



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**

Posgrado en Ciencias de la Tierra

El Clima Espacial en México, el Caso de las Fulguraciones Solares.

**Tesis**

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
Maestro en Ciencias de la Tierra

PRESENTA:

**Elizandro Huipe Domratcheva**

TUTOR O TUTORES PRINCIPALES  
Escuela Nacional de Estudios Superiores unidad Morelia

Morelia, Michoacán, Mayo 2022



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

---

POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

EL CLIMA ESPACIAL EN MÉXICO, EL CASO DE LAS  
FULGURACIONES SOLARES.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

PRESENTA:

LIC. ELIZANDRO HUIPE DOMRATCHEVA

TUTOR:

DR. VÍCTOR HUGO DE LA LUZ RODRÍGUEZ  
ESCUELA NACIONAL DE ESTUDIOS SUPERIORES  
UNIDAD MORELIA

Morelia, Michoacán, Mayo 2022



*Dedicatoria ...*

*A mis padres que me han apoyado toda mi vida.*

*A todo lo que fui, soy y seré.*



# Agradecimientos

Este trabajo fue posible gracias al apoyo del proyecto CONACyT de Ciencia Básica 254497 y al proyecto UNAM PAPIIT TA101920.





# CÓDIGO DE ÉTICA

“Declaro conocer el Código de Ética de la Universidad Nacional Autónoma de México, plasmado en la Legislación Universitaria. Con base en las definiciones de integridad y honestidad ahí especificadas, aseguro mediante mi firma al calce que el presente trabajo es original y enteramente de mi autoría. Todas las citas de, o referencias a, las obras de otros autores aparecen debida y adecuadamente señaladas, así como acreditadas mediante los recursos editoriales convencionales”.

Elizandro Huipe Domratcheva

# Índice general

Agradecimientos	III
CÓDIGO DE ÉTICA	V
Resumen	XIII
Abstract	XV
<b>1 Introducción</b>	<b>1</b>
§1.1 Clima Espacial . . . . .	1
§1.2 Fulguraciones solares. . . . .	4
§1.2.1 Observaciones . . . . .	5
§1.2.2 Topología de una fulguración . . . . .	9
§1.2.3 Procesos de aceleración . . . . .	17
§1.2.4 Procesos de termalización . . . . .	20
§1.3 Ionósfera terrestre. . . . .	23
§1.3.1 Introducción . . . . .	23
§1.3.2 Estructura y composición . . . . .	24
§1.3.3 Mecanismos de ionización y recombinación . . . . .	30
§1.3.4 Propagación de ondas de Radio . . . . .	35
§1.3.5 Perturbación ionosférica por fulguraciones . . . . .	45
§1.4 Hipótesis . . . . .	49
§1.5 Objetivos . . . . .	49
§1.6 Estructura de la tesis . . . . .	49

<b>2</b>	<b>Datos de fulguraciones</b>	<b>51</b>
§2.1	Introducción . . . . .	51
§2.2	Registro Histórico del GOES . . . . .	51
§2.2.1	Descripción y Tratamiento de los datos . . . . .	53
§2.2.2	Distribución de los eventos . . . . .	55
<b>3</b>	<b>Modelo DRAP</b>	<b>61</b>
§3.1	Introducción . . . . .	61
§3.2	Mapas globales de la absorción de radio . . . . .	62
§3.2.1	Estimación del rango de afectación . . . . .	63
§3.2.2	Modelo de absorción para caso de SEPs en regiones polares . . . . .	66
§3.2.3	Estimación del tiempo de recuperación para flujo de rayos X . . . . .	67
§3.2.4	Tiempo de recuperación para eventos de SEP . . . . .	68
§3.2.5	Casos combinados . . . . .	68
§3.2.6	Comparación entre mapas replicados y mapas de la NOAA . . . . .	68
§3.3	Implementación del modelo en territorio mexicano . . . . .	71
§3.3.1	Zona económica exclusiva mexicana . . . . .	72
<b>4</b>	<b>Análisis estadístico de fulguraciones sobre México</b>	<b>75</b>
§4.1	Introducción . . . . .	75
§4.2	Estadísticas de la radio afectación en la ZEE . . . . .	76
§4.2.1	Estabilidad del modelo y niveles de retorno . . . . .	82
<b>5</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>85</b>
<b>A</b>	<b>Astrodinámica</b>	<b>89</b>
§A.0.1	Sistemas de coordenadas . . . . .	89
§A.0.2	Coordenadas geográficas . . . . .	90
§A.0.3	Coordenadas ecuatoriales . . . . .	90
§A.1	Movimiento aparente del Sol . . . . .	92
§A.1.1	Código de implementación de DRAP . . . . .	95
	Referencias . . . . .	100

# Índice de figuras

1.1	Diagrama de la emisión de distintos rangos de energía que indican las diferentes etapas de una fulguración. La prefase con duración de un par de minutos, la fase impulsiva con 3-10 minutos, la subfase de destello con 5-20 minutos de duración y la fase de termalización con duración de algunas horas. Figura obtenida de Benz (2017) . . . . .	8
1.2	Observación de la fulguración SOL2002-04-21 en una región activa observada en la línea Fe XII (195Å) por el satélite TRACE. Esta línea de emisión revela plasma a una temperatura de 1.5 MK que en este caso revela una configuración intensa y compleja de campo magnético (región activa). Figura obtenida de Benz (2017) . . . . .	9
1.3	Diagrama del modelo estándar de una fulguración. En este se observa un arco magnético coronal con plasma en donde ocurre una reconexión magnética lo que lleva a la aceleración de plasma y partículas y calentamiento del plasma. (Benz, 2017) . . . . .	11
1.4	Modelo de Sweet y Parker en 2D para intentar explicar las fulguraciones. En esta ilustración se ve el modelo definido por dominios magnéticos antiparalelos que se comprimen entre sí, formando una corriente en el centro y flujo de plasma que sale por los laterales. Figura obtenida de Janvier, Aulanier, y Démoulin (2015). . . . .	12
1.5	Modelo estándar de una estructura 3D de una fulguración interpretada de una fulguración eruptiva y de la inestabilidad de toroide. La región de hoja gris representa una QSL y las líneas segmentadas una curda de flujo. Figura obtenida de (Janvier y cols., 2015). . . . .	14

1.6 Ejemplo de la evolución de una fulguración. En la figura izquierda se observa el cambio de los arcos coronales. En el par de figuras de en medio se observa cómo se reduce el ángulo de corte. En el lado derecho se observa un listón o kernel, región asociada a las cuasiseparatrices en los modelos 3D. Figura obtenida de (Janvier y cols., 2015). . . . . 14

1.7 a),b) Modelación de una cuerda de flujo emergente que se distorciona por la presencia de campos superiores y la presión magnética que ejercen estos sobre la cuerda. c) La emergencia de campos subfotosféricos llevan a generar arcos que llevan corrientes, estos arcos están pintados de color rojo. En el Fondo se observa la corriente vertical en escala de grises. Algunas de estas líneas rojas llegan a ser paralelos a la LIP pintado con una línea azul. Esta simulación presenta estructuras de sigmoide que llegan a asemejarse a una observación presentada en el recuadro d). e),f) Se observa la modelación de una emergencia de tubo de flujo que se distorsiona por el movimiento fotosférico, formando sigmoides que también produce corrientes, representados en escala de grises. g) h) Otra modelación que forma sigmoides se compara con una observación. Figura obtenida de (Janvier y cols., 2015). . . . . 16

1.8 Perfil de densidad electrónica que muestra las regiones E,F y D como picos de densidad. Figura obtenida de (Budden, 1988) . . . . . 25

1.9 Concentraciones de las principales especies de acuerdo a la altura. Obtenido de (Davies, 1990) . . . . . 27

1.10 Perfiles de densidad de la capa D para distintos días a diferentes latitudes. Obtenido de Davies (1990). . . . . 29

1.11 Sección ionosférica de 1957 del meridiano 75<sup>o</sup> Oeste representado con isolinneas correspondientes a la frecuencia de plasma en MHz, en el eje horizontal inferior se encuentra representado la latitud geomagnética mientras que en la inferior es la latitud geográfica. Obtenido de Davies (1990). . . . . 30

1.12 Modelo de perfiles de densidad electrónica de acuerdo a la ley de Chapman. Figura obtenida de Budden (1988) . . . . . 33

1.13 Representación de un frente de onda plano infinito. En este diagrama podemos observar algunos parámetros que definen a una onda electromagnética y permiten entender cómo se relacionan entre sí. Figura obtenida de Schunk y Nagy (2009). . . . . 37

1.14 Superposición de dos ondas con diferente amplitud, como resultado vemos una onda compuesta por una envolvente que viaja a una velocidad de grupo  $v_g$  y un paquete de ondas que viaja con una velocidad de fase  $v_p$ . Figura obtenida de Schunk y Nagy (2009). . . . . 40

1.15 En este diagrama se traza con una línea la dirección que toma un frente de onda al viajar de un emisor y encontrarse con la ionósfera, en un caso cuando la emisión es vertical, puede ocurrir una reflexión total. En el caso en que la emisión es oblicua puede ocurrir una serie de refracciones, lo que permite a la onda regresar a Tierra. Adicionalmente se dibuja con una línea segmentada la trayectoria *virtual* que traza la onda de radio de acuerdo a los ángulos de emisión y recepción y la trayectoria real que lleva la onda. Figura obtenida de Davies (1990). . . . . 44

1.16 Potencia de una señal de radio que presenta un desvanecimiento, en este caso asociada a una fulguración. Figura obtenida de Davies (1990). . . . . 46

1.17 Amplitud afectada de un espectro de señales que son transmitidas de Hawaii a California asociada a una fulguración. Figura obtenida de Davies (1990). 47

2.1 Saturación de los canales XRS de GOES durante las tormentas de Halloween el 4 de noviembre de 2003. (Machol y Viereck, 2016) . . . . . 53

2.2 Distribución de las fulguraciones medidas desde 1975 realizada a partir de los datos de la NOAA. . . . . 54

2.3 Histograma de 100 cajas del flujo máximo de las fulguraciones registradas por GOES. El número de cuentas se encuentra en espacio lineal en el gráfico izquierdo y en el lado derecho es de espacio log10. . . . . 55

2.4	Función de supervivencia empírica de los 1000 eventos de fulguraciones más intensos y ajustes de la distribución en los conjuntos $S_1$ y $S_2$ . La curva azul es una distribución log-logarítmica que ajusta al rango de valores $S_1$ y la curva naranja es la distribución Pareto ajusta al rango de valores $S_2$ . Los valores de $\alpha$ de cada distribución están indicados en la leyenda. . . . .	57
3.1	Rangos de afectación de radiofrecuencias por 1dB debido al flujo de rayos X.	64
3.2	Implementación del modelo DRAP para un evento X1.25. Los colores de los puntos determinan la MAF en esa localización de acuerdo a su distancia al punto subsolar indicado con un punto amarillo. . . . .	65
3.3	Estructura de datos de un archivo del modelo DRAP, obtenido de ( <i>DRAP Model Validation:I. Scientific Report</i> , 2010) . . . . .	69
3.4	Implementación del modelo DRAP para un evento X4.5. Los colores de los puntos determinan la MAF en esa localización de acuerdo a su distancia al punto subsolar indicado con un punto amarillo. . . . .	70
3.5	Histograma normalizado de la ubicación de puntos subsolares de acuerdo a la latitud(izquierda) y longitud (derecha). . . . .	72
3.6	Evaluación del DRAP para la ZEE con valores artificiales . . . . .	74
4.1	Histograma de número de puntos en ZEE con MFA >5MHz. . . . .	76
4.2	Histograma de las MFA en la ZEE. . . . .	77
4.3	FSE de las MFA evaluado exclusivamente en territorio de la ZEE. . . . .	78
4.4	Ajuste de ley de potencias con $x_{min} = 29.59[MHz]$ usando la metodología de Clauset, Shalizi, y Newman (2009). . . . .	80
4.5	Error absoluto de $P(X>x)$ entre la FSE y la distribución S2 con $\alpha = 18.0057$	81
4.6	Ajuste de los eventos de MFA para la ZEE usando líneas rectas obtenido con el método de mínimos cuadrados. . . . .	82
4.7	Error absoluto de $P(X>x)$ entre los datos y el ajuste. La línea vertical indica la frecuencia a partir de la cual se hizo el ajuste F1 . . . . .	83

A.1	Sistema de coordenadas ecuatorial. Figura obtenida y adaptada de (Karttunen, Kroger, Oja, Poutanen, y Donner, 2017)	92
A.2	Cambio de inclinación de la Tierra respecto al Sol lo que cambia la iluminación sobre la superficie terrestre a lo largo del año.	93

## Índice de tablas

1.1	Clases de fulguraciones de acuerdo a la NOAA.	9
2.1	Niveles de retorno de un fulguración en un periodo de 11 años obtenidos en el trabajo de De la Luz, Balanzario, y Tsiftsi (2018) de acuerdo al ajuste log-logarítmico y Pareto	59
3.1	Relaciones empíricas entre flujo de rayos X de acuerdo a la escala de la NOAA y las máximas frecuencias afectadas (MFA) en radiocomunicaciones.	63
3.2	Relación entre pico de flujo y duración de un evento de absorción.	67
3.3	Ecuaciones para determinar tiempo de recuperación de las frecuencias afectadas.	68
4.1	Nivel de retorno o número de veces en que ocurrirá un $MFA > x$ dentro de la ZEE en el siguiente ciclo solar.	84



# Resumen

El conjunto de fenómenos físicos que ocurren en el sistema solar y que pueden afectar a la tecnología se le denomina clima espacial. Uno de los eventos eruptivos que conforman al clima espacial son las fulguraciones. Estas se producen en la atmósfera superior del Sol y se caracterizan por presentarse como brillantamientos intensos y súbitos en longitudes de onda métrica, milimétrica, luz visible, rayos ultravioleta, rayos X y hasta rayos gama. La energía emitida por la fulguración puede ser absorbida por la ionósfera terrestre y en consecuencia las radiocomunicaciones pueden verse afectadas en periodos que van de minutos a horas.

Para estudiar el impacto de las fulguraciones en las radiocomunicaciones de la banda HF (3-30 MHz), se implementó un modelo de predicción de afectación de la región D ionosférica, desarrollado inicialmente por la National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) de EE.UU. En este trabajo, el modelo fue replicado para estudiar los eventos que históricamente han afectado al territorio mexicano desde 1975, año en que se empezaron a registrar las fulguraciones con la serie de satélites de la NOAA.

Este análisis permitió hacer una estimación preliminar de la susceptibilidad del país ante radioapagones, en esta se describe la máxima frecuencia afectada (MFA) por 1 decibel producido por el flujo máximo de una fulguración. El análisis indica niveles de retorno para el territorio mexicano para los 11 años subsiguientes del año 2017. Estos niveles de retorno van acompañados de sus respectivos intervalos de confianza al 95% y son: ocurrirán 283 (288,277) eventos con MFA de 16 MHz, 88 (89.47,85.72) eventos de 20 MHz, 20 (20.7,19.7) eventos de 25 MHz, 4.6 (4.8,4.56) de 30 MHz, 1.94(2,1.89) eventos de 33 MHz y 1.08 (1.11,1.05) eventos de 35 MHz. Este estudio sirve como un primer acercamiento a los riesgos en radiocomunicaciones que permitirá aumentar la resiliencia de México ante

fenómenos de clima espacial.

# Abstract

Space weather is defined as the physical phenomena in the solar system which can affect technology. One of the eruptive events that constitute the space weather is the solar flare. These flares are generated in the upper solar atmosphere and are identified as strong and sudden brightenings in metric, millimetric, visible light, UV, X rays and gamma wavelengths. The Earth's ionosphere can absorb the energy released by a flare and thus, the radiocommunications can be affected in ranges of minutes or hours. To study the impact of the solar flares in the HF (3-30 MHz) band, a D region affectation prediction model was implemented, developed initially by the National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) from the US. In this work, the model was replicated to study the historical events which affected the Mexican territory since 1975, the year when the NOAA satellites started to register solar flares. This analysis led to preliminary estimation of the country's susceptibility in the face of solar flares, this work describes the highest frequency affected (HAF) by 1 decibel. The analysis indicates the return levels for the Mexican territory for the subsequent 11 years since the year 2017. The return values with 95% confidence interval are: 283 (288,277) events will occur with 16 MHz as MFA, 88 (89.47,85.72) events of 20 MHz, 20 (20.7,19.7) events of 25 MHz 4.6 (4.8,4.56) of 30 MHz, 1.94(2,1.89) events of 33 MHz and 1.08 (1.11,1.05) events of 35 MHz. This study works as a first approach to the risks in radiocommunications which will allow to increase the resilience in Mexico facing space weather phenomena.



# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Clima Espacial

El clima espacial es considerado como al conjunto fenómenos que ocurren en el entorno terrestre, cercano a la Tierra, interplanetario y solar que tienen la capacidad de afectar a la tecnología. Los fenómenos que ocurren en estos entornos tienen diferentes duraciones, pueden ir desde segundos, como los estallidos de radio solares o hasta 11 años que corresponde a un ciclo solar (Lilensten, 2007). La mayoría de los fenómenos de clima espacial tienen influencia o su origen en el Sol. Hay tres componentes principales de origen solar que influyen o modulan el clima espacial, el flujo de partículas de altas energías, las ondas electromagnéticas y corrientes o nubes de plasma. Las perturbaciones de clima espacial que ocurren en el sistema Sol-Tierra se encuentran dentro del dominio del viento solar llamado Heliósfera. El viento solar, con origen en la superficie del Sol, es un plasma poco denso cuyas partículas no colisionan entre sí, compuesto por un 92 % de protones o núcleos de Hidrógeno, un 8 % son núcleos de Helio y el 0.1 % restante son elementos más pesados (Meyer-Vernet, 2012). El viento solar, se origina a partir de la superficie solar y es modulada por el campo magnético del Sol. Este campo se produce y modifica por un un sistema de dínamo que se sustenta a partir de la convección de plasma y rotación diferencial del Sol (Miralles y Almeida, 2011). La rotación diferencial también tuerce y estira el campo magnético, lo que puede producir regiones de campo muy intenso denominadas regiones activas. Estas regiones se pueden identificar en el espectro visible como manchas solares.

La acumulación de tensión en estos campos magnéticos puede provocar una reconfiguración en la estructura del campo llamada reconexión magnética. Esta reconexión produce una transición de energía magnética a energía cinética de partículas y radiación electromagnética.

Las fulguraciones son una consecuencia de estas reconexiones y se identifican como brillantamientos repentinos e intensos en todas las longitudes de onda (Janvier y cols., 2015). Algunas longitudes de onda que resaltan por sus efectos en el clima espacial son el milimétrico, decimétrico y métrico, rayos X, extremo ultravioleta(EUV), y en los eventos más energéticos, incluso rayos gama (Warmuth y Mann, 2005).

Junto a las fulguraciones también se pueden producir la aceleración de volúmenes de plasma hacia el medio interplanetario o hacia la superficie solar y la aceleración de partículas cargadas a velocidades relativistas o semirelativistas. El fenómeno de la aceleración de partículas se le denomina partículas energéticas solares (SEP por su acrónimo en inglés) y a la expulsión de los volúmenes de plasma al medio interplanetario se les conoce como Eyecciones de Masa Coronal (EMC). Las EMCs pueden producirse sin la ocurrencia de una fulguración y viceversa. Estos fenómenos conforman a los eventos eruptivos (Warmuth y Mann, 2005). La energía emitida en estos fenómenos es del orden de  $10^{32}$  ergs (Reid y Ratcliffe, 2014) lo equivalente a la energía liberada en 40 millones de bombas de Hidrógeno tipo Tsar. En los eventos más energéticos, la radiación de las fulguraciones perturba la ionósfera terrestre que produce interrupciones en la transmisión de señales de radiocomunicaciones y en los sistemas globales de navegación por satélite (White, 2007).

Si se genera una EMC con dirección hacia la Tierra y con una componente magnética orientada hacia el sur, se producen alteraciones en el campo geomagnético (tormentas geomagnéticas) que tienen la capacidad de inducir corrientes eléctricas en la superficie de la Tierra (GICs por su acrónimo en inglés). Los GICs tienen capacidad de afectar e inutilizar los sistemas de distribución de energía como redes eléctricas, gas o incluso oleoductos (Lanzerotti, 2004).

Entre el medio interplanetario y la atmósfera neutra terrestre se encuentra la ionósfera, que es la parte ionizada de la atmósfera terrestre que absorbe la radiación solar en la parte de extremo ultravioleta (EUV) y rayos X ionizando las moléculas que se encuentran en

esta capa, de manera que el flujo de radiación modula la cantidad de electrones y iones contenidos en la ionósfera. La ionósfera, al ser una porción de la atmósfera, es un medio por el cual se propagan ondas de radio utilizadas para las telecomunicaciones. La calidad de transmisión y recepción de estas ondas pueden ser afectadas si el estado de la ionósfera se ve perturbado. Debido a que el estado de la ionósfera se ve modulado por una superposición de distintos procesos físicos, con distinto origen y diversas escalas, se produce la necesidad de estudiar la ionósfera, sus características y su dinámica (Sergeeva y cols., 2017).

Los efectos del clima espacial en el entorno terrestre hacen necesario el estudio, registro y detección de los eventos eruptivos. La detección en tiempo real de estos fenómenos permite aumentar el nivel de resiliencia en las radiocomunicaciones y en infraestructura tecnológica en general (Warmuth y Mann, 2005).

En este trabajo se propone cuantificar la afectación en las radiocomunicaciones terrestres debido a la perturbación ionosférica provocada por fulguraciones sobre el territorio mexicano. Haciendo la identificación y selección de los eventos eruptivos que ocurrieron sobre México, se espera conocer el número de días, en un ciclo solar, en que la ionósfera sobre México puede ser afectada y por consecuencia, el número de días en que las telecomunicaciones podrían ser interrumpidas.

Adicionalmente se pretende entender cómo las fulguraciones afectan a las radiocomunicaciones ya que esto permitiría generar pronósticos y alertas a los operadores, civiles y militares (Davies, 1990) con esto, los operadores de radio tendrían las siguientes capacidades ante una falla en la comunicación:

- Proveer alternativas de comunicación.
- Pasar información prioritaria antes de que el medio de comunicación se corte.
- Iniciar o atrasar operaciones de rescate.
- Identificar el fallo de comunicación como causa natural y no como un fallo técnico.

Por otro lado, el estudio de las fulguraciones en México causados por fulguraciones darán inicio al uso de un modelo estadístico de perturbaciones ionosféricas delimitadas por un rango de latitud y longitud, y por el área de iluminación solar.

## 1.2. Fulguraciones solares.

Las fulguraciones o ráfagas son uno de los fenómenos de mayor liberación de energía en el sistema solar. Se producen en la atmósfera solar en donde una reconexión magnética produce una conversión de tensión o presión magnética a otros procesos (Janvier y cols., 2015); como aceleración de partículas hasta rangos de velocidades relativistas, destellos o incrementos de brillo en varias bandas del espectro electromagnético, producción de ondas MHD y movimiento de plasma.

Hay diferentes escalas de fulguraciones, existen por ejemplo las nanofulguraciones o subfulguraciones asociados a eventos de baja energía con rangos de  $10^{23}$  a  $10^{27}$  ergs. Aún así, las fulguraciones que llaman más la atención se producen sobre las regiones activas, regiones en la atmósfera del Sol donde hay estructuras de campo magnético intensos. Estas fulguraciones *regulares* pueden emitir energía en un rango de  $10^{28}$  a  $10^{32}$  ergs. Las fulguraciones se desencadenan al producirse un cambio brusco en la topología magnética, a este fenómeno se le denomina reconexión magnética. Esta perturbación puede ocurrir cuando una estructura magnética *estable* empieza a deformarse por movimientos subfotosféricos y rotación diferencial que presenta el Sol. Esta deformación produce un incremento en la tensión de las estructuras magnéticas, alcanzan un nivel crítico antes de que se desestabilice y se reconfigura la estructura en una más estable (Janvier y cols., 2015). Esta tensión magnética se transforma en energía térmica y energía cinética acelerando el plasma y partículas contenidas por la estructura magnética además de radiación electromagnética a través de diferentes mecanismos de emisión.

De manera general, se conocen varios mecanismos físicos básicos observados durante una fulguración. Sin embargo, el proceso completo es sumamente complejo, en particular la parte de la reconexión magnética y no se cuenta con un modelo que pueda conciliar los mecanismos físicos observados a macro y micro escala (Janvier y cols., 2015; Benz, 2017; Cheung y cols., 2019). Debido a esto, es apropiado definirlo por sus características observacionales, pues se produce un abrigamiento súbito e intenso en todas las longitudes de onda, desde el radio hasta rayos gamma (Benz, 2017). Otro enfoque muy usado es la aplicación de modelos computacionales 3D magnetohidrodinámicos (MHD) que permiten



producir resultados similares a las observaciones (Janvier y cols., 2015).

Parte de la importancia en estudiar las fulguraciones reside en sus efectos en el clima espacial y por lo tanto en la infraestructura terrestre. Directamente, una fulguración puede tener influencia sobre la ionósfera, en el funcionamiento y degradación de satélites y naves espaciales (Baker y Lanzerotti, 2016). Pero estos eventos también influyen de manera indirecta pues estos se relacionan o desenvuelven de forma paralela junto a otros eventos o aspectos del fenómeno explosivo, como SEPs (partículas energéticas solares), EMCs (eyecciones de masa coronal) y estallidos de radio solares, las cuales también son de interés para el clima espacial (Warmuth y Mann, 2005).

### 1.2.1. Observaciones

El primer registro histórico de una fulguración fue en 1859 por Carrington y Hodgson que de manera independiente observaron iluminación en el continuo visible por unos minutos en una región de una mancha solar (Benz, 2017). Posteriormente se fueron realizando observaciones en la línea  $H\alpha$  (656.28 nm) para observar la cromosfera, capa que se encuentra encima de la fotosfera con un grosor de 2200-5000 km con respecto a la superficie fotosférica. En esta capa se observaron mayor frecuencia de abrigantamientos y movimientos más complejos como movimientos y eyección de masas de plasma y ondas sísmicas en la superficie (Benz, 2017). Hasta la segunda guerra mundial, con el desarrollo de los radares se empezó a detectar otro componente del espectro, emisiones de radio que generaban interferencias en las radiocomunicaciones (Baker y Lanzerotti, 2016). En un tiempo similar, Forbush relacionó un incremento en los rayos cósmicos junto a las fulguraciones. Fueron Peterson y Winckler en 1958 que con un globo aerostático detectaron radiación electromagnética de 200-500 keV (Peterson y Winckler, 1959) correspondiente al rango de rayos X duros y rayos gamma. Con estas últimas tres observaciones se determinó que en la fulguración ocurre un proceso de aceleración de partículas. Por un lado hay aceleración de electrones no térmicos en la corona y perturban el plasma por el que viajan produciendo emisión de plasma en el rango de los GHz hasta los kHz (Warmuth y Mann, 2005), (vea la Figura 1.1). Otros electrones generan radiación Bremsstrahlung en el rango de rayos X y gamma y una última fracción de protones más energéticos generan desintegración nuclear

emitiendo rayos gamma (Chupp y cols., 1973).

Adicionalmente se observa emisión GHz más allá de los 100 GHz que indica una radiación girosincrotrón por electrones medianamente relativistas que giran a lo largo de líneas de campo magnéticos (Benz, 2017; Warmuth y Mann, 2005). Se han detectado emisiones de Extremo Ultra Violeta (EUV) y X suaves ( $< 10keV$ ) que indican la presencia de plasma caliente en estructuras magnéticas con temperaturas de 1.5 a 30 MK por su emisión térmica (Benz, 2017). Parte de estas estructuras son los arcos coronales, cúmulos de líneas de campo magnético intensos que confinan el plasma caliente. Viendo los arcos a través de diferentes filtros se observa primero en filtros más calientes y progresivamente a filtros más fríos mientras se observa la estructura encogiéndose en tamaño (Figura 1.2). Por ejemplo se identifican a las manchas solares en el óptico donde se presentan temperaturas de 4000K, luego en la cromósfera se observan abrigamientos durante la fulguración en  $H\alpha$ , en esta región la temperatura asciende algunos miles de Kelvins. También se encuentran los listones o kernels, que son grupos brillantes en las huellas de los arcos, se cree que se producen por la colisión de electrones no térmicos a través de Bremsstrahlung (Janvier y cols., 2015), ver imagen derecha de la Figura 1.6.

Varios autores han reportado la existencia de fuentes de rayos X duros en la cima de los arcos de la fulguración, indicando un a fuente de partículas de alta energía ((Masuda, Kosugi, Hara, Tsuneta, y Ogawara, 1994; Hudson, 1991; Sui y Holman, 2003). Se ha observado con rayos X suaves (1–8) el influjo de plasma debajo de una eyección de un plasmoides por encima de los toques de arcos de fulguración. También se han observado flujos hacia afuera se ven en estructuras vacías en EUV (10 – 120 nm) y emisión de rayos X suaves encima de los arcos. Flujos de vacíos hacia el Sol son referidos como flujo descendente de supra arcada las cuales se propagan con velocidades de 50 a 500km/s. Inversamente hay plasmoides eyectados hacia afuera desde las regiones activas.

