiones en juego durante una ocultación y siempre que los gradientes del índice de refracción sean bajos. No obstante, para las frecuencias mencionadas en el vacío las longitudes de ondas rondan unos 20 cm, dimensión despreciable en comparación a la geometría de una radio ocultación y a los tamaños atmosféricos que se estudian. Una excepción se encuentra cerca del limbo terrestre y en las regiones de gradientes altos del índice de refracción, como en las zonas ocupadas por vapor de agua. Así, para la ionósfera es de esperar que la OG sea una buena aproximación ya que no se encuentran las excepciones mencionadas.

4.2 Aproximación geométrica para radio ocultación

El enfoque de la aproximación de la OG que se toma es del principio de Fermat: "La trayectoria de un rayo luminoso entre dos puntos es tal que el tiempo que demora en recorrer dicha trayectoria es mínimo". Esto se puede escribir como:

$$\int_{p_1}^{p_2} n dl = \text{Valor Estacionario} \quad (4.1)$$

donde n es el índice de refracción y dl es el diferencial de camino del rayo. Se tiene entonces un problema del cálculo de variaciones.

En coordenadas esféricas:

$$dl = \sqrt{[(dr)^2 + r^2 \sin^2 \theta (d\varphi)^2 + r^2 (d\theta)^2]} \quad (4.2)$$

$$\int_{p_1}^{p_2} n dl = \int_{p_1}^{p_2} n \sqrt{[(dr)^2 + r^2 \sin^2 \theta (d\varphi)^2 + r^2 (d\theta)^2]} \quad (4.3)$$

o de modo equivalente:

$$\int_{p_1}^{p_2} n dl = \int_{p_1}^{p_2} n \sqrt{[1 + r^2 \sin^2 \theta (\dot{\varphi})^2 + r^2 (\dot{\theta})^2]} dr \quad (4.4)$$

Llamando F al integrando:

$$F(\varphi, \dot{\varphi}, \theta, \dot{\theta}, r) = n(r, \theta, \varphi) \sqrt{[1 + r^2 \sin^2 \theta (\dot{\varphi})^2 + r^2 (\dot{\theta})^2]} \quad (4.5)$$

Entonces, mediante las ecuaciones de Euler del cálculo de variaciones para el caso son:

$$\frac{\partial F}{\partial \varphi} - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial F}{\partial \dot{\varphi}} \right) = 0 \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial F}{\partial \theta} - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial F}{\partial \dot{\theta}} \right) = 0 \quad (4.7)$$

Ahora, si se considera una atmósfera con simetría esférica el método lleva a:

$$n = n(r) \quad (4.8)$$

Con esta consideración las ecuaciones de Euler resultan:

$$\frac{\partial F}{\partial \varphi} = 0 \rightarrow \frac{\partial F}{\partial \varphi} = \frac{nr^2 \sin^2 \theta \dot{\varphi}}{\sqrt{[1+r^2 \sin^2 \theta (\dot{\varphi})^2 + r^2 (\dot{\theta})^2]}} = k_1 = cte \quad (4.9)$$

$$\frac{nr^2 \dot{\varphi}^2 \sin \theta \cos \theta}{\sqrt{[1+r^2 \sin^2 \theta (\dot{\varphi})^2 + r^2 (\dot{\theta})^2]}} - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{nr^2 \dot{\theta}}{\sqrt{[1+r^2 \sin^2 \theta (\dot{\varphi})^2 + r^2 (\dot{\theta})^2]}} \right) = 0 \quad (4.10)$$

Una solución simple se obtiene con otra hipótesis, que consiste en suponer que la trayectoria del rayo se encuentra en un plano, el mismo plano que contiene a los satélites GPS y LEO y al centro de la tierra considerada esférica. O sea, haciendo $\dot{\varphi} = 0$ resulta:

$$\frac{nr^2 \dot{\theta}}{\sqrt{[1+r^2 \dot{\theta}^2]}} = k_2 = cte \quad (4.11)$$

Esta ecuación junto a las condiciones de frontera que dan las efemérides de los satélites el rayo de la señal GPS, si se conoce el índice de refracción de la atmósfera como función de la distancia radial r . Como esto no es así, en base a la información recogida por un satélite LEO se intenta conocer la trayectoria de la señal GPS y de ese trayecto se calcula el índice de refracción como función de r . En esto consiste lo que comúnmente se llama inversión.

A los fines del método es conveniente transformar la ecuación anterior en base a consideraciones geométricas. La figura 2 muestra las variables geométricas usadas en una ocultación y la figura 3 es un elemento diferencial del trayecto.

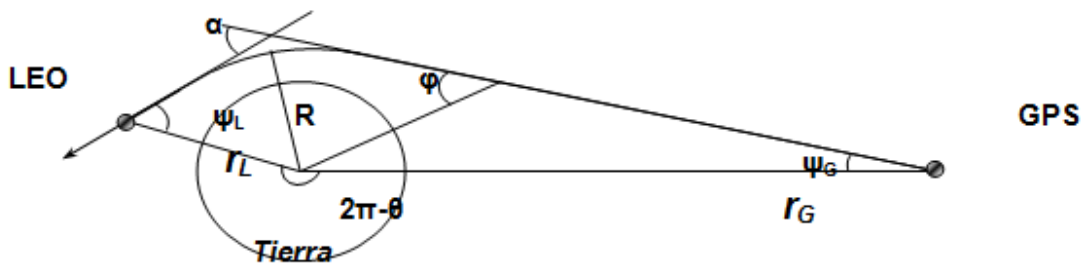


Figura 4.2: Geometría de una ocultación

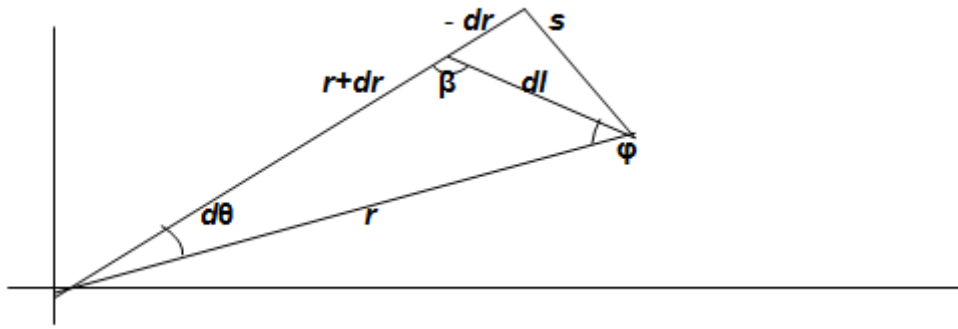


Figura 4.3: Elemento diferencial del trayecto del rayo

En la figura 3 se observa que: $dr < 0$

$$\beta = \pi - \phi - d\theta \quad d\theta \approx \frac{s}{r} \quad tg(\pi - \beta) \approx -\frac{s}{dr} \quad (4.12)$$

Por lo tanto:

$$d\theta = \frac{s}{r} = -tg(\pi - \beta) \frac{dr}{r} = -tg(\phi + d\theta) \frac{dr}{r}$$

$$d\theta = -tg\phi \frac{dr}{r} \quad (4.13)$$

Luego:

$$tg\phi = -r\dot{\theta} = \frac{\sin\phi}{\cos\phi} \quad (4.14)$$

Y usando la identidad trigonométrica pitagórica se obtiene:

$$\sin\phi = \frac{r\dot{\theta}}{\sqrt{(1+r^2\dot{\theta}^2)}} \quad (4.15)$$

Entonces la ecuación de la trayectoria del rayo resulta:

$$\frac{nr^2\dot{\theta}}{\sqrt{(1+r^2\dot{\theta}^2)}} = nr\sin\phi = k_2 = cte \quad (4.16)$$

Ahora, partiendo de esta ecuación se obtendrá la ecuación diferencial correspondiente despreciando los diferenciales de orden superior al primero:

$$nr\sin\phi = k_2 = cte$$

Cuando se incrementan las variables, podemos escribir:

$$(n + dn)(r + dr)\sin(\phi + d\phi) = k_2$$

Operando

$$\begin{aligned} (nr + rdn + ndr + dndr)[\sin\phi \cos(d\phi) + \cos\phi \sin(d\phi)] &= k_2 \\ nrsin\phi + nrcos\phi d\phi + (rdn + ndr)(sin\phi + cos\phi d\phi) &= k_2 \\ nrcos\phi d\phi + (rdn + ndr)sin\phi &= 0 \end{aligned}$$

Obtenemos:

$$d\phi + \left(\frac{dn}{n} + \frac{dr}{r}\right) \operatorname{tg}\phi = 0 \quad (4.17)$$

A continuación se buscará una ecuación diferencial en la que intervenga el ángulo de desviación α del rayo. La figura 4 permite hacer esto:

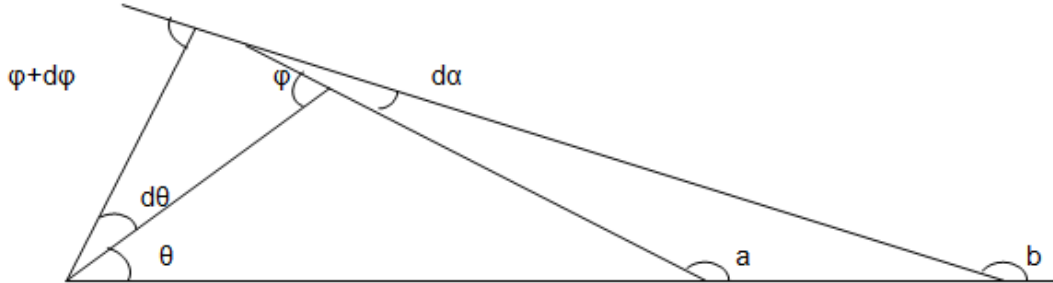


Figura 4.4: Geometría angular para determinar el diferencial del ángulo de desviación del rayo.

Como la suma de los ángulos interiores de un triángulo es π radianes, de la figura se obtienen las relaciones:

$$\begin{aligned} d\alpha + a + \pi - b &= \pi \\ \theta + \pi - a + \pi - \phi &= \pi \\ \theta + d\theta + \pi - b + \pi - (\phi + d\phi) &= \pi \end{aligned}$$

de donde se deduce:

$$d\alpha = d\theta - d\phi \quad (4.18)$$

Combinando (4.13) , (4.17) y (4.18) :

$$d\alpha = \operatorname{tg}\phi \frac{dn}{n} \quad (4.19)$$

La ecuación (4.16) es válida en todo el trayecto del rayo, en particular en los puntos de ubicación de ambos satélites:

$$n(r_G)r_G \sin\phi_G = k_2 = \text{cte} \quad (4.20)$$

$$n(r_L)r_L \sin\phi_L = k_2 = \text{cte} \quad (4.21)$$

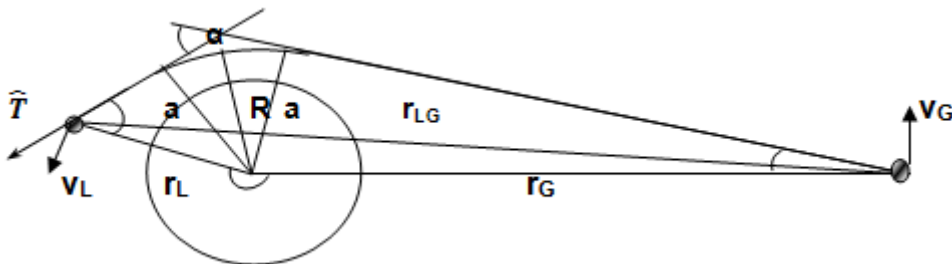


Figura 5.5: Geometría de una ocultación.

Otra hipótesis del método consiste en suponer que el índice de refracción del medio en la ubicación de los satélites es 1, es decir, el del vacío:

$$n(r_G) = n(r_L) = 1$$

En la figura 5 y con ayuda de las ecuaciones (4.20) y (4.21) se ve que a , el parámetro de impacto, resulta ser igual a la constante de dicha ecuación:

$$a = r_G \sin \phi_G = r_L \sin \phi_L = k_2 \quad (4.22)$$

De modo que de la ecuación (4.16) resulta

$$n(R)R = a \quad (4.23)$$

para el punto más cercano a la tierra, es igual a "a". Despejando $\sin \phi$ de (4.16) y con la identidad pitagórica se obtiene:

$$\sin \phi = \frac{a}{n(r)r} \quad (4.24)$$

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{a}{\sqrt{[n^2 r^2 - a^2]}} \quad (4.25)$$

y la ecuación diferencial (4.19) queda como:

$$d\alpha = \frac{a}{\sqrt{[n^2 r^2 - a^2]}} \frac{dn}{n} \quad (4.26)$$

$$d\alpha = \frac{a}{\sqrt{[n^2 r^2 - a^2]}} \frac{d \ln n}{dr} dr \quad (4.27)$$

Integrando y considerando que los satélites están a una distancia infinita se obtiene para el ángulo de desviación total:

$$\alpha(a) = 2 \int_{\infty}^R d\alpha = -2a \int_R^{\infty} \frac{1}{\sqrt{[n^2 r^2 - a^2]}} \frac{d \ln n(r)}{dr} dr \quad (4.28)$$

4.2.1 Transformada de Abel

La inversión consiste específicamente en lograr despejar el índice de refracción de la ecuación anterior y expresarlo en función del parámetro de impacto y del ángulo de desviación del rayo. Para ello se usará la transformada de Abel, que consiste en las siguientes identidades relacionadas entre sí:

$$F(u) = \int_u^{\infty} \frac{2t}{\sqrt{[t^2 - u^2]}} f(t) dt$$

$$f(t) = \int_t^{\infty} -\frac{1}{\sqrt{[u^2 - t^2]}} \frac{dF(u)}{du} du$$

donde F y f son funciones en las variables u y t respectivamente.

Aplicando estas identidades a la ecuación (4.28) se tiene:

$$\alpha(a) = \int_R^\infty \frac{-2a\pi}{\pi\sqrt{[n^2r^2 - a^2]}} \frac{d \ln n(r)}{dr} dr$$

$$\frac{d}{dr} g(r) dr = \frac{d}{d(nr)} g(r) d(nr)$$

$$\alpha(a) = \int_a^\infty -\frac{1}{\pi\sqrt{[n^2r^2 - a^2]}} \frac{d[2\pi a \ln n(r)]}{dr} dr$$

$$\ln n(R) = \int_a^\infty \frac{1}{\pi\sqrt{[a'^2 - a^2]}} \alpha(a') da' \quad (4.29)$$

donde a' es el parámetro de impacto correspondiente a la desviación del rayo $\alpha(a')$.

Por lo tanto, si se logra expresar el ángulo de desviación como función del parámetro de impacto se puede calcular el índice de refracción mediante la integral anterior en el punto más cercano a la tierra correspondiente a un parámetro de impacto dado.

4.2.2 Ángulo de desviación como función del parámetro de impacto

Una de las cantidades que se pueden determinar mediante el estudio de la recepción de una señal GPS es la diferencia de fase de la señal desde el momento en que parte desde el satélite GPS hasta el momento en que es recibida por el LEO. Se llama exceso de fase a la diferencia entre la diferencia de fase al ir la señal por el trayecto real y la que correspondería si el trayecto fuese en línea recta entre los satélites. En términos del enfoque de la aproximación de OG se puede escribir:

$$\Delta\phi = k_T \left(\int_{r_G}^{r_L} n dl - r_{GL} \right) = \text{Valor Estacionario} \quad (4.30)$$

donde k_T es el número de onda correspondiente a señal GPS.

Durante una ocultación completa se apreciará cómo cambia el exceso de fase con el tiempo, de modo que se podrá calcular su derivada respecto al tiempo. Se evaluará ahora como cambia respecto al tiempo cada uno de los términos dentro del paréntesis:

$$\begin{aligned} \vec{r}_{GL} &= \vec{r}_L - \vec{r}_G \\ r_{GL}^2 &= \vec{r}_L \cdot \vec{r}_L - 2\vec{r}_L \cdot \vec{r}_G + \vec{r}_G \cdot \vec{r}_G \end{aligned} \quad (4.31)$$

derivando

$$\begin{aligned} 2r_{GL} \frac{dr_{GL}}{dt} &= 2\vec{r}_L \cdot \vec{v}_L - 2\vec{v}_L \cdot \vec{r}_G - 2\vec{r}_L \cdot \vec{v}_G + 2\vec{r}_G \cdot \vec{v}_G \\ \frac{dr_{GL}}{dt} &= \vec{v}_L \cdot \frac{\vec{r}_L - \vec{r}_G}{r_{GL}} - \vec{v}_G \cdot \frac{\vec{r}_L - \vec{r}_G}{r_{GL}} \end{aligned}$$

$$\frac{dr_{GL}}{dt} = \vec{v}_L \cdot \hat{r}_{GL} - \vec{v}_G \cdot \hat{r}_{GL} \quad (4.32)$$

donde v_L y v_G son las velocidades de los satélites LEO y GPS respectivamente. El término r_{GL} es un vector unitario desde el satélite LEO y el GPS.