Todos estos mecanismos de emisión indican que la mayor parte de la emisión de energía se produce en regiones de la corona, pero las emisiones en radio,  $H\alpha$  y luz visible demuestran que el fenómeno se extiende a las distintas capas de la atmósfera solar(Benz, 2017).

Durante todo el proceso ocurre una transferencia de energía, plasma y partículas ener-

géticas en diferentes capas de la cromósfera y la corona, este transporte puede producir un desfase de tiempo entre los diferentes mecanismos de emisión (Benz y Güdel, 2010) y por lo tanto, de la emisión en las diferentes las longitudes de onda como se observa en la Figura 1.1 así como sus rangos de duración. De manera general, en el fenómeno de fulguración se distinguen tres etapas; la pre-ráfaga, la fase impulsiva y la fase térmica o de relajación (Janvier y cols., 2015).

En la pre-ráfaga, con duración de un par de minutos, se observa un aumento gradual en las emisiones térmicas como rayos X suaves y EUV (ver Figura 1.1). Este incremento de temperatura se asocia a la deformación y aumento de la tensión en el campo.

En la fase impulsiva, con duración de 3 a 10 minutos, ocurre la mayor liberación de energía y de forma súbita, el proceso de desestabilización y reconexión magnética. Las partículas que fueron aceleradas, generalmente electrones, empiezan a chocar con plasma más estable en capas de atmósfera más baja, particularmente en la cromósfera (Benz, 2017) que es una región más densa, emitiendo rayos X duros (0.8 – 4) a través de *Bremsstrahlung*. Algunas partículas aceleradas a velocidades relativistas que quedan atrapadas en las estructuras magnéticas emiten en radio con longitud de onda milimétrica (GHz) por el mecanismo de girociclótrón (Warmuth y Mann, 2005). En una subetapa denominada *destello*, con duración de 5 a 20 minutos, se produce emisión  $H\alpha$  y esta alcanza su máximo después de la fase impulsiva junto a los rayos X duros. De manera paralela, las partículas más aceleradas, con velocidades relativistas que son liberadas en dirección del medio interplanetario pueden viajar siguiendo el campo magnético interplanetario, incluso hasta dirigirse a la Tierra, estas son las SEPs. Parte de estas partículas, que se producen o son disparadas en forma de haces, perturban el plasma que empieza a producir emisión de plasma, estas emisiones en longitudes métricas y decimétricas se conocen como estallidos de radio tipo III (Warmuth y Mann, 2005).

En la etapa de termalización, cuya duración puede durar hasta horas, se va disipando la emisión de radio, rayos X suaves,  $H\alpha$  y EUV. Sin embargo la reconfiguración del campo magnético asociado a la fulguración puede producir más aceleración de plasma y electrones, prolongando las emisiones y los eventos antes mencionados (Benz, 2017).

Puesto que las fulguraciones emiten en un amplio rango de energías y tienen diferentes

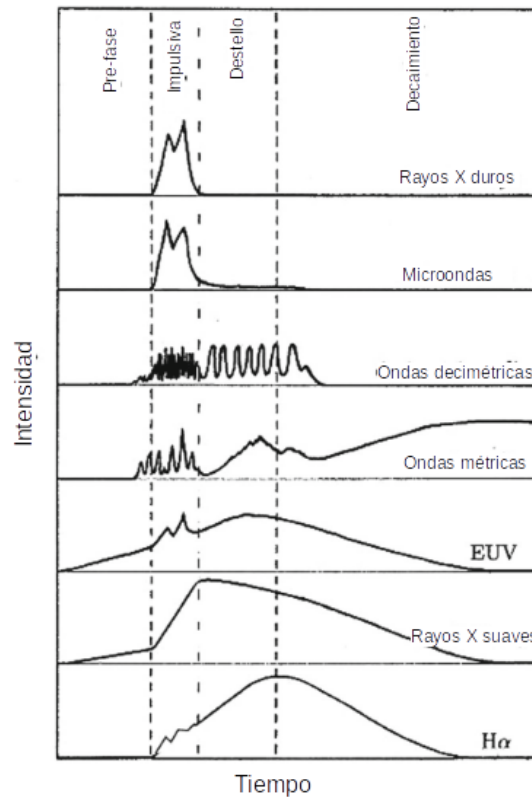


Figura 1.1: Diagrama de la emisión de distintos rangos de energía que indican las diferentes etapas de una fulguración. La prefase con duración de un par de minutos, la fase impulsiva con 3-10 minutos, la subfase de destello con 5-20 minutos de duración y la fase de termalización con duración de algunas horas. Figura obtenida de Benz (2017)

periodos de emisión, fue necesario encontrar una metodología estándar para detectar estos eventos. Uno de los métodos más usados para detectar las fulguraciones es a través de la escala de la NOAA, ver Tabla 1.1. Este sistema de escala se basa en las observaciones de los satélites GOES. Con estos satélites se registra el flujo de rayos X en dos bandas, los rayos X duros ( $0.5 - 4\text{\AA}$ ) y los rayos X suaves ( $1 - 8\text{\AA}$ ), estas bandas se escogieron porque son aplicables al modelo de absorción de la región D (Davies, 1990). La escala de la NOAA se basa en el flujo de la banda de rayos X suaves y se presenta de la siguiente manera:

Aunque este sistema ha sido usado de manera muy amplia para catalogar a las fulguraciones hay que considerar que el flujo medido no corresponde al flujo total de la fulguración por lo tanto no se observa la cantidad total de energía liberada pues el flujo detectado o medido de una fulguración puede depender de la naturaleza y configuración del evento y

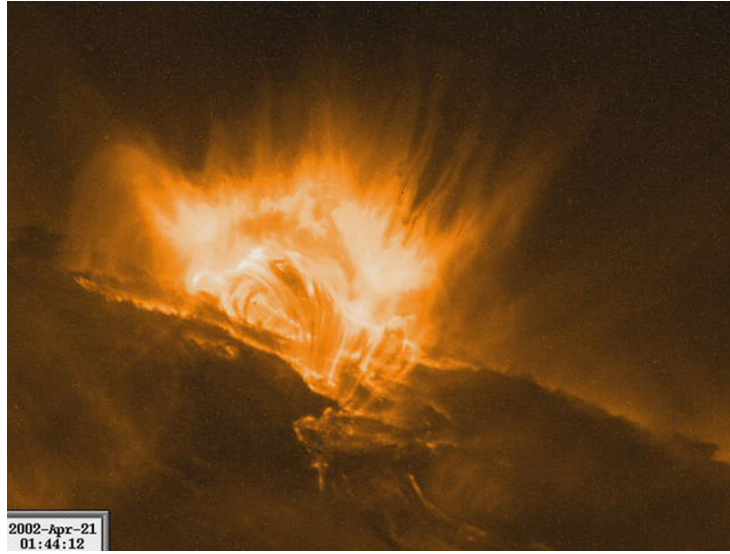


Figura 1.2: Observación de la fulguración SOL2002-04-21 en una región activa observada en la línea Fe XII (195Å) por el satélite TRACE. Esta línea de emisión revela plasma a una temperatura de 1.5 MK que en este caso revela una configuración intensa y compleja de campo magnético (región activa). Figura obtenida de Benz (2017)

Tabla 1.1: Clases de fulguraciones de acuerdo a la NOAA.

Clase	Flujo [ $W/m^2$ ]
X	$\geq 10^{-4}$
M	$\geq 10^{-5}$
C	$\geq 10^{-6}$
B	$\geq 10^{-7}$
A	$\geq 10^{-8}$

también de la posición u orientación de la región activa que la produce con respecto al satélite observador, adicionalmente hay que tomar en cuenta la energía cinética liberada, calor, etc (Janvier y cols., 2015).

### 1.2.2. Topología de una fulguración

La reconexión magnética se vuelve un fenómeno clave para entender las fulguraciones. El uso de modelos 2D y 3D se vuelven fundamentales y estos se pueden desarrollar o corroborar a partir de las observaciones, de esta manera para encontrar la región de reconexión en las distintas configuraciones de campo, se busca la región donde se producen efectos disipativos (Janvier y cols., 2015)

Un modelo básico estándar para explicar las observaciones y que cumple con esta configuración es propuesta a través de los años por Carmichael (1964), Sturrock (1966), Hirayama (1974) y Kopp y Pneuman (1976), se le denomina modelo estándar o modelo CSHKP por ser acrónimo de los autores. En este modelo se describe un arco magnético anclado en la superficie solar, los arcos son de gran tamaño y angostos en sus pies, a nivel coronal ocurre un cruzamiento de los campos antiparalelos produciendo el punto X, como se ve en la Figura 1.3. Las observaciones demuestran que material coronal es acelerado hacia abajo del punto X en dirección de la cromósfera y hacia arriba por encima del punto X. Adicionalmente se ha observado que hay un flujo incidente de plasma desde los laterales del punto X el cual se acelera a través de este punto hacia arriba y hacia abajo (Benz, 2017). El material eyectado por encima del punto X puede ser un plasmóide (una nube de plasma contenida por un campo magnético) el cual cumple con las observaciones de las EMCs. Hay partículas aceleradas que siguen las líneas de campo hacia abajo y hacia arriba. En el primer caso, los electrones chocan contra la cromósfera, calentándola y generando rayos X duros, los electrones que suben, si siguen líneas de campo *abiertas*, irán perturbando el plasma coronal y el medio interplanetario lo que producen emisiones decimétricas o estallidos de radio del tipo III, (Warmuth y Mann, 2005), ver Figura 1.1. Por otro lado, los electrones que quedan atrapados en el arco magnético son calentados y/o acelerados y emiten rayos X suaves, adicionalmente los electrones relativistas atrapados emiten en longitudes centimétricas produciendo los estallidos de radio tipo IV. Una segunda configuración propuesta es el de dos arcos antiparalelos que se cruzan o se mezclan, este escenario lleva a la posibilidad de que haya tres o más pies o anclas cromosféricas. La estructura básica de campo magnético para explicar las fulguraciones requiere dos campos magnéticos o dominios magnéticos antiparalelos que se juntan lo suficiente para producir una región donde se anulan los campos, esta región se le denomina punto nulo.

Se debe considerar que este es un modelo sobresimplificado y descrito en dos dimensiones sin embargo es un punto de partida muy robusto para explicar el fenómeno y englobar varios de los fenómenos observados en una fulguración. A continuación se comentarán modelos en 2D y 3D que se construyen a partir de las observaciones y explican de manera detallada el comportamiento de la reconexión magnética.

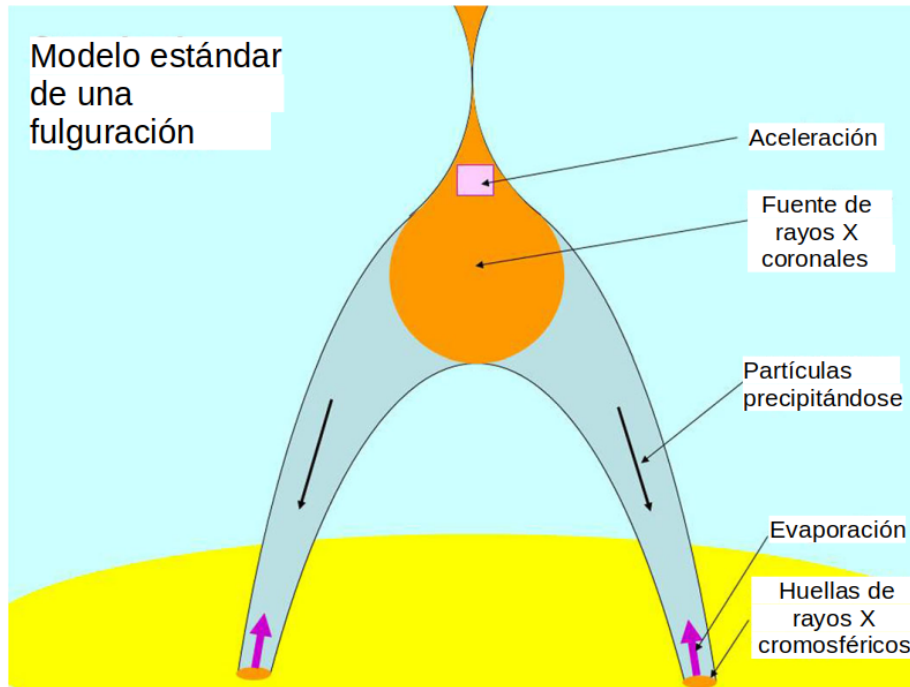


Figura 1.3: Diagrama del modelo estándar de una fulguración. En este se observa un arco magnético coronal con plasma en donde ocurre una reconexión magnética lo que lleva a la aceleración de plasma y partículas y calentamiento del plasma. (Benz, 2017)

Fueron Sweet (1958a) y Parker (1957) quienes desarrollaron los primeros modelos de reconexión en 2D, en el punto nulo se formaría una hoja de corriente que produce efectos disipativos. La energía magnética en forma de presión sería disipada en forma de calor, energía cinética y en forma de partículas energéticas (Janvier y cols., 2015). Este modelo resultó insuficiente para explicar las observaciones pues la expulsión del material tardaría decenas de días cuando en la realidad el proceso ocurre en decenas de minutos. De aquí en adelante usaremos la palabra campo para referir al campo magnético y corriente para indicar las corrientes eléctricas.

En los modelos 2D posteriores se señala la presencia de separatrices, líneas de campo especiales que separan diferentes dominios de conectividad. Se puede definir matemáticamente por el cambio de dominio de conectividad para algunas líneas de campo y de manera física como la disipación de energía magnética dentro de las hojas delgadas de corrientes. En los modelos, las ubicaciones donde se cruzan dos separatrices se forma un punto nulo, como se ve en la Figura 1.4.

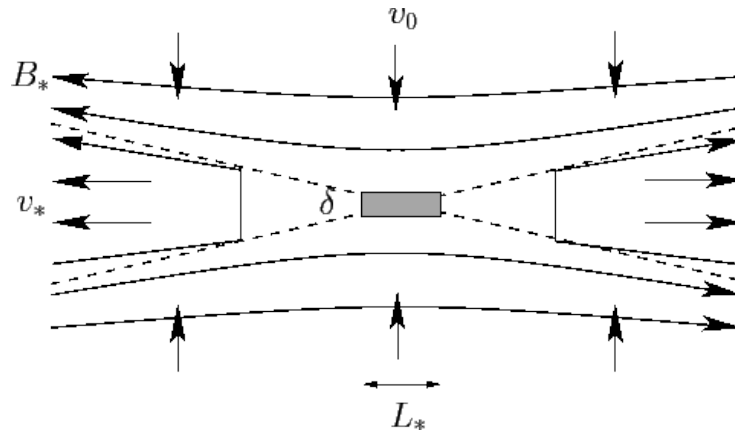


Figura 1.4: Modelo de Sweet y Parker en 2D para intentar explicar las fulguraciones. En esta ilustración se ve el modelo definido por dominios magnéticos antiparalelos que se comprimen entre sí, formando una corriente en el centro y flujo de plasma que sale por los laterales. Figura obtenida de Janvier y cols. (2015).

En los modelos 3D las separatrices son superficies, la intersección de dos separatrices definen un separador, una línea de campo uniendo dos puntos nulos, que es una ubicación favorable para que ocurra una reconexión. La descripción topológica completa de un campo magnético está dado por un esqueleto de puntos nulos, separadores y separatrices (Janvier y cols., 2015). Estos modelos se producen con datos de magnetómetros para poder inferir la configuración de campo inicial.

Diversos estudios han relacionado las separatrices modeladas con los listones o kernels de las observaciones, esta es evidencia de la energía liberada en la reconexión ((Mandrini y cols., 1993; Démoulin y cols., 1994)).

En un modelo 3D, denominada modelo de topología de carga magnética (MCT por sus siglas en inglés; (Barnes y cols., 2005; Longcope, 2005)), se estima la cantidad de corriente eléctrica que fluye a lo largo del separador antes de la reconexión y la cantidad de flujo reconectado durante la observación de la fulguración. El modelo es parcialmente exitoso pues describe varias características de la reconexión en varias observaciones de regiones activas pero no se puede aplicar en regiones unipolares o regiones donde domina una polaridad magnética.

A pesar de definirse los puntos nulos y las separatrices asociadas, en los modelos 3D se han observado fulguraciones con y sin puntos nulos ni separatrices. Adicionalmente



las observaciones han indicado que existen fulguraciones eruptivas en donde se pueden desprender material caliente como EMCs o filamentos, por otro lado, se han observado las fulguraciones confinadas en donde se aprecia solo un abrillantamiento pero no se detecta liberación de volúmenes de plasma (Janvier y cols., 2015). Debido a esto se generaliza el concepto de separatriz a regiones donde hay una conectividad continua pero con gradientes de campo intensos. Así, Démoulin y cols. (1994) introdujeron el concepto capas de cuasi-separatriz (QSL por sus siglas en inglés). Estos se definen matemáticamente como el cambio de conectividad de un dominio de polaridad fotosférica positiva a uno negativo. Las regiones en donde el campo se distorsiona de manera fuerte o se comprime, se define por un fuerte valor de compresión  $Q$ .

Debido a que el campo se distorsiona de manera intensa durante su evolución, van surgiendo densidades de corriente intensas de manera típica en los QSL. Así, los QSL son lugares preferenciales para que ocurra la reconexión. Esto se ha observado en correspondencia de listones y QSL y por la presencia de corrientes que ocurren en los bordes del QSL.

La teoría del QSL se ha probado en configuraciones de campo simples y otros más complejos, pero la relación de QSL o separatrices en los modelos derivados de magnetogramas y los listones de las observaciones es evidencia fuerte de que el mecanismo que libera la energía magnética en las fulguraciones es la reconexión magnética (Janvier y cols., 2015).

Uno de los fenómenos frecuentes en la fulguración son los movimientos fotosféricos lentos, los cuales llegan a mover las huellas de los arcos de manera que se pueden torcer las polaridades de un campo e inducir la evolución de la topología magnética. En la caracterización de las configuraciones de regiones activas, donde se pueden encontrar arcos en configuración de tren, ver Figura 1.6 , se ha encontrado que la evolución del ángulo de corte hace favorable la activación de una fulguración. Para definir el ángulo de corte se define primero la línea de inversión de polaridad fotosférica (LIP) que se puede observar en la Figura 1.6 como la región que divide la región de polaridad negativa y positiva del campo. Si se traza una línea entre dos huellas de un arco y luego se mide el ángulo entre esta línea y el LIP, se obtiene el ángulo de corte. Se ha observado que un cizallamiento de los arcos, o el cambio del ángulo de corte, produce una fulguración (Janvier y cols., 2015),

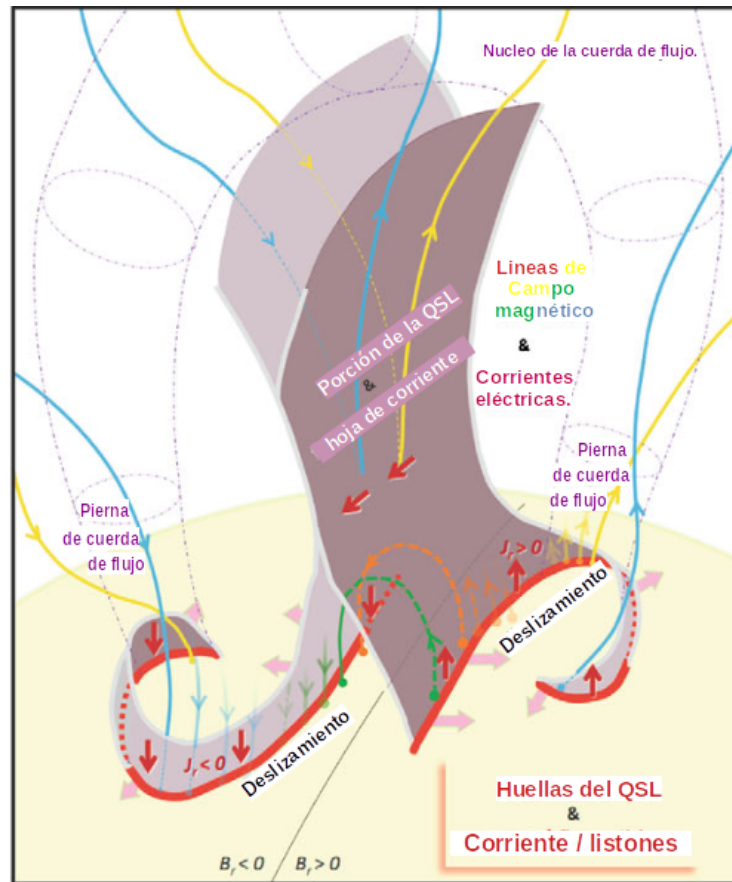


Figura 1.5: Modelo estándar de una estructura 3D de una fulguración interpretada de una fulguración eruptiva y de la inestabilidad de toroide. La región de hoja gris representa una QSL y las líneas segmentadas una cuerda de flujo. Figura obtenida de (Janvier y cols., 2015).

tal como se observa en la Figura 1.6. Esto es un ejemplo de una fulguración confinada pues no se aprecia liberación de volúmenes de plasma, solo la porción del abrillantamiento .

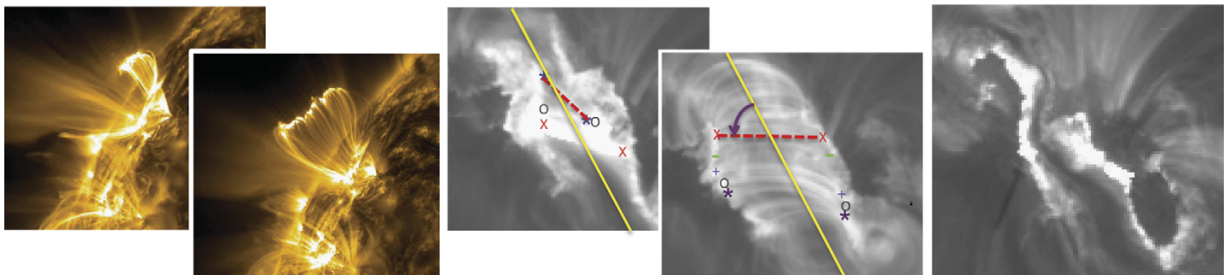


Figura 1.6: Ejemplo de la evolución de una fulguración. En la figura izquierda se observa el cambio de los arcos coronales. En el par de figuras de en medio se observa cómo se reduce el ángulo de corte. En el lado derecho se observa un listón o kernel, región asociada a las cuasiseparatrices en los modelos 3D. Figura obtenida de (Janvier y cols., 2015).

Otro promotor de las fulguraciones son las prominencias, estas son filamentos de plasma que en el limbo solar se observan como estructuras brillantes, cuando se observan en el disco solar se observan como filamentos oscuros. Una configuración de estos filamentos en las regiones activas se observan como listones largos cuyas puntas terminan en forma de J o de gancho, a esta configuración de los filamentos se le conoce como sigmoide. Tales configuraciones se pueden llegar a obtener por los movimientos fotosféricos. De manera homóloga, en la modelación de QSLs donde se implementan los movimientos fotosféricos lentos, se obtienen configuraciones de sigmoide y se producen eyecciones de plasma de manera similar a la eyección de prominencias o las EMCs observadas. Esta configuración es un ejemplo de las fulguraciones eruptivas.

Se han propuesto dos mecanismos para explicar la acumulación de energía que luego llevan a la desencadenación de una fulguración; uno es la emergencia de flujos de tubo subfotosféricos que llevan corriente desde la zona de convección (Ver Figura 1.7). Algunos autores han reportado observaciones de que el campo magnético solar se encuentra frecuentemente torcido en su emergencia (Janvier y cols., 2015).

Hay modelos numéricos que sugieren que hay tubos de flujo boyante que se acumulan debajo de la fotósfera hasta que cierto flujo magnético se acumula. Posteriormente se produce una inestabilidad Parker lo que permite una estructura magnética se alce hacia la cromósfera y corona la cual evoluciona respecto a su estado inicial. En algunas simulaciones la cuerda de flujo eventualmente eyecta, (e.g. Archontis y Hood, 2012; Kusano y cols., 2012). Sin embargo, los parámetros que llevan a tal eyección todavía no son entendidos

El segundo mecanismo propuesto para la acumulación de energía es es movimiento fotosférico lento que va torciendo polaridades o induciendo movimientos de cizalla paralelos a la línea de inversión provocando una reconexión, como se ha mencionado en la configuración de tren de arcos. Esta reconexión ocurre en el LIP mientras el campo magnético se difunde gradualmente en la fotósfera. La presencia de capas de densidad de corriente en parches lisas, regiones donde el campo magnético es tangente a la fotósfera (ver Figura 1.7), lleva a la reconexión del líneas de campo magnético que crean nuevas estructuras hechas de cúmulos de flujo torcido, adjunta a una arcada sobrepuesta. En dichas simulaciones también se presentan altas corrientes confinadas en esta estructura similares a los

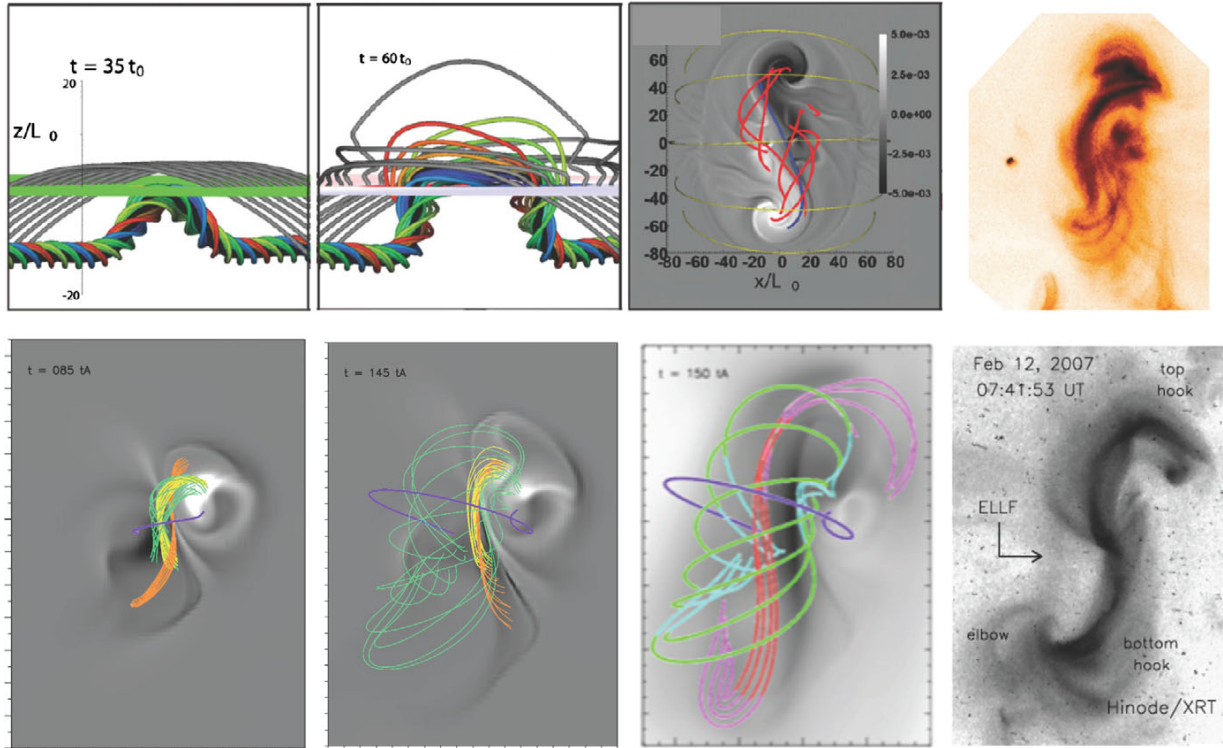


Figura 1.7: a),b) Modelación de una cuerda de flujo emergente que se distorsiona por la presencia de campos superiores y la presión magnética que ejercen estos sobre la cuerda. c) La emergencia de campos subfotosféricos llevan a generar arcos que llevan corrientes, estos arcos están pintados de color rojo. En el Fondo se observa la corriente vertical en escala de grises. Algunas de estas líneas rojas llegan a ser paralelos a la LIP pintado con una línea azul. Esta simulación presenta estructuras de sigmoide que llegan a asemejarse a una observación presentada en el recuadro d). e),f) Se observa la modelación de una emergencia de tubo de flujo que se distorsiona por el movimiento fotosférico, formando sigmoides que también produce corrientes, representados en escala de grises. g) h) Otra modelación que forma sigmoides se compara con una observación. Figura obtenida de (Janvier y cols., 2015).

sigmoides con forma de S o J, frecuentemente observadas, ver Figura 1.5.

Las fulguraciones se encuentran estrechamente relacionadas a las EMCs. Yashiro et al. (2005) investigó la relación entre CME y fulguraciones, encontró que la relación entre CME con la intensidad de fulguraciones incrementa de un 29 % para fulguraciones de clase C hasta 100 % para fulguraciones mayores a X3. Sin embargo, no todas las fulguraciones de clase X están asociadas a EMCs.

Las fulguraciones eruptivas están generalmente asociados a eventos de larga duración, mientras que las fulguraciones confinadas típicamente tienen escalas de tiempo más cortas.

El despegue de una EMC puede verse como la pérdida de balance entre dos fuerzas: La tensión magnética de arcadas coronales encima de un tubo de flujo que la empuja hacia abajo, y la presión magnética de un tubo de flujo que lleva a mayor expansión. Un mecanismo de desencadenamiento puede tomarse como la disminución de la tensión magnética o del incremento de la presión magnética. En un escenario, durante la fase de decaimiento de una región activa, la dispersión de flujo magnético por movimientos convectivos implican el movimiento convergente de polaridades opuestas a lo largo del LIP así como la cancelación de flujo que toma lugar. Mientras la cancelación de flujo en el LIP lleva al decrecimiento magnético en la fotosfera, las líneas de campo solapadas se transforman a líneas de campo que envuelven el tubo de flujo haciéndolo crecer más. Luego la evolución fotosférica lleva a un decremento de la tensión magnética coronal, una condición favorable para debilitar la fuerza hacia abajo actuando sobre el tubo de flujo, .

La caracterización de esta inestabilidad fue propuesta por Aulanier et al. (2010) y la denominó inestabilidad de toroide (ver Figura 1.5).

### 1.2.3. Procesos de aceleración

El fenómeno de reconexión magnética es el mecanismo principal que realiza la transformación de energía magnética a cinética en una fulguración. Como se ha mencionado antes, el proceso global se desconoce pero se ha construido un modelo básico de reconexión que ha ido mejorando con el paso de las observaciones. Para entender el proceso de reconexión en un plasma se usa la aproximación MHD, para esto hay que considerar la ecuación de inducción magnética:

$$\dot{B} = \nabla \times u \times B + \frac{1}{\mu_0 \sigma} \Delta B \quad (1.1)$$

Donde  $B$  es el campo magnético,  $u$  es la velocidad del plasma,  $\mu_0$  es la permeabilidad magnética en el vacío y  $\sigma$  es la resistividad del plasma. Esta ecuación nos dice que un campo magnético cambia en el tiempo debido a la convección magnética (1er término del lado derecho) y la difusión magnética (2do término del lado derecho). El término que domina depende de la conductividad eléctrica del plasma ( $\sigma$ ). Para conductividades pequeñas domina el término difusivo y en el caso de conductividades altas o de movimientos

rápidos del plasma ( $u$ ) domina el término convectivo (Scherer y cols., 2005).

Si nos encontramos en un ambiente difusivo se puede considerar un tiempo de difusión del campo magnético:

$$\tau_d = \mu_0 \sigma L^2 \quad (1.2)$$

Donde  $L$  indica la escala de longitud de la estructura en cuestión

Por otro lado, en un ambiente convectivo consideramos un tiempo de convección:

$$\tau_u = \frac{L}{u} \quad (1.3)$$

La relación entre estos dos términos nos da el número de Reynolds magnético que nos indica el término que domina:

$$R_M = \frac{\tau_d}{\tau_u} = \mu_0 \sigma L u \quad (1.4)$$

Hay que considerar que si domina el término convectivo (número de Reynolds menor a uno) se produce el fenómeno de campo congelado (teorema de Alfvén), es decir que el campo magnético se mueve en conjunto con el plasma en que se encuentra inmerso. Esto explica el movimiento de las arcadas debido a los movimientos subfotosféricos. En el caso en que el término difusivo domina, se puede plantear un intercambio de las líneas de campo en regiones de poca conductividad en donde  $R_M$  es poco mayor a 1. Esto puede ocurrir cuando el campo es llevado a regiones donde debe cambiar a pequeña escala por ejemplo en una hoja de corriente. Así el término de difusión se vuelve muy pequeño y la situación de campo congelado se descompone (Scherer y cols., 2005). De esta manera una línea de campo se puede desconectar de su pie original y reconectarse con otra línea. Mientras que el término convectivo se mantiene de manera global, el término difusivo se puede producir de manera local lo que puede llevar a un cambio en la topología del campo magnético.

El proceso de reconexión más detallado donde se explica el flujo del plasma en la zona de reconexión fue explicado inicialmente por Parker y Sweet en dos dimensiones (Benz, 2017). Posteriormente se determinó que la velocidad de reconexión en este modelo era dos ordenes

de magnitud menor a las observaciones. El modelo de Petschek mejora el planteamiento reduciendo el espacio de reconexión lo que aumenta la velocidad de reconexión. A partir de este modelo se concluye que las velocidades alcanzadas por el plasma acelerado por la reconexión genera turbulencia que pueden ser las fuentes de energía de la aceleración de plasma y partículas.

Una gran fracción de la energía magnética se convierte a energía cinética de las partículas que son aceleradas, principalmente electrones pero también iones (Benz, 2017). Sin embargo el mecanismo de aceleración todavía sigue sin ser claro. Se presenta una dificultad ubicar con precisión a partir de las observaciones la región de aceleración de electrones, puesto que estos precipitan de los arcos magnéticos o quedan atrapados en el arco magnético donde se origina la fulguración. Una forma de ubicar la zona de aceleración es mediante las emisiones de radio centimétricas y decimétricas asociadas a la fulguración. Por un lado se observa emisión girosincrotrón (centimétrica) en los arcos magnéticos que indican partículas atrapadas. También se encuentran estas emisiones en los pies de la estructura pero con espectros mas suavizados para altas frecuencias que lo diferencian de la emisión al tope de los arcos. Adicionalmente se detectan emisiones de radio térmicas en los toques de los arcos marcando temperaturas de 30 MK, que corresponden con las observaciones de rayos X suaves, lo que indican incrementos posterior a la fulguración y incrementos graduales y disminución de la emisión.

Las emisiones decimétricas (estallidos de radio tipo III) indican haces de partículas que son acelerados. Las frecuencias de emisión se relacionan de manera proporcional con la densidad por la que pasan estos haces de partículas, con esto, la región del inicio de la aceleración de estos electrones se han ubicado a 90,000, 500,000 km y hasta un radio solar de altura sobre la superficie solar (Benz, 2017). Las diferentes observaciones nos dicen entonces que no hay una altura preferencial de aceleración de electrones.

La transferencia de energía magnética a cinética se ha dividido en dos fases, una en la fase impulsiva y la segunda posterior a esta fase. En la fase impulsiva se ha observado una aceleración de electrones de manera súbita, desde un estado coronal con  $\approx 0.1keV$ , incrementando su energía dos órdenes de magnitud en un periodo de un segundo. En la segunda fase de aceleración se intuye que la aceleración se produce por las ondas generadas

en la fase impulsiva, en este caso la aceleración es menos eficiente que en el primer caso pero toma un papel importante dando lugar a los SEPs (Benz, 2017).

En la primera fase se produce un calentamiento de partículas que mantiene una distribución Maxwelliana pero en algunos casos se producen colas no térmicas en la distribución.

Son tres las teorías más aceptadas que explican la aceleración de las partículas:

- Aceleración estocástica (Aceleración resonante por ondas)
- Campo eléctrico paralelo al magnético.
- Ondas de choque paralelas y perpendiculares.

Sin embargo al hacer observaciones se han encontrado más evidencia que refuta estos mecanismos a que los favorezcan, la primera teoría es la más aceptada y se produce en el ambiente turbulento que propicia la generación de ondas MHD, sin embargo esto implicaría la generación de ondas decimétricas en todas las fulguraciones, el cual no es el caso. La teoría del campo eléctrico implicaría inestabilidades en el espacio de velocidades del plasma que debería correlacionar emisiones de radio con emisiones de rayos X duros, escenario que tampoco se ha observado. Todavía se discute la validez de la tercer posibilidad pues todavía se discute la relación entre señales de radio provocados por choques (Benz, 2017).

#### 1.2.4. Procesos de termalización

Modelos MHD sugieren que en la liberación de energía magnética a energía térmica (efecto Joule) y energía cinética (movimiento de fluidos) se produce en una relación de 40:60 (energía térmica:energía cinética) (Infeld, 2001). En una fulguración, el efecto Joule surge por la resistividad en un arco magnético (Benz, 2017), esta resistividad puede producirse por turbulencia de ondas. De esta manera, el efecto Joule puede acelerar partículas de manera estocástica incrementando el número de partículas no térmicas, también generar calor, ondas y movimiento de plasma. Este *caos* producido en el ambiente solar hace que el proceso de liberación de energía en una fulguración diverja considerablemente del MHD ideal.



La mayor parte de la termalización en una fulguración sucede en la corona, cromósfera y fotosfera. Esto se observa con radiación centimétrica y rayos X suaves. Mientras no haya liberación de energía posterior, es decir que no hay fulguraciones posteriores en la misma región activa, la termalización del plasma ocurre por conducción hacia la cromósfera y con emisión de rayos X suaves. Cuando el plasma ambiente es poco denso pero caliente, domina la termalización por radiación, en el caso contrario domina la conducción. Si el enfriamiento por conducción genera evaporación cromosférica, el enfriamiento se alarga puesto que la energía se mantiene en los arcos magnéticos (Benz, 2017).

El gran calentamiento de la región de reconexión lleva a la ionización de elementos áltamente ionizados lo que lleva a la emisión de rayos EUV. Un ejemplo es el Fe XVII que emite a 1.5 nm correspondientes a fotones de 1 keV

Parte de la termalización de los electrones acelerados en una fulguración se produce por la emisión Bremsstrahlung, estas partículas son desaceleradas al surgir una colisión Coulombiana pues se encuentra con otra partícula cargada en el plasma. Se emiten fotones con la energía correspondiente a la energía cinética que perdieron, siguiendo así la ley de conservación de energía ( $\hbar\nu = E_1 - E_2$ ) donde  $\hbar$  es la constante de Planck,  $\nu$  es la frecuencia del fotón emitido y  $E$  son las energías cinéticas inicial y final del electrón. Este proceso puede pasar múltiples veces por lo que el electrón puede desacelerarse gradualmente o transformar toda su energía cinética en una sola emisión. El mecanismo de Bremsstrahlung es una generalización de la emisión que se genera en varias presentaciones, por ejemplo la emisión girosincrotron en donde partículas que giran en líneas de campo magnético tienen velocidades relativistas, la ciclotrón donde las velocidades no son relativistas. Adicionalmente se encuentra la emisión libre-libre que por lo general se refiere a electrones que al encontrarse en un plasma son libres de enlaces a los núcleos atómicos, este caso hace presencia en plasmas que alcanzan temperaturas electrónicas de  $10^7 K$ . Este tipo de emisión difiere del caso de los rayos X duros pues como se ha mencionado anteriormente, estos emiten por Bremsstrahlung pero en este caso los electrones son acelerados de manera no térmica e impactan material cromosférico. Para emitir con estas energías el plasma debería tener temperaturas de  $10^9 K$  (Scherer y cols., 2005).

El incremento en el flujo a diferentes energías permiten hacer mediciones de la energía

de una fulguración. En el trabajo de Woods y cols. (2004) se determinó un incremento de flujo de rayos X suaves sobre el flujo base, durante dos grandes fulguraciones, por un factor de 200. En comparación, el incremento de irradiancia total por estas fulguraciones dominó en luz visible e infrarojo por un 77% en cambio, los rayos UV y rayos X suaves abarcaron un 23%. El proceso de emisión en el visible en este caso todavía no es claro pero sus fuentes de emisión se han localizado en la misma ubicación que fuentes de rayos X duros en puntos sobre la cromósfera (Benz, 2017). El problema de termalización se complica considerablemente si se toma en cuenta que en algunas fulguraciones, parte de la energía se transfiere al proceso de las EMC (Benz, 2017; Scherer y cols., 2005).

La energía térmica en una fulguración se puede inferir a partir de los espectros de rayos X, La parte cuasi térmica alcanza temperaturas de decenas de MK en regiones coronales. Para hacerse una idea de la energía térmica alcanzada a partir de las observaciones podemos considerar un modelo simple donde consideramos una sola temperatura, sin embargo hay que tener en cuenta que los espectros de rayos X tienen diferentes componentes de emisión, no solo la Bremsstrahlung. El material observado en la corona puede ser material directamente calentado por la fulguración pero como la emisión coronal aumenta considerablemente se infiere que la mayor parte de la emisión proviene de material cromosférico evaporado. Entonces asumiendo que tenemos una región de plasma calentada por una fulguración, podemos aproximar una cantidad de energía térmica. Si consideramos que hay una población homogénea de temperatura, especies de partículas y densidades, la energía térmica se puede aproximar como:

$$E_t h = 3k_B T \sqrt{\mathcal{M}V} \quad (1.5)$$

Donde,  $\mathcal{M}$  es la emisión observada en rayos X suaves,  $T$  es la temperatura y  $V$  es una porción de volumen del plasma. A partir de esta aproximación se ha determinado que la energía cinética es mayor que la energía del plasma con temperatura de 10 MK por un factor de 0.5-10. No hay que olvidar que esta es una aproximación y se deben considerar más componentes del espectro como la luz blanca y que pueden haber procesos de termalización en plasmas más fríos que ya no son medidos pues no son observables en

rayos X (Benz, 2017).

## 1.3. Ionósfera terrestre.

### 1.3.1. Introducción

La ionósfera es la capa atmosférica terrestre que actúa como transición entre el medio interplanetario y la parte neutra de la atmósfera. Se encuentra parcialmente ionizada pues absorbe la radiación electromagnética solar en la parte ultravioleta y rayos X e incluso radiación corpuscular en forma de partículas SEPs y rayos cósmicos. Una buena forma de definir a la ionósfera es que es la región atmosférica en donde hay mayor contenido de iones (Budden, 1988). El inicio de la ionósfera oscila alrededor de los 60 km de altura, el pico en densidad electrónica se produce entre unos 140 km hasta los 300 km o inclusive hasta los 350-400 km y el fin de la atmósfera ionizada es difusa, algunos autores consideran el límite superior a unos 1000 km pues a estas alturas la ionósfera se encuentra casi completamente ionizada (Budden, 1988), pero otros argumentan que puede alcanzar algunos radios terrestres (Davies, 1990). La ionósfera es un sistema dinámico cuyas regiones o picos de densidad que, incluyendo sus cambios periódicos, es el resultado de una combinación de factores locales y globales como lo son el estado del tiempo, la actividad solar, el campo geomagnético, la localización geográfica, el día y la noche (terminador), las estaciones del año, etc (Sergeeva y cols., 2017). Las ondas de radio en ciertos rangos de frecuencias se ven alteradas cuando pasan por la ionósfera, esto puede afectar una comunicación en la que la información pasa por este medio, es por eso que es necesario entender cómo se compone y estructura la ionósfera, cómo cambia y como este medio interactúa con las ondas de radio. En esta trabajo vamos a considerar aspectos generales de la configuración ionosférica y de la propagación de ondas de radio en esta región de la atmósfera pero vamos a hacer mayor énfasis en la región D pues es en esta región en la que está enfocado este trabajo.

### 1.3.2. Estructura y composición

La estructura de la ionósfera es el resultado de un estado de equilibrio entre sus constituyentes y diversos factores externos que influyen sistemáticamente, algunos de manera constante y otros de manera periódica o repentina. Sin embargo el principal factor que determina la estructura de la ionósfera es la radiación solar incidente que genera la ionización de los componentes atmosféricos y la recombinación de los iones producidos. Eventualmente este sistema parcialmente ionizado alcanza el equilibrio hidrostático lo que da forma de capas horizontales. El resto de factores mencionados inicialmente son entre otros, corrientes de viento neutro, perturbaciones del campo magnético, meteoros, factores antropogénicos, la geografía, estaciones del año, latitud, actividad solar, etc.

Una de las principales formas para caracterizar a la ionósfera es mediante la densidad electrónica ( $N_e$ ). Con este parámetro en mente, la ionósfera presenta un perfil de densidad con diferentes regiones que se identifican a partir de picos o incrementos, a determinadas alturas, en la densidad de electrones como se puede ver en el perfil de densidades de la Figura 1.8.

Estas regiones han sido nombradas a partir de letras, siendo la letra E la primera región descubierta por Marconi al usar esta para transmitir señales de radio más allá de lo posible por ondas de radio directas o de Tierra.

Posteriormente en 1927, Appleton nombró esta región con la letra E haciendo referencia a *región electrónica*. Consecuentemente las demás regiones fueron bautizadas con las letras del abecedario adyacentes (Davies, 1990).

En la siguiente tabla se muestran un rango de las alturas aproximadas o de referencia en donde se encuentran estas regiones junto a sus picos de densidad electrónica.

Región	rangos de altura [km]	Pico de densidad aprox. [electrones/ $m^{-3}$ ]
Plasmósfera	$\approx 1000$	$10^{10}$
F2	$> 200$	$10^{12}$
F1	140 - 200	$2 \times 10^{11}$
E	90 - 140	$10^{11}$
D	60 - 90	$10^9$

Como se observa en la Tabla 1.3.2 se incluye la región de la Plasmósfera, esta se considera como la región donde se encuentra contenido el plasma entre los límites de la

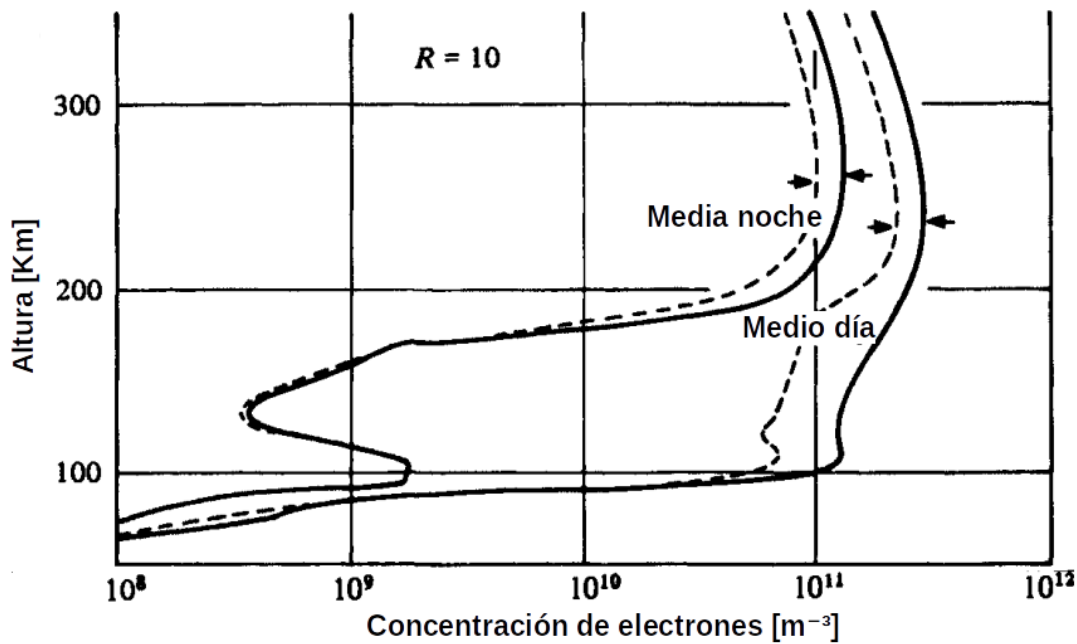


Figura 1.8: Perfil de densidad electrónica que muestra las regiones E,F y D como picos de densidad. Figura obtenida de (Budden, 1988)

magnetósfera y la región F por encima de los 1000 km. Puesto que a más de 1000 km la atmósfera se encuentra totalmente ionizada, el medio se vuelve un buen conductor y el campo magnético tiene un efecto importante sobre la estructura del medio (Budden, 1988). Entonces cuando hay cambios en el campo magnético se inducen campos eléctricos que genera flujo de corrientes, estas mismas inducen un nuevo campo que se opone al campo original de acuerdo a la ley de Lenz.

La altura de máxima ionización que presenta la ionósfera está determinada por el coeficiente de absorción del aire determinado por la cantidad de radiación solar y por los mecanismos de ionización y recombinación. Como se puede ver en la Figura 1.8 y en la Tabla 1.3.2, las regiones con mayor concentración de electrones son la región F y la E, sin embargo, la concentración de iones y electrones con respecto a las partículas neutras son de una razón de  $10^5$  partículas neutras por ión para la región F y  $10^{11}$  partículas neutras por ión para la región E. Así, la gravedad es la fuerza que domina la configuración hidrostática del medio, puesto que actúa principalmente sobre las partículas neutras que se encuentran considerablemente en mayor proporción que las partículas cargadas (Budden, 1988).

Esto tiene como consecuencia que las regiones ionosféricas se encuentran horizontalmente estratificadas.

En la capa E, la mayor concentración de densidad electrónica se encuentra alrededor de los 100 km (Budden, 1988). Después de este pico de concentración, la densidad electrónica disminuye un poco hasta encontrarse con un incremento que marca el inicio de la región F (ver Figura 1.8). A los 115 km aparece una capa delgada pero densamente ionizada que debido a su naturaleza ocurrente se le denomina E esporádica o  $E_s$ . La estructura y origen de estas  $E_s$  pueden variar pero a veces imposibilitan el sondeo de la región F superior pues estas  $E_s$  absorben o reflejan las ondas de radio que normalmente ascenderían a la región F, en un amplio rango de frecuencias.

La región F es la de mayor densidad electrónica con su pico presente en un rango de 200 a 400 km. Sus variaciones diurnas y nocturnas pueden llegar a ser complejas y en algunas ocasiones, durante el día, aparece un pico de densidad electrónica debajo del máximo. A este pico se le denomina F1, en ese caso al máximo principal se le denomina F2.

En el día, debajo de la región E, se encuentra la región D (ver Figura 1.8), con un máximo de densidad electrónica alrededor de los 80 km. Esta región sobrelapa la parte baja de la región E pues aún cuando se ve un incremento que indica la región D, se ve que la densidad electrónica aumenta monótonamente.

Para describir la composición ionosférica hay que observar la composición de la mesósfera, debajo de la mesósfera ( $\approx 85\text{km}$ ) la composición de la atmósfera se mantiene relativamente homogénea y el porcentaje de densidades de las mayores especies va de la siguiente manera.

$N_2$	$O_2$	$Ar$	Suma	$\bar{M}$
78.08 %	20.95 %	0.93 %	99.96 %	28.96

Donde  $M$  es el peso molecular promedio. Por encima de la mesopausa (el límite entre la mesósfera y ionósfera) las moléculas de oxígeno son disociadas por rayos UV de longitudes de onda menores a  $1758\text{\AA}$  (Fig. 1.9). Este proceso es tan rápido que genera turbulencia entre el oxígeno O y  $O_2$ , este incremento de O alcanza un máximo a los 100 km y alcanza su fracción máxima en relación a las demás moléculas de oxígeno a los 150 km (Davies, 1990). Por encima de los 100 km, cada especie obedece una ecuación barométrica con su

altura de escala parcial:

$$H_i = k_b T / m_i g \quad (1.6)$$

Donde  $k_b$  es la constante de Boltzmann,  $m$  es la masa de los iones,  $T$  es la temperatura del plasma,  $g$  es la aceleración por gravedad y el índice  $i$  se refiere a cada especie de iones que se encuentra en la ionósfera. El comportamiento de estas concentraciones se ve en la siguiente figura de acuerdo al COSPAR International Reference Atmosphere (CIRA):

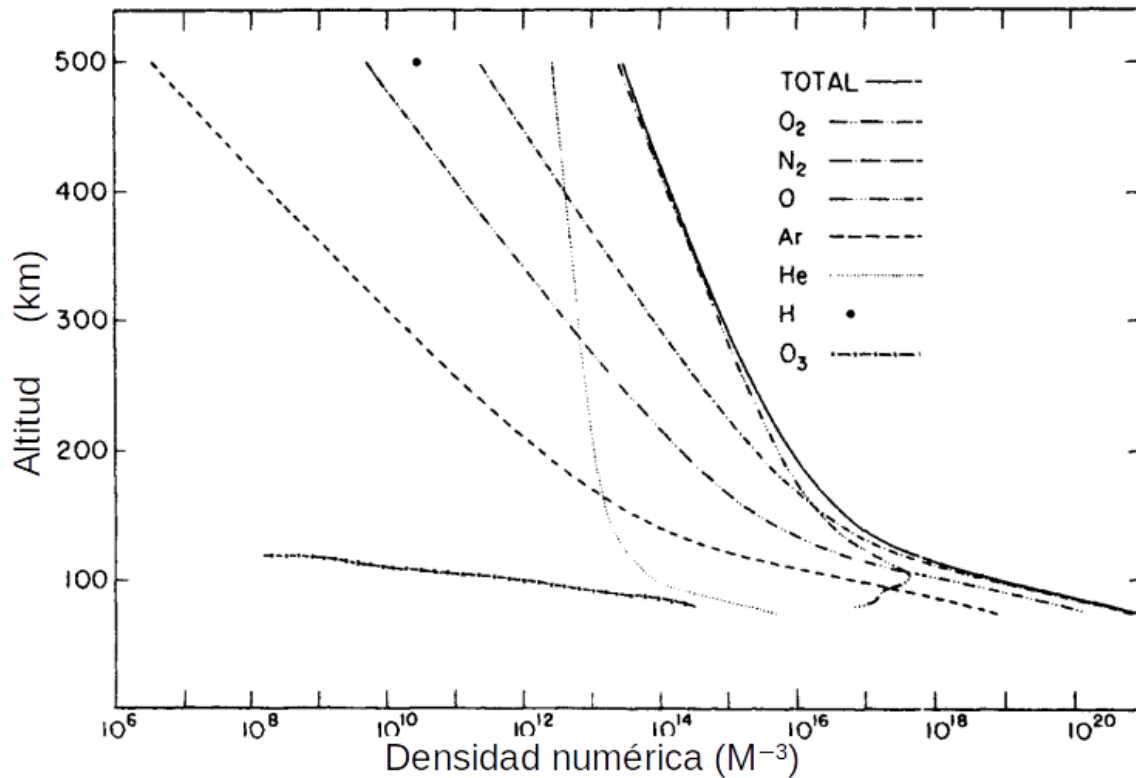


Figura 1.9: Concentraciones de las principales especies de acuerdo a la altura. Obtenido de (Davies, 1990)

Estos perfiles de concentraciones son usados como entrada para los modelos de ionización, aunque se debe considerar que estos perfiles no pueden representar condiciones específicas para ningún lugar ni tiempo.

Particularmente en la capa D, la parte neutra de la región D consiste en  $N_2$ ,  $O_2$  y otros constituyentes como  $Ar$ ,  $CO_2$ ,  $He$ ,  $O_3$ ,  $H_2O$ , con una densidad de partículas promedio de unos  $2 \times 10^{22}$  partículas  $m^{-3}$  a una altura de 70 km (Cander, 2019). De esta manera podemos decir que en la región D la concentración de especies se mantiene parecida al de

la mesósfera de manera casi homogénea.

El perfil de densidades de la ionósfera tiene variaciones sistemáticas. Se encuentran las variaciones temporales, el ejemplo básico son las variaciones diurnas que cambian el perfil de densidades de acuerdo a la cantidad de luz solar. Estos cambios en la densidad se ven en mayor medida en la parte baja de la ionósfera. En la noche la región  $F_1$  desaparece y el pico de densidad de la región E baja a una densidad electrónica de  $1 \times 10^9 m^{-3}$ . La densidad en la región D normalmente no puede ser observada por métodos convencionales como lo es la ionosonda pero llega a bajar de  $10^9 m^{-3}$  en el día a  $10^8 m^{-3}$  en la noche (Davies, 1990).

Día a día el perfil de densidades de la ionósfera es distinto, así como también lo es de acuerdo a la ubicación, esto se puede ver en el monitoreo de densidades electrónicas en la Figura 1.10.

También se presentan variaciones estacionales en donde la capa F tiende a ser más alta en verano comparado al invierno. Esta tendencia se acentúa en menores latitudes o aquellas más cercanas al ecuador. La capa F suele ser más gruesa a mayores alturas, a su vez, la capa F suele tener mayor densidad electrónica en verano que en invierno. Otro tipo de variaciones periódicas son bajo el ciclo de actividad solar, que influye también en la densidad electrónica, entre mayor sea la actividad solar, mayor es la densidad electrónica de la ionósfera.

Con respecto a variaciones espaciales, una de las más significativas es la variación latitudinal pues por este factor, influye la intensidad del campo magnético y la cantidad de radiación solar, en este último caso relacionado con las variaciones estacionales. La variación de la ionósfera de manera latitudinal se puede entender con un diagrama de contornos isoiónicos, es decir contornos o curvas de una misma densidad electrónica. Estas isolineas son proyectadas en un plano meridional junto a un mapa de contornos de frecuencias críticas en el meridiano  $75^\circ$  Oeste, en el siguiente ejemplo, asociado a un periodo de alta actividad solar, el año de 1957 (Davies, 1990). Este diagrama nos describe varias características de la ionósfera en el caso de latitudes medias:

- La capa  $F_2$  es más gruesa en el ecuador que en otro lado de este rango de latitudes.