Esta última ecuación ya muestra un comportamiento de interés. El cambio respecto al tiempo de la longitud de un segmento es igual a la diferencia de las componentes de las velocidades de los extremos del segmento a lo largo de dicho segmento. Si se toma tres puntos cuales quiera del trayecto real del rayo, la variación respecto al tiempo de la suma de los segmentos determinados resultará (fig.6):

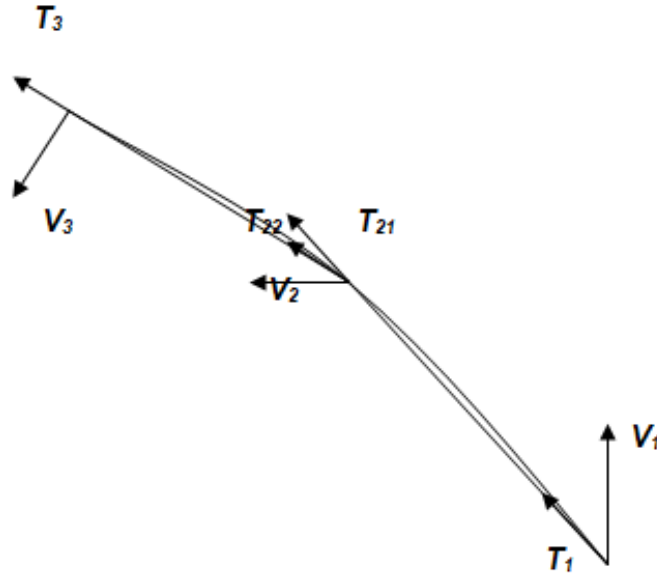


Figura 4.6: Variación con el tiempo de la longitud del trayecto del rayo. En la figura los vectores T_i son vectores unitarios en la dirección de los segmentos, y los V_i son las velocidades de los extremos de los segmentos.

$$\frac{dl}{dt} = \vec{v}_3 \cdot \hat{T}_3 - \vec{v}_2 \cdot \hat{T}_{22} + \vec{v}_2 \cdot \hat{T}_{21} - \vec{v}_1 \cdot \hat{T}_1 \quad (4.33)$$

Donde l es la suma de los segmentos. Cuando los tres puntos se acerquen hasta estar muy próximos los vectores \hat{T}_{22} y \hat{T}_{21} serán iguales y la derivada dependerá únicamente de las velocidades y de los vectores tangentes a la trayectoria de los puntos extremos. Generalizando esta idea a infinitos puntos sobre la curva real y sumando las derivadas de sus longitudes respecto al tiempo para el cambio del trayecto total del rayo respecto al tiempo se llega a:

$$\frac{dl}{dt} = \vec{v}_L \cdot \hat{T}_L - \vec{v}_G \cdot \hat{T}_G \quad (4.34)$$

Y por lo tanto la derivada del exceso de fase respecto al tiempo es:

$$\frac{d(\Delta\phi)}{dt} = k_T [\vec{v}_L \cdot \hat{T}_L - \vec{v}_G \cdot \hat{T}_G - (\vec{v}_L \cdot \hat{r}_{GL} - \vec{v}_G \cdot \hat{r}_{GL})] \quad (4.35)$$

Descomponiendo las velocidades de los satélites en las componentes radial y tangencial a la curva resulta:

$$\frac{d(\Delta\phi)}{dt} = k_T [v_G^t \sin\phi_G - v_L^t \sin\phi_L + v_G^r \cos\phi_G + v_L^r \cos\phi_L - (\vec{v}_L \cdot \hat{r}_{GL} - \vec{v}_G \cdot \hat{r}_{GL})] \quad (4.36)$$

Junto a las ecuaciones geométricas

$$\alpha = \theta + \phi_G + \phi_L - \pi \quad (4.37)$$

$$a = r_G \sin\phi_G = r_L \sin\phi_L \quad (4.38)$$

se puede determinar el ángulo de desviación del rayo en función del parámetro de impacto y luego usar la ecuación (4.29) para determinar el índice de refracción.

Una vez obtenido el índice de refracción se puede usar para determinar parámetros atmosféricos como temperatura, presión de vapor de agua, etcétera, y en la ionósfera la densidad electrónica.

Durante el estudio realizado de los supuestos del método y de las demostraciones matemáticas se pudo vislumbrar algunas alternativas al método desarrollado, algunas se mostraran en el capítulo 6 y otras se encuentran en fase de estudio. Algunas de ellas consisten en tomar las otras soluciones de las ecuaciones de Euler y no hacer uso de la transformada de Abel, plantear de formas diferentes el problema variacional, etc.

Capítulo 5

Observables GPS, efemérides, resolución y fuentes de error

5.1 Observables GPS

La información experimental que registra el receptor del satélite LEO consiste básicamente en dos cantidades:

- *la diferencia de fase* de la señal desde el momento de partida del satélite GPS hasta ser recibida por el satélite LEO. Esta cantidad, un valor para cada una de las señales portadoras emitidas por el satélite GPS, está afectada por un error denominado ambigüedad, el cual corresponde a un número entero de ciclos, de modo que la suma de este número más la cantidad registrada como diferencia de fase por el receptor en el satélite LEO, resulta ser la diferencia de fase real de la portadora correspondiente.
- *El tiempo de propagación* de la señal desde el satélite GPS al satélite LEO. Dicha cantidad multiplicada por la velocidad de la luz en el vacío se denomina pseudo-distancia (pseudorange).

Los observables medidos por los satélites LEO SAC-C, CHAMP y COSMIC se encuentran en las páginas web:

- 1) <http://genesis.jpl.nasa.gov/zope/GENESIS/Atmosphere/FTP>
- 2) <http://cosmic-io.cosmic.ucar.edu/cdaac>

La página 1) es del proyecto génesis de la NASA, el cual reúne una base de datos sobre mediciones satelitales vinculados al estudio de la atmósfera. Los datos son de distribución libre. Allí se encuentran datos de las misiones CHAMP, GPS/MET, SAC-C, entre otros, y hay diferentes niveles de datos, desde los de nivel 0 que corresponden a datos crudos directos de los receptores, hasta datos nivel 2, que consisten en perfiles atmosféricos calculados, como por ejemplo, perfiles de temperatura.

La página 2) corresponde al proyecto COSMIC. Como en la página web anterior, aquí se encuentra una base de datos de diferentes niveles y misiones satelitales, incluyendo los 5 satélites LEO (hasta ahora) del proyecto COSMIC.

Los datos de nivel 2 obtenidos de estas páginas web (perfiles atmosféricos), se encuentran con la extensión “.nc”. Son datos con el formato NetCDF (Network Common Data Form). El netCDF (formulario de datos comunes en red) es un formato de archivo destinado a almacenar datos científicos multidimensionales (variables) como la temperatura, la humedad, la presión, la velocidad del viento y la dirección, densidades, coordenadas geográficas, altitud, tiempo, etc.

Existe una gran variedad de aplicaciones para visualizar y operar con estos datos. En Linux, una aplicación para visualizar y obtener los datos es, por ejemplo, ncview. En Windows, entre otras, se encuentran ncbrowse para la visualización y Matlab posee una librería para la visualización y operación de estos datos. En el capítulo siguiente se muestran algunos perfiles de densidad de electrones obtenidos con ncbrowse. Los datos de localización de estos perfiles fueron extraídos con ayuda de Matlab.

La información captada por el receptor en el satélite LEO se muestra en un formato internacional llamado RINEX. La tabla 5.1, que se encuentra al final del capítulo, es una muestra de un archivo RINEX de observables. Las primeras filas constituyen el encabezado del archivo, el cual contiene información del sitio en el que se obtuvo, el tipo de receptor utilizado, los tipos de observables registrado, etc. Luego del encabezado siguen los datos propiamente dichos.

En el encabezado figura que los observables registrados son L1, L2, P1, P2 y C1, que corresponden a:

- L1: fase medida en la portadora L1, expresada en ciclos;
- L2: fase medida en la portadora L2, expresada en ciclos;
- P1: pseudo-distancia medida usando el código P de la portadora L1, en kilómetros.
- P2: pseudo-distancia medida usando el código P de la portadora L2, en kilómetros.
- C1: pseudo-distancia medida usando el código C/A de la portadora L1, en kilómetros (el código C/A sólo se encuentra en la portadora L1)

Después del encabezado, la primera fila contiene información de la época, el número de satélites GPS registrados y la identificación de los satélites. En el archivo mostrado en la tabla 5.1 sería:

- Época: 5 de enero de 2002, 0 h: 0 min : 0 s (los observables son registrados cada 10 segundos)
- 6 satélites registrados, a saber: 5, 6, 9, 14, 29 y 30.

Luego, la primera fila corresponde al satélite 5, la segunda al 6, la tercera al 9, etc. Las columnas de observables sigue el orden mostrado en el encabezado: L1, L2, P1, P2 y C1.

5.2 Sobre el uso de los observables

El tiempo de propagación de la señal desde el satélite GPS hasta el satélite LEO es:

$$\tau = \int_{r_G}^{r_L} \frac{dl}{v} \quad (5.1)$$

donde v es la velocidad instantánea de la señal y dl es el diferencial de camino recorrido.

Multiplicando este tiempo por la velocidad de la luz en el vacío resulta la pseudo-distancia ρ :

$$\rho = c\tau = c \int_{r_G}^{r_L} \frac{dl}{v} = \int_{r_G}^{r_L} n dl \quad (5.2)$$

En esta última ecuación $n=c/v$ es el índice de refracción dependiente de la coordenada radial según la hipótesis de una atmósfera con simetría esférica.

Multiplicando por 2π la pseudo-distancia y dividiendo por la longitud de onda correspondiente se obtiene la diferencia de fase de la señal en radianes:

$$\phi = \frac{2\pi\rho}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{r_G}^{r_L} n dl \quad (5.3)$$

De modo que de los observables de las pseudo-distancias P1, P2 y de C1 se puede calcular la diferencia de fase.

En realidad, a los fines de cálculo de radio ocultación, no tiene interés la diferencia de fase en sí, sino su variación con el tiempo. Por ello lo que interesa es la variación $\delta\phi$ de la diferencia de fase de un instante a otro. Esta variación es simplemente la diferencia de los observables de fase entre dos instantes consecutivos, y por ello, esta cantidad no estará afectada por el error de ambigüedad mencionado antes, ya que una vez que el receptor captó un satélite GPS este mide en forma continua el observable de fase y por ello sólo la primer medición se encuentra afectada por la ambigüedad, la cual desaparece una vez realizadas las diferencias mencionadas.

De este modo, para hacer uso de la ecuación (4.36) se pueden usar los cinco observables L1, L2, P1, P2 y C1.

5.3 Efemérides

Se necesitan conocer las posiciones y velocidades de los satélites en función del tiempo para poder calcular el índice de refracción y luego, con la ecuación (3.32) se obtiene la densidad electrónica y así también los perfiles de densidad electrónica. Estos datos se obtienen de los archivos de efemérides de los satélites.

Para los satélites GPS, se puede trabajar con las efemérides precisas proporcionadas por el IGS (International GNSS Service) en la página web:

http://igsceb.jpl.nasa.gov/components/prods_cb.html

La tabla 5.2 al final del capítulo muestra un archivo de efemérides precisas en formato RINEX. Nuevamente se tiene un encabezado y luego los datos. En la primer fila de datos se encuentra la época (5 de enero de 2002, 0h:00min:0.00000000s). A continuación, cada fila empieza por la identificación del satélite y luego, en cada columna, las coordenadas x , y , z en kilómetros y el error del reloj de satélite expresado en nanosegundos, en ese orden. Las posiciones de cada satélite están dadas cada 15 minutos.

Para los satélites LEO, las efemérides pueden encontrarse en:

- 1) <ftp://sayatnova.jpl.nasa.gov/pub/genesis/orbits>
- 2) <http://cosmic-io.cosmic.ucar.edu/cdaac>

La tabla 5.3 al final del capítulo muestra un archivo RINEX obtenido de estas páginas web. Los datos están ordenados de la siguiente manera: coordenadas x , y , z ; componentes de velocidad v_x , v_y , v_z ; época en año, mes, día, hora, minuto segundo y luego los errores de x , y , z , v_x , v_y y v_z ; todo sobre una misma fila y en ese orden. Los datos corresponden a las mismas cantidades en las siguientes filas y se dan cada un minuto.

Cabe destacar que en la página 2) también se pueden encontrar las efemérides de cada satélite ya interpolada cada 10 segundos (como la frecuencia de los observables) que se usaron para calcular los perfiles que publica dicha página. Estas efemérides se encuentran también en el formato netCDF.

5.3.1 Sobre el uso de las efemérides

Como los observables y las efemérides no se dan en los mismos instantes, no se publican con la misma frecuencia temporal, es necesario interpolar las posiciones y velocidades de los satélites a los momentos en los que se dan los observables.

Una opción podría ser suponer que los satélites se mueven a rapidez constante sobre arcos de circunferencias. Entonces entre tres posiciones consecutivas se hace el proceso de interpolación para las posiciones intermedias. Se usan tres puntos ya que tres puntos determinan unívocamente una circunferencia en el plano de movimiento de los satélites.

5.4 Resolución y fuentes de error

En la aproximación geométrica de radio-ocultación se considera que las observaciones de la señal llegan al receptor a través de un camino de fase estacionario. Sin embargo, en realidad, habrá contribuciones originadas desde toda la primera zona de Fresnel. Por ello la resolución de la aproximación geométrica es limitada y se toma como resolución radial ΔR el ancho de esta primera zona de Fresnel en la posición de la distancia mínima R del rayo respecto al centro de la tierra. Esta resolución ΔR resulta (Melbourne et al., 1994):

$$\Delta R = 2 \sqrt{\lambda D \zeta(R)} \quad (5.4)$$

donde “ λ ” es la longitud de onda de la señal, D es la distancia del satélite LEO al punto de distancia mínima R , y

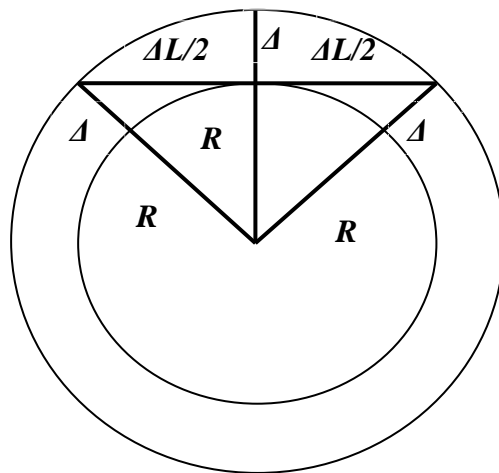
$$\zeta^{-1} = 1 - D \frac{d\alpha}{dR} \quad (5.5)$$

El considerar una atmósfera con simetría esférica implica que la resolución en la dirección perpendicular a la radial ΔL (sobre el plano del rayo y en la posición de mínima distancia R) es pequeña, es decir que las variaciones en esta dirección en el área local no son tomadas en cuenta durante la

ocultación. La resolución ΔL en una medida de la ocultación se define normalmente (Kursinski et al., 1997) como:

$$\Delta L = 2 \sqrt{2R \Delta R} \quad (5.6)$$

Por lo tanto la resolución ΔL está definida por la distancia transversal atravesada por la señal cuando entra y sale por una capa esférica delgada de espesor ΔR , a una distancia R del centro de la Tierra, como muestra la figura.



$$\begin{aligned} (R + \Delta R)^2 &= \left(\frac{\Delta L}{2}\right)^2 + R^2 \\ \Delta R^2 &\cong 0 \\ \Delta L &= 2\sqrt{2R\Delta R} \end{aligned}$$

Figura 5.1: Cálculo del error horizontal en función del error vertical

La cantidad ΔR es una medida a partir del cual se puede calcular ΔL ya que las contribuciones al ángulo de curvatura son fuertemente sensibles en el punto de la distancia mínima R , debido a que la densidad de la atmósfera terrestre crece exponencialmente cuando R decrece, entonces el gradiente del índice de refracción y por lo tanto el ángulo de curvatura, crecerá de manera similar (Kursinski et al., 1997).

Los satélites empleados para radio ocultaciones orbitan a una altura de unos 400 / 800 Km de la superficie terrestre. El satélite SAC-C está a unos 705 Km y el Microlab 1 que lleva el experimento GPS/MET tiene una altura de 800 Km. Esto significa que durante una ocultación D es aproximadamente de 3000 Km. Usando valores experimentales de las ocultaciones se puede calcular α como función de R , de donde resulta que ΔR va desde 0,4 Km cerca de la superficie de la Tierra (baja Troposfera) a aproximadamente 1,5 Km en la alta atmósfera (Estratosfera). De la ecuación (5.6) resulta que ΔL varía aproximadamente desde 150 Km en la baja Troposfera a aproximadamente 280 Km en la Estratosfera. En la dirección perpendicular al camino de rayo, se acepta también aplicar ΔR como resolución, por lo que esta será de 1,5 Km aproximadamente.