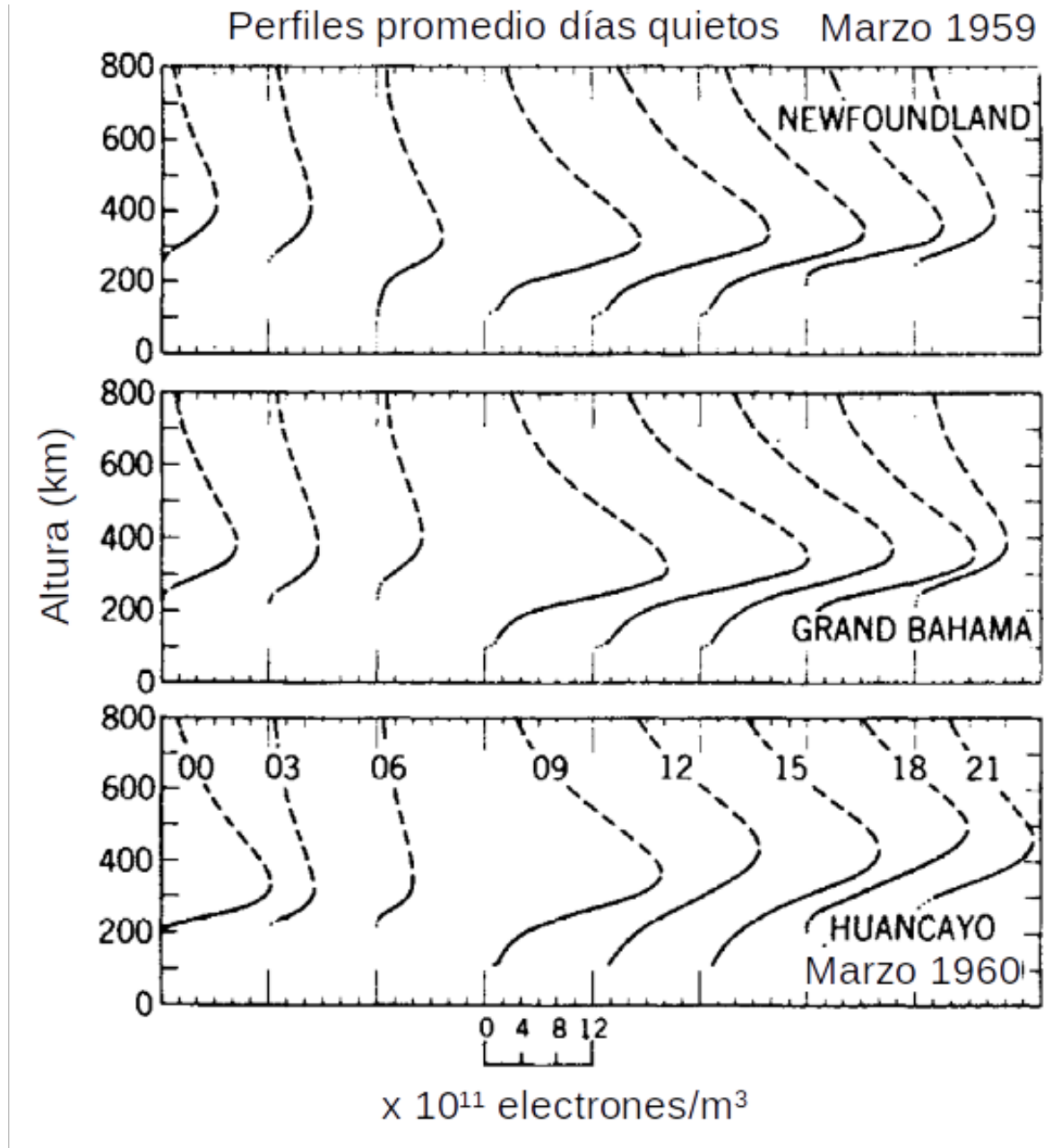


Figura 1.10: Perfiles de densidad de la capa D para distintos días a diferentes latitudes. Obtenido de Davies (1990).

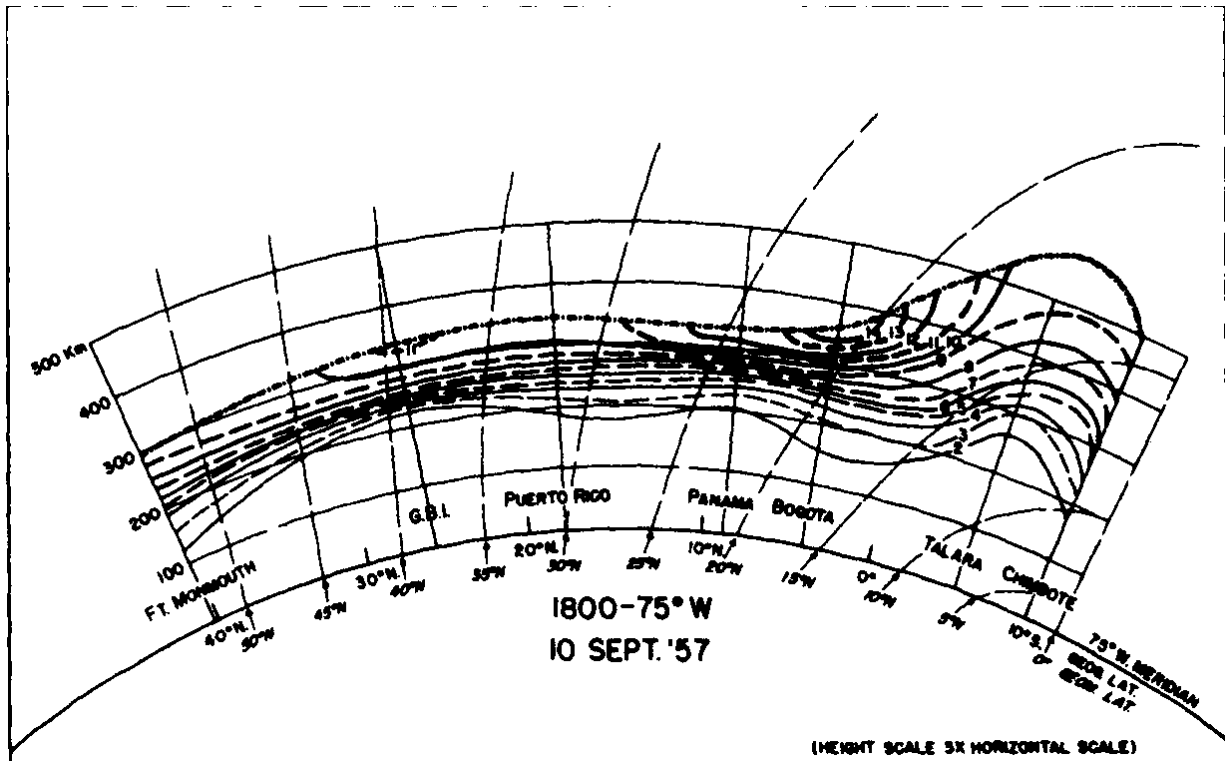


Figura 1.11: Sección ionosférica de 1957 del meridiano 75° Oeste representado con isoclasas correspondientes a la frecuencia de plasma en MHz, en el eje horizontal inferior se encuentra representado la latitud geomagnética mientras que en la inferior es la latitud geográfica. Obtenido de Davies (1990).

- Hay regiones latitudinales de alta densidad electrónica debido al efecto causado por la deriva  $E \times B$ .
- La estructura ionosférica para latitudes geográficas mexicanas (14-32°) es relativamente homogénea.

Hay otras variaciones sistemáticas como las derivas  $\vec{E} \times \vec{B}$ , el electro jet ecuatorial, etc, pero debido al alcance de este trabajo ya no son de interés para ser revisados.

### 1.3.3. Mecanismos de ionización y recombinación

Como ya se mencionó antes, la razón de que parte de la atmósfera se encuentra ionizada es que las moléculas que la componen absorben un rango de la radiación electromagnética, principalmente rayos UV y rayos X aunque adicionalmente unas líneas de emisión. Estos fotones excitan a los electrones enlazados en las moléculas y la energía adquirida hacen

que se desprendan de estas, resultando en iones positivos electrones y en algunos casos iones negativos. Con esto se forma el perfil ionosférico de densidad electrónica, una de las explicaciones más usadas para explicar la distribución electrónica de la ionósfera es la ley de Chapman (Chapman, 1931). La ley ha sido desarrollada de manera más específica a lo largo de los años desde su creación, sin embargo, aquí solo se explicará la versión simple.

Chapman planteó un modelo de una atmósfera ionizada con una composición homogénea y temperatura constante, además del valor de  $g$  constante, con lo que la densidad  $\rho$  (del aire neutro) depende de la altura  $z$  de la siguiente manera:

$$\rho = \rho_0 \exp(-z/H) \quad (1.7)$$

Donde  $H$  es la altura de escala y representa en este caso la altura a partir de la cual la presión disminuye por un factor de  $e$ . Esta cantidad se calcula con la siguiente relación,  $H = k_B T / Mg$ , con  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T$  la temperatura,  $g$  la aceleración de gravedad y  $M$  la masa promedio de las moléculas en la ionósfera con lo que obtenemos una altura de 10 km. Consideremos a  $\chi$  como el ángulo con el que inciden los rayos solares desde el zenit, el coeficiente de absorción de masa es  $\sigma$  y asumiendo que el radio de producción de electrones  $q$  es proporcional a la velocidad de absorción de radiación del gas por unidad de volumen, podemos considerar a  $I_0$  como el flujo de radiación proveniente desde el exterior de la atmósfera e  $I$  la cantidad de radiación que incide a una altura  $z$ . Entonces la absorción de radiación se representa de la siguiente manera:

$$dI = I \sigma \rho \sec \chi dz \quad (1.8)$$

Sustituyendo la Ecuación 1.7 e integrando, obtenemos:

$$I = I_0 \exp(-\sigma \rho_0 H \sec \chi \exp(-z/H)) \quad (1.9)$$

Considerando  $z_0 = H \ln(\sigma \rho_0 H)$  como la altura de referencia en donde hay mayor producción de electrones con  $\chi = 0$  (Davies, 1990), es decir, cuando el Sol se encuentra en el zenit,

entonces la Ecuación 1.9 se vuelve:

$$I = I_0 \exp(-\sec\chi \exp(-(z - z_0)/H)) \quad (1.10)$$

Tenemos que la velocidad de absorción de energía por unidad de volumen a una altura  $z$  es  $\cos\chi(dI/dz)$  y como esta es proporcional a  $q$ , tenemos de la Ecuación 1.10:

$$q = q_0 \exp[1 - (z - z_0)/H - \sec\chi \exp(-(z - z_0)/H)] \quad (1.11)$$

donde  $q_0 = I_0/eH$  es una constante. El máximo valor de  $q$ , a diferentes alturas, se obtiene cuando  $\chi = 0$ .

Luego consideramos la velocidad con la que los electrones son recombinados, este proceso puede ser complicado por la cantidad de especies que se encuentran en la ionósfera, sin embargo debajo de los 250 km el proceso puede ser resumido como que los electrones vuelven a juntarse a los iones positivos (Davies, 1990). Asumiendo que solo hay electrones y iones positivos, entonces ambos tienen concentración  $N_e$  y la velocidad de recombinación de electrones sería  $\alpha N_e^2$  por unidad de volumen, donde  $\alpha$  es una constante denominada coeficiente de recombinación para los iones moleculares. La variación de  $N_e$  respecto al tiempo entonces es dado por:

$$\frac{dN_e}{dt} = q - \alpha N_e^2 \quad (1.12)$$

La Ecuación 1.12 aplica muy bien para la región E y más abajo.  $\alpha$  se encuentra en el orden de  $10^{-13} m^3 s^{-1}$  el tiempo de la constante  $(\alpha N_e)^{-1}$  es alrededor de 10 min. Así los procesos de formación y recombinación de electrones llega al equilibrio en tiempos de este orden. Como una primera aproximación,  $dN_e/dt$  puede ser despreciado comparado con los otros términos en la Ecuación 1.12 y combinando con la Ecuación 1.11, obtenemos:

$$N_e = N_0 \exp\left[\frac{1}{2}(1 - (z - z_0)/H - \sec\chi \exp(-(z - z_0)/H))\right] \quad (1.13)$$

Esta expresión es la denominada ley de Chapman. Pero hay que considerar que es un modelo sobre simplificado del proceso de ionización y recombinación pero que puede explicar en cierto grado la forma de los perfiles de densidad electrónica como se ve en la

Figura 1.12.

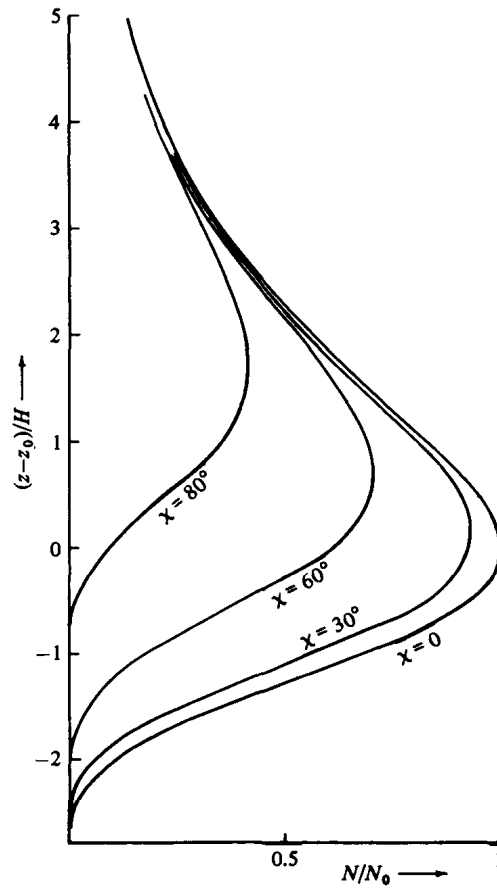


Figura 1.12: Modelo de perfiles de densidad electrónica de acuerdo a la ley de Chapman. Figura obtenida de Budden (1988)

La máxima concentración electrónica  $\max(N_e)$  depende de  $H, I_0$  y  $\chi$  pero no del coeficiente de absorción  $\sigma$ . La altura de máxima concentración ( $N_e(z)$ ) depende de  $H, \sigma$ , y  $\chi$  pero no de  $I_0$ . Este modelo sugiere que diferentes regiones ionosféricas ocurren porque  $\sigma$  tiene diferentes valores de acuerdo a las diferentes componentes de la radiación solar (Budden, 1988). Así, la región F es producida en gran medida por radiación UV en el rango de 17 a 80 nm. Las regiones E y D son producidas en gran medida por los rayos X en el rango de 0.1 a 17 nm (Budden, 1988), note que en este último rango entra la banda larga de rayos X detectados por la NOAA (0.1 a 0.8 nm).

La radiación solar contiene algunas líneas de emisión incluidos Lyman  $\alpha$  y Lyman  $\beta$  que vienen del hidrógeno atómico y se encuentran en el rango UV. Las líneas de Lyman  $\alpha$

no son absorbidas en la región F entonces se vuelven un importante factor de ionización en la región D. A pesar de que es un modelo sencillo y que el proceso de ionización es más complejo debido a las distintas especies moleculares en la ionósfera entre otros factores, muchas observaciones han demostrado la utilidad de este modelo cuando la ionósfera no se encuentra perturbada (Budden, 1988).

De manera más específica, la ionización de las especies es diferente para cada región ionosférica, como se ha mencionado antes, esto se debe a que cada región tiene distintas especies moleculares. La región D, en su versión *quieta* se produce por la ionización de óxido nítrico (NO) siendo este una especie traza, producida por la línea Lyman  $\alpha$ .

En la región E, la radiación ionizante se encuentra entre  $8\text{\AA}$  y  $140\text{\AA}$  y el rango de  $912\text{\AA}$  y  $1027\text{\AA}$  que puede ionizar  $O_2$ . En la región F la banda  $140\text{-}911\text{\AA}$  es importante para la ionización del oxígeno atómico con un pico de ionización de unos  $175\text{ km}$  (Davies, 1990).

La recombinación toma un papel importante en la ionósfera y no solo consiste en la recombinación de un electrón con un ion positivo. Por un lado la recombinación con iones moleculares es mucho mayor que con iones atómicos por  $10^5$  veces. De esta manera, los iones atómicos tienen que convertirse en iones moleculares antes de que se produzca la recombinación (Davies, 1990). Por otro lado, los iones moleculares se convierten en otras especies de iones moleculares. En un tercer caso, en la noche en la región D los electrones se pueden adherir a moléculas neutras y formar iones negativos que luego se pueden recombinar con iones positivos. A continuación se enumeran los procesos de recombinación más importantes en el día para las regiones F, E y D:

1.  $O_2^+ + e \rightarrow O + O + 6.96eV$
2.  $N_2^+ + e \rightarrow N + N + 5.82V$
3.  $NO^+ + e \rightarrow N + O + 2.76eV$
4.  $O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+O + 1.53eV$
5.  $O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N + 1.09eV$

Las reacciones 1, 2 y 3 son recombinaciones disociativas pues los átomos de la molécula inicial se disocian. Los casos 4 y 5 son transferencia de carga.

Otras reacciones en la ionósfera son:

- $O_2^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + NO + 0.87eV$
- $N_2^+ + O \rightarrow NO^+ + N + 3.05eV$
- $N_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2 + 3.50eV$

### 1.3.4. Propagación de ondas de Radio

Cuando las ondas de radio viajan a través de un medio pueden sufrir cambios en sus propiedades como lo es su dirección, su amplitud, fase, etc. Para entender como cambian las ondas de radio y cómo interactúan con el medio primero tenemos que entender la naturaleza de las ondas de radio. Para esto empezaremos describiendo la función de una onda electromagnética la cual surge a partir de las ecuaciones de Maxwell en un caso ideal, en su forma diferencial:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho/\epsilon_0 \quad (1.14)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.15)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.16)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.17)$$

Tomando el rotacional de la ley de Faraday (Ecuación 1.16) obtenemos:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{B}) \quad (1.18)$$

Sustituyendo la ley de Ampere 1.17 en la ecuación anterior y usando la igualdad  $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$ , obtenemos la siguiente ecuación:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \quad (1.19)$$

Donde  $\mathbf{J} = \sum_s q_s(n_s \mathbf{u}_s)$  es la densidad de corriente de las distintas especies que hay en el plasma. La Ecuación 1.19 es conocida como la ecuación de onda para campo eléctrico, se puede obtener una ecuación similar para el caso magnético haciendo un proceso similar pero empezando de la ley de Ampere. En el caso ideal del vacío ( $\rho = 0, \mathbf{J} = 0$ ), la Ecuación 1.19 se reduce a:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.20)$$

Que es la ecuación de onda clásica, y para el caso de que nuestra onda tiene pequeñas amplitudes, comportamiento sinusoidal, la solución para el campo eléctrico se puede expresar como:

$$\mathbf{E}(\mathbf{s}, t) = \mathbf{E}_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{s} - \omega t)} \quad (1.21)$$

Donde  $\mathbf{E}_1$  es un vector constante,  $\mathbf{k}$  es el vector de propagación de la onda, y  $\omega$  es la frecuencia de la onda. La magnitud de  $\mathbf{k}$  es el número de onda y está relacionado con la longitud de onda  $\lambda$ , la velocidad de la onda  $\nu$  y la frecuencia angular de la siguiente manera:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{\nu} \quad (1.22)$$

Siendo  $k$  la magnitud de  $\mathbf{k}$ . Regresando a la Ecuación 1.21, observamos que definimos a  $\mathbf{E}$  dependiente de un vector de posición  $\mathbf{s}$  y el tiempo  $t$ ,  $\mathbf{s}$  nos indica una dirección en un punto contenido en un frente de onda desde un punto de referencia  $O$ . Para definir el frente de onda tenemos que definir primero la fase  $\phi$ . La fase es el ángulo que hay entre un punto de la onda y un marco de referencia. Por ejemplo en una onda sinusoidal, entre crestas adyacentes hay  $2\pi$  radianes de fase. La fase de una onda la podemos describir como:

$$\phi = -k s \cos \theta = -\mathbf{k} \cdot \mathbf{s} \quad (1.23)$$

Donde  $\theta$  es el ángulo entre  $\mathbf{k}$  y  $\mathbf{s}$ . Esta situación presenta una superficie que intersecta a las ondas en una misma fase, es esta superficie a la que se le denomina frente de onda. En este trabajo, plantearemos un frente de onda plano infinito, que puede aproximarse en



situaciones en donde un frente de onda se encuentra demasiado lejos del emisor. Esto se puede visualizar en la Figura 1.13 , en donde se visualizan los vectores  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{s}$  y el ángulo  $\theta$  con respecto a un punto de referencia  $O$ .

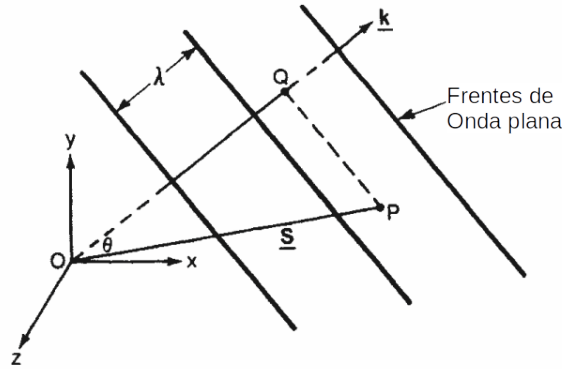


Figura 1.13: Representación de un frente de onda plano infinito. En este diagrama podemos observar algunos parámetros que definen a una onda electromagnética y permiten entender cómo se relacionan entre sí. Figura obtenida de Schunk y Nagy (2009).

Cabe recordar que en este caso estamos manejando un medio isotrópico, en estos casos si tenemos un emisor ideal puntual, obtendremos un frente de onda esférico que mantendrá su forma debido a la relación de dispersión 1.32, lo que mantiene a  $k$  sin cambios.

Retomando la Ecuación 1.22 surge otro parámetro útil para entender la propagación de las ondas:

$$k = n \frac{\omega}{c} \quad (1.24)$$

Donde  $n$  es el índice de refracción del medio el cual describe cómo cambia la velocidad de la onda de acuerdo a las propiedades del medio. Cuando  $n = 1$  la onda viaja a la velocidad de la luz, en el caso en que  $n > 1$ , la onda viajará  $n$  veces más lento que  $c$ . Siguiendo el principio de Fermat que nos dice que la luz seguirá la trayectoria que menos tiempo le tome (Ishimaru, 2017), esto hará que un frente de onda cambie de dirección al entrar a un medio con un  $n$  diferente. Es justamente del principio de Fermat que se recupera la ley de Snell que nos indica cómo cambia la dirección de un frente de onda cuando pasa de un medio con  $n_1$  y ángulo incidente  $\theta_1$  a un medio con  $n_2$  y saldrá con una

dirección  $\theta_2$ :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1.25)$$

Una forma de entender esto de forma microscópica es que cuando una onda electromagnética entra a un medio, entrega su energía a los electrones del medio los cuales empiezan a oscilar con la frecuencia de la onda incidente. Los electrones vuelven a emitir con esta misma frecuencia pero con distinta fase pues los electrones del medio no se encuentran en fase con la onda electromagnética (Hecht, 2002). De esta manera la onda resultante se vuelve una suma de las ondas emitidas por el medio lo que hace que cambie su velocidad y por lo tanto su dirección.

Los parámetros antes descritos se han manejado en una condición ideal en la que no hay densidad de corriente ( $\mathbf{J} = 0$ ). Retomando la ecuación 1.20, como se menciona en (Schunk y Nagy, 2009), al expresar la solución de campo eléctrico de forma exponencial (ec. 1.21) obtenemos la ventaja de que podemos expresar  $\nabla$  y  $\partial/\partial t$  de una forma más sencilla para el álgebra:

$$\nabla \rightarrow i\mathbf{k}, \quad \frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -i\omega \quad (1.26)$$

Con esto, retomando el caso donde existe una densidad de corriente  $\mathbf{J}$ , retomamos la ecuación de onda donde se incluye la corriente (ec. 1.19) y asumimos una onda plana, entonces podemos usar las relaciones anteriores y podemos escribir:

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2} - k^2\right) \mathbf{E} + \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) = -i\omega\mu_0\mathbf{J} \quad (1.27)$$

Si consideramos el caso de las ondas de radio que son transversales, es decir que el campo eléctrico es perpendicular a  $\mathbf{k}(\mathbf{E} \perp \mathbf{k})$ , entonces  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0$ , por lo tanto la ecuación 1.27 se vuelve:

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2} - k^2\right) \mathbf{E} = -i\omega\mu_0\mathbf{J} \quad (1.28)$$

Se tienen que tomar ciertas consideraciones del plasma lo que nos permitirá llegar a varias conclusiones sobre comportamiento de las ondas de radio respecto a la ecuación 1.28.

Consideremos que este plasma no tiene influencia de campos magnéticos o eléctricos de fondo ( $\mathbf{E}_0 = \mathbf{B}_0 = 0$ ), que es eléctricamente neutro ( $n_{e0} = n_{i0}$ ), estacionario ( $\mathbf{u}_{e0} = \mathbf{u}_{i0} = 0$ ), frío ( $T_i = T_e = 0$ ), uniforme y quieto. Entonces cuando una onda electromagnética (onda de radio) se propaga a través de este plasma, se induce una corriente y el plasma perturbado afecta a la misma onda. En este caso, sólo los electrones responden de manera considerable debido a las frecuencias de las ondas (los iones son más pesados). Bajo estas consideraciones se podrá obtener un par de conclusiones a partir de  $\mathbf{J}$  y el movimiento de los electrones:

$$\mathbf{J}_1 = -N_{e0}q\mathbf{u}_{e1}, \quad (1.29)$$

$$i\omega\mathbf{u}_{e1} - \frac{e}{m_e}\mathbf{E}_1 = 0 \quad (1.30)$$

Siendo  $q$  la carga del electrón, en estas dos ecuaciones observamos que la corriente producida por la onda  $\mathbf{J}_1$  depende de la densidad del plasma  $N_{e0}$  y la velocidad de electrones producida por la misma onda  $\mathbf{u}_{e1}$ . La ecuación 1.30 describe el movimiento del electrón ( $i\omega\mathbf{u}_{e1}$ ) generado por el campo eléctrico de la onda *perturbadora* ( $\mathbf{E}_1$ ).

Sustituyendo  $\mathbf{u}_{e1}$  de la ecuación 1.30 en la ecuación 1.29 y substituyendo esta  $\mathbf{J}_1$  en la ecuación 1.28, obtenemos una ecuación de  $\mathbf{E}_1$  dada por:

$$\mathbf{E}_1 \left( \frac{\omega^2}{c^2} - k^2 - \mu_0\epsilon_0\omega_p^2 \right) = 0 \quad (1.31)$$

Donde  $\omega_p^2 = (N_{e0}q^2/\epsilon_0m_e)^{1/2}$ , es la frecuencia del plasma o la frecuencia de oscilación de los electrones, siendo  $m_e$  la masa del electrón. Respecto a la Ecuación 1.31, sabemos que  $\mathbf{E}_1$  no es cero, por lo tanto, la expresión dentro del paréntesis debe igualar a cero, con esto obtenemos:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2k^2 \quad (1.32)$$

La ecuación 1.32 es la relación de dispersión para un plasma no magnetizado, para altas frecuencias.

Un hecho importante que debemos tomar en cuenta es que las ondas de radio son usadas para transportar información. Para esto se usan métodos de modulación que son técnicas

para modificar una onda de radio al superponer dos ondas con diferentes características, la frecuencia y amplitud son las más usadas. Un ejemplo de modulación se puede ver en el siguiente ejemplo de amplitud modulada (Figura 1.14).

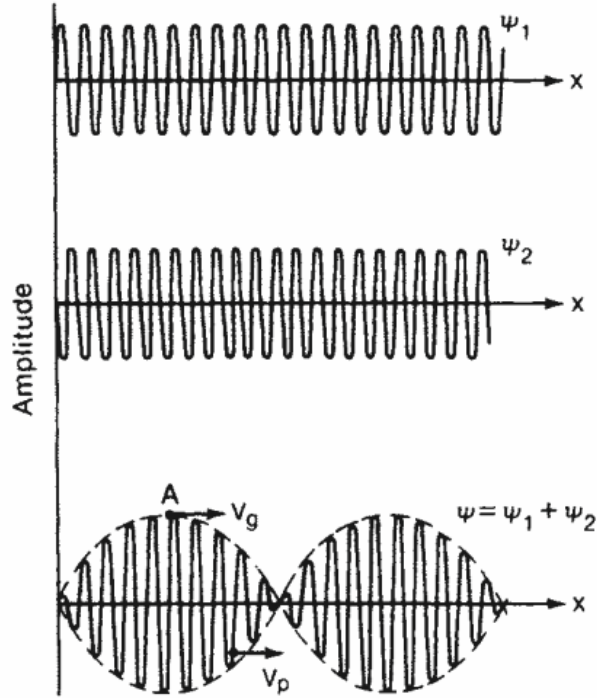


Figura 1.14: Superposición de dos ondas con diferente amplitud, como resultado vemos una onda compuesta por una envolvente que viaja a una velocidad de grupo  $v_g$  y un paquete de ondas que viaja con una velocidad de fase  $v_p$ . Figura obtenida de Schunk y Nagy (2009).