La aproximación geométrica estudiada en esta tesis no resulta válida cuando los gradientes del índice de refracción son grandes. Sin embargo, como

este gradiente decrece exponencialmente con la altura, los errores inducidos por esta aproximación tendrán influencia limitada sobre la inversión, sobre todo en zonas de la ionósfera. El problema es que estos gradientes en direcciones perpendiculares al camino de rayo pueden cambiar la dirección del camino de rayo, saliendo del plano orbital y ello si produce errores en la inversión. Los gradientes horizontales a lo largo del camino de rayo pueden también introducir errores en la inversión. Un estudio sobre problemas de este tipo se pueden ver en, por ejemplo: Ahmad, 1998. Los errores posibles en el índice de refracción encontrados son del orden del 1 – 2 % (Ahmad y Tyler, 1998a).

Las estructuras pequeñas de la atmósfera con una amplitud suficiente pueden causar en la inversión de la OG resultados erróneos, ya que implican la existencia de elevados gradientes. En presencia de gradientes radiales grandes podemos obtener más de un rayo que cumpla con el principio de Fermat, esta situación se denomina “multicamino”. En la deducción del perfil del ángulo de curvatura a partir de una medida de ocultación descrita en el capítulo 4, se supuso que había un solo camino de rayo. Por lo tanto, esta suposición lleva a cálculos erróneos del ángulo de curvatura, ya que las medidas de fase, en realidad, deben ser aproximadas como la suma de varios rayos. Cuando se calcula el ángulo de curvatura como una función del parámetro de impacto, aparecerán oscilaciones en el perfil de tal manera que varios ángulos de curvatura corresponden al mismo parámetro de impacto (Gorbunov et al., 1996). Por lo tanto, el valor usado en la transformada de Abel es ambiguo y la inversión no dará resultados razonables.

En atmósfera real la existencia de capas con un alto gradiente en el índice de refracción causa multicamino, lo cual es muy común en la parte baja de la atmósfera. Particularmente, el vapor de agua puede causar gradientes del orden de la refracción crítica, es decir gradientes que causan el “atrapamiento” de la señal en las capas horizontales (Skolnik, 1980).

Tabla 5.1: Archivo Rinex de Observables GPS

```

2 OBSERVATION DATA GPS RINEX
VERSION / TYPE
BJfntl_rnx bai 2002-01-10 19:34:33 PGM /
RUN BY / DATE
SAC-C-zenith MARKER
NAME
OBSERVER CONAE and JPL
OBSERVER / AGENCY
RECNUM BLACKJACK RECVERS REC # /
TYPE / VERS
ANTNUM ANTTYPE ANT # /
TYPE
0.0000 0.0000 0.0000 APPROX
POSITION XYZ
0.0000 0.0000 0.0000
ANTENNA: DELTA H/E/N
1 1 0
WAVELENGTH FACT L1/2
5 L1 L2 P1 P2 C1 # /
TYPES OF OBSERV
10
INTERVAL
2002 01 05 00 00 00.000000 GPS TIME OF
FIRST OBS
Voltage SNR is mapped to signal strength [0,1,2-9] COMMENT
SNRV: >500 >100 >50 >10 >5 >3 >1 >0 bad n/a COMMENT
sig : 9 8 7 6 5 4 3 2 1 0 COMMENT
This is data from the zenith GPS antenna on the SAC-C COMMENT
satellite. COMMENT
This data is provided as a public service. COMMENT
No warranty is expressed or implied regarding suitability COMMENT
for use. For further information, contact: COMMENT
leoops@cobra.jpl.nasa.gov COMMENT
END OF

HEADER
02 1 5 0 0 0.0000000 0 6 5 6 9 14 29 30
-8511210.437 8 -6632186.680 6 22009477.137 22009479.450
22009478.116
-2756037.142 8 -2147562.536 8 20269666.114 20269668.172
20269666.513
-432750.238 8 -337211.171 6 23084275.692 23084278.653
23084275.833
-7878857.333 9 -6139370.408 8 20328028.246 20328029.147
20328028.789
-17178231.485 8 -13385634.957 8 21239699.591 21239701.356
21239699.888
-14980479.895 9 -11673102.448 8 19884547.940 19884549.362
19884547.680
02 1 5 0 0 10.0000000 0 7 5 6 9 14 21 29 30
-8200603.222 8 -6390155.261 6 22068583.909 22068586.027
22068584.964
-2928062.654 8 -2281608.476 8 20236930.621 20236932.949
20236931.312

```

Tabla 5.2: Archivo Rinex de efemérides GPS

```

#aP2002 1 5 0 0 0.00000000 96 ORBIT IGS00 HLM IGS
## 1147 518400.00000000 900.00000000 52279 0.000000000000000
+ 28 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 13 14 15 17 18 20
+ 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 31 0 0 0 0 0 0
+ 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
+ 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
+ 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
++ 4 4 4 4 3 4 4 4 4 4 4 5 5 4 4 4 5
++ 4 4 5 6 3 4 4 5 4 4 4 0 0 0 0 0 0
++ 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
++ 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
++ 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
% c cc cc ccc ccc cccc cccc cccc cccc ccccc ccccc ccccc
% c cc cc ccc ccc cccc cccc cccc cccc ccccc ccccc ccccc
%f 0.00000000 0.0000000000 0.000000000000 0.000000000000000
%f 0.00000000 0.0000000000 0.000000000000 0.000000000000000
%i 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
%i 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
/* FINAL ORBIT COMBINATION FROM WEIGHTED AVERAGE OF:
/* cod emr esa gfz jpl ngs sio
/* REFERENCED TO GPS CLOCK AND TO WEIGHTED MEAN POLE:
/* CLK ANT Z-OFFSET (M): II/IIA 1.023; IIR 0.000
* 2002 1 5 0 0 0.00000000
P 1 23957.204903 1461.900433 11585.383732 210.212809
P 2 15740.709952 -5037.712486 -20021.739021 -131.736815
P 3 3518.272462 15484.706931 -21333.435301 98.094510
P 4 2982.009838 -16632.636138 20493.982915 316.152270
P 5 -13720.827658 -9745.237820 20517.531054 331.409731
P 6 -25894.370163 4725.470035 4426.993833 -2.111436
P 7 15221.581395 -16382.914939 14516.067878 672.470365
P 8 11180.117594 -10537.642841 -21902.856200 665.005095
P 9 -21854.759277 -14603.762415 4875.108419 -24.440296
P 10 -3022.860433 -23281.502535 -12206.456131 16.487581
P 11 22457.317797 13066.813837 5529.915386 6.904052
P 13 25469.896370 -7322.710161 730.799215 -0.964154
P 14 -15558.669474 15647.067163 14886.278729 -112.102025
P 15 -13343.364867 7409.973705 -21996.562044 124.742396
P 17 -17362.634421 651.757174 -20249.997531 -279.993117
P 18 -15985.509850 12036.071330 -17420.654575 -75.674609
P 20 14300.977411 5233.253603 21705.536286 -127.432360
P 21 -10718.293277 22516.694481 -7764.488711 5.031768
P 22 660.782284 25597.809872 -6250.845026 552.124247
P 23 -14031.341878 -3698.496268 -21744.282364 3.950170
P 24 -8897.180637 -21477.025758 13151.012242 0.113527
P 25 1722.879889 19065.507208 18761.034932 21.410386
P 26 -16182.247824 -8982.037733 -19403.368152 -26.523714
P 27 19316.868186 -882.416387 -18154.483653 7.059115
P 28 12395.569936 -20773.879970 -10594.580768 -52.769760
P 29 -9226.205578 16671.994037 18667.184229 570.941890
P 30 -16068.189813 4413.017393 20470.459000 297.666102
P 31 16477.215079 9011.045848 -19175.408233 84.908651
* 2002 1 5 0 15 0.00000000

```

Tabla 5.3: Archivo Rinex de efemérides del SAC C

```
0 -5625.752496 -1625.197611 -3998.049604 3.51253576 2.81281540 -
6.09779846 2002 1 4 21 0 0.00 0.53037E-01 0.44808E-01
0.64860E-01 0.6128E-01 0.2561E-01 0.7725E-01
0 -5403.141696 -1454.246302 -4355.613877 3.90541766 2.88307838 -
5.81703153 2002 1 4 21 1 0.00 0.51538E-01 0.43981E-01
0.61403E-01 0.5486E-01 0.2400E-01 0.7430E-01
0 -5157.407833 -1279.527402 -4695.627754 4.28302878 2.93838434 -
5.51298588 2002 1 4 21 2 0.00 0.50443E-01 0.43179E-01
0.58066E-01 0.4925E-01 0.2281E-01 0.7115E-01
0 -4889.516115 -1101.940715 -5016.731511 4.64374854 2.97866632 -
5.18690935 2002 1 4 21 3 0.00 0.49670E-01 0.42390E-01
0.54857E-01 0.4443E-01 0.2195E-01 0.6789E-01
0 -4600.526863 -922.387827 -5317.642846 4.98602804 3.00393180 -
4.84013380 2002 1 4 21 4 0.00 0.49144E-01 0.41607E-01
0.51779E-01 0.4035E-01 0.2135E-01 0.6459E-01
0 -4291.591037 -741.767667 -5597.161734 5.30839583 3.01426156 -
4.47406895 2002 1 4 21 5 0.00 0.48798E-01 0.40823E-01
0.48835E-01 0.3698E-01 0.2093E-01 0.6132E-01
0 -3963.945422 -560.972150 -5854.174924 5.60946352 3.00980837 -
4.09019645 2002 1 4 21 6 0.00 0.48572E-01 0.40035E-01
0.46025E-01 0.3424E-01 0.2064E-01 0.5815E-01
0 -3618.907476 -380.881911 -6087.660059 5.88793118 2.99079519 -
3.69006342 2002 1 4 21 7 0.00 0.48415E-01 0.39240E-01
0.43349E-01 0.3206E-01 0.2043E-01 0.5511E-01
0 -3257.869883 -202.362156 -6296.689411 6.14259186 2.95751295 -
3.27527593 2002 1 4 21 8 0.00 0.48284E-01 0.38437E-01
0.40809E-01 0.3039E-01 0.2027E-01 0.5221E-01
0 -2882.294854 -26.258655 -6480.433234 6.37233573 2.91031810 -
2.84749313 2002 1 4 21 9 0.00 0.48147E-01 0.37625E-01
0.38405E-01 0.2915E-01 0.2014E-01 0.4949E-01
```


Capítulo 6

Resultados y Conclusiones

6.1. Perfiles de densidad de electrones

Los perfiles de las figuras 6.1 y 6.2 fueron extraídos de la página web:

<http://cosmic-io.cosmic.ucar.edu/cdaac>

Sólo a modo de ejemplo, se escogió la fecha 30 de enero de 2007. Se seleccionaron los que correspondía a horas de la noche y otros para horas del día. Además se buscó que correspondan a la región Sudamericana.

De modo general, se pueden observar de las figuras las diferencias entre el estado nocturno y diurno de la ionósfera. La capa F, donde se encuentran los valores máximos de densidad de electrones, está más elevada por la noche (unos 300km) que de día (entre 250 km y 300 km). El orden de magnitud es de 10^5 electrones / cm^3 en ambos casos y los valores más grandes se encuentran en los perfiles diurnos.

Durante el día aparecen tres capas con densidades del orden de 10^5 electrones / cm^3 , las Capas E, F1 y F2. La capa E aparece a una altura de unos 100 km, la F1 entre unos 150 km y 200 km y la F2 entre 250 km y 300 km. Esta última es la capa más densa de la ionósfera, que se mencionó en el párrafo anterior.

A diferencia del día, por la noche hay una única región de la ionósfera con densidades del orden de 10^5 electrones / cm^3 (capa F). En los perfiles nocturnos se observan con más frecuencia que de día una variabilidad o picos a lo largo de todo el perfil.

Tanto de día como de noche se observa que a mayores latitudes los valores de densidad disminuyen. Son más altos en la zona del ecuador. También se observa que a medida que avanza la noche bajan los valores de densidad hasta que comienzan a elevarse en horas de la mañana, apareciendo la capa E que no se encuentra por la noche. Los valores más altos de densidad de electrones durante el día se observan en horas de la tarde.

En particular:

Perfil Nocturno CHAM.2007.030.03.47.G12: se encuentra sobre Brasil en el Atlántico Sur y el perfil muestra la estructura típica de los perfiles nocturnos donde aparecen las dos capas principales, la región E a los 100 km y la capa F con su pico a la altura de 270 km aproximadamente.

Perfil Nocturno C004.2007.030.05.20.G29: el perfil se presenta sobre la parte continental, pero a latitudes ecuatoriales en el cual aparecen las capas del

perfil anterior, pero con valores muy fluctuantes. Esto se debe a dos efectos centrales. El primero debido a la existencia de irregularidades y el segundo a que las trazas de los perfiles se encuentran a diferentes características magnéticas, y como sabemos el plasma ionosférico es gobernado por las características de las líneas de campo. También existe un efecto longitudinal que afecta a ambos perfiles.

Perfil Nocturno C004.2007.030.05.27.G05: La figura muestra un perfil típico nocturno ecuatorial en la zona brasilera, donde predomina la región F2. Los valores de densidad máxima de la región F2 son mucho mayores que los de medias latitudes. La capa F2 se encuentra en este caso a los 300km aproximadamente. Se observa que la capa E no está presente y todo el perfil sufre de fluctuaciones en la densidad.

Perfil Nocturno C002.2007.030.09.09.G27: se observa un perfil también ecuatorial pero del hemisferio norte que tiene una forma equivalente. Sin embargo se ve claramente la aparición de la capa E a los 100 km. La capa F posee un valor de pico alrededor de los 300 km y también el perfil exhibe fluctuaciones en la densidad, este es un típico comportamiento de las noches en zonas ecuatoriales.

Perfil Nocturno C004.2007.030.05.29.G08: se muestra un perfil electrónico nocturno para las zonas de altas latitudes del hemisferio sur donde las capas ionosféricas E y F están presentes. La capa E se muestra muy marcada a los 100 km aproximadamente y la capa F alrededor de 270km. Se ve que respecto a los perfiles ecuatoriales la altura de la capa ha bajado casi 30 km.

Perfil Nocturno C002.2007.030.07.32.G28: La figura muestra un perfil mayormente definido y con una altura de la capa F alrededor de los 270 km. Se observa una marcada diferencia con el anterior, ya que este exhibe la capa E, mientras que el perfil actual posee una capa E muy débil. En ambos perfiles no se observan fluctuaciones en la densidad como aparecen en zonas ecuatoriales. Para sacar mayores conclusiones se deberá buscar una estadística mayor en estas regiones. También debemos destacar que los valores máximos de las densidades electrónicas son menores que los ecuatoriales.

Perfil Diurno CHAM.2007.030.13.26.G02: se presenta un perfil diurno para latitudes medias en el hemisferio sur. La primera se encuentra sobre el Atlántico Sur y el perfil muestra la estructura típica de los perfiles diurnos donde aparecen las tres capas principales, la región E a los 100 km y las capas F1 y F2 con sus picos bien diferenciados a las alturas de 150 km y 300km aproximadamente.

Perfil Diurno CHAM.2007.030.14.58.G24: como en el anterior perfil, se presenta el perfil de la densidad electrónica sobre la parte continental, en el cual aparecen las capas anteriores, pero con valores muy diferenciados, esto se debe a dos efectos centrales. El primero a que las trazas de los perfiles se encuentran a diferentes características magnéticas, y como sabemos el plasma ionosférico es gobernado por las características de las líneas de campo.

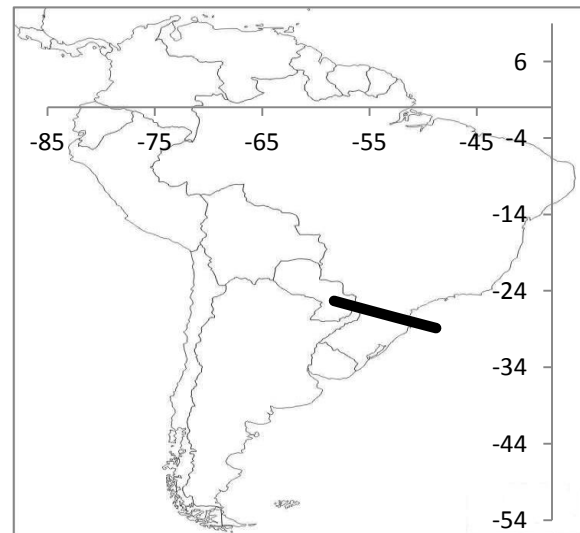
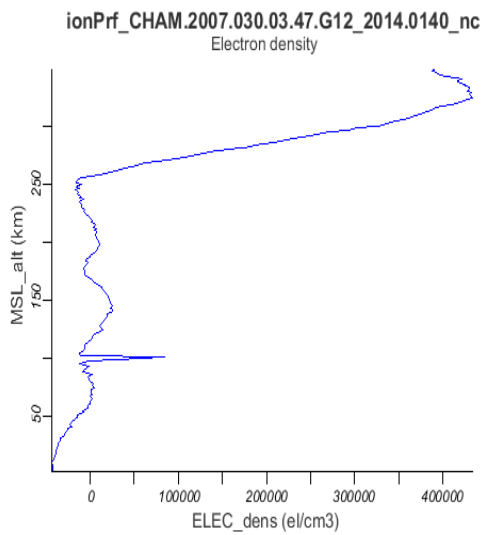
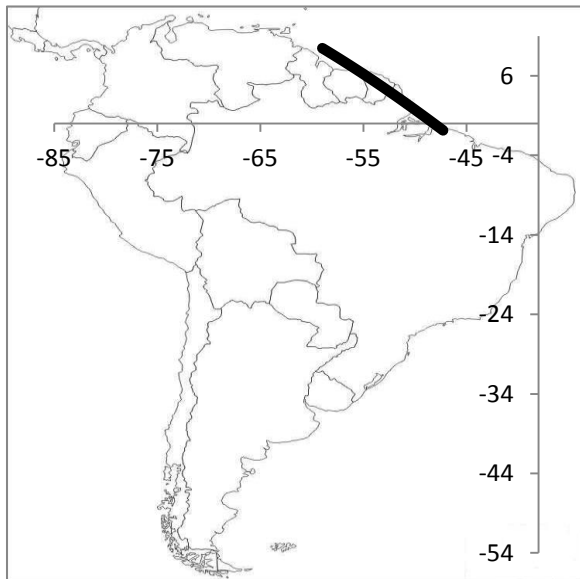
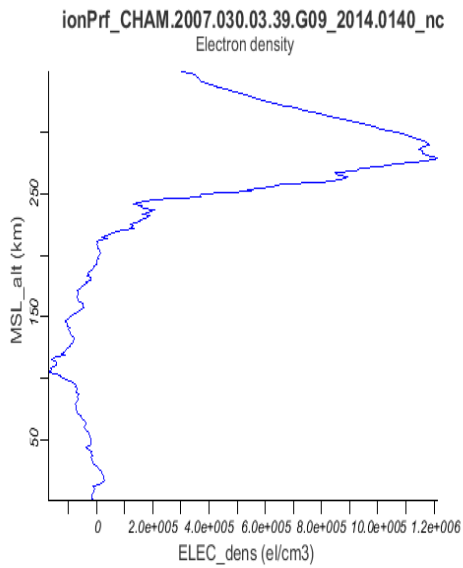
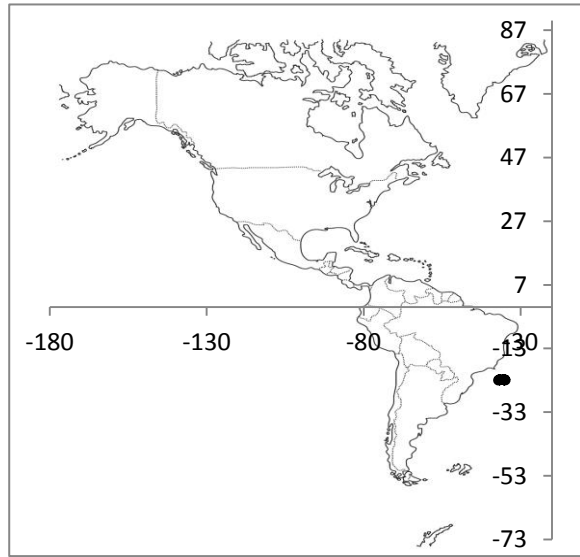
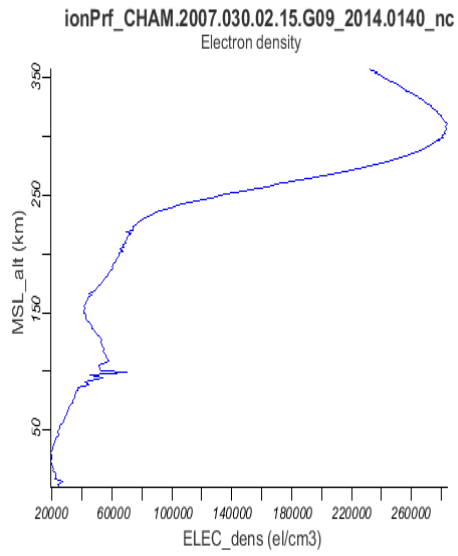
También existe un efecto longitudinal que afecta a ambos perfiles. En esta figura aunque se observa la capa F1, la capa F2 tiene valores mucho mayores.

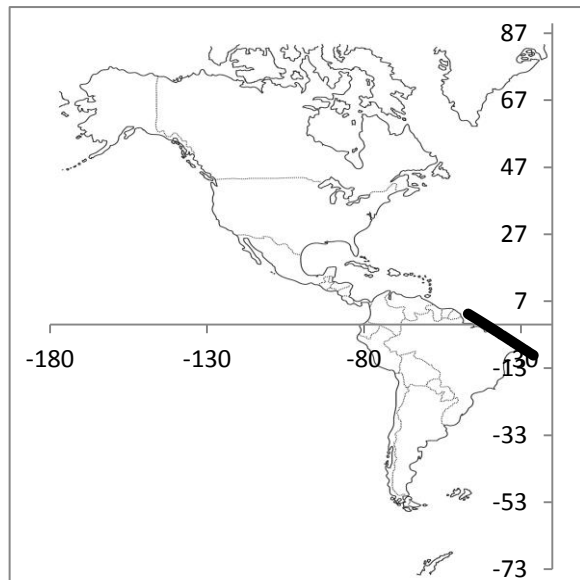
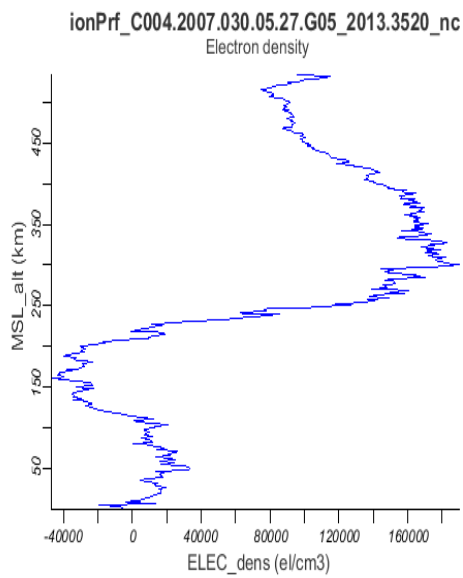
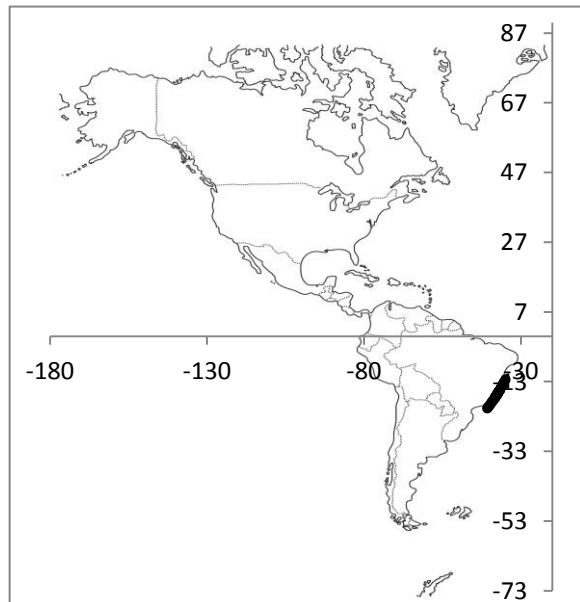
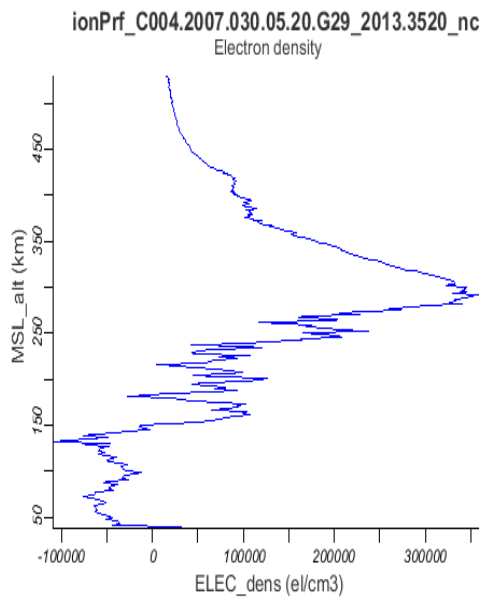
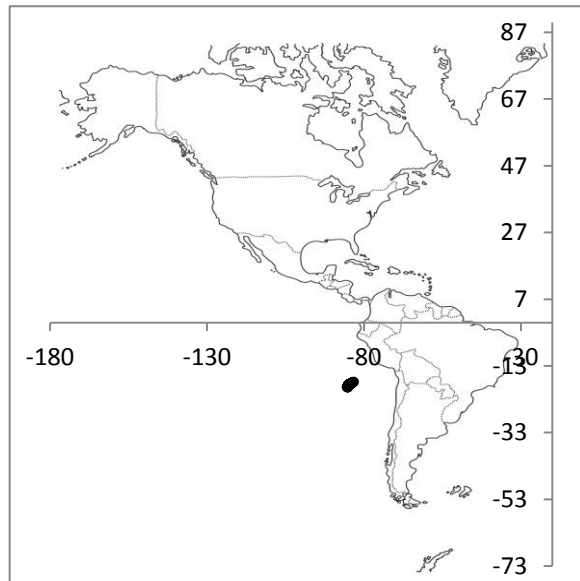
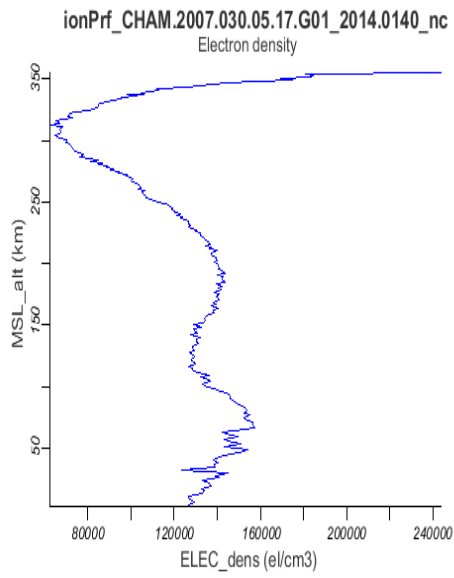
Perfil Diurno C004.2007.030.17.07.G20: La figura muestra un perfil típico diurno ecuatorial en la zona brasilera donde predomina la región F2 sobre la F1 y además está presente la región E a los 100 km. Los valores de densidad máxima de la región F2 son mucho mayores que los de medias latitudes. La capa F2 se encuentra en este caso a los 320km aproximadamente, mientras que la capa F1 está alrededor de los 150 km. El valor de la densidad máxima es de 1×10^6 (el/cm³).

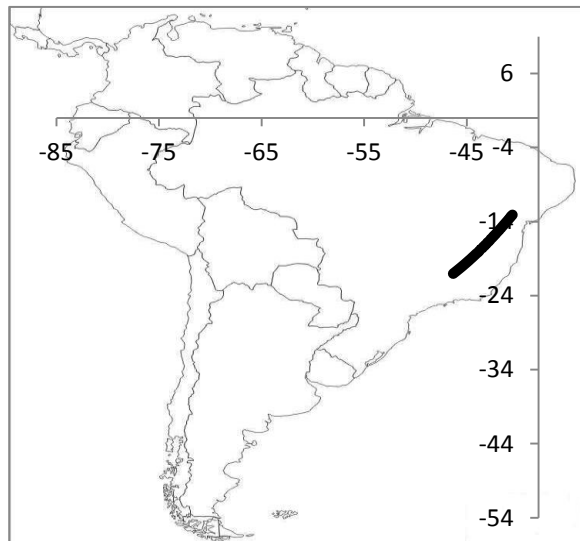
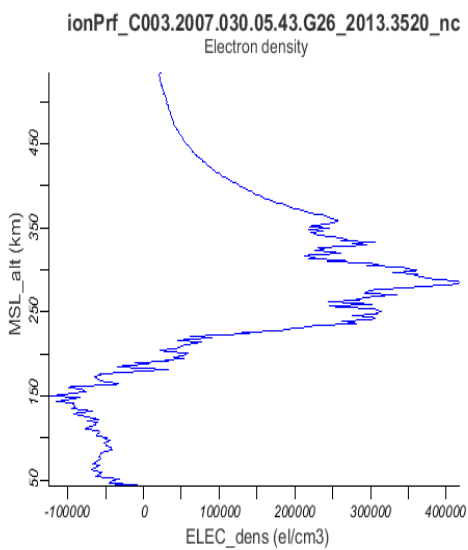
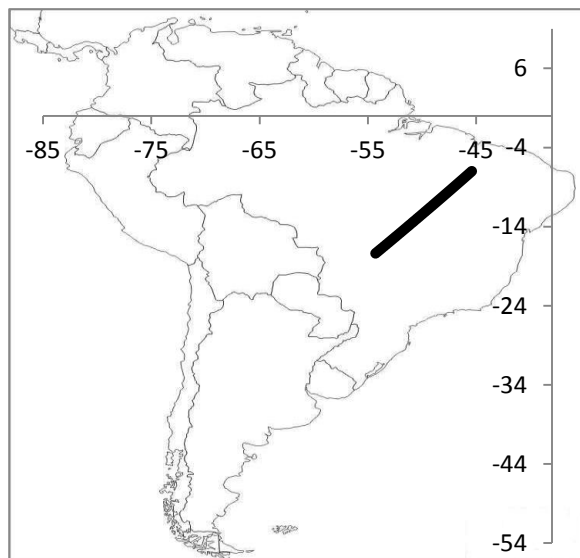
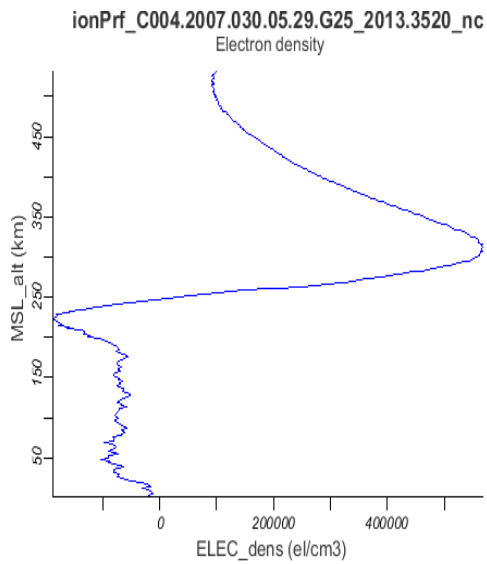
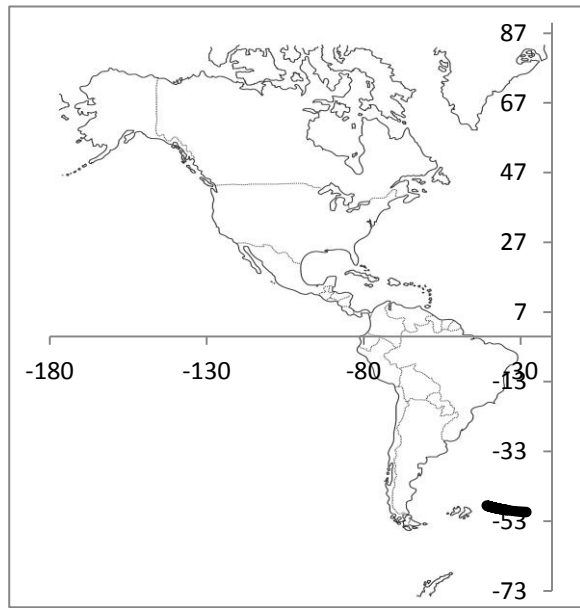
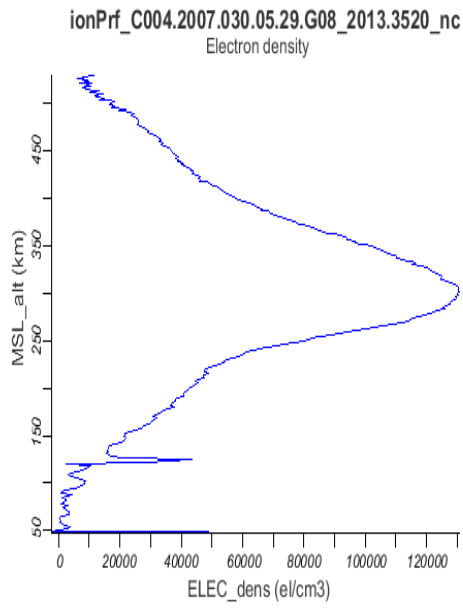
Perfil Diurno CHAM.2007.030.14.53.G06: se muestra un perfil diurno para las zonas de altas latitudes del hemisferio sur donde las capas ionosféricas E, F1 y F2 están presentes. La capa E se muestra muy marcada a los 100 km aproximadamente, la capa F1 alrededor de 170km y la capa F2 alrededor de los 250 km. Se observa que respecto a los perfiles ecuatoriales la altura de la capa ha bajado casi 50km.