En las ondas compuestas observamos una envolvente, en este caso de amplitud, que lleva una velocidad característica denominada velocidad de grupo  $v_g$ . Otra característica de esta onda compuesta es la onda portadora que en el ejemplo de la Figura 1.14 lleva un paquete de ondas dentro de la envolvente, este paquete de ondas lleva una velocidad denominada velocidad de fase  $v_p$ . Estas velocidades se pueden obtener a partir de la relación de dispersión 1.32 y están determinadas por:

$$v_p = \frac{\omega}{k} \qquad v_g = \frac{d\omega}{dk} \qquad (1.33)$$

En estas ondas la velocidad de fase (la velocidad de un paquete de ondas en una onda modulada) es mayor a la velocidad de la luz ( $v_p > c$ ) pero la velocidad de grupo (la

velocidad de la onda envolvente en una onda modulada) es menor a  $c$ :

$$\frac{\omega^2}{k^2} = c^2 + \frac{\omega_p^2}{k^2} > c^2 \quad (1.34)$$

$$\frac{d\omega}{dk} = \frac{c}{(\omega/k)} c < c \quad (1.35)$$

Para determinar la propagación de una onda de radio se vuelve importante su frecuencia y la frecuencia del plasma pues de la ecuación 1.32 obtenemos:

$$k = \frac{\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}}{c} \quad (1.36)$$

En esta relación observamos que  $k$  es real cuando  $\omega > \omega_p$ , y así la onda se propaga a través del plasma. Cuando  $\omega = \omega_p$ ,  $k = 0$  y la frecuencia de plasma se le llama frecuencia de corte y la onda es reflejada. Finalmente cuando  $\omega < \omega_p$ ,  $k = i|k|$  es imaginario y la onda es amortiguada.

Con la relación 1.36 podemos obtener información sobre el índice de refracción ya que al sustituir esta relación en 1.22 podemos obtener la siguiente relación:

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (1.37)$$

Que nos resulta útil pues nos indica que el índice de refracción depende de la frecuencia de la onda y también de la frecuencia del plasma.

En el caso en que la onda es amortiguada, esta onda presenta una distancia en que empieza a amortiguarse hasta que es dispersada completamente, la distancia de amortiguamiento se obtiene de la ecuación de campo eléctrico 1.21, tomando en cuenta  $k = i|k|$ :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_1 e^{-|k|x} \cos(\omega t) \quad (1.38)$$

En esta ecuación se ha tomado el caso de una dimensión y se ha tomado la parte real. Entonces cuando  $\omega < \omega_p$ , la onda de amortigua exponencialmente con la distancia. La

distancia de penetración es entonces:

$$\delta = \frac{1}{|k|} = \frac{c}{\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}} \quad (1.39)$$

De esta manera, la frecuencia del plasma determina la *capacidad* de los electrones de ajustarse al campo de la onda y establecer un campo eléctrico de polarización directamente opuesto a la onda impuesta. Por otro lado cuando  $\omega > \omega_p$ , los electrones no se pueden ajustar al campo impuesto por la onda, y la onda electromagnética es modificada mientras pasa por el plasma pero no decae.

Existe otra situación en la que una onda puede verse afectada por el medio en el que viaja que es la absorción por colisiones de los electrones. Cuando una onda se propaga por el plasma ionosférico, los electrones ionosféricos absorben la energía electromagnética de las ondas de radio y son acelerados en un movimiento oscilatorio con la misma frecuencia que la onda de radio incidente. Estos electrones vuelven a emitir la señal incidente con una pequeña demora por la inercia de los electrones. En un medio sin colisiones la energía de las ondas no se pierde, mientras que en un medio con partículas neutras, la colisión entre iones y neutros dispersa energía en forma de calor lo que reduce la amplitud de la señal de radio remitida por los electrones.

En un caso ideal podemos pensar en un gas ionizado en donde ocurren colisiones entre electrones y átomos de forma elástica. Considerando que tomamos estas partículas como esferas, y como el radio de los electrones es mucho menor que el de los átomos o nucleones entonces podemos expresar la frecuencia de colisión ( $\nu_e$ ) como:

$$\nu_{ea} = \nu_e/l_e = \pi r_a^2 n_a (3KT/m)^{1/2} \quad (1.40)$$

Donde:

$$l_e = (\pi r_a^2 n_a)^{-1} \quad (1.41)$$

Es el camino libre medio de los electrones,  $K$  es la constante de Boltzman,  $T$  es la

temperatura,  $m$  es la masa de los electrones,

$$v_e = (3KT/m)^{1/2} \quad (1.42)$$

es la velocidad térmica de los electrones y  $n_a$  es la densidad de las partículas neutras.

Sin embargo la colisión entre partículas es más compleja, por ejemplo un electrón que se acerca a una molécula neutra puede estar polarizada, la atracción electrostática afectará el movimiento del electrón, por otro lado en una colisión con un ión, el electrón también cambiará su velocidad antes de chocar con este por la carga del ión. Con esto en cuenta, las igualdades antes mencionadas no representan con precisión la relación entre la frecuencia de colisión y la temperatura, densidad etc. De acuerdo a Matsushita (1967), las colisiones entre electrones y neutros  $\nu_{en}$ , electrones y iones,  $\nu_{e\pm}$ , iones y neutros  $\nu_{\pm n}$  y iones con iones  $\nu_{\pm\mp}$  se puede aproximar como:

$$\nu_{e\pm} = 5 \times 10^{-1} n_n T^{1/2} \quad (1.43)$$

$$\nu_{e\pm} = [34 + 8.36 \log(T^{3/2}/n_e^{1/2})] n_{\pm} T^{-3/2} \quad (1.44)$$

$$\nu_{\pm n} = 3.35 \times 10^{21 n_n / M^{1/2}} \quad (1.45)$$

$$\nu_{\pm\mp} = 3.06 \times 10^{-14} \nu_{e\pm} / M^{1/2} \quad (1.46)$$

Donde M es la masa molecular media.

Como se puede observar, la absorción y por lo tanto la frecuencia de colisión, depende de las densidades neutras y electrónicas las cuales a su vez depende de la capacidad de recombinación y ionización de la atmósfera producidas a diferentes alturas y por diferentes agentes perturbadores o ionizantes (H. H. Sauer y Wilkinson, 2008).

Habiendo visto algunos de los fenómenos a los que se someten las ondas de radio al viajar a través de la ionósfera haremos un resumen de estos fenómenos.

Cuando las ondas de radio son emitidas desde un emisor cerca de la superficie terrestre puede tomar varios caminos.

- La onda viaja cerca de la superficie y llega a un receptor (onda directa).
- La onda se dirige hacia la ionósfera de manera vertical, es reflejada por esta y regresa

hacia el emisor.

- La onda se acerca a la ionósfera de manera oblicua y empieza a cambiar de dirección a partir de varias refracciones.

Un ejemplo de estos últimos dos casos se presenta en la Figura 1.15

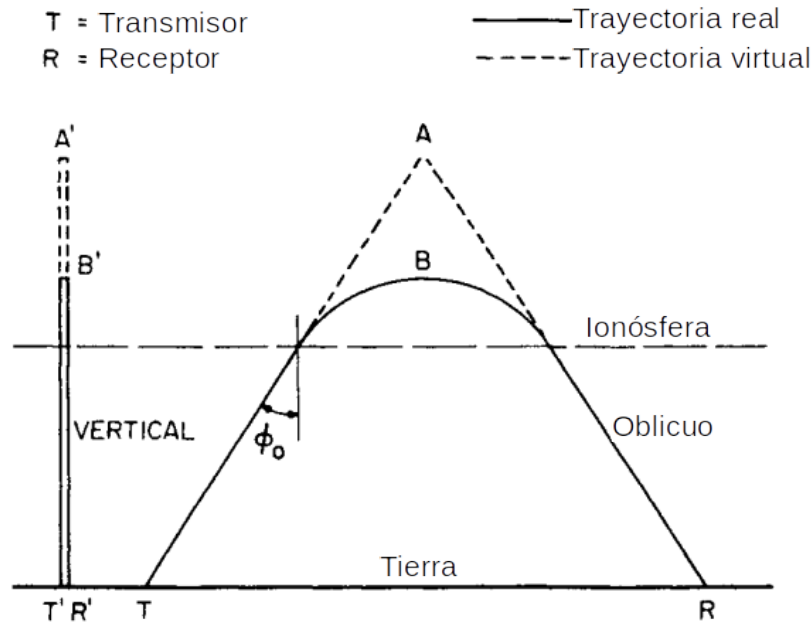


Figura 1.15: En este diagrama se traza con una línea la dirección que toma un frente de onda al viajar de un emisor y encontrarse con la ionósfera, en un caso cuando la emisión es vertical, puede ocurrir una reflexión total. En el caso en que la emisión es oblicua puede ocurrir una serie de refracciones, lo que permite a la onda regresar a Tierra. Adicionalmente se dibuja con una línea segmentada la trayectoria *virtual* que traza la onda de radio de acuerdo a los ángulos de emisión y recepción y la trayectoria real que lleva la onda. Figura obtenida de Davies (1990).

De manera resumida podemos decir que una onda se ve reflejada cuando esta sube y su frecuencia alcanza una altura con la misma frecuencia de plasma ( $f_p \simeq (9N_e)^{(1/2)}$ )

Los frentes de onda pueden considerarse casi esféricos pero en el momento en que estos alcanzan la ionósfera pueden considerarse plano. Lo mismo aplica para la curvatura de la ionósfera, en la mayoría de los casos se puede omitir la curvatura y considerarse como un reflector plano.

Las frecuencias afectadas por la ionósfera va desde ELF (Extremely low frequencies)



hasta SHF (super high frequencies). Sin embargo son las frecuencias menores a 30 MHz las que dependen completamente de la ionósfera, frecuencias mayores a 50 MHz se ven parcialmente afectadas. En general las afectaciones varían entre disminución de amplitud, penetración, absorción, desfazamiento, etc. En este trabajo nos interesa la propagación de ondas en HF (High Frequency) que va de los 3 a los 30 MHz. El principal modo de propagación en la ionósfera es la reflexión desde la región E hasta la F y las aplicaciones de esta bandas se encuentran en servicios marítimos y aeronáuticos y de transmisión para radiocomunicaciones amateurs y civiles.

Con las definiciones antes descritas hemos expresado algunas de las características más importantes de las ondas de radio. En particular se ha descrito el comportamiento en una situación ideal y se han dejado bastantes conceptos que también influyen en la interacción de la ondas de radio, como la influencia de campos eléctricos y magnéticos del plasma en la onda de radio, la polarización de las ondas, ondas ordinarias y extraordinarias, la reflexión-refracción parcial de las ondas, entre otras. Sin embargo los conceptos planteados son suficientes para poder explicar los mecanismos más importantes que influyen en el modelo DRAP que se verá más adelante.

### 1.3.5. Perturbación ionosférica por fulguraciones

Uno de los mecanismos que pueden perturbar a la ionósfera, particularmente en latitudes medias y bajas son provocados por dos tipos de calentamiento, uno de manera local y segundo por transferencia de energía de latitudes polares. En la primera categoría se pueden presentar tres fenómenos:

- Fulguraciones.
- Disipación de ondas MHD o conducción de ondas de calor.
- Disipación joule de corrientes ionosféricas.
- Precipitación de partículas neutras provenientes de anillos de corriente.

En la segunda categoría podemos encontrar dos posibles mecanismos:

- Circulación de viento a gran escala.
- Ondas/transporte de perturbaciones atmosféricas.

(Scherer y cols., 2005)

Un incremento de rayos X y UV que se presenta en el caso de una fulguración pueden incrementar la  $N_e$  de la región D, el pico en rayos X puede durar 10 minutos mientras que el flujo de protones puede durar días (Scherer y cols., 2005).

Un incremento en estas energías aumentan la densidad electrónica y particularmente en la región D se produce un incremento súbito en la densidad electrónica. Esto a su vez incrementa la frecuencia de colisión de electrones con neutros  $\nu_{en}$  que a en consecuencia incrementa la absorción de ondas en el rango HF y MF en esta capa.

A este fenómeno se le denominada desvanecimiento de onda corta y fue de los primeros fenómenos asociados a una fulguración (Davies, 1990). Se observa un desvanecimiento de este tipo en la Figura 1.16.

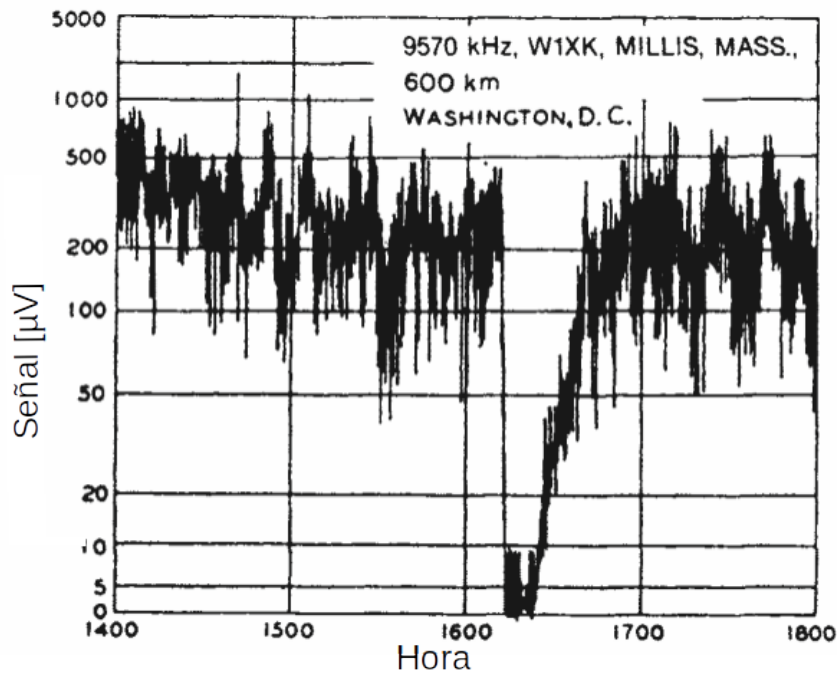


Figura 1.16: Potencia de una señal de radio que presenta un desvanecimiento, en este caso asociada a una fulguración. Figura obtenida de Davies (1990).

Como se verá en el siguiente capítulo, la intensidad del desvanecimiento depende de la intensidad de la fulguración, del ángulo de zenit solar y de las condiciones ionosféricas

preexistentes. Y como se ha mencionado en el capítulo anterior, la mejor forma para monitorear los rayos X de una fulguración es mediante los satélites GOES, su alta resolución temporal ( $\approx 3\text{seg}$ ) permite detectar la prefase de una fulguración con minutos de anticipación antes de que ocurra el pico de flujo. Un ejemplo de las afectaciones en un rango de frecuencias se puede observar en la Figura 1.17

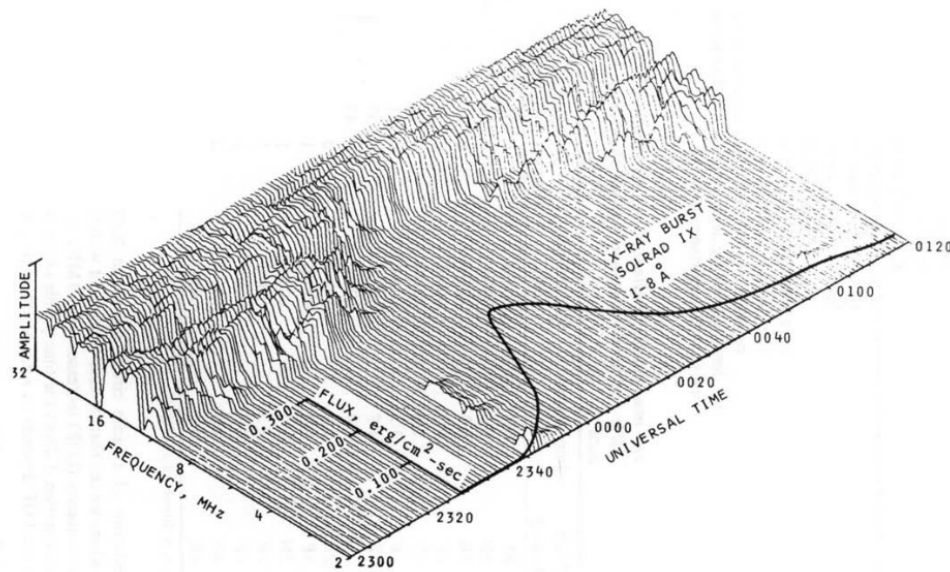


Figura 1.17: Amplitud afectada de un espectro de señales que son transmitidas de Hawaii a California asociada a una fulguración. Figura obtenida de Davies (1990).

En este diagrama se observa como hay un espectro de señales de radio que son transmitidas continuamente por reflexión oblicua. La amplitud de estas señales se ve disminuida en concordancia a la ocurrencia de una fulguración. Se puede observar que la mínima frecuencia usable, con una amplitud reconocible ronda los 12 MHz. Cuando aumenta el flujo de la fulguración las frecuencias utilizables van disminuyendo su amplitud en la parte baja del espectro hasta que, en el pico de la fulguración se alcanza una frecuencia mínima de unos 17 MHz. En este caso la fulguración tiene un incremento de flujo súbito en algunos minutos, pero como se ha mencionado, no todas las fulguraciones ocurren de esta manera, algunas tienen un incremento gradual de algunas horas, o en el caso del decrecimiento del flujo que es más prolongado que el incremento, entre más prolongado sea el decrecimiento mayor es la afectación en las radiocomunicaciones.

En el siguiente capítulo se explicará de manera más detallada la capacidad de afectación

de las fulguraciones en las radiocomunicaciones de HF y MF.

El territorio mexicano, por su posición latitudinal, no tiene tanta influencia del campo magnético como en el caso de los polos magnéticos o en el ecuador magnético. Es decir que la ionósfera no se ve tan afectada o no presenta los fenómenos como en los casos antes mencionados y sobretodo en la región D, aunque en George (1971) se encontró que la región D se encuentra parcialmente controlada por el campo geomagnético pues ocurre un incremento de la absorción de HF en la región D en latitudes cerca de 20° latitud Norte y Sur.

Por lo tanto los fenómenos que nos interesan son en latitudes bajas de acuerdo a la ubicación del territorio mexicano. Cabe mencionar que justamente debido a su ubicación geográfica, entre otras razones no se han hecho tantos estudios ionosféricos, mas allá de la comparación de las perturbaciones ionosféricas relacionadas con tormentas geomagnéticas o fulguraciones.

Un ejemplo es el trabajo de Lopez-Montes y cols. (2015) y Romero-Hernandez y cols. (2017) en donde se hace un estudio de los valores TEC (contenido total de electrones) en territorio mexicano para estudiar el efecto de las EMC en la ionósfera. Aquí se menciona que se produjeron perturbaciones ionosféricas relacionadas con fulguraciones, antes de que ocurrieran perturbaciones geomagnéticas significativas. Pero hay que mencionar que el campo geomagnético ya se encontraba muy perturbado, entonces no se puede terminar de asociar directamente el grado de afección de las fulguraciones con las perturbaciones ionosféricas, reflejado en el valor TEC.

Se observa en el trabajo de Lopez-Montes y cols. (2012), fulguraciones ocurridas en de septiembre de 2005. Los efectos de las fulguraciones en el parámetro TEC son perceptibles de manera muy local, en estaciones de GPS muy particulares, no de manera regional. Sin embargo hay que considerar que en los eventos también ocurre una EMC por lo que este evento interfiere también en las lecturas TEC por lo que no se puede obtener una conclusión clara del efecto de las fulguraciones en capas superiores a la región D.

## 1.4. Hipótesis

Considerando que el espacio terrestre entre los trópicos es más vulnerable ante afectaciones en radiocomunicaciones por fulguraciones, utilizando un modelo de predicción de absorción de la ionósfera y la distribución de probabilidad de fulguraciones se podrá estimar la vulnerabilidad del territorio mexicano.

## 1.5. Objetivos

- Generar una base de datos de las fulguraciones históricas usando los datos de la National Oceanic and Atmospheric Administration de EEUU (NOAA por sus siglas en inglés).
- Estudiar el proceso de afectación de ionósfera diurna sobre el territorio mexicano, provocado por una fulguración.
- Implementar un modelo de absorción de radiocomunicaciones para el contexto mexicano.
- Hacer un análisis estadístico para determinar el riesgo que existe en México ante las fulguraciones en un ciclo solar.

## 1.6. Estructura de la tesis

En el capítulo 2 se hace revisión de los datos de entrada (flujos de rayos X de fulguraciones registrado por los satélites de la NOAA) y la distribución presentan estos datos para poder calcular un número de eventos que podrían ocurrir en periodos de tiempo futuros. La revisión de la distribución de estos datos será necesaria para entender y tratar de ajustar una distribución en los datos que devuelva el modelo. En el capítulo 3 se comentan el modelo de absorción ionosférica y su implementación en el territorio mexicano.

En el capítulo 4 se analizan los datos obtenidos por el modelo aplicado al territorio mexicano y se analiza la distribución de los eventos generados por este modelo. Finalmente en el capítulo 5 se comentan los resultados y el alcance de este trabajo.

En el apéndice 5 se describe el posicionamiento del Sol y la Tierra entre sí y los principales sistemas de coordenadas astronómicas y geográficas necesarias para la implementación del modelo de absorción ionosférica. En el apéndice A.1.1 se presentan los códigos realizados en el lenguaje de programación Python que fueron usados para procesar los datos de fulguraciones, generar el modelo y analizar los datos de la distribución obtenidos del modelo.

# Capítulo 2

## Datos de fulguraciones

### 2.1. Introducción

En esta sección se va a estudiar los datos de entrada para el modelo DRAP que son los registros de fulguraciones. Empezaremos a estudiar la naturaleza de los datos y la distribución que presenta. La fuente de datos que se usará será el flujo de rayos X provenientes del Sol medidos por los satélites GOES . De estos registros tendremos que usar los registros de fulguraciones que pueden identificarse como picos en el flujo. Se caracterizó el flujo de los picos usando la escala de la NOAA, y la fecha y hora de ocurrencia lo que nos permitirá calcular el punto subsolar sobre la Tierra en el momento en que ocurrió la fulguración.

### 2.2. Registro Histórico del GOES

La serie GOES (Geostationary Operational Environmental Satellite) son satélites con instrumentación para el servicio de meteorología y de clima espacial. Estos satélites son operados por la NOAA desde 1975 en donde fue lanzado el primero. La serie GOES llevan un medidor de rayos X, el XRS (Xray sensor por sus siglas en inglés), basado en una cámara de gas que se ioniza con el flujo de rayos X (Davies, 1990). Los satélites GOES también incluyen detectores de protones y partículas alfa de altas energías. Los GOES 13 al 15 también miden el flujo de EUV apuntando al Sol. Son 18 satélites los que han sido lanzados pero solo uno de ellos (GOES G) no pudo alcanzar la órbita. Los satélites

que alcanzan la órbita y pueden entrar en operación son asignados con un número en orden cronológico. Actualmente están en operación los GOES del 15 al 17 y GOES 14 se encuentra apagado o en modo de espera pero utilizable.

Algunas de las funciones principales de la misión GOES es sondear flujo de rayos X solares, del ambiente cercano de la Tierra y telemetría terrestre. Esto con los objetivos de hacer pronósticos de tiempo, monitoreo de tormentas o fenómenos climáticos, investigación meteorológica y clima espacial. Como lo dicen el nombre de la misión, los satélites tienen órbitas geoestacionarias, es decir que se encuentran orbitando con una altura (35,790 km) y velocidad suficientes para viajar con la misma velocidad angular que la rotación terrestre, en una órbita ecuatorial. Una de las desventajas de este mecanismo, particularmente en el caso de clima espacial, es que en ocasiones ocurre el eclipsamiento por la Luna o la misma Tierra, lo que interrumpe el sondeo solar. Para sobrellevar esta dificultad, entre otras, es necesario tener operativo más de un satélite y adicionalmente tener orbitando satélites de reserva en caso de que uno de los satélites quede fuera de operación (Machol y Viereck, 2016).

Los satélites se van degradando por fenómenos de clima espacial o sufren de fallos técnicos que interrumpen o alteran su operatividad o incluso pueden dejarlos inoperativos. Un ejemplo es el satélite GOES 13 que al detectar una fulguración en diciembre de 2006 su detector SXR de rayos X se averió. Posteriormente en 2012 empezó a mostrar imágenes de telemetría saturados y en 2013 fue impactado por un micrometeorito de basura espacial lo que le imposibilitó ubicar las estrellas que usa para mantener su altitud. En meses posteriores fue puesto en operación nuevamente pero en 2015 empezó a fallar un sondeador de infrarojo y finalmente en 2018 fue puesto fuera de operación.

En eventos extremos de fulguraciones los canales XRS llegan a saturarse, por ejemplo en las tormentas de Halloween de 2003 (ver Figura 2.1), el canal de onda larga se saturó en X17 y el de onda corta se saturó en X5 (Machol y Viereck, 2016), por lo que en eventos mayores a los mencionados no se puede conocer el flujo que rebasa esos límites.



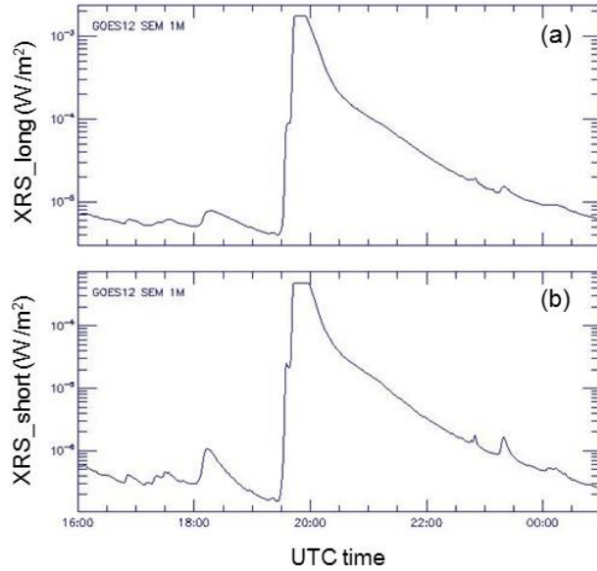


Figura 2.1: Saturación de los canales XRS de GOES durante las tormentas de Halloween el 4 de noviembre de 2003. (Machol y Viereck, 2016)

### 2.2.1. Descripción y Tratamiento de los datos

Los eventos de rayos X detectados por XRS son guardados indicando la fecha del evento, la hora de inicio del evento, la hora de finalización, la hora del flujo máximo del evento y el flujo máximo del evento usando la escala de la NOAA. Los registros de los eventos fueron consultados en <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-flares/x-rays/goes/xrs/>. Estos registros empiezan a guardarse desde el 1ro de septiembre de 1975 donde se encuentra el primer registro, hasta el 28 de Junio de 2017, fecha donde se terminan de guardar los eventos en esta plataforma. Se leyeron los registros usando el lenguaje de programación Python(ver apéndice). Inicialmente se leyeron 76782 registros, se produjeron 2 errores de lectura y en el registro aparecieron varios valores marcados con flujo cero, estos se desestimaron por lo que quedaron 76549 registros. El valor mínimo de los registros es de  $6 \times 10^{-9}$ , o sea un orden de magnitud debajo de los eventos A. El evento de mayor flujo (estimado) es un X28 ocurrido en las tormentas de Halloween en 2003 (ver Fig. 2.1). Si observamos la distribución de las fulguraciones a lo largo del tiempo observamos que estas siguen eventualmente el ciclo de actividad solar, como se graficó en la Figura 2.2.

Con el objetivo de identificar la susceptibilidad de que ocurra una fulguración en un

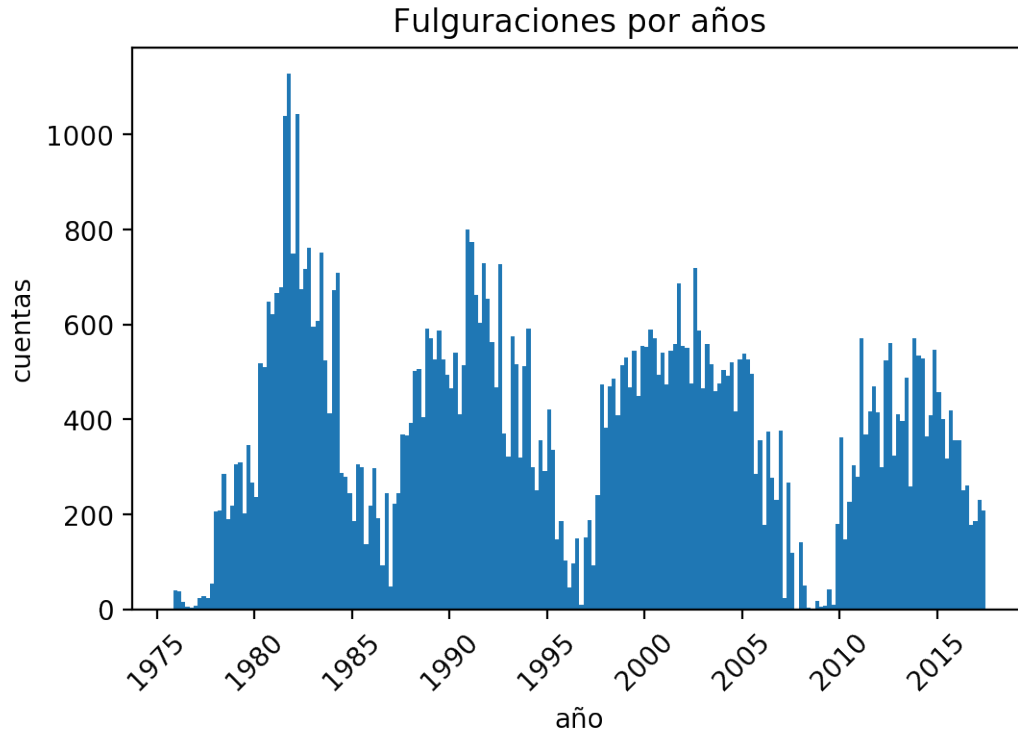


Figura 2.2: Distribución de las fulguraciones medidas desde 1975 realizada a partir de los datos de la NOAA.

cierto periodo de tiempo con cierta intensidad y particularmente en territorio mexicano, se empezó a analizar el registro histórico de fulguraciones realizando un histograma para identificar la distribución de todos los eventos de acuerdo al flujo máximo. El ancho de las cajas se realizó con un arreglo logarítmico para poder percibir la distribución de los flujos puesto que esta tiene una distribución de estilo exponencial, como se puede ver en la Figura 2.3 izquierda. Se puede ver que en el lado de menor energía del histograma se observa un incremento irregular, estos eventos se sitúan en el rango de los eventos menores a los eventos de escala B (ver Tabla 1.1) pues estos se presentan en número de decenas de cuentas. Adicionalmente, en fichas técnicas de la NOAA se menciona que los detectores de XRS son menos sensibles en el umbral inferior o de menor energía. Esta sensibilidad varía para diferentes versiones de los GOES lo que podría afectar en la medición de eventos menores es decir para flujos mayores a  $8 \text{ \AA}$  (Machol y Viereck, 2016). Posteriormente con los eventos B y mayores, el número de eventos incrementa a los miles de cuentas hasta alcanzar un pico en el rango de los eventos C. Se realizó el mismo histograma pero con el

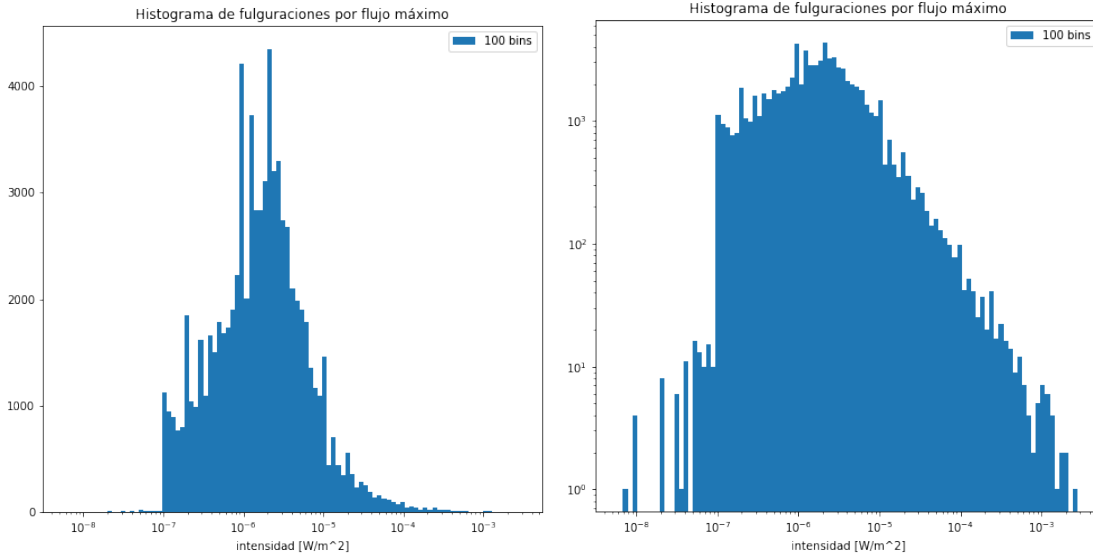


Figura 2.3: Histograma de 100 cajas del flujo máximo de las fulguraciones registradas por GOES. El número de cuentas se encuentra en espacio lineal en el gráfico izquierdo y en el lado derecho es de espacio  $\log_{10}$ .

número de cuentas en escala  $\log_{10}$  (ver Figura 2.3 derecha). Con esto se puede observar que en el lado de menor energía (eventos A y menores) se encuentran en el número de unidades y decenas, además, el pico en el número de cajas se encuentra en  $1.98e-06$  con 4350 cuentas.

### 2.2.2. Distribución de los eventos

Debido a que el histograma en escala  $\log_{10}$  sigue una distribución aproximadamente recta en el lado de altas energías, se llegó a la conclusión de que el histograma tiene una componente de ley de potencias en su distribución (Newman, 2005; Stumpf y Porter, 2012). Las distribuciones de leyes de potencias son aquellas en donde la densidad de probabilidad puede ajustarse a una función de tipo:

$$p(x) \propto x^{-\alpha} \text{ para } x > x_{min} \quad (2.1)$$

Donde  $\alpha$  es un número constante, se le conoce como parámetro de forma (Clauset y cols., 2009). En este caso  $x_{min}$  representa un límite a partir del cual las distribuciones adquieren la forma de ley de potencia, en algunas distribuciones este límite sería el valor

más pequeño de la distribución. Se debe determinar el valor de este límite para obtener un mejor ajuste pues en muchas ocasiones no toda la población o todo el rango de datos sigue el comportamiento de la distribución que se desea ajustar.

Como se hizo en (De la Luz y cols., 2018; Tsiftsi y De la Luz, 2018), se desea poner atención en el comportamiento de los eventos más extremos, o de mayor energía, para esto, se decidió graficar los eventos respecto a su flujo en forma de función de supervivencia empírica (FSE). Esta función describe la probabilidad de que un evento  $X$  mayor que  $x$  ocurra, para cualquier tipo de distribución. Una analogía para entender este concepto se vincula con el nombre de la función, de supervivencia (FS); se determina la probabilidad de que un hombre sobreviva más allá de un tiempo dado, entre mayor sea el tiempo, la posibilidad de supervivencia del individuo disminuye. En este caso, observamos que ocurra una fulguración mayor a cierta intensidad, esperamos menor posibilidad de ocurrencia para eventos que sean mayor a intensidad  $X_7$  que mayores a  $C_1$  por ejemplo. La FS se describe como:

$$FS(x) = 1 - \bar{F}(x) \quad (2.2)$$

donde  $\bar{F}$  es la función de distribución acumulativa (FDA), que es una distribución que nos permite identificar cual es la probabilidad de que un evento  $X$  (que ocurra una fulguración con intensidad  $X$ ) tenga un valor menor o igual que  $x$ , es decir  $F(x) = P[X > x]$ . Para obtener la FS de forma empírica (FSE) se deben ordenar los datos en una serie de menor intensidad a mayor. Después de ordenar los datos se asigna una probabilidad a cada uno de los eventos, que se obtiene con la siguiente relación:

$$y_i = \frac{i}{n} \quad (2.3)$$

Donde  $i$  es el índice del dato de la serie y  $n$  es el número de datos,  $i$  tiene que tomar el rango de 1 a  $n + 1$ . Hasta este punto tenemos la FDA, si usamos la serie obtenida con la Ecuación 2.3 y la evaluamos como en la Ecuación 2.2, obtenemos la función de supervivencia empírica (FSE):

$$Y = 1 - y, \quad (2.4)$$

donde  $y$  es el conjunto de valores  $y_i$ . Se graficó la serie de flujos ordenados como la coordenada horizontal y  $Y$  como la vertical (Figura 2.4). Mientras la energía aumenta, la cantidad de puntos va disminuyendo y observamos que la probabilidad  $P[X > x]$  va disminuyendo. Adicionalmente se observa que hay un cambio en la pendiente en el límite de  $x = 9 \times 10^{-4}$ . Este fenómeno, frecuentemente denominado en distribuciones como rodilla, llama mucho la atención pues ocurre frecuentemente en la naturaleza y fenómenos sociales (Newman, 2005). En este caso podría describir un posible cambio en la física que interviene en el fenómeno de las fulguraciones o en otro caso pudiera considerarse un límite de detección para altas energías en el instrumento sensor (Chamberlin y cols., 2009).

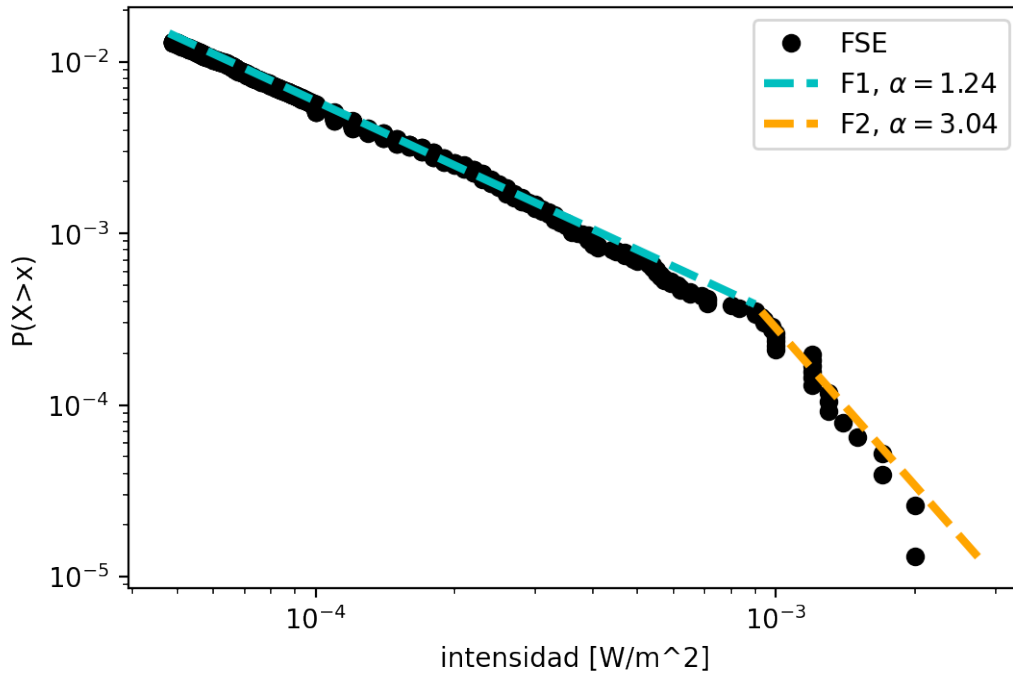


Figura 2.4: Función de supervivencia empírica de los 1000 eventos de fulguraciones más intensos y ajustes de la distribución en los conjuntos  $S_1$  y  $S_2$ . La curva azul es una distribución log-logarítmica que ajusta al rango de valores  $S_1$  y la curva naranja es la distribución Pareto ajusta al rango de valores  $S_2$ . Los valores de  $\alpha$  de cada distribución están indicados en la leyenda.

Para ajustar una distribución se tiene que calcular los parámetros que ajusten mejor a los datos empíricos. En De la Luz y cols. (2018), en donde se realiza una distribución compuesta de dos leyes de potencias, debido al cambio de pendiente en la parte de altas energías, un rango de los datos se ajusta con la distribución de Fisk o log-logística, su

distribución acumulada es:

$$F(x) = \frac{1}{1 + (x/x_{min})^{-\alpha}} \quad (2.5)$$

Donde  $\alpha$  y  $x_{min}$  son los parámetros antes mencionados. La segunda distribución usada es la distribución Pareto, su distribución acumulada se define como:

$$F(x) = \left(\frac{\sigma}{x}\right)^\alpha \quad (2.6)$$

La manera de implementar estas dos distribuciones es elegir dos subconjuntos  $S_1$  y  $S_2$  los cuales serán usados para los dos ajustes  $F_1$  y  $F_2$ , para esto hay que seleccionar los valores  $x_{min1}$  y  $x_{min2}$  de cada conjunto. El valor  $x_{min}$  se selecciona como el mínimo valor de  $X$  para el cual se desea implementar los ajustes, de esta manera,  $x_{min2}$  definirá el valor de  $X$  en que se truncarán las dos distribuciones. La importancia de una buena estimación de  $x_{min}$  es que si se escoge un valor muy pequeño la estimación se vuelve sesgada pues se estaría estimando una ley de potencias a partir de datos que no siguen este tipo de distribución. Por otro lado si se escoge un valor muy grande se estarían ignorando valores  $x$  que forman parte de la distribución y esto incrementa el error estadístico y el sesgo por efectos de tamaños finitos de las muestras (Clauset y cols., 2009).

En el trabajo de De la Luz y cols. (2018) se seleccionó  $x_{min2} = 9 \times 10^{-4}$ , este es el valor donde la distribución cambia de pendiente en los valores más altos y ,  $\hat{\alpha}_2 = 1.24$ , usando el método de máxima verosimilitud, es decir, con el  $x_{min}$  definido se calcula  $\alpha$  de la siguiente manera:

$$\hat{\alpha} = 1 + n \left[ \sum_{i=1}^n \ln \frac{x_i}{x_{min}} \right]^{-1}, \quad (2.7)$$

donde  $n$  es el número de datos. Por otro lado hay que determinar el valor de  $\alpha_1$ ,  $x_{min1}$ , de manera similar, usando el método de estimador de máxima verosimilitud, se encontró que  $\hat{\alpha}_1 = 3.04$ ,  $x_{min1} = 1.6 \times 10^{-6}$ . Con esto se definen el subconjunto  $S_1 = \{x_{min1} < X \leq x_{min2}\}$  y  $S_2 = \{X > x_{min2}\}$ .

Se usa  $\hat{\alpha}$  para denotar que el parámetro calculado es una estimación de  $\alpha$  a partir de los datos. Este conjunto de parámetros se implementaron en la distribución compuesta  $G$

tal y como se hace en De la Luz y cols. (2018):

$$G(x) = \begin{cases} F_1(x) & \text{si } x \leq \sigma_2 \\ F_1(\sigma_2) + F_1(\sigma_2)F_2(x) & \text{si } x > \sigma_2 \end{cases} \quad (2.8)$$

Donde  $F_1$  y  $F_2$  son las distribuciones acumuladas Log-logarítmica y Pareto respectivamente. Evaluando  $S_1$  y  $S_2$  en  $G$  se obtienen las curvas de ajuste en la Figura 2.4.

Con esta distribución se puede calcular el nivel de retorno ( $RE$ ), que nos dice el número de eventos  $x$  que ocurrirán en un periodo de  $n$  años, este parámetro se puede calcular de la siguiente forma:

$$RE = P \times n \times d \times 364.24, \quad (2.9)$$

donde  $P$  es  $P(X > x)$ ,  $n$  es el número de años,  $d$  es el número de eventos al día en promedio que es 5.05248 y 365.24 se refiere al número de días al año (Tsiftsi y De la Luz, 2018; De la Luz y cols., 2018).

Es una práctica común presentar el nivel de retorno junto a intervalos de confianza ( $IC$ ) del 95 %. Esto se refiere a la fiabilidad de la estimación, no de que los datos tendrán el 95 % de probabilidad de aparecer en dicho rango.

En el trabajo de De la Luz y cols. (2018) se presentan los siguientes niveles de retorno para distintas intensidades y para un periodo de 11 años o de un ciclo solar:

Tabla 2.1: Niveles de retorno de un fulguración en un periodo de 11 años obtenidos en el trabajo de De la Luz y cols. (2018) de acuerdo al ajuste log-logarítmico y Pareto

Intensidad ( $Wm^{-2}$ )	Nivel de retorno	Intervalo de conf. (95 %)
$10^{-5}$ (M1)	1894	(1849,1940)
$5 \times 10^{-5}$ (M5)	279	(254,305)
$10^{-4}$ (X1)	119	(104,135)
$10^{-3}$ (X10)	7.87	(6.04,10.04)
$2 \times 10^{-3}$ (X20)	4.95	(1.56,9.27)





# Capítulo 3

## Modelo DRAP

### 3.1. Introducción

En este capítulo se explica cómo se construye el modelo DRAP y se calcula la absorción de ondas electromagnéticas en la región D. Como se había visto anteriormente, las comunicaciones de largo alcance que usan la banda HF dependen de la ionósfera pues esta actúa como un reflector de las ondas de radio para estas frecuencias. Cuando una onda de radio en HF incide en la ionósfera, suelen llegar hasta la capa F donde se encuentra el pico en densidad electrónica antes de ser reflejada. En el trayecto de las capas intermedias, la onda puede ser absorbida o atenuada de acuerdo a las condiciones de la ionósfera.

La absorción es un proceso en donde las ondas electromagnéticas se transforman en calor y ruido electromagnético dentro del plasma a través de interacciones entre la onda de radio, los electrones del plasma y las partículas neutras de la atmósfera (ver sección 1.3.4). La mayor parte de la absorción se produce en la capa D, donde el producto de electrones con partículas neutras es mayor al resto de las regiones ionosféricas. Dentro de esta región la cantidad de partículas neutras se mantiene relativamente constante así que la capacidad de atenuación de esta región depende de los cambios en la densidad electrónica. De esta manera la capacidad de absorción de la capa D depende de las variaciones sistemáticas en la densidad electrónica como son las variaciones diarias, diurnas-nocturnas, mensuales, de temporada etc. Estas variaciones afectan moderadamente a las comunicaciones en HF sin embargo se producen también perturbaciones esporádicas que se asocian con eventos

de radiación incidente como lo son las fulguraciones y la precipitación de protones solares, particularmente en las regiones polares.

De acuerdo al ciclo de actividad solar, los periodos de tiempo donde hay mayor absorción de la capa D coincide con el máximo solar pues es aquí donde se producen mayor cantidad de fulguraciones. El flujo base de rayos X puede incrementar hasta la clase C ( $10^{-6} \leq \text{flujo} < 10^{-5} \text{Wm}^2$ ) lo que puede generar una absorción de señales de HF durante días, aún sin la presencia de fulguraciones.

La precipitación de iones durante eventos de SEPs generan incrementos significativos en las densidades electrónicas de la capa D, son los protones con energías de 1 a 200 MeV las principales responsables de la ionización de la capa D. Sin embargo, esta precipitación de partículas se produce en latitudes altas, como en este trabajo se están considerando latitudes bajas, no se estudiará a fondo este fenómeno.

La determinación de la tasa de producción de iones debido a la propagación de partículas energéticas a través de la ionósfera requiere del registro del espectro de partículas la cual es provista por observaciones satelitales y de modelos realistas de la atmósfera a diferentes altitudes, hora del día, temporada e iluminación solar.

Siguiendo esta necesidad de determinar el grado de absorción de la capa D, la NOAA desarrolló un modelo denominado DRAP (D-Region Absortion Prediction) que determina una estimación del impacto en las comunicaciones en HF debido a eventos de SEP o flujo de rayos X solares. A continuación se explica la formulación del modelo tal como lo documenta la NOAA (Codrescu, 2021).

## 3.2. Mapas globales de la absorción de radio

Los mapas globales de frecuencias muestran la Mayor Frecuencia Afectada (MFA) debido al efecto de absorción de la región D como función de la latitud y la longitud. En este modelo se define el MFA como aquella que sufre 1 decibel (dB) de atenuación durante su propagación vertical desde tierra, a través de la ionósfera y de regreso a tierra. Frecuencias menores al MFA sufren de mayores pérdidas como se describe más adelante.

El MFA producido por rayos X es calculado para el punto subsolar a partir del flujo de

rayos X actual. Este cálculo se realiza usando una fórmula empírica, es decir que usando riómetros, se comparó el nivel de atenuación de las señales de radio a diferentes frecuencias en el momento que ocurrieron fulguraciones. A partir de los datos, la NOAA derivó las siguientes relaciones entre flujos de rayos X a 0.1-0.8 nm y las MFA:

Tabla 3.1: Relaciones empíricas entre flujo de rayos X de acuerdo a la escala de la NOAA y las máximas frecuencias afectadas (MFA) en radiocomunicaciones.

<b>Flujo</b>	<b>Máxima frec. degradada</b>
M1.0	15 MHz
M5.0	20 MHz
X1.0	25 MHz
X5.0	30 MHz

Un ajuste de estas relaciones empíricas dió como resultado una ecuación de las MFA subsolares:

$$MFA = 10 \log[\text{flujo}(Wm^{-2})] + 65[MHz] \quad (3.1)$$

En en el área geográfica distintas al punto subsolar, el MFA se reduce dependiendo del ángulo de zenit solar  $\chi$ . Las frecuencias degradadas disminuyen del máximo como:

$$MFA' = MFA(\cos\chi)^{0.75} \quad (3.2)$$

Por ejemplo, un flujo M5 muestra un MFA de 20 MHz en el punto subsolar, en puntos alejándose del punto subsolar la MFA va disminuyendo hasta llegar a cero en el terminador solar.

### 3.2.1. Estimación del rango de afectación

Con las relaciones empíricas anteriores se puede estimar el radio de afectación para las distintas frecuencias a partir de la hora del día con lo que se puede calcular el ángulo de elevación del Sol y a partir del flujo de rayos X medido por GOES. Para esto solo tomamos las dos relaciones anteriores para obtener el ángulo de zenit solar, dependiente del flujo, para distintas frecuencias. Si tenemos en cuenta que a partir del ángulo de zenit se puede obtener la distancia desde el punto subsolar hasta el punto en donde se mide tal ángulo

de zenit o sea el arco de una circunferencia a partir de  $R = \chi R_{\oplus}$ , obtenemos la siguiente relación.

$$R = \arccos \left( \left( \frac{f}{10 \times \log_{10}(\text{flux}[Wm^{-2}]) + 65[MHz]} \right)^{4/3} \right) R_{\oplus}, \quad (3.3)$$

donde  $f$  es la frecuencia de interés y  $R_{\oplus}$  es el radio terrestre, en este caso tomado como 6357 km. Evaluando esta función para diferentes frecuencias se obtienen los siguientes rangos de afectación a partir del punto subsolar:

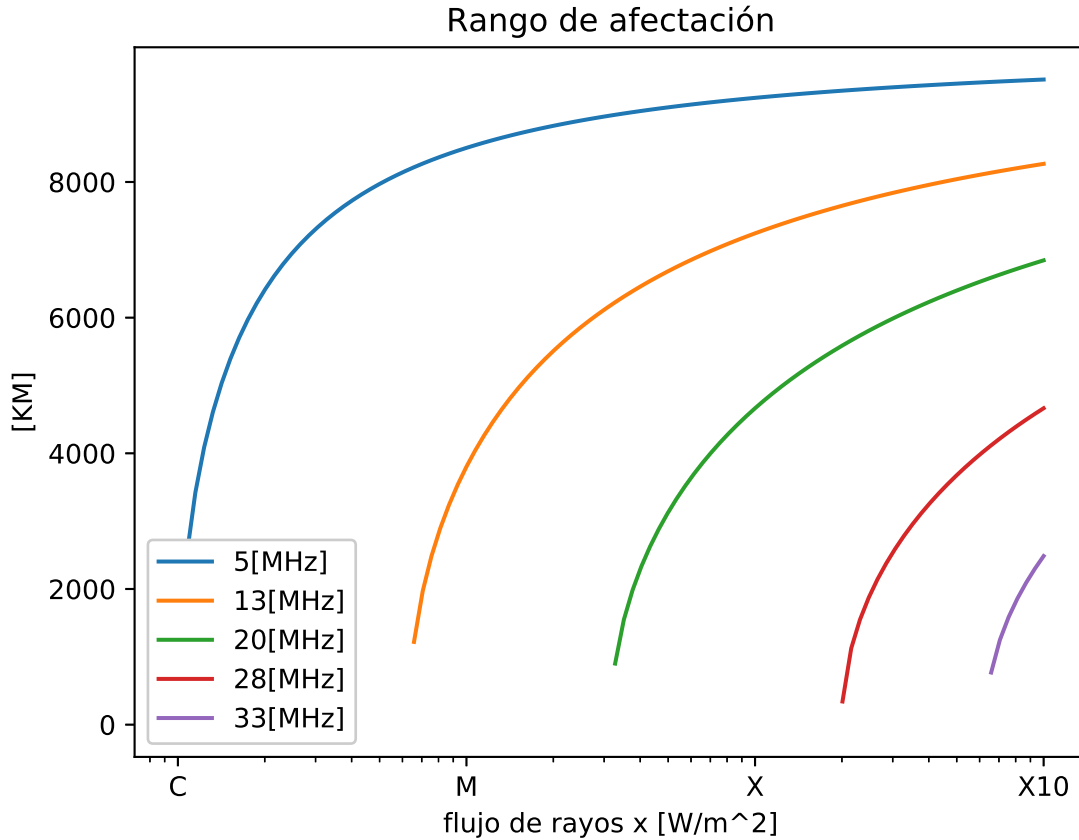


Figura 3.1: Rangos de afectación de radiofrecuencias por 1dB debido al flujo de rayos X.

Tomando en cuenta este modelo, se desarrolló un método en lenguaje Python para poder generar mapas de afectación en la región D, similar al producido por la NOAA. Este modelo produce mapas globales que muestran la degradación que podrían tener radiofrecuencias de al menos 1 dB en un rango de frecuencias de 5 a 35 MHz sobre el territorio

(Codrescu, 2021). Para producir los mapas de afectación se generó un mallado de puntos de  $2^\circ$  de latitud por  $4^\circ$  de longitud. En caso de una fulguración se usan dos datos de entrada para el modelo que son la hora del evento y su intensidad. Con la hora del evento se calcula el punto subsolar sobre el territorio y se gráfica este punto sobre el mapa, en este caso se usa un punto amarillo como se ve en la Figura 3.2. Posteriormente se calcula el MFA usando la relación 3.1 para el punto subsolar y con este mismo proceso se evalúa cada punto del mallado usando la relación 3.3. Con este dato podemos proyectar áreas de afectación concéntricas al punto subsolar para las distintas frecuencias.

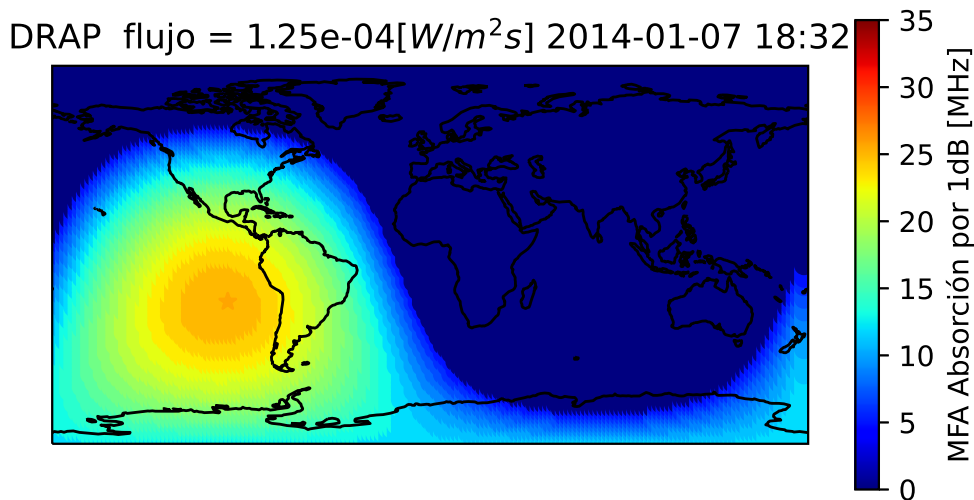


Figura 3.2: Implementación del modelo DRAP para un evento X1.25. Los colores de los puntos determinan la MAF en esa localización de acuerdo a su distancia al punto subsolar indicado con un punto amarillo.

Como se muestra en el mapa de afectación, la MFA, para cada punto está caracterizado con colores. En este ejemplo vemos que el punto subsolar se proyecta en el océano pacífico por lo que las regiones más afectadas en Tierra son la mayor parte de latinoamérica, adicionalmente observamos, como es de esperarse, que la zona afectada solo se expresa en el lado día de la superficie terrestre, en el momento del evento.

### 3.2.2. Modelo de absorción para caso de SEPs en regiones polares

La absorción en regiones polares debido a SEPs es calculado por el siguiente algoritmo descrito detalladamente por Sauer y Wilkinson (2007). La absorción en los casquetes polares de día y de noche,  $A_d$  y  $A_n$  en la frecuencia estándar de 30 MHz es calculado a partir de la integral de flujo de protones  $J$  por encima de ciertos umbrales de energía:

- $A_d = 0.115[J(E > 5.2MeV)]^{1/2}dB$
- $A_n = 0.020[J(E > 2.2MeV)]^{1/2}dB$

Se asume que estos valores son efectivos para ángulos de elevación solar mayor que  $10^\circ$  o menor que  $-10^\circ$ , respectivamente. En la zona de crepúsculo entre los dos límites, se acepta una interpolación bilinear en el ángulo de elevación solar. La extinción geográfica de la región polar afectada es derivada de un modelo numérico de la energía de corte de los protones como una función del invariante latitudinal y de índice de perturbación geomagnética planetaria  $K_p$ . La energía de corte reemplaza entonces los umbrales en las expresiones anteriores para así tomar en cuenta solo los protones que alcanzan una altitud de 50 km.

adicionalmente se estima la absorción para otras frecuencias usando la siguiente relación de acuerdo a Sauer y Wilkinson (2007)

$$A_f = \frac{30^{1.5}}{f_0} A_{30}[dB], \quad (3.4)$$

donde  $A_{30}$  es la expresión correspondiente de las ecs. 3.2.2 y  $f_0$  es la frecuencia a la que se quiere calcular su absorción.