Perfil Diurno C001.2007.030.16.13.G21: La figura muestra un perfil mayormente definido y con una altura de la capa F2 alrededor de los 250 km. Se observa una marcada diferencia con el anterior, ya que el primero está casi sobre el continente y las líneas de campo magnético en dicha zona varían fuertemente en intensidad como en la posición geográfica. Para sacar mayores conclusiones se deberá buscar una estadística mayor en estas regiones. También debemos destacar que los valores máximos de las densidades electrónicas son menores que los ecuatoriales.

Figura 6.1: Perfiles Nocturnos de Densidad de Electrones







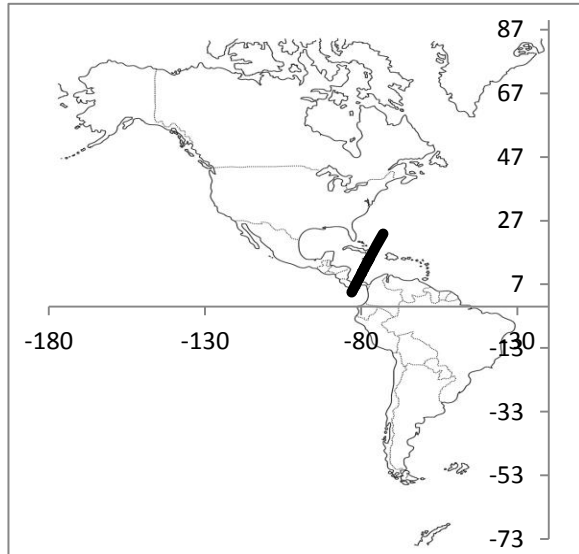
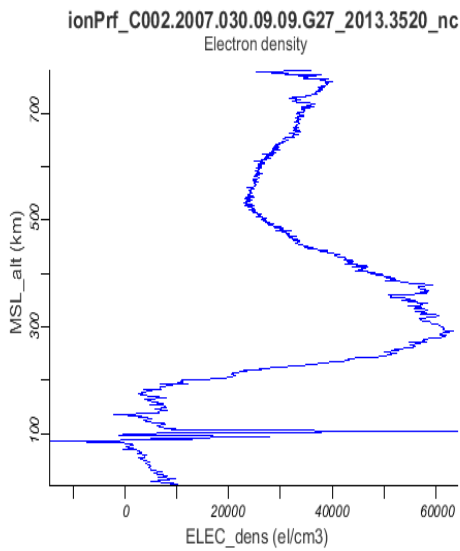
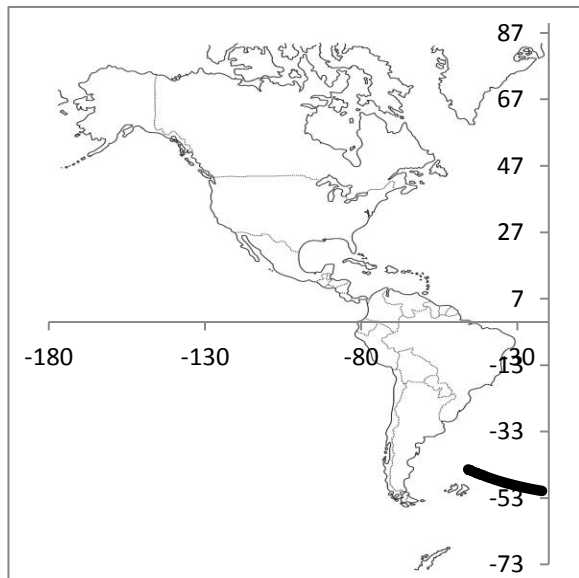
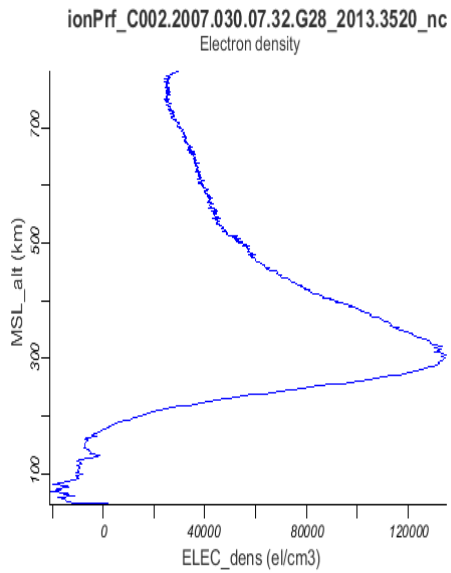
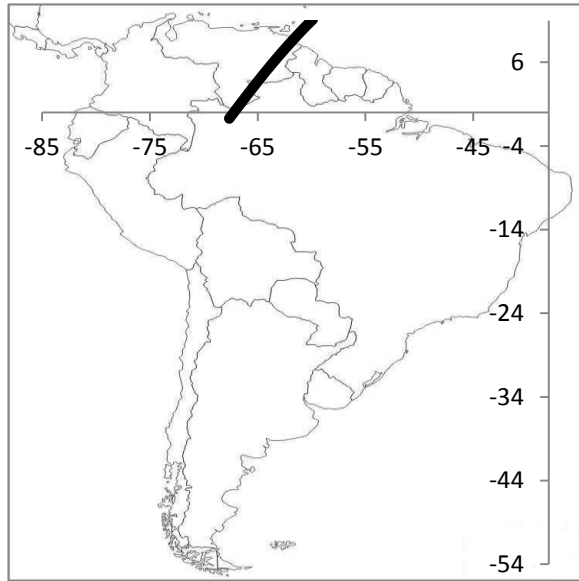
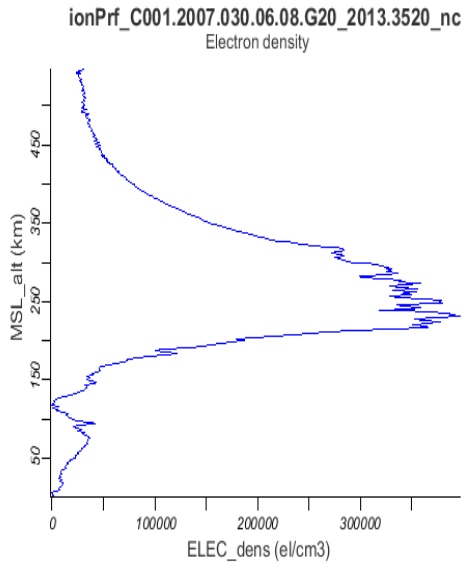
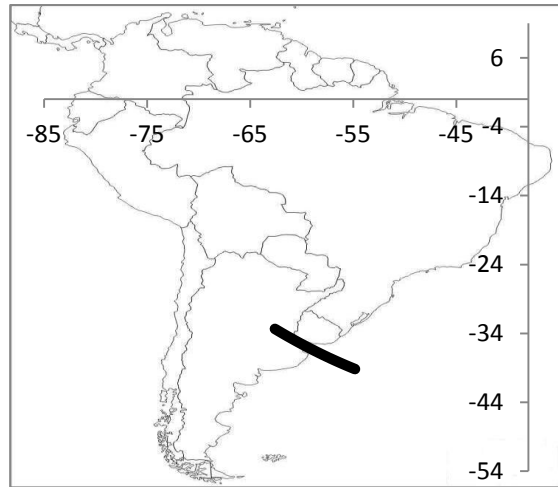
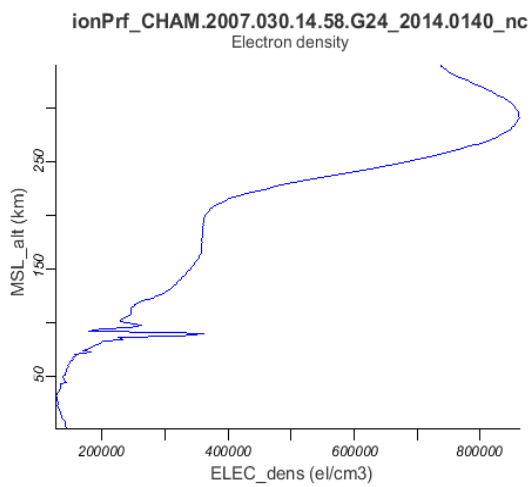
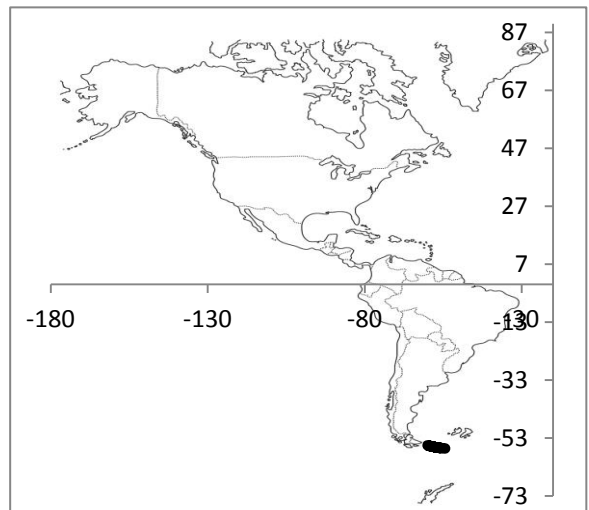
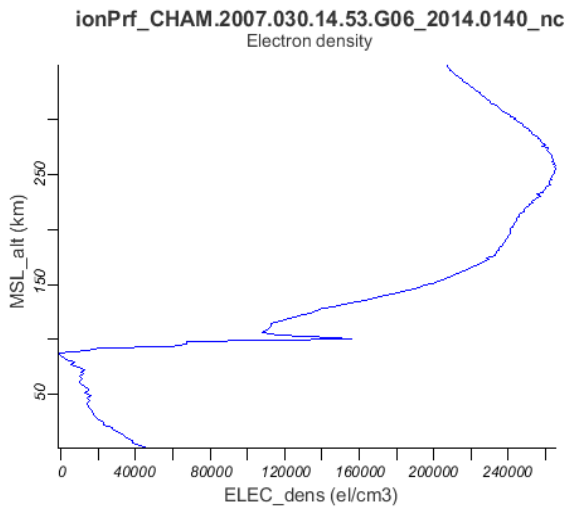
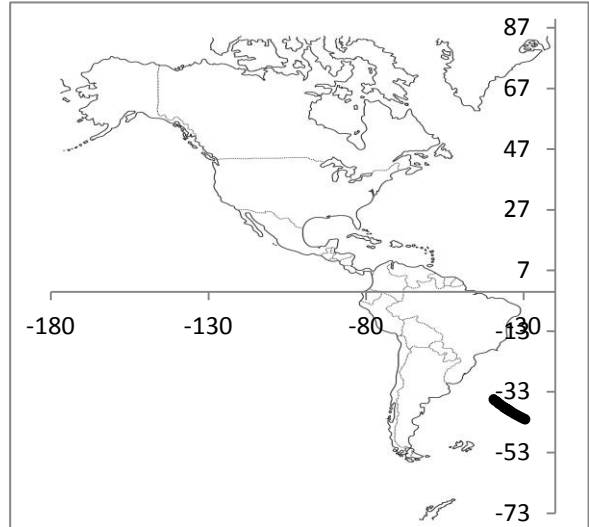
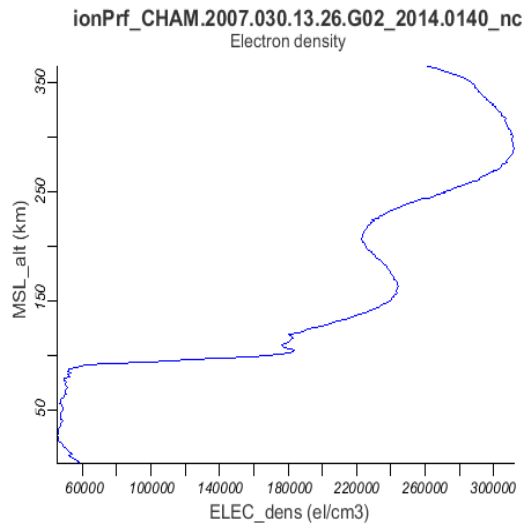
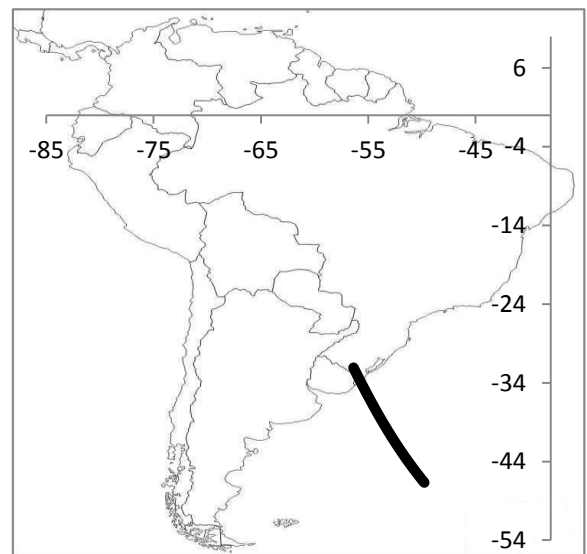
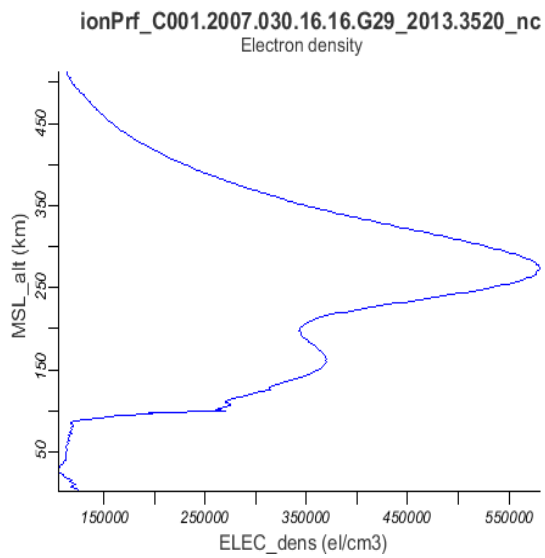
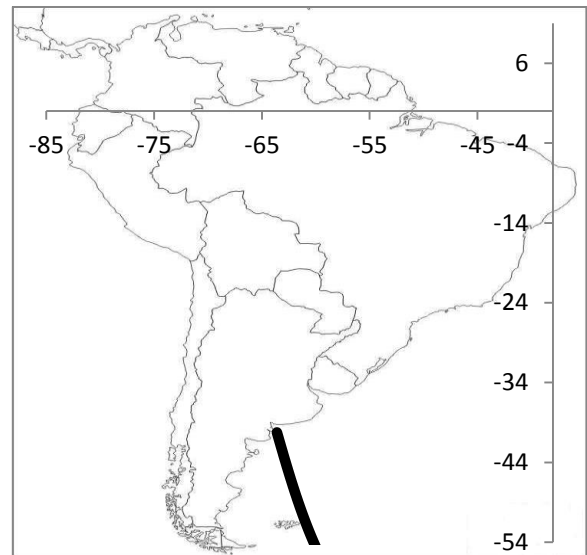
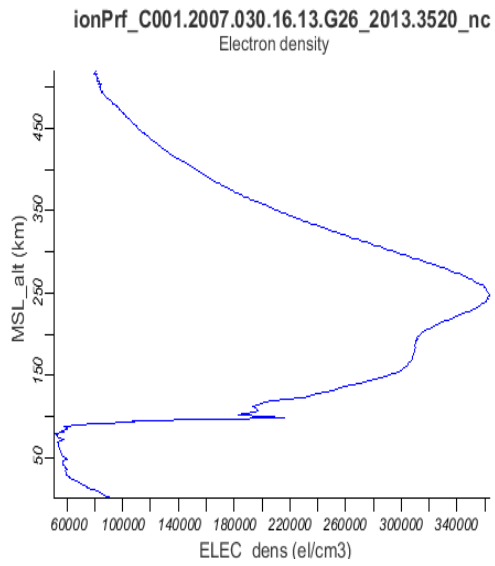
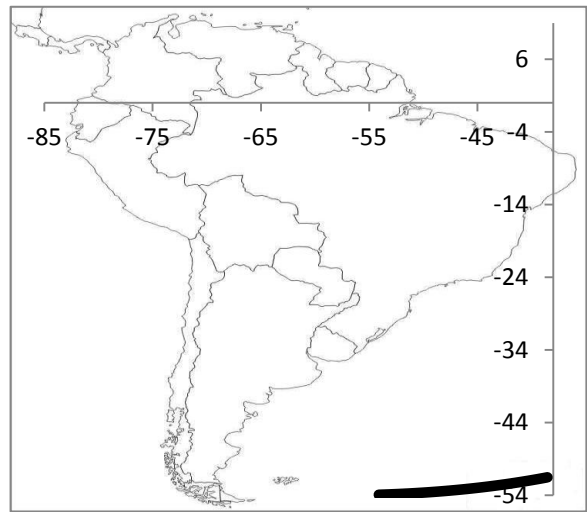
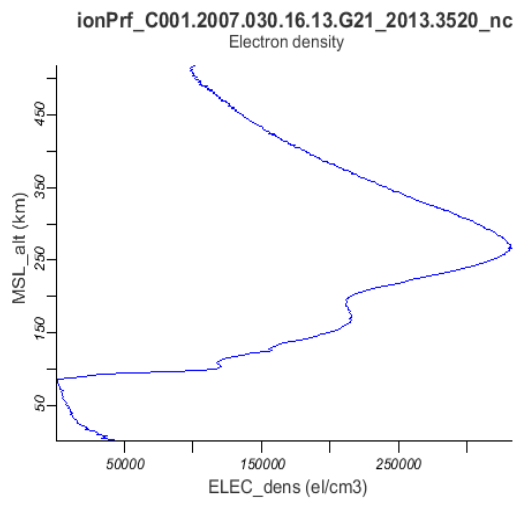
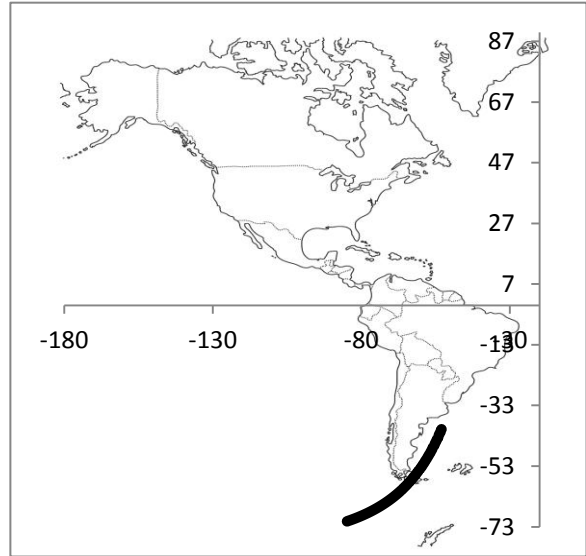
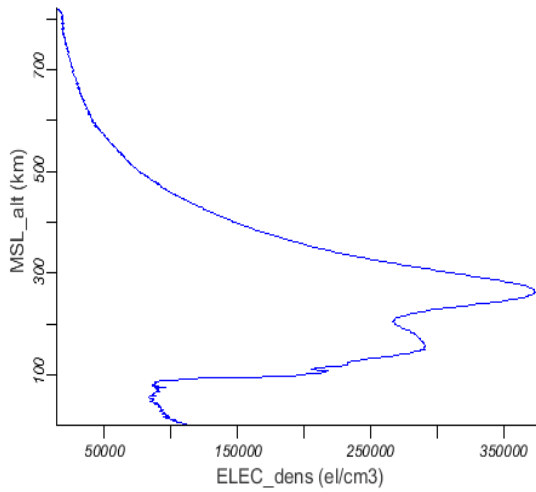