La absorción de una frecuencia  $f_0$  debido al efecto combinado de SEP y flujo de rayos X a cierta frecuencia se puede determinar de la absorción calculada a cualquier otra frecuencia  $f_0$  usando una relación empírica (Davies, 1990; Sauer y Wilkinson, 2007):

$$A(f) = (f_0/f)^{1.5}A(f_0)[dB] \quad (3.5)$$

donde  $f_0$  sería igual al MFA para flujo de rayos X o 30 MHz para SEPs, usando esta ecuación podemos determinar la absorción debido a ambos mecanismos en la misma frecuencia

de control. Por ejemplo, con  $f_c = 10$  MHz. La absorción combinada a esta frecuencia  $A_c = A(f_c)$  es calculado como la suma de la absorción debido al flujo de rayos X y la absorción de la precipitación de protones.:

$$A_c = A_x + A_P[dB] \quad (3.6)$$

Usando la relación de ley de potencia de absorción en frecuencia, la frecuencia  $f_1$  en la que la absorción combinada equivale a 1dB puede ser fácilmente calculado para el mapa global:

$$f_1 = f_c(A_c/A_1)^{2/3}[MHz], \quad (3.7)$$

donde  $A_1 = 1dB$ . Para la proyección polar la frecuencia  $f_{10}$  atenuada por 10 dB es calculada usando la misma ecuación pero  $A_1$  se reemplaza por  $A_{10} = 10dB$ .

### 3.2.3. Estimación del tiempo de recuperación para flujo de rayos X

Después de un evento de rayos X (definido como aquellos flujos posteriores a M1) y que el flujo empieza a descender, se estima un tiempo de recuperación a condiciones de flujo base. Esta estimación está basado en los valores mostrados en la Tabla 3.2, estos fueron derivados empíricamente, relacionando la magnitud de una fulguración con la duración promedio de esta misma.

Tabla 3.2: Relación entre pico de flujo y duración de un evento de absorción.

<b>Flujo</b>	<b>duración</b>
M1.0	25 minutos
M5.0	40 minutos
X1.0	60 minutos
X5.0	120 minutos

A partir de estos valores se hace un ajuste indicado en la Tabla 3.3 para determinar el tiempo de recuperación de las frecuencias afectadas, donde  $k = \log[flujobase]$ .

Tabla 3.3: Ecuaciones para determinar tiempo de recuperación de las frecuencias afectadas.

<b>Criterio</b>	<b>Tiempo remanente [min]</b>
$\log[\text{flujo}] \leq -5.7$	0
o $\leq k$	
$-5.7 < \log[\text{flujo}] < 5.0$	$25 \times (k - \log[\text{flujo}]) / (k + 5)$
o $k < \log[\text{flujo}] \leq -5.0$	
$-5.0 \leq \log[\text{flujo}] \leq -3.3$	$32.19 \times (\log[\text{flujo}])^2 + 323.45 \times (\log[\text{flujo}]) + 837.2$
$\log[\text{flux}] > -3.3$	$100 \times (\log[\text{flujo}]) + 450$

### 3.2.4. Tiempo de recuperación para eventos de SEP

En el caso de un evento de SEPs, para estimar el tiempo de recuperación se desarrolló una relación empírica a partir del análisis de los 30 eventos más largos en un periodo de 1997 a 2003 (Sauer y Wilkinson, 2007). Este relaciona el mínimo tiempo para que acabe el evento,  $Dur$ , a la integral de flujo de protones con energía mayor a 10 MeV:

$$Dur = 24.235 \log_{10}(\text{flujo}/15)[hr] \quad (3.8)$$

### 3.2.5. Casos combinados

En el caso en que se combina un evento de rayos X con uno de SEPs se toma en cuenta el tiempo de recuperación de mayor duración de los dos casos. el programa usa el flujo de rayos X y el flujo de protones para recalcular el tiempo de recuperación cada minuto. Entonces es posible que el tiempo de recuperación no alcance a completarse, pues otro evento podría generar un nuevo tiempo de estimación.

### 3.2.6. Comparación entre mapas replicados y mapas de la NOAA

Los mapas realizados por la NOAA se encuentran disponibles en <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/drap/>. Estos registros contienen matrices que representan los puntos del mallado de los mapas y cada entrada de la matriz contiene el número correspondiente a la MFA cuya atenuación es de 1 dB de acuerdo al modelo. En la siguiente figura se muestra



un ejemplo de esta estructura de datos:

```
# DRAP Tabular Values
# Product: D-Region Absorption      C:\DRAP\drap2_tab.txt
# Product Valid At : 2009-09-23 19:56 UTC
#
# Prepared by the U.S. Dept. of Commerce, NOAA, Space Weather Prediction Center.
# Please send comments and suggestions to SWPC.Webmaster@noaa.gov
#
# Estimated Recovery Time : No Estimate
#
# X-RAY Message : Normal X-ray Background
#
# X-RAY Warning :
#
# Proton Message : Normal Proton Background
#
# Proton Warning :
#
# Frequency (MHz) as a function of Latitude and Longitude
#
-----
-178 -174 -170 -166 -162 -158 -154 -150 -146 -142 -138 -134 -130 -126 -122 -118 -114 -110 -106 -102
89 | 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
87 | 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
85 | 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
83 | 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
81 | 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
79 | 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
77 | 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
75 | 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
73 | 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
71 | 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
69 | 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
67 | 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
65 | 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
63 | 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
61 | 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
59 | 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
57 | 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
55 | 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
53 | 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
51 | 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
49 | 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
47 | 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
45 | 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
43 | 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
41 | 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
39 | 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
```

Figura 3.3: Estructura de datos de un archivo del modelo DRAP, obtenido de (*DRAP Model Validation: I. Scientific Report*, 2010)

Estos datos se producen con una latencia de un minuto desde el 2012. Para poder implementar nuestra metodología, se requiere una validación que compare los dos modelos. Para esto se comparó la implementación del caso de la Figura 3.2 con el mapa realizado por la NOAA del mismo evento, este se construyó a partir de los registros antes mencionados generando el mapa de la Figura 3.4.

Una de las mayores diferencias entre este mapa y el de la Figura 3.2 es que hay una componente de absorción en las zonas polares del mapa, esto se debe a que el modelo de la NOAA incluye la absorción de la región D debido a las SEPS. Sin embargo los valores presentados en el mapa de la NOAA alcanza valores de hasta 41 MHz para la MFA en puntos cercanos al punto subsolar. Estos valores exceden los del modelo presentado en la documentación, puesto que de acuerdo a la relación 3.1, el valor de MFA máximo que debería presentarse para ese evento, con un flujo de  $5.4 \times 10^{-4} W m^{-2}$  es de 32.33 MHz.

Adicionalmente se puso atención en el componente absorción provocado por SEPs en

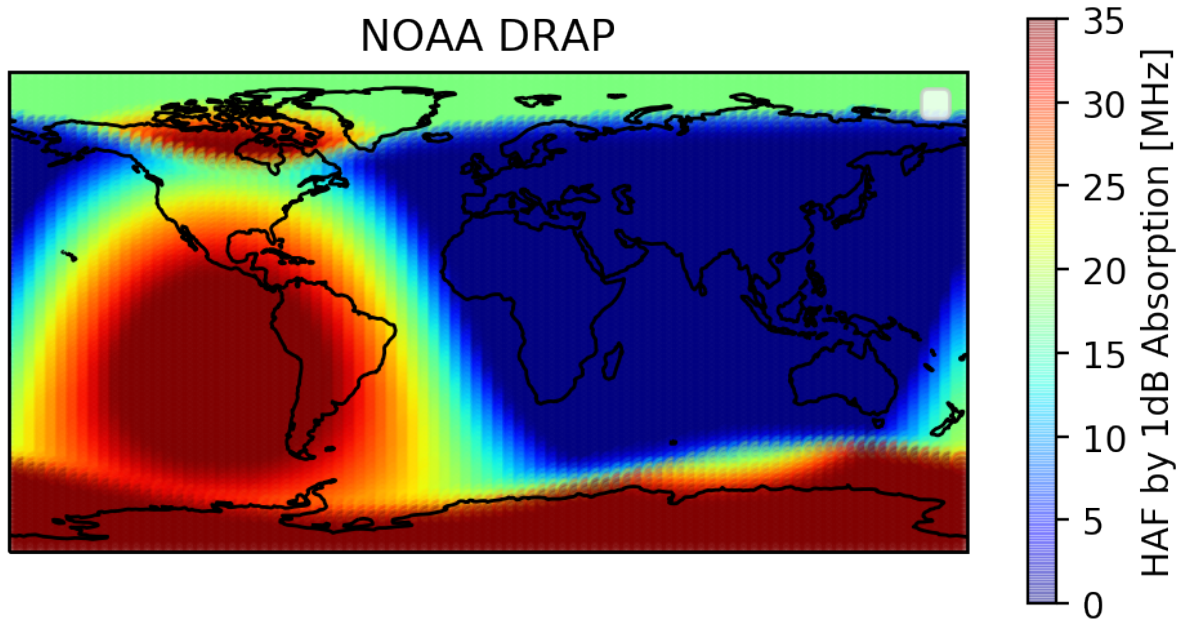


Figura 3.4: Implementación del modelo DRAP para un evento X4.5. Los colores de los puntos determinan la MAF en esa localización de acuerdo a su distancia al punto subsolar indicado con un punto amarillo.

el mapa de la NOAA, para esto se observa que el día del evento hay un flujo de partículas de protones de 12.299 pfu (unidades de flujo de partículas en inglés) para partículas de energías  $\geq 10\text{MeV}$ . Aunado a esto, vemos que en el mapa de la NOAA se observa que en las regiones polares se encuentran MFA de 52.1 MHz, es decir que en estas regiones esta frecuencia se vio afectada por 1dB, sin embargo al hacer el cálculo de la MFA manualmente usando la relación 3.4 se encontró que la absorción para esta frecuencia y con tal flujo de protones es de 0.176dB.

Con esto estamos concluyendo que el mapa producido por la NOAA está sobrestimando los valores de MFA tanto para el componente de rayos X como para el componente de SEP por lo que se ve muy diferenciado con respecto al mapa replicado en este trabajo.

Adicionalmente se encontró en un reporte técnico de validación de la NOAA sobre el modelo DRAP (*DRAP Model Validation: I. Scientific Report*, 2010) que se hace una evaluación sobre el modelo de acuerdo a mediciones recientes de riómetros. En este reporte se concluye "la salida del modelo debe ser tratado como un indicador cualitativo de condiciones altamente perturbadas". Adicionalmente se menciona que hay dificultades para

parametrizar la absorción auroral, "que puede resultar en una subestimación substancial de la absorción total en latitudes altas y medias" (*DRAP Model Validation: I. Scientific Report*, 2010).

Adicionalmente se menciona que "Ya que la componente de absorción de SEP es mucho mayor en las ubicaciones consideradas, ha sido imposible aislar y validar el componente de rayos X del modelo operacional dentro de el esfuerzo de validación actual".

Además se menciona que las comparaciones de validación han sido desarrollados con un riómetro típico con frecuencias de alrededor de 30 MHz. Es decir que no se han escaneado otras frecuencias distintas dentro del rango HF.

Finalmente se hace una recomendación donde se exhorta a hacer un estudio separado para validar el componente del modelo de rayos X con eventos de fulguraciones aisladas, donde se usen estaciones de riómetros en latitudes bajas. Esto se menciona ya que los riómetros usados en el reporte superan latitudes de  $50.2^{\circ}\text{N}$ . También se sugiere usar estaciones de riómetros factibles para verificaciones en tiempo real y usar otros sectores de longitud y en el hemisferio sur.

### 3.3. Implementación del modelo en territorio mexicano

Ahora que se cuenta con el cálculo del punto subsolar se puede analizar cual es el riesgo de una fulguración respecto a la ubicación geográfica. Inicialmente se plantó analizar la ocurrencia de un evento de acuerdo a las coordenadas geográficas. Para esto se graficó la distribución del punto subsolar en el momento de la fulguración de acuerdo a la latitud y posteriormente a la longitud. Eventualmente, la distribución de los puntos subsolares se encuentran en un rango entre los trópicos  $\pm 23.5^{\circ}$ . Para conocer la distribución se calcularon los puntos subsolares de todos los eventos y se clasificaron en un histograma de acuerdo a su latitud y la longitud como se muestra en la Figura 3.5. A partir de este ejercicio se observa que existe una mayor ocurrencia justo en los trópicos y que el punto subsolar tiene menos presencia en la región del ecuador. También que las fulguraciones se distribuyen de manera uniforme con respecto a la longitud.

Este primer resultado muestra comportamientos esperados y no esclarece el plantea-

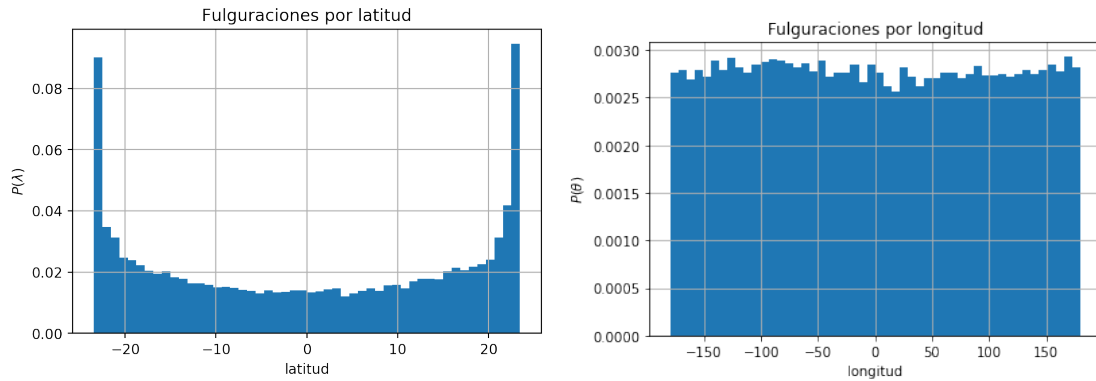


Figura 3.5: Histograma normalizado de la ubicación de puntos subsolares de acuerdo a la latitud(izquierda) y longitud (derecha).

miento sobre el riesgo que existe sobre afectaciones en México, adicionalmente el punto subsolar indica el sitio de mayor afectación, no toda la zona de afectación. Sin embargo este tipo de ejercicios permite identificar que no hay errores en el procesamiento de datos pues los resultados obtenidos son los esperados. Aún así se desea acotar el problema para territorio mexicano, para esto primero se señalará el uso de las radio frecuencias en el país y el territorio que abarca el uso de estas.

### 3.3.1. Zona económica exclusiva mexicana

En caso de que ocurra una fulguración, se contempla que se verán afectadas las banda HF. De acuerdo a la Secretaría de comunicaciones y transportes (*Cuadro Nacional de Atribución de Frecuencias México 1999*, 1999), los principales usos en esta banda son:

- Meteorología.
- Aficionados.
- Operaciones espaciales.
- Radiodifusión
- Radiolocalización.
- Móvil/fijo aeronáutico.

- Móvil/fijo marítimo.
- Móvil/fijo terrestre.
- Radioastronomía.
- Frecuencias patrón y señales horarias.

Estas frecuencias no se ven afectadas solo en el territorio continental, también se ve afectado el territorio marítimo debido a las actividades marítimas y aéreas. Con esta justificación se planteó tomar en cuenta parte del marítimo cercano al continental para el monitoreo de afectaciones de radio. El territorio propuesto es el territorio de la *zona económica exclusiva*, esta se define como el territorio hacia mar adentro a 370.4km desde el territorio continental y las islas. Este territorio comprende  $2,918,107 \text{ km}^2$  y en el los barcos mexicanos ejercen sus derechos de transporte o en la explotación de recursos naturales (Conabio, 2021). Tomando en cuenta este territorio se hace una intersección del polígono que produce la Zona Exclusiva Económica (ZEE) con los puntos de la malla usada en el modelo DRAP. Al hacer esta intersección, se identifican 115 puntos de la malla que pertenece a la ZEE , ver Figura 3.6

Con la malla definida para la ZEE se evaluó el modelo DRAP solamente para estos puntos, a continuación un ejemplo con valores artificiales haciendo que el punto subsolar se encuentre sobre la ZEE y con una fulguración M5 lo que genera MFA en un rango de unos 20-25 MHz. Esta evaluación muestra que para un evento de fulguración, existe un rango de valores o un gradiente de MFA para toda la malla de la ZEE. Esto presenta un nuevo planteamiento para parametrizar la afectación en el territorio pues sería práctico hacer un indicador de riesgo y/o afectación para todo el territorio y no exclusivamente de cada punto de la malla.

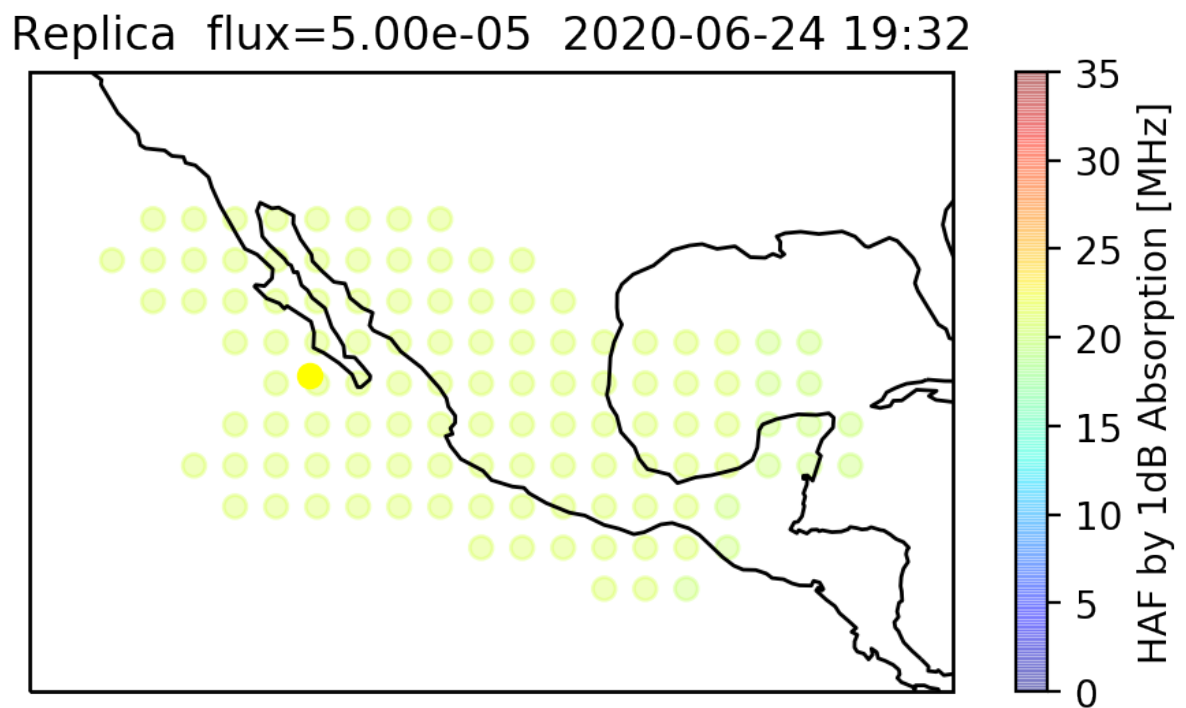


Figura 3.6: Evaluación del DRAP para la ZEE con valores artificiales

# Capítulo 4

## Análisis estadístico de fulguraciones sobre México

### 4.1. Introducción

En este capítulo se hace la evaluación de las fulguraciones con el modelo DRAP y se hace un análisis de cuál es la afectación de estos eventos particularmente para el territorio mexicano, en esta caso la ZEE es decir que sólo se consideran las MFA dentro de la malla delimitada por la ZEE. Esto se hace con la finalidad de obtener una distribución de eventos de MFA que nos permita poder calcular niveles de retorno de manera homóloga al Capítulo 2.

Como primera aproximación se consideró evaluar todos los eventos y contabilizar los eventos donde hubo al menos un nodo con  $MFA \geq 5MHz$  dentro de la ZEE. Se decidió escoger 5 MHz pues es el menor valor en el rango de valores de MFA considerado en el modelo DRAP. En la Figura 4.1 se presenta un histograma con las cuentas de estos eventos.

Considerando que tenemos más de 76000 eventos para este caso y que la distribución obtenida es muy irregular y que es difícil identificarla, el análisis de esta distribución no es fructífera. Además hay que considerar que no estamos parametrizando las afectaciones en las distintas frecuencias. Para acotar este problema, se planteó evaluar todos los eventos de fulguraciones y tomar el nodo de la malla con la máxima MFA de cada evento.

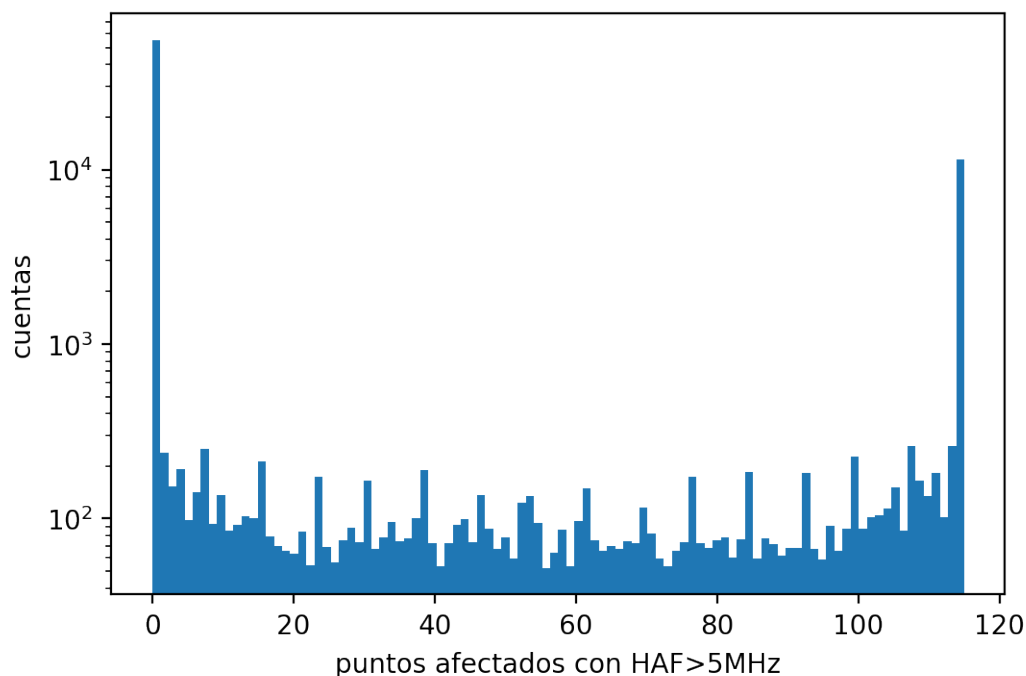


Figura 4.1: Histograma de número de puntos en ZEE con MFA  $>5\text{MHz}$ .

## 4.2. Estadísticas de la radio afectación en la ZEE

Como se planteó en la sección anterior, para parametrizar las afectaciones de radio en la ZEE lo que se hizo fue evaluar todas las fulguraciones en el modelo DRAP, de cada evento se tomó el máximo valor de MFA presentado dentro de la malla de la ZEE. Este método presentó una distribución de MFAs para México que se graficó con un histograma como se presenta en la Figura 4.2.

Este histograma presenta que hay MFA abarcando el rango de 0 MHz hasta valores negativos llegando a -30. Esta característica muestra la limitación del modelo DRAP pues claramente no tiene sentido físico. La razón de estos valores se origina a la función 3.1, que es una función lineal y no tiene un codominio acotado dentro del sentido físico.

Posteriormente se realizó la gráfica de supervivencia tal como en el caso de los datos de flujo de fulguraciones de la Figura 2.4. En esta nueva distribución (ver Figura 4.3) se está graficando la MFA de los valores negativos, puesto que aún cuando no tienen sentido físico, su ocurrencia en la distribución sí atribuyen con peso estadístico para los valores que tienen valores con sentido real. Esto se justifica pues como se ve en la relación 2.3,



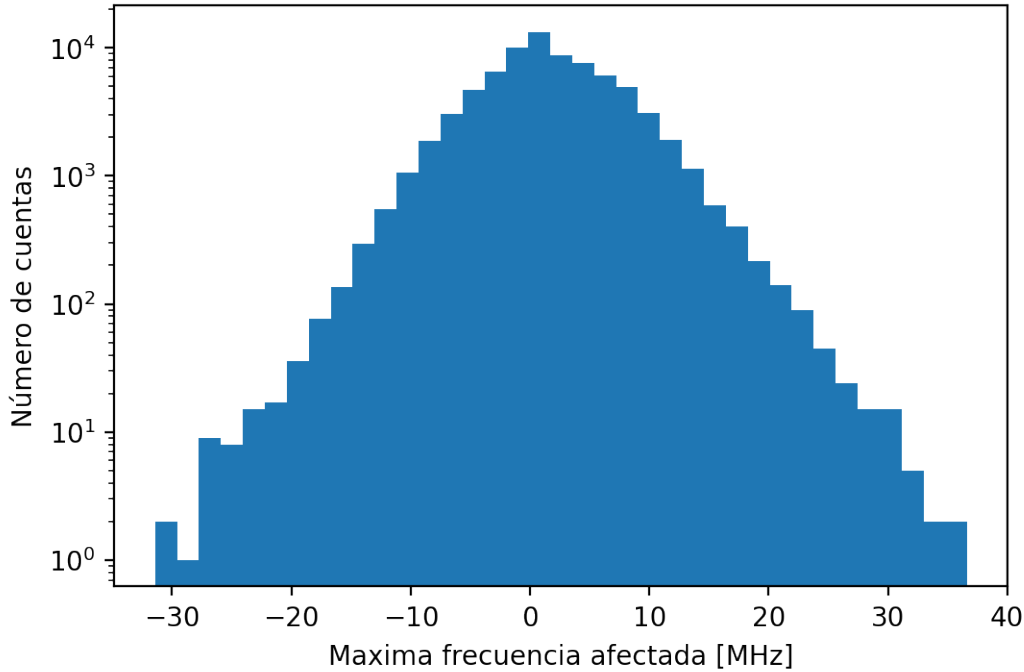


Figura 4.2: Histograma de las MFA en la ZEE.

el peso estadístico no surge a partir de los valores MFA obtenidos si no en su número de índice en la serie ordenada; por otro lado el valor de  $x$  en la distribución, en este caso MFA, sólo describe la ubicación del evento de manera horizontal en la gráfica. Con los últimos dos argumentos se puede afirmar que podemos usar el peso estadístico de todos los valores, sin embargo siguiendo la consideración en el párrafo anterior solo podremos obtener conclusiones con sentido físico en el rango de valores a partir de los 5 MHz.

Como se observa en la Figura 4.3, el comportamiento de la FSE parece seguir una distribución de ley de potencias pues parece formar una línea recta en el lado de altas energías, dentro de la escala logarítmica. Adicionalmente se observa que en los valores de más alta energía se presenta una rodilla, alrededor de los 30 MHz, caso similar a la distribución de 2.4.