Figura 6.2: Perfiles Diurnos de Densidad de Electrones

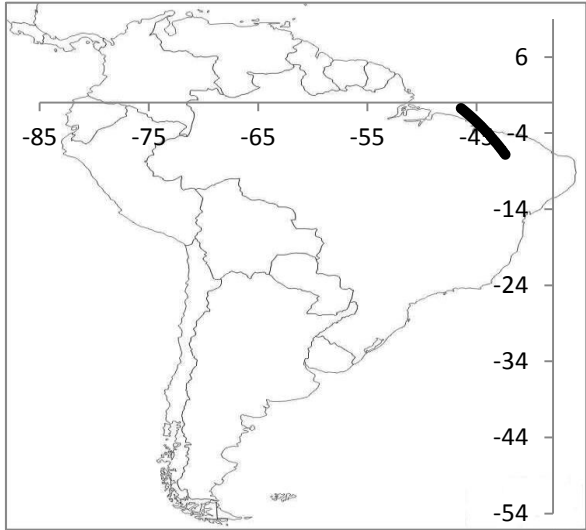
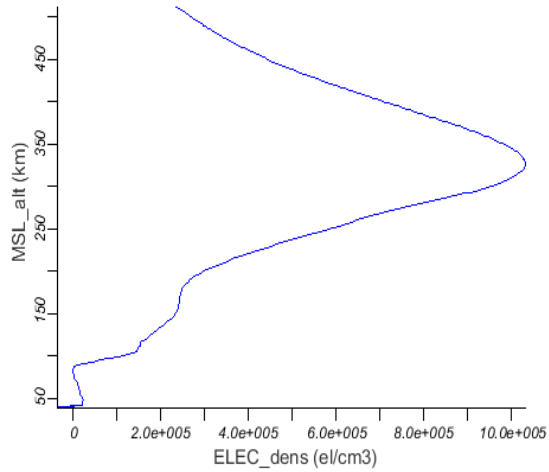




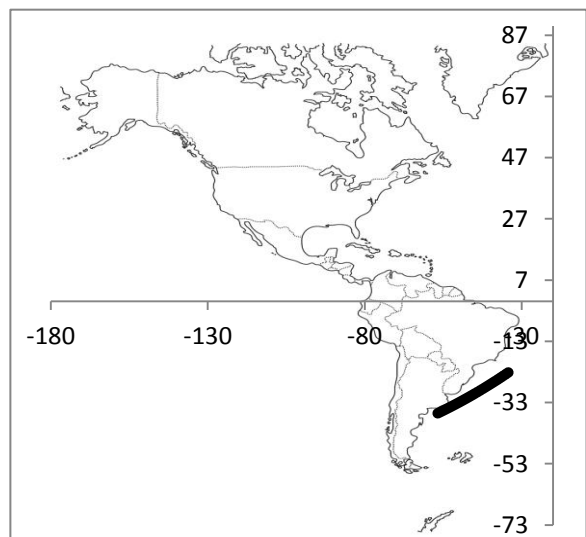
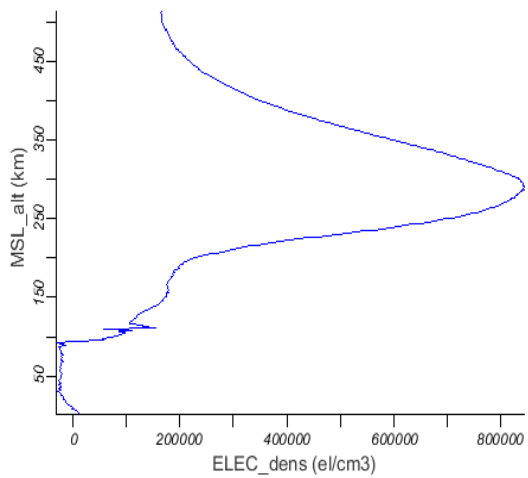
ionPrf_C002.2007.030.16.26.G02_2013.3520_nc
Electron density

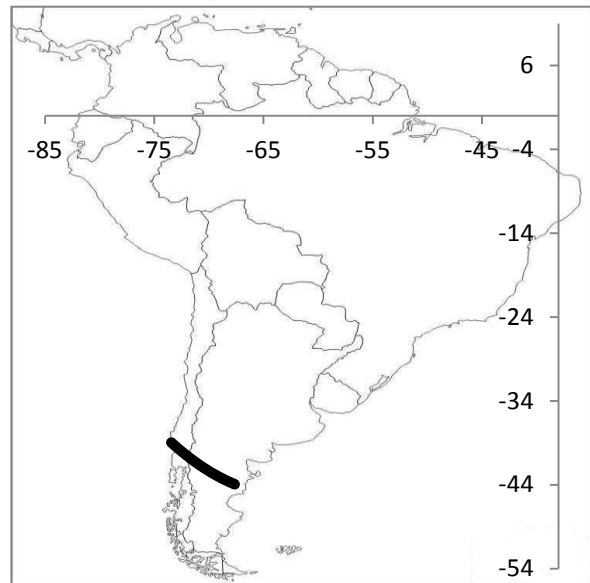
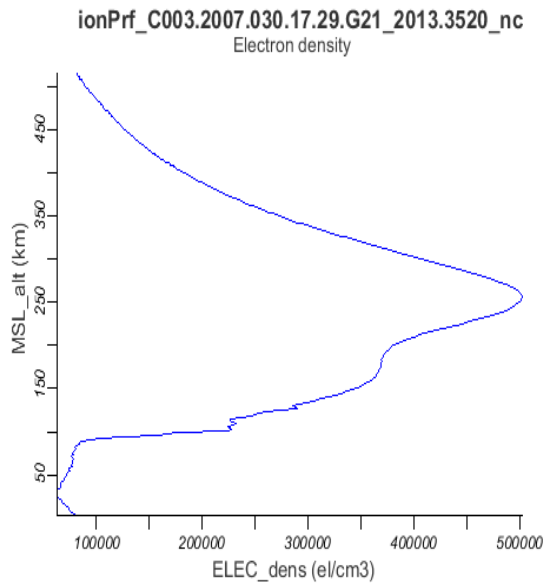


ionPrf_C004.2007.030.17.07.G20_2013.3520_nc
Electron density



ionPrf_C004.2007.030.17.11.G03_2013.3520_nc
Electron density





6.2 Relaciones y métodos propuestos

En las siguientes secciones se plantean relaciones y métodos de cálculos encontrados durante el estudio del método de cálculo de perfiles atmosféricos de radio ocultación basado en la óptica geométrica. El empleo de este método y de los propuestos requieren un estudio más profundo que el necesario para esta tesis, de modo que se los plantea como propuestas para un estudio posterior.

6.2.1. Introducción

La figura 6.3 indica los parámetros geométricos que se usan para el cálculo del índice de refracción a partir de los observables GPS en una ocultación atmosférica. La señal emitida por el satélite GPS es recibida por un satélite LEO. Los vectores posición y velocidades son obtenidos de las efemérides de los satélites. El receptor GPS en el satélite LEO permite medir la diferencia de fase entre la partida de la señal del GPS hasta ser recibida por el LEO.

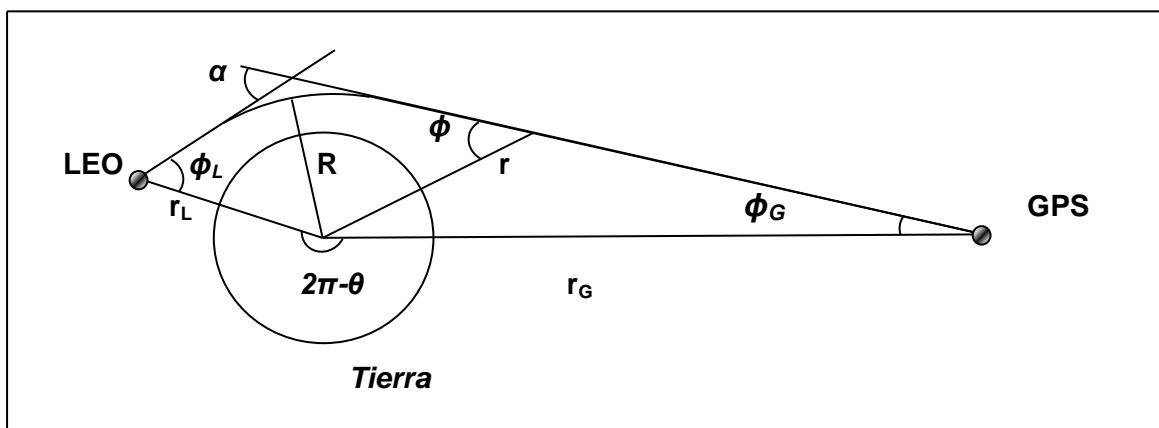


Figura 6.3: Parámetros geométricos en una ocultación GPS

El método convencional de cálculo consiste en lo siguiente:

Se llama exceso de fase a la diferencia entre la diferencia de fase al ir la señal por la trayectoria real y la que correspondería si esta fuera en línea recta entre los satélites. En términos del enfoque de la aproximación de OG se puede escribir:

$$\Delta F = k_T \left(\int_{r_G}^{r_L} n \, dl - r_{GL} \right) = \text{Valor Estacionario} \quad (6.1)$$

donde k_T es el número de onda correspondiente a señal GPS.

Derivando respecto al tiempo resulta:

$$\frac{d(\Delta F)}{dt} = k_T [\vec{v}_L \cdot \hat{T}_L - \vec{v}_G \cdot \hat{T}_G - (\vec{v}_L \cdot \hat{r}_{GL} - \vec{v}_G \cdot \hat{r}_{GL})] \quad (6.2)$$

Descomponiendo las velocidades de los satélites en las componentes radial y tangencial a la curva resulta:

$$\frac{d(\Delta F)}{dt} = k_T [v_G^t \sin \phi_G - v_L^t \sin \phi_L + v_G^r \cos \phi_G + v_L^r \cos \phi_L - (\vec{v}_L \cdot \hat{r}_{GL} - \vec{v}_G \cdot \hat{r}_{GL})] \quad (6.3)$$

Esta ecuación junto a las ecuaciones geométricas

$$\alpha = \varphi + \phi_G + \phi_L - \pi \quad (6.4)$$

$$a = r_G \sin \phi_G = r_L \sin \phi_L \quad (6.5)$$

permiten determinar el ángulo de desviación “ α ” del rayo en función del parámetro de impacto “ a ” y luego usar la conocida ecuación obtenida a partir de la transformada de Abel para determinar el índice de refracción:

$$\ln n(R) = \int_a^\infty \frac{1}{\pi \sqrt{a'^2 - a^2}} \alpha(a') da' \quad (6.6)$$

6.2.2 Método alternativo para el cálculo de parámetros geométricos

Se presenta una sencilla modificación al método de inversión fundado en la óptica geométrica para el cálculo de perfiles del índice de refracción atmosférico. La variante presentada aquí, basada en los mismos postulados que el método estándar, permite el cálculo de los parámetros geométricos involucrados en una medición de radio ocultación de manera más simple. Se exponen cuidadosamente los detalles físicos y matemáticos del método propuesto, y se analiza además su posibilidad de empleo.

La alternativa que se presenta mantiene los mismos postulados que el método convencional basado en la óptica geométrica, es decir, considerar una atmósfera con simetría esférica, la propagación de la señal se estudia como un rayo; este se encuentra en el plano que contiene a los satélites GPS y LEO y al centro de la tierra; los satélites suficientemente alejados de la Tierra de modo

que el índice de refracción en el lugar que ellos ocupan es el igual en valor al índice de refracción del espacio vacío.

De este modo las ecuaciones (6.4), (6.5) y (6.6) se mantienen intactas y aquí se sustituye la ecuación (6.3) por una mucho más simple como se verá a continuación.

La diferencia de fase medida en el LEO de acuerdo al formulismo de Fermat de la óptica geométrica resulta:

$$F = k_T \int_{r_G}^{r_L} n \, dl = \text{Valor Estacionario} \quad (6.7)$$

Considerando el problema en un plano y tomando a θ como variable independiente se puede escribir

$$F = k_T \int_{\theta_G}^{\theta_L} n(r) \sqrt{r'^2 + r^2} \, d\theta \quad (6.8)$$

donde r' es la derivada de r respecto de θ y $n(r)$ corresponde a la solución de la ecuación de Euler del problema de valor estacionario

$$\int_{p_1}^{p_2} n \, dl = \text{Valor Estacionario} \quad (6.9)$$

Donde n es el índice de refracción y dl es el diferencial de camino del rayo. Dicha solución es

$$\frac{n(r)r^2}{\sqrt{r'^2 + r^2}} = k = \text{cte} = a \quad (6.10)$$

Combinando la ecuación (6.8) con esta última resulta

$$F = k_T a \int_{\theta_G}^{\theta_L} \frac{r'^2 + r^2}{r^2} \, d\theta \quad (6.11)$$

La diferencia de fase F , dada la simetría esférica, depende de la separación angular θ de los satélites. Derivando respecto de θ la ecuación (6.11) y considerando el teorema fundamental del cálculo integral se obtiene:

$$\frac{dF}{d\theta} = k_T a \frac{r'_L + r_L^2}{r_L^2} \quad (6.12)$$

donde r'_L es la derivada del módulo del vector posición del rayo respecto de θ en la posición del satélite LEO.

Ahora, considerando la relación general que hay entre la coordenada radial r , la angular θ y el ángulo ϕ entre la tangente al rayo y el radio vector (ecuación 4.13):

$$r' = -\frac{r}{\tan\phi} \quad (6.13)$$

Y combinándola con las ecuaciones (6.5) y (6.12) resulta:

$$\frac{dF}{d\theta} = k_T a \frac{1 + \tan^2 \phi_L}{\tan^2 \phi_L} = k_T \frac{r_L^2}{a} \quad (6.14)$$

6.2.2.1 Conclusión

La simplicidad de la ecuación (6.14) frente a la ecuación (6.3) es evidente. La posibilidad de empleo de (6.14) también es evidente; para el uso de (6.3) es necesario el conocimiento de la diferencia de fase F , de los vectores posición y velocidades en los instantes en que F es medida. Con estos datos se pueden calcular las separaciones angulares θ y evaluar la derivada de la ecuación (6.12) sin inconvenientes. De modo que a partir de (6.14) se obtiene directamente el parámetro de impacto y luego con las ecuaciones (6.4) y (6.5) se obtiene el ángulo de desviación del rayo y así finalmente con la ecuación (6.6) obtener el índice de refracción a la distancia $R = a/n(R)$.

6.2.3 Método alternativo para el cálculo del índice de refracción

Para la región de la ionósfera donde la señal GPS se desvía poco comparado con lo que ocurre en la estratósfera se estudia una aproximación para el cálculo del índice de refracción, con el objetivo de hacer más simple el cálculo comparado con el uso de la transformada de Abel.

La figura 6.4 indica los parámetros geométricos que se usan para aproximar el valor de la distancia mínima R del rayo al centro de la tierra. Esta distancia se toma como el valor medio de las longitudes de los segmentos OA y OB , y como cota de error ΔR para esta aproximación se toma como la mitad de la longitud del segmento AB . De esta manera resultan:

$$R = r_L \cos \varepsilon + \frac{r_L}{2} \sin \varepsilon \tan \frac{\alpha}{2} \quad (6.15)$$

$$\Delta R = \frac{r_L}{2} \sin \varepsilon \tan \frac{\alpha}{2} \quad (6.16)$$

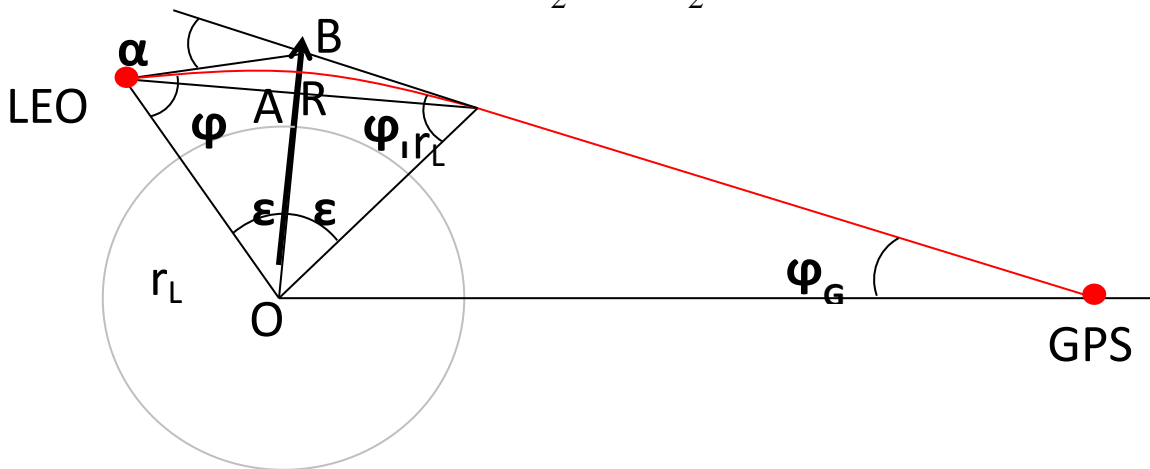


Figura 6.4: Geometría de una ocultación

Ahora se usa nuevamente la solución del problema de valor estacionario dada por la ecuación (6.10). Este problema variacional no es de fronteras fijas, ya que los satélites se encuentran en movimiento. Por lo tanto, para las fronteras hay que tener en cuenta las condiciones de transversalidad del cálculo variacional, que para el caso resultan:

$$r'_G = -\Theta'_G r_G^2 \quad (6.17)$$

$$r'_L = -\Theta'_L r_L^2 \quad (6.18)$$

Las cantidades Θ'_G y Θ'_L son las razones de cambio del ángulo θ (en el plano del rayo de la señal GPS) respecto de la posición r , para cada satélite respectivamente. Estas derivadas deben computarse sólo debido al movimiento de los satélites. Combinando estas ecuaciones con la (6.10) y teniendo en cuenta que el índice de refracción en la posición de los satélites son iguales a la unidad, se puede calcular la constante de la ecuación (6.10):

$$k = \frac{r_L^2}{\sqrt{r_L'^2 + r_L^2}} = \frac{r_G^2}{\sqrt{r_G'^2 + r_G^2}} = cte = a \quad (6.19)$$

Para la posición R de máxima cercanía del rayo, se tiene que $r'=0$, por lo tanto, el índice de refracción a esta distancia resulta:

$$n(R) = \frac{k}{R} \quad (6.19)$$

Lo simple de estas ecuaciones comparadas con el procedimiento de usar la ecuación (6.6) es evidente.

Ahora se analiza la posibilidad de empleo de la aproximación propuesta. El error en la posición donde se calcula el índice de refracción, en la dirección vertical, con el método de inversión basado en la óptica geométrica resumido en la introducción aumenta con la altura, de tal manera que es de unos 0,4 km cerca de la superficie de la tierra (baja tropósfera) y aproximadamente de 1,5 km en la alta atmósfera.

Teniendo en cuenta que un satélite LEO se encuentra a unos 800 km de altura (el satélite Microlab 1 que lleva el experimento GPS/MET tiene esta altura) y un GPS a 20200 km, el ángulo ε es menor a 60° . Para que el error dado por la ecuación (6.17) sea de unos 0,4 km el ángulo de desviación del rayo debería ser según (6.17) de $0,015^\circ$ aproximadamente. Esto significa que para una desviación del rayo de $0,015^\circ$, el error de la distancia R por la dada en la ecuación (6.16) sería de unos 0,4 km.

En la figura 6.3 se muestran datos experimentales de cómo varía el ángulo de desviación del rayo con la altura. Se observa que para una altura de unos 50 km el ángulo de desviación es menor que $0,01^\circ$. A estas alturas el error tal como se lo define en el método de inversión OG se hace mayor que 0,4 km, y el dado por la ecuación (6.17) se hace menor, por ser tanto ε como α menores que en los cálculos anteriores. De modo que a alturas mayores a 50 km el método propuesto es una aproximación conveniente ya que la incerteza

de R dada por la ecuación (6.16) se hace más chica que el error aceptado para la aproximación OG.

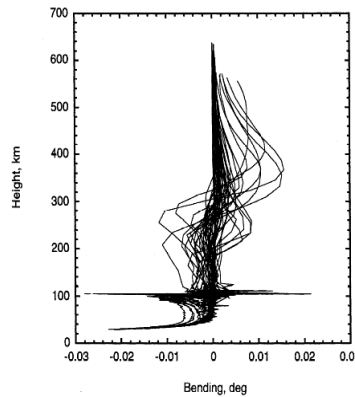


Figura 6.5: Datos experimentales del ángulo de desviación del rayo en relación con la altura (Kursinski et al., 1997).

6.2.3.1 Conclusión

Entonces como el error aceptado generalmente para la posición del perigeo (Capítulo 5) es mayor a medida que aumenta la altura de este, para la ionosfera sería suficiente tomar como R el dado por la ecuación (6.16) ya que la incerteza definida por (6.17) se haría pequeña frente al mencionado error.

Este procedimiento se hizo para que fuera independiente del visto en el apartado 6.2. Si no se quiere abordar el problema de evaluar numéricamente las funciones Θ'_G y Θ'_L usando los datos de las efemérides de los satélites, se pueden combinar las ecuaciones (6.4), (6.5), (6.14) y (6.19) para tener un método de cálculo mucho más sencillo comparado con el visto en el capítulo 4.

6.2.4 Geometría entre las posiciones de los satélites

Aquí se muestran relaciones geométricas entre las posiciones de los satélites sin tener en cuenta la atmósfera terrestre; es decir, sólo la geometría y no la física del problema. Se muestran los intervalos angulares entre los que se considera un problema de radio-ocultamiento propiamente dicho, los vectores posición de los satélites considerando movimiento circunferencial uniforme y otras relaciones geométricas.

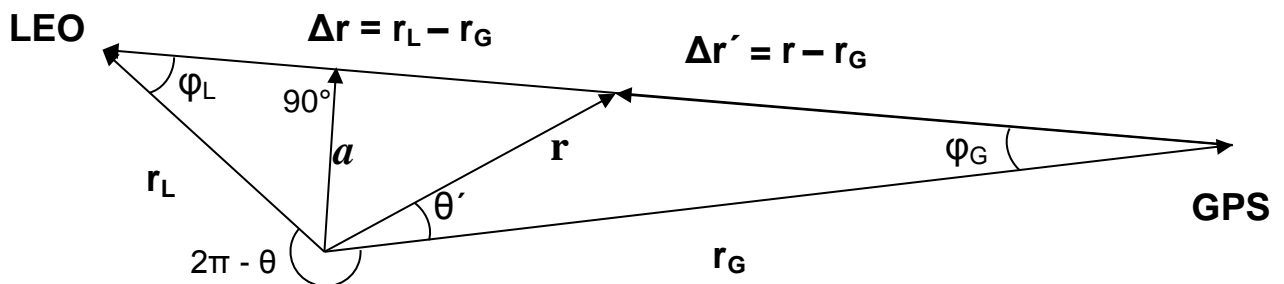


Figura 6.6: Geometría entre las posiciones de los satélites.

De la Figura 6.4 pueden obtenerse las siguientes relaciones, haciendo uso de los teoremas trigonométricos:

$$\cos \theta = \frac{r_L r_G}{r_L r_G} \quad (6.20)$$

$$(\Delta r)^2 = r_L^2 + r_G^2 - 2r_L r_G \cos \theta \quad (6.21)$$

$$\frac{\Delta r}{\sin \theta} = \frac{r_L}{\sin \varphi_G} = \frac{r_G}{\sin \varphi_L} = \frac{r_L r_G}{a} \quad (6.22)$$

Si la propagación de la señal GPS fuera en el vacío, a sería el parámetro de impacto. El vector \mathbf{a} está dado por:

$$\mathbf{a} = \mathbf{r}_L - r_L \cos \varphi_L \frac{\Delta \mathbf{r}}{\Delta r} \quad (6.23)$$

Como se mencionó oportunamente, se calcula el índice de refracción en el punto de la trayectoria de la señal que está más cerca de la Tierra. Si la señal se propagase en el vacío, este vector \mathbf{a} daría la ubicación donde se calcula el índice de refracción.

Derivando (6.21) y usando (6.22) resulta:

$$\frac{d(\Delta r)}{d\theta} = \frac{r_L r_G}{\Delta r} \sin \theta = a \quad (6.24)$$

Por lo que, en el vacío, la derivada total de la separación entre los satélites respecto al ángulo entre sus vectores posiciones, sería igual simplemente al parámetro de impacto.

6.2.5 Ángulos entre satélites en una ocultación

En radio ocultación sólo interesa calcular perfiles cuya altura máxima es la altura desde Tierra a la que se encuentran los satélites LEO. Esto restringe el problema de la ocultación para considerar los pares LEO-GPS cuando los ángulos entre sus vectores posiciones son mayores que un valor particular. Este ángulo se puede obtener observando que en la figura 6.4 el vector \mathbf{r}_L y \mathbf{a} coinciden:

$$\cos \theta_{min} = \frac{r_L}{r_G} = \frac{\mathbf{r}_L \cdot \mathbf{r}_G}{r_L r_G} \quad (6.25)$$

o de forma equivalente, cuando el producto escalar entre los vectores posición de los satélites cumple con:

$$\mathbf{r}_L \cdot \mathbf{r}_G \leq r_L^2 \quad (6.26)$$

A medida que el ángulo θ crece, la señal será interrumpida por la superficie terrestre. En el vacío, el ángulo máximo resulta aquel para el cual, en la figura 6.4, el módulo del vector \mathbf{a} coincide con el valor del radio terrestre R_T :

$$\cos \theta_{max} = \frac{R_T^2}{r_L r_G} - \sqrt{\left(1 - \frac{R_T^2}{r_L^2}\right) \left(1 - \frac{R_T^2}{r_G^2}\right)} \quad (6.27)$$

o de forma equivalente, cuando el producto escalar entre los vectores posición de los satélites cumple con:

$$R_T^2 - \sqrt{(r_L^2 - R_T^2)(r_G^2 - R_T^2)} \leq \mathbf{r}_L \cdot \mathbf{r}_G \quad (6.28)$$

Generalizando, para estudiar la ocultación de la señal GPS cuyos perfiles se encuentren entre dos distancias R_1 y R_2 ($R_1 < R_2$) al centro de la Tierra, el producto escalar entre los vectores posición de los satélites debe cumplir con:

$$R_1^2 - \sqrt{(r_L^2 - R_1^2)(r_G^2 - R_1^2)} \leq \mathbf{r}_L \cdot \mathbf{r}_G \leq R_2^2 - \sqrt{(r_L^2 - R_2^2)(r_G^2 - R_2^2)} \quad (6.29)$$

6.2.6 Posición de los satélites como función del tiempo

Como se vio en capítulo 5, las posiciones de los satélites se conocen con una determinada frecuencia. Las frecuencias de las posiciones de los satélites LEO y GPS no coinciden entre sí, ni tampoco coincide con la frecuencia de los observables. Por ello es necesario interpolar para conocer las posiciones intermedias en función del tiempo. Ahora, por ejemplo, se supondrá que los satélites se mueven con movimiento circunferencial uniforme, al menos entre un par de posiciones conocidas \mathbf{r}_f (en el instante t_f) y \mathbf{r}_i (en el instante t_i).

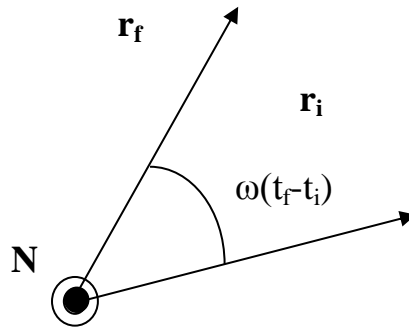


Figura 6.7: Vectores posición de un satélite y vector Normal.

Tomando como referencia un vector posición inicial \mathbf{r}_i (en el instante t_i), el vector posición \mathbf{r} (en el instante t) se puede escribir como suma de componentes paralelas y normales a \mathbf{r}_i :

$$\mathbf{r} = \cos(\omega \Delta t) \mathbf{r}_i + \sin(\omega \Delta t) \frac{\mathbf{N} \cdot \mathbf{r}_i}{N} \quad (6.30)$$

$$\mathbf{N} = \mathbf{r}_i \times \mathbf{r}_f$$

$$N = r_i r_f \sin[\omega(t_f - t_i)]$$

$$\Delta t = t - t_i$$

La velocidad angular ω del satélite puede ser conocida.

Derivando (6.30) respecto del tiempo tendremos la velocidad del satélite:

$$\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}}{dt} = -\omega \sin(\omega\Delta t) \mathbf{r}_i + \omega \cos(\omega\Delta t) \frac{N \cdot \mathbf{r}_i}{N} \quad (6.31)$$

Con estos resultados se interpolan las velocidades y las posiciones de los satélites LEO y GPS.

6.2.7 Ubicación de los perfiles

En el plano formado por los vectores posición de los satélites LEO (\mathbf{r}_L) y GPS (\mathbf{r}_G) se propaga la señal electromagnética. Como se hizo en el apartado 6.2.3, se calculará la distancia mínima R del rayo la señal al centro de la Tierra, en forma aproximada, pero válida para la región ionosférica, como se justificó en el mismo apartado.

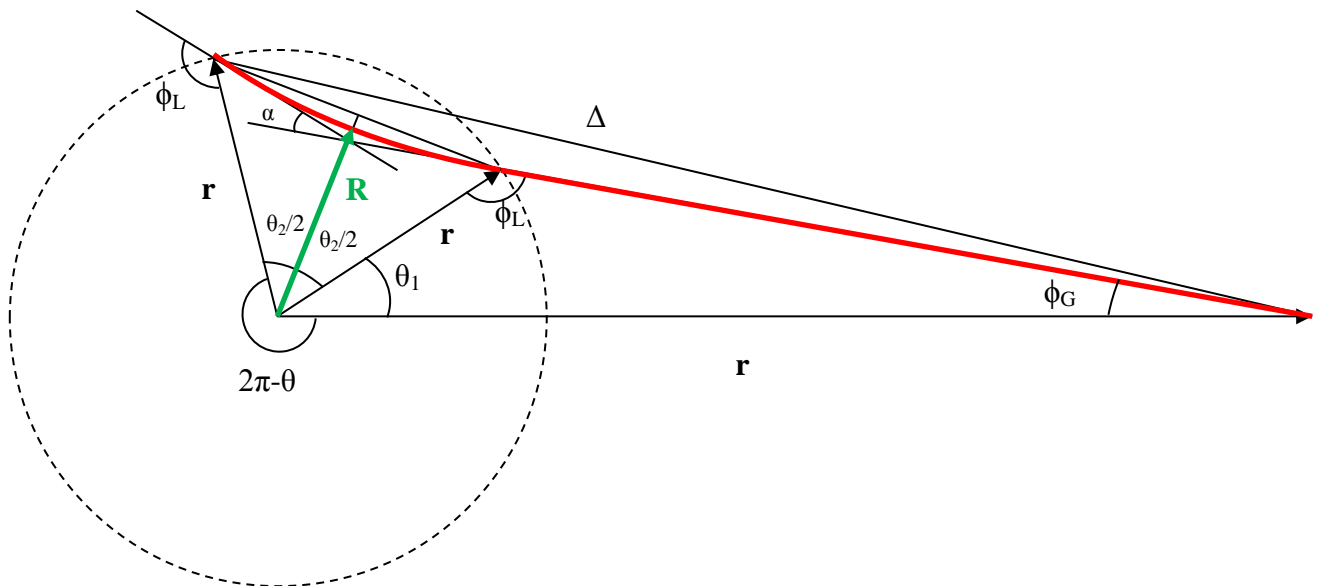


Figura 6.8 Geometría de una ocultación. Se muestra la trayectoria de la señal y se indica el vector posición del punto más cercano del rayo a la Tierra.

En la figura 6.6 se muestra una geometría diferente a la de la figura 6.2, y seguramente más adecuada a la región ionosférica, ya que en ella el índice de refracción es menor que uno.

De la figura 6.6 se deducen las relaciones siguientes:

$$\theta_1 + \varphi_L + \varphi_G = \pi \quad (6.32)$$

$$\theta = \theta_1 + \theta_2 \quad (6.33)$$

$$R_{max} = r_L \cos\left(\frac{\theta_2}{2}\right) \quad (6.34)$$

$$R_{min} = r_L \frac{\sin(\pi - \varphi_L)}{\sin\left(\pi - \frac{\theta_2}{2} - \pi + \varphi_L\right)} = r_L \frac{\sin(\varphi_L)}{\sin\left(\varphi_L - \frac{\theta_2}{2}\right)} \quad (6.35)$$

$$R = \frac{R_{max} + R_{min}}{2} = \frac{r_L}{2} \left[\cos\left(\frac{\theta_2}{2}\right) + \frac{\sin(\varphi_L)}{\sin\left(\varphi_L - \frac{\theta_2}{2}\right)} \right] \quad (6.36)$$

La ecuación (6.36) permite calcular aproximadamente la distancia R al centro de la Tierra del lugar donde se calcula el índice de refracción con los métodos estudiados. Para ubicar geográficamente dicho lugar se debe primero determinar el vector R, con ayuda de la figura 6.7:



Figura 6.9: Descomposición del vector R en las direcciones de r_L y r_G .

Se pueden escribir:

$$\frac{R_L}{\sin\left(\theta - \frac{\theta_2}{2}\right)} = \frac{R}{\sin(\theta)} \quad (6.37)$$

$$\frac{R_G}{\sin\left(\frac{\theta_2}{2}\right)} = \frac{R}{\sin(\theta)} \quad (6.38)$$

$$\mathbf{R} = R_L \frac{\mathbf{r}_L}{r_L} + R_G \frac{\mathbf{r}_G}{r_G} \quad (6.39)$$

Evidentemente los perfiles de índice de refracción y densidad electrónica obtenidos por los métodos estudiados no corresponden a una vertical específica sobre alguna ubicación geográfica. Esto se debe a que, como los vectores posición de los satélites cambian con el tiempo; entonces el plano de

propagación de la señal cambia con el tiempo, y por lo tanto, el vector \mathbf{R} cambia de dirección y magnitud en el tiempo.

6.3 Discusiones

Como se dijo en la sección 6.1, sólo se eligieron algunos perfiles como ejemplos de lo que se puede obtener con la técnica de radio ocultación. Allí se mostraron unos 22 perfiles correspondientes a la región sudamericana y las zonas oceánicas adyacentes. Para el día 30 de enero de 2007 se pueden obtener de la base de datos del proyecto COSMIC unos 2794 perfiles de densidad de electrones alrededor de todo el mundo, tanto en los continentes como en los mares y océanos (estos perfiles corresponden tanto al satélite alemán CHAMP como a 5 satélites COSMIC). De estos perfiles 271 corresponden a Sudamérica y los mares adyacentes.

Para llegar a obtener los perfiles de la zona sudamericana se debió analizar la posición de los satélites LEO y GPS y usar las relaciones de la sección 6.2.5, la ubicación en coordenadas geográficas de Sudamérica y un algoritmo para seleccionar el momento para que cada satélite LEO registre una ocultación en la región de interés.

Por otro lado, se cree preciso mencionar que aplicando el algoritmo mencionado en el párrafo anterior para el satélite SAC C no se encontró condiciones de ocultaciones como obviamente sí se encontraron para los satélites CHAMP y COSMIC. En el caso del SAC C los ángulos entre los vectores posición del LEO y de los GPS (cuando el LEO registraba la señal del GPS, obviamente) resultaron menores que el necesario para que haya una ocultación, según la sección 6.2.5. Además cabe aclarar que no se encontraron perfiles de densidad electrónica publicados en las bases de datos que se mencionaron en este trabajo.

Además, a la hora de aplicar el método de radio ocultamiento basado en la óptica geométrica, resultó que aparecían con frecuencia dos o cuatro soluciones para los parámetros geométricos y no se pudo al momento descartar una u otra solución. En principio se pensó en aproximar el movimiento de los satélites como circunferencial y uniforme. Con esto se logra tener una ecuación de segundo grado en vez de cuarto grado, pero con frecuencia (para la mayor parte de los perfiles) no se encontraron soluciones reales a dicha ecuación. Resolver estos problemas requiere un estudio más a fondo y durante más tiempo, incluso la incorporación de otras técnicas de radio ocultación basadas en óptica física. Quizás la técnica estudiada en este trabajo deja de ser aplicable en ciertas circunstancias.

Durante este trabajo no se contó con un software especializado para el tema, con el cual se puedan procesar y analizar gran cantidad de información. Los cálculos de prueba se hicieron con planillas de cálculo y para leer y procesar los archivos NetCDF y cálculos complejos (como resolver las ecuaciones de cuarto grado), se usó Matlab.

6.4 Conclusiones y perspectivas

Como se vio, las técnicas de radio ocultaciones satelitales son poderosas para el estudio de la atmósfera terrestre. Brindan información de todo el perfil ionosférico a diferencia de las técnicas de radares y determinan la densidad de electrones en función de la altura (perfil) a diferencia la información recogida por receptores GPS en tierra, que determinan el contenido electrónico total y no el perfil.

La radio ocultación GPS permite obtener información global del estado atmosférico e ionosférico en particular, tanto en tierra como en mar, en todas las latitudes y longitudes (dependiendo de la cantidad de satélites LEO disponibles).

Como perspectiva de este trabajo se quiere mencionar:

- a) El uso de los datos provistos por las bases de datos mencionadas y otras para el estudio de fenómenos ionosféricos concretos.
- b) El uso de estos datos para el estudio global de la variabilidad de la ionósfera con particular énfasis en la región ecuatorial sudamericana.
- c) El estudio e implementación de las relaciones propuestas en las secciones anteriores.
- d) El estudio y desarrollo de un software específico que permita el manejo de datos rinex y NetCDF de modo que se puedan obtener perfiles en la ubicación e intervalo temporal específicos y presentarlos de manera adecuada.
- e) El estudio y desarrollo de un software específico que permita el manejo de datos rinex y NetCDF de modo que se puedan obtener perfiles en la ubicación e intervalo temporal específicos y presentarlos de manera adecuada, usando técnicas propuestas y contrastarlas con técnicas conocidas y con los perfiles publicados en bases de datos.

Bibliografía

Anderson D., Fuller-Rowell T., (1999), The Ionosphere, Space Environment Center (U.S.)

Bekefi, G., (1966). Radiation Processes in plasmas. Wiley, New York.

Bittencourt, J.A., (1986). Fundamental of plasma Physics. Pergamon, Oxford.

Born and Wolf, (1993). *Principles of Optics*, 6th ed., Pergamon Press, Oxford, England,

Budden, K. G.,(1961). Radio Waves in the Ionosphere. Cambridge University Press, New York.

Chen, F.F., (1984).Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. Plenum, New York.

Clemmow, P.C. and Dougherty, J.P., (1969). Electrodynamics of Particles and Plasmas, Adison-Wesley, USA.

Davies, K., (1969). Ionospheric Radio Waves. Blaisdell Publishing Company, Massachusetts.

De Haro Barbás, Blas, (2008). “Modelo ionosférico semi-empírico para medias y bajas latitudes del hemisferio sur a partir de observaciones GPS y su aplicación a la anomalía del atlántico sur” Tesis de doctorado, Facultad de Ciencias Exactas y Tecnología, Universidad Nacional de Tucumán.

Denisse, J. y Delcroix, J. (1968). Teoría de las Ondas en Plasmas, Ed. Alambra, Madrid.

Elsgolts, L. (1969). Ecuaciones Diferenciales y Cálculo Variacional. Ed. MIR, Moscú.

Fjeldbo, et al., (1971).The neutral atmosphere of Venus as studied with the Mariner V radio occultation experiments, *The Astronomical Journal*, 76, 123-140.

HOFMANN, B. – WELLENHOF et al., (1994). GPS, Theory and Practice. Springer-Verlag. Wien, New York,

Jackson, J. D., (1980). Classical Electrodynamics. John Wiley and Sons, Inc., Berkeley.

JAKOWSKI, N., A. WEHRENPENNIG, S. HEISE, CH. REIGBER, H. LÜHR, L. GRUNWALDT and T. MEEHAN, (2002a). GPS Radio Occultation Measurements of the Ionosphere from CHAMP: Early Results, *Geophys. Res. Lett.*, 29 (10), 10.1029/2001GL014364.

JAKOWSKI, N., K. TSYBULYA, S.M. STANKOV and A. WEHRENFENNIG (2004a). About the potential of GPS radio occultation measurements for exploring the ionosphere, in *Proceedings of the Second CHAMP Science Meeting*, 1-4 September 2003, GFZ Potsdam.

Kazimirovsky E. , M. Herraiz, and B. D. la Morena, (2003). Effects on the ionosphere due to phenomena occurring below it. *Survey in Geophysics*, 24:139–184.

J.E.N., (1982). Física del plasma. Aplicaciones Fundamentales. Anales del III Curso Interuniversitario de Física del Plasma, Madrid.

KLEUSBERG, A.; TEUNISEEN, P., (1996). GPS for Geodesy. Springer-Verlag. Wien, New York.

Krall N. and Trivelpiece, A., (1973). Principles of Plasma Physics, McGraw-Hill, New York.

Kursinski et al., (1997). Observing Earth's atmosphere with radio occultation measurements using GPS, *J. Geophys. Res.*, 102, 23, 429-23, 465.

LEICK, ALFRED, (1990). GPS Satellite Surveying. New York: John Wiley & Sons:

L. Zou, H. Rishbeth, I. Muller-Wodarg, A. Aylward, G. Millward, T. Fuller-Rowell, D. Idenden, and R. Moffett, (2000). Annual and semianual variations in the ionospheric F2- layer. i. modelling. *Annals of geophysicae*, 18:927–944.

M. Zhang, J. Shi, X. Wang, and S. Radicella, (2004). Ionospheric variability at low latitude station: Hainan, China. *Advances in space research*, 34:1860–1868.

Northrop, T.G., (1963). The Adiabatic Motion of Charged Particles. Interscience, New York.

Pacholczyk A. G., (1979), Procesos No Térmicos en Fuentes Galácticas y Extragalácticas.

PARKINSON, B.; SPILKER Jr., J., (1995). Global Positioning System: Theory and Applications Volume I. Associate Editor University of Colorado, Associate Editor Stanford University,

Picquenard A., (1974). Radio Wave Propagation, 99 Edition, Wiley & Sons.

Pulinets S. and Boyachuk K., (2005). Ionospheric precursors of earthquakes. Springer,

Pulinets S., Boyarchuk, V. Khagai, and A. Lomonosov, (1998). The atmospheric electric field as a source of variability in the ionosphere. *Conferences and Symposia*, pages 515–522.

Pulinets S. V. Depuev, A. Karpachev, S. Radicella, and N. Danilkin, (2002). Recent advances in topside profile modeling. *Advances in Space Research*, 29(6):815–823.

Pulinetz, S. and Boyarchuk, K., (2004). *Ionospheric Precursors of Earthquakes*. Springer Verlag.

P. Wilkinson, (2004). Ionospheric variability and the international reference ionosphere. *Advances in space research*, 34:1853–1859.

Ractcliffe, J. A., (1959). *The Magneto-ionic Theory and its Applications to the Ionosphere*. Cambridge University Press, Great Britain.

Rios, V.H., (2007). Métodos de inversión para obtener perfiles atmosféricos mediante radio-ocultaciones, trabajo inédito.

Rishbeth H., (1998). How the thermospheric circulation affects the ionospheric F2-layer. *Journal of atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 60:1385–1402.

Rishbeth H, I. Muller-Wodarg, L. Zou, T. Fuller-Rowell, G. Millward, R. Moffett, D. Idenden, and A. Aylward, (2000). Annual and semianual variations in the ionospheric F2-layer: II. physical discussion. *Annals of geophysicae*, 18:945–956.

Rishbeth H., (2006). F region links with the lower atmosphere? *Journal of atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 68:469–478.

Rodger A. and Jarvis M., (2000). Ionospheric research 50 years ago, today and tomorrow. *Journal of atmospheric and solar terrestrial physics*, 62:1629–1645.

Rocken et al., (1998). Analysis and validation of GPS / MET data in the neutral atmosphere, *Journal of Geophysical Research*, 102, 29, 849-29, 866, 1997 Syndergaard,

Schunk R. W., Nagy A. F., (2000). *Ionospheres. Physics, Plasma physics and Chemistry*. Cambridge University Press.

SEEBER, Gunter, (1993). *Satellite Geodesy: Foundations, Methods and Applications*, Berlin-New York:

Walter de Gruyter, Shastri S, Aggarwal S., and N. Sethi, (1996). Performance of IRI model predictions of F-region for Indian latitudes. *Advances in space research*, 18:(6)41–(6)44.

STEINER A. K., (1998). High resolution sounding of key climate variables using the radio occultation technique, PhD Thesis, IMG/UoG, University of Graz, Austria,

Szuszczewicz, M. Lester, P. Wilkinson, P. Blanchard, M. Abdu, R. Hanbaba, K. Igarashi, S. Pulinets, and B. Reddy, (1998). A comparative study of global

ionospheric responses to intense magnetic storm conditions. *Journal of geophysical research*, 103(A6):11,665–11,684.

Taylor R. and Nagy A. *Ionospheres – Physics*, (2000). Plasma physics and Chemistry. Cambridge university press.

Tsagouri I, Belehaki A, Moraitis G, and Mavromichalaki H, (2000). Positive and negative ionospheric disturbances at middle latitudes during geomagnetic storms. *Geophysical Research Letters*, 27(21):3579–3582,

Uman, M., (1964). *Introduction to Plasma Physics*, McGraw-Hill Inc., New York.

Van Allen J.A., (1959), *Radiation Belts around the Earth*, Scientific American.

WANNINGER, L., (1993). Effects of the equatorial ionosphere on GPS. *GPS World*, 4(7), 48-54.

Ware et al., (1996). GPS sounding of the atmosphere from low Earth orbit: preliminary results, *Bull. of the American Meteorological Society*, 77, 19-40.

Yeh, K. H. et al. (1972). *Theory of Ionospheric Waves*. Academic Press, Inc, New York.