Similarmente al caso de las fulguraciones, se desea ajustar una distribución que describa los eventos para poder hacer estimaciones de futuros eventos. Para esta tarea se tratará de ajustar una ley de potencias, como se había mencionado antes, primero se necesita encontrar el valor  $x_{min}$  que indica el cambio de pendiente en la cola de altas energías. Para esta tarea se usa la metodología de Clauset y cols. (2009) en donde prueba con un rango

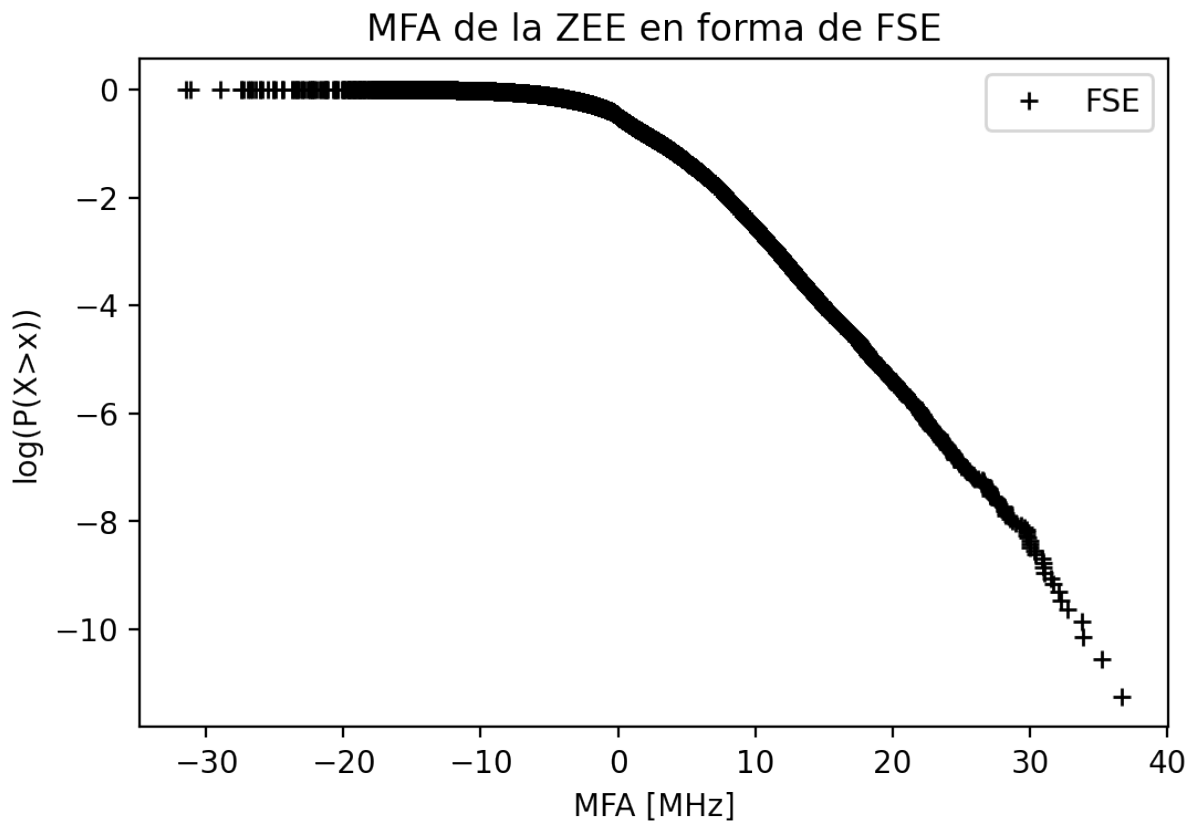


Figura 4.3: FSE de las MFA evaluado exclusivamente en territorio de la ZEE.

de valores de  $x_{min}$  con el cual se calcula el valor de  $\alpha$  correspondiente. Con este  $\alpha$  se hará una estadística Kolmogorov-Smirnov (KS), que consiste en determinar qué tan alejados están los valores empíricos de la distribución estimada. El valor más adecuado de  $\alpha$  será aquél que presente la distancia menor de la estadística (KS). Esta estadística consiste en obtener la máxima distancia entre cada punto de la FSE y la distribución ajustada:

$$D = \max_{x \geq x_{min}} |S(x) - P(x)|, \quad (4.1)$$

Donde  $S$  sería la distribución empírica y  $P$  la distribución ajustada.

Con esta metodología se evaluaron los 100 últimos valores de la FSE, se encontró que  $x_{min} = 29.59[MHz]$ ,  $\hat{\alpha} = 18.0057$  con un valor  $D = 0.084$ . Con el  $x_{min}$  estimado, sólo los últimos 23 valores de la FSE siguen este ajuste. De esta manera, definimos el primer ajuste como:

$$S_2 = \left( \frac{x}{29.59} \right)^{-18.0057}, \text{ para } x \geq 29.59 \quad (4.2)$$

Adicionalmente se determinó el valor  $p$  que nos indica la posibilidad de obtener los resultados suponiendo que la hipótesis nula sea cierta, en este caso, que los datos del modelo no siguen la distribución 4.2. Sin embargo, con la metodología que se está usando, de acuerdo a Clauset y cols. (2009), para calcular el valor  $p$ , se calcula la distancia entre el modelo y los datos empíricos ( $D_1$ ), posteriormente se hacen submuestreos de los datos empíricos. Finalmente se calcula la distancia de las submuestras hacia la distribución ajustada ( $D_s$ ) y se hace la fracción de las distancias de los submuestreos que superan la distancia de la primera distancia es decir donde  $D_s > D_1$ . Cuando  $p$  es cercano a 1, la diferencia puede ser atribuido a fluctuaciones estadísticas, si el valor es muy pequeño, entonces el modelo no es plausible para ajustar los datos. En este caso se hicieron 1000 submuestreos de 100 muestras y se obtuvo que  $p = 0.75$ . El ajuste se presenta en la Figura 4.4.

Como se ve en la distribución, el ajuste está subestimando las observaciones, es decir que los puntos de la FSE están por encima del ajuste, esto presenta un problema pues el ajuste otorgaría valores de retorno inferiores a los valores registrados. Adicionalmente el valor  $p$  es muy bajo en comparación a lo que normalmente se espera obtener que son

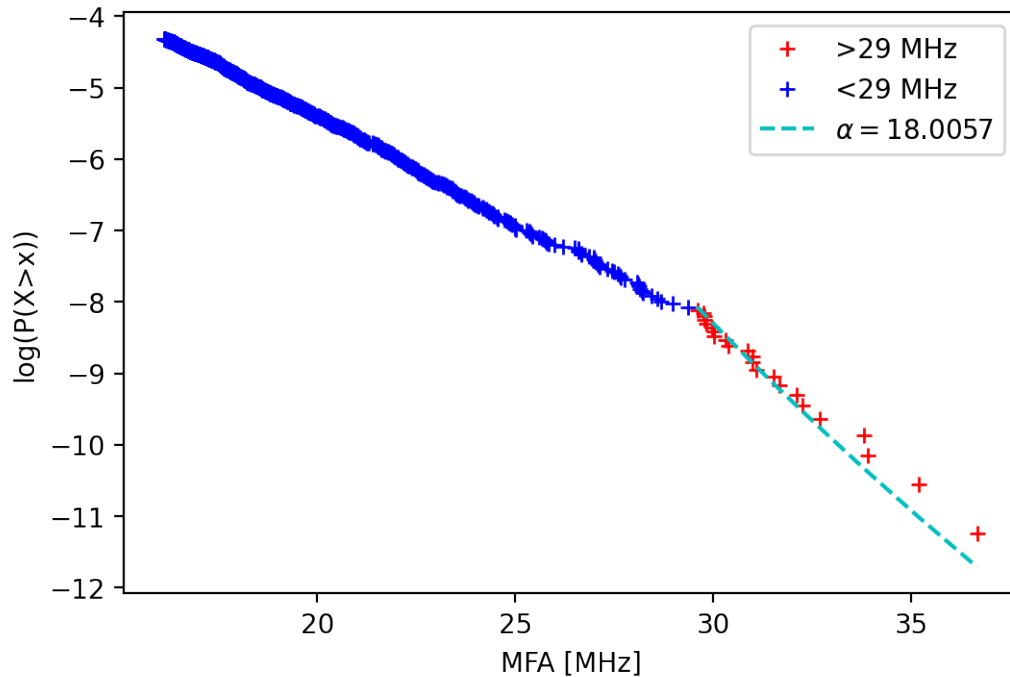


Figura 4.4: Ajuste de ley de potencias con  $x_{min} = 29.59[MHz]$  usando la metodología de Clauset y cols. (2009).

valores mayores a 0.95. Esto se puede explicar por la cantidad de datos que se usaron en este ajuste que son 23, la cual es un número muy bajo y sesga mucho la estimación. Adicionalmente, observando la Figura 4.4 se observa que la mayoría de los valores que se usaron para la estimación se encuentran cerca del límite de  $x_{min}$ , esta agrupación de valores provoca que el ajuste tenga más peso por parte de los valores de menor frecuencia. Esto se demuestra en la Figura 4.5 donde se muestra el error absoluto en la distribución S2.

Con esto en mente se decidió hacer otro ajuste con una metodología más simplista, usando pendientes rectas y el método de ajuste de mínimos cuadrados. Para este caso se decidió usar el mismo valor de  $x_{min2} = 29.59$ . Para el rango de valores menores a  $x_{min2}$  se tomaron los últimos 1000 valores, pues un ajuste con más valores produce una pendiente que sobreestima los valores más altos, de manera similar a como se hizo en la relación 4.2.

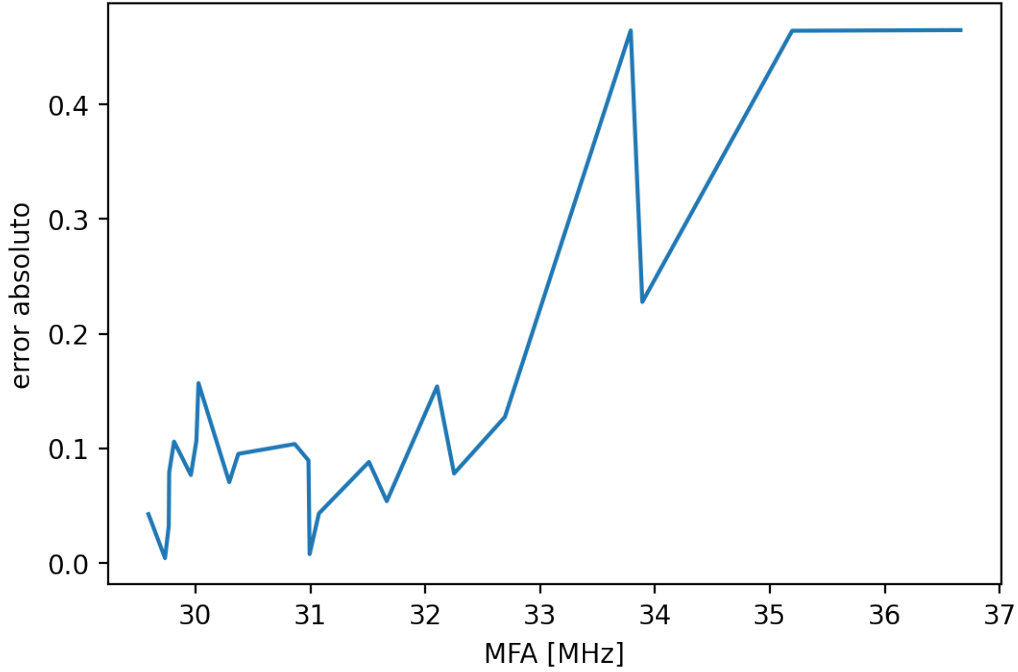


Figura 4.5: Error absoluto de  $P(X > x)$  entre la FSE y la distribución  $S_2$  con  $\alpha = 18.0057$

Dicho lo anterior el rango de valores empíricos quedó definido de la siguiente manera:

$$\left\{ \begin{array}{ll} S_1 = x_i & \text{si } x_i \geq x_{min2}, i \leq 1000 \\ S_2 = x & \text{si } x \geq x_{min2} \end{array} \right\}$$

(4.3)

Así se construyó una distribución  $G$  compuesta de dos líneas rectas que se truncan en  $x = 29.59 MHz$  como se describe a continuación:

$$G(x) = \left\{ \begin{array}{ll} F_1(x) = m_1 + b_1 & \text{si } x < x_{min2} \\ F_2(x) = m_2 + b_2 & \text{si } x \geq x_{min2} \end{array} \right\}, \quad (4.4)$$

donde  $m_1 = -0.29, b_1 = 0.44, m_2 = -0.43, b_2 = 4.59$ , valores obtenidos del ajuste de mínimos cuadrados. El ajuste obtenido se muestra en la Figura 4.6

Para determinar la precisión de este ajuste se hicieron 1000 submuestreos con 100

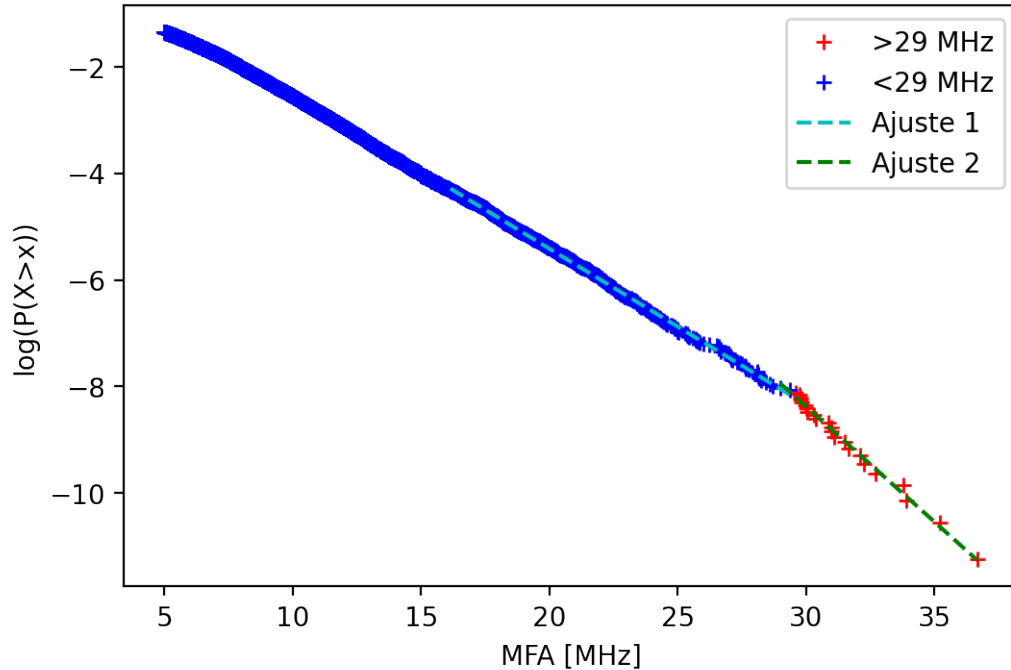


Figura 4.6: Ajuste de los eventos de MFA para la ZEE usando líneas rectas obtenido con el método de mínimos cuadrados.

valores cada submuestra del conjunto  $S_1$ . A cada submuestra de 100 valores se ajustó una pendiente nuevamente usando mínimos cuadrados. Con las pendientes de estos 1000 submuestreos se pudo construir una distribución normal. Este submuestreo permite determinar la desviación estándar que consideramos como el error del ajuste  $F_2$  sobre el rango  $S_1$ . El valor obtenido es  $\sigma_1 = 0.0013$ , valor muy pequeño comparado con  $m_1 = -0.29$ . En el caso de  $S_2$  no se realiza el mismo proceso puesto que como se mencionó antes, el tamaño del conjunto  $S_2$  es muy pequeño para que el error del ajuste tenga peso estadístico, adicionalmente se sabe que el mínimo de muestras para poder construir una distribución normal es de 30 muestras (Heumann y cols., 2016).

#### 4.2.1. Estabilidad del modelo y niveles de retorno

Como se planteó en la sección anterior, se escogieron los últimos 1000 valores para hacer el ajuste F1, este rango se escogió cualitativamente observando el comportamiento de la FSE, pues se observa que la distribución de eventos tiene fluctuaciones si se compara su distancia respecto al ajuste. Para observar esta fluctuación a mayor detalle se hizo la

representación del error relativo entre el ajuste y los datos en la Figura 4.7.

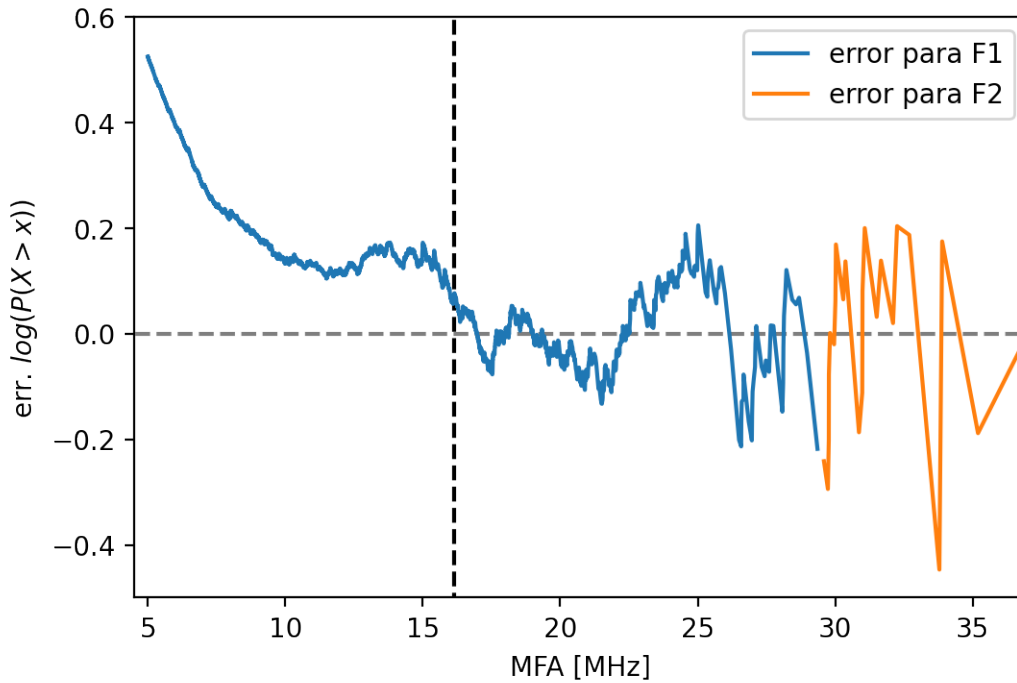


Figura 4.7: Error absoluto de  $P(X > x)$  entre los datos y el ajuste. La línea vertical indica la frecuencia a partir de la cual se hizo el ajuste F1

En esta gráfica observamos que el error de la gráfica se estabiliza después de 16 MHz, pues el error empieza a oscilar alrededor de cero a partir de este valor. Esto quiere decir que el modelo empieza a desviarse para frecuencias menores a 16 MHz. Por la misma razón el ajuste solo permitirá expresar valores de retorno en el rango de 16 a 29 MHz y de 29 MHz en adelante.

Con este último ajuste se implementaron los valores de retorno que permitirán predecir el número de años que tendrían que pasar para que ocurra un evento con cierto MFA. Como se hizo en la sección de fulguraciones, se usó la relación 2.9.

Para los niveles de retorno se escogieron arbitrariamente distintos valores de MFA, los cuales fueron evaluados en un periodo de 11 años correspondiente a un ciclo solar. Adicionalmente se calcularon los intervalos de confianza de F1 y F2 al 95% usando la distribución del estudiante y multiplicando los valores t por la desviación estándar de F1 y F2. A continuación se presentan los intervalos de confianza para los parámetros de F1 y

F2:

$$F1(x) = \left\{ \begin{array}{l} M1(95\%) = -0.292832 \pm 0.000574 \\ B1(95\%) = 0.441488 \pm 0.011217 \end{array} \right\},$$

$$F2(x) = \left\{ \begin{array}{l} M2(95\%) = -0.432453 \pm 0.017643 \\ B2(95\%) = 4.590791 \pm 0.555581 \end{array} \right\},$$

(4.5)

Así se obtuvo el número de eventos de afectación a radio frecuencias para el territorio mexicano conforme a los ajustes F1 y F2 los cuales se presentan en la Tabla 4.1.

Tabla 4.1: Nivel de retorno o número de veces en que ocurrirá un  $MFA > x$  dentro de la ZEE en el siguiente ciclo solar.

<b>MFA &gt;</b>	<b>Número de eventos</b>	<b>Intervalo de conf. (95 %)</b>
16 MHz	283	(288,277)
20 MHz	88	(89,86)
25 MHz	20.25	(21.7,19.7)
30 MHz	4.68	(4.81,4.56)
33 MHz	1.94	(2,1.89)
35 MHz	1.08	(1.11,1.05)



# Capítulo 5

## Conclusiones

En este trabajo se estudió la capacidad que tienen las fulguraciones para afectar a las radiocomunicaciones al perturbar a la ionósfera con un enfoque en el territorio mexicano. Para esto se tuvo que estudiar el fenómeno de las fulguraciones y la dinámica ionosférica. Aún hay poca información de los fenómenos ionosféricos sobre México lo cual abre muchas posibilidades de estudio.

Se pudo realizar la implementación del modelo DRAP a partir de la documentación del modelo de manera exitosa, como hay un enfoque sobre territorio mexicano, solo se implementó el componente de rayos X y se dejó de lado el componente de SEPs que tiene importancia solo en latitudes altas y cercanas a las polares. Se desarrollaron mapas de afectación global en donde se presenta la máxima frecuencia afectada por 1 dB. Parte del éxito se debe a que el modelo se alimenta de dos parámetros: el flujo de rayos X de 1 a 8 Å y la hora del evento. Se ha corroborado que el procesamiento de los datos es correcta, particularmente en su caracterización espacial, pues se presentó la distribución del cálculo del punto subsolar de manera latitudinal y longitudinal en donde se encontraron los comportamientos esperados.

Se encontró que la relación de la máxima frecuencia afectada (MFA) requiere una calibración a partir de mediciones de radio, especialmente para latitudes tropicales. Se necesitan hacer mediciones de radio en estas latitudes y medir las afectaciones en radiocomunicaciones tal como indica el reporte de la NOAA (*DRAP Model Validation: I. Scientific Report*, 2010). Es necesario identificar la duración de las afectaciones en radiocomunica-

ciones cuando ocurren estos eventos.

Las distribuciones estudiadas en este trabajo han otorgado mucha información respecto al impacto del clima espacial, en particular en las radiocomunicaciones y permiten empezar a analizar riesgos en el país. Estos aspectos no se han tratado con anterioridad para este tipo de fenómenos en territorio mexicano. En primera medida se pudo procesar los datos con el modelo DRAP y evaluarlos en la malla del modelo dentro del territorio de interés que fue la Zona Económica Exclusiva Mexicana. Se descubrió que la ZEE se puede ver afectado por una fulguración aún cuando el punto subsolar no se encuentra proyectado sobre el territorio mexicano. Evaluando los eventos de todas las fulguraciones en este territorio, se escogieron los nodos de la malla que presentaron el máximo MFA.

La selección de este modelo generó una distribución similar a la de la ley de potencias que se presentó solo con los datos de fulguraciones.

Para visualizar la distribución de la MFA que afecta a México se presentaron los datos en forma de función de supervivencia empírica (FSE). Esto permitió observar la frecuencia de los eventos más extremos.

Al aplicar la distribución de los datos se han encontrado varias observaciones. Aún cuando la distribución parece presentar una distribución de ley de potencias, no se pudo ajustar un modelo de este tipo. Al ajustar leyes de potencias en los datos más extremos se obtuvo una subestimación del ajuste respecto a los datos empíricos. Esto hace que el modelo de ley de potencias no sea el adecuado para estos casos pues subestimar los eventos más extremos generaría niveles de retorno muy inferiores a los reales. Como alternativa se hizo un ajuste lineal con un punto de quiebre, esto debido a que se encontró un truncamiento en la distribución para valores mayores a 29 MHz y hasta 36 MHz que es el mayor MFA presentado por el modelo DRAP, de esta manera se encontraron 22 eventos extremos de MFA para México. Debido al reducido número de eventos extremos es necesario un mayor número de eventos que puedan describir el rango de MFA entre 29 y 36 MHz. También es necesario estudiar más distribuciones y métodos estadísticos que permitan ajustar un mayor rango de valores de datos.

El truncamiento en los eventos más extremos como el encontrado en este trabajo tal vez es más frecuente en la naturaleza (Stumpf y Porter, 2012) de lo que se pensaba, y

podría indicar un cambio en el mecanismo físico que produce las fulguraciones, la hipótesis alternativa sería que hay un límite de medición en los instrumentos del GOES (De la Luz y cols., 2018).

También se encontró que el modelo para calcular el MFA genera resultados sin interpretación física para valores menores a 5 MHz, relacionado con flujos de rayos X menores a  $10^{-6}W/m^2$ . Afortunadamente este problema no afecta al estudio estadístico de los eventos de mayor frecuencia pues como se comentó en la sección 4.2 la FSE se construye a partir del índice de los valores de manera ordenada y no depende del valor de la MFA como tal. Adicionalmente el ajuste realizado para MFA menores a 29 MHz sólo se pudo realizar con los últimos 1000 valores no extremos, correspondientes a los valores de MFA mayores a 16 MHz. Tomar valores de MFA fuera de este rango provoca un desajuste de las rectas para valores cercanos al límite de 29 MHz, como se ha comentado antes, esto no es conveniente si se quieren estudiar riesgos, sobre todo a los eventos de mayor intensidad.

El estudio de esta distribución indica niveles de retorno preliminares para el territorio de la ZEE durante el ciclo solar siguiente a partir del año 2017. Estos niveles de retorno con una confianza del 95 % son: ocurrirán 283 (288,277) eventos con MFA de 16 MHz, 88 (89.47,85.72) eventos de 20 MHz, 20 (20.7,19.7) eventos de 25 MHz, 4.6 (4.8,4.56) de 30 MHz, 1.94(2,1.89) eventos de 33 MHz y 1.08 (1.11,1.05) eventos de 35 MHz.

En este trabajo se están evaluando los eventos a partir de los picos máximos del flujo detectado, un mejor ajuste se podría presentar si se toma en cuenta el flujo de fondo como se hacen en Verbeeck y cols. (2019).

Además hay que mencionar que el modelo DRAP es un modelo empírico por lo que no produce predicciones a partir de leyes físicas, en particular, se tiene que estudiar los espectros de rayos X y ultravioleta. Como se menciona en el capítulo 1.3, la capa D absorbe la banda 0.1 - 17 nm y la línea Lyman $\alpha$ . Los indicadores de la NOAA solo reportan los flujos de 1 - 8 Å y 0.5 - 4 Å, el riesgo de usar solo estas bandas es subestimar el efecto del espectro completo para la absorción de la región D. Por ejemplo, dos fulguraciones con diferentes espectros pero con mismo flujo en las bandas de la NOAA generarían dos estados de absorción diferentes de la región D y de la ionósfera en general, es decir, se presentarían dos eventos de radioapagones muy distintos a pesar de tener el mismo nivel de alerta.

Este problema se podría resolver haciendo un modelo de perfiles ionosféricos, como por ejemplo con el modelo GEANT4 (Coordinators, 2022). El modelo GEANT4 es un modelo de cómputo para simular el comportamiento de partículas elementales con la materia. Con esta herramienta, se puede hacer un modelo vertical con las especies ionosféricas, simulando una fulguración con un espectro solar sintético incidente se podrán medir los resultados de ionización y por lo tanto de radioapagón y así poder compararlos con el modelo DRAP, además de compararlos con mediciones de afectación de radio reales en eventos de fulguraciones.

Como se ha visto el modelo DRAP no es uno concluido, de esta manera el modelo planteado en este trabajo puede ser utilizado de manera cualitativa. Este trabajo es uno de los primeros acercamientos a la vulnerabilidad del país frente al clima espacial, el cual es útil para evaluar riesgos preliminares y diseñar protocolos de acción (Lanzerotti, 2001, 2007).

# Apéndice A

## Astrodinámica

En este trabajo se va a poner atención a la proyección del Sol sobre la superficie de la Tierra. Las observaciones de los astros desde la Tierra depende de su movimiento relativo con el objeto que se está observando, de manera que tenemos que entender el sistema de movimiento aparente del Sol y la proyección de este sobre la superficie terrestre. De esta manera revisaremos un par de sistemas de coordenadas con las que podemos ubicar al Sol desde la Tierra.

### A.0.1. Sistemas de coordenadas

Para empezar hay que definir la eclíptica, este es un plano en el espacio que se caracteriza por contener la orbita de la Tierra. Por otro lado se encuentra el plano ecuatorial que es el plano perpendicular al eje de rotación terrestre.

La eclíptica y el plano ecuatorial difieren debido al eje de rotación terrestre que se encuentra inclinado 23.4 grados respecto al plano de la eclíptica. La dirección del eje de rotación terrestre se mantiene fijo con respecto a la eclíptica en su traslación alrededor del Sol, (si no tomamos la nutación y precesión). A partir del plano ecuatorial surgen dos sistemas de coordenadas que serán útiles para este trabajo.

### A.0.2. Coordenadas geográficas

Para situar puntos en la superficie terrestre normalmente se usan dos coordenadas del sistema esférico; *latitud* ( $\phi$ ) y *longitud* ( $\theta$ ), la tercera coordenada, el radio o altura, se usa cuando se trabajan con alturas diferentes a las de la superficie. El plano de referencia usado es el plano ecuatorial, perpendicular al eje de rotación terrestre y que se interseca con la superficie terrestre formando el ecuador.

Los círculos paralelos al ecuador son llamados *paralelos*, los semicírculos que van de polo a polo son los *meridianos* en donde los *polos* son los puntos sobre la superficie terrestre que se intersecan con el eje de rotación. Por otro lado, la longitud es el ángulo entre un meridiano de interés y el meridiano cero que pasa por el observatorio de Greenwich, se usan ángulos positivos para longitudes al este del observatorio y ángulos negativos para longitudes al oeste [ $+180^\circ$ ,  $-180^\circ$ ]. La latitud se cuenta con la distancia angular del ecuador hasta el paralelo donde se encuentra el punto de interés, con grados positivos que abarcan el hemisferio norte, y con grados negativos que abarcan el hemisferio sur [ $+90^\circ$ ,  $-90^\circ$ ].

Como la Tierra se encuentra rotando, el efecto centrífugo lo transforma en un esferoide oblató con el eje corto coincidente con el eje de rotación. El esferoide tiene las siguientes dimensiones (Gurfil y Seidelmann, 2016).

Radio ecuatorial	$a = 6,378,1363m$
Radio polar	$b = 6,356,752m$
Achatamiento	$f = (a - b)/a =$ $1/298.257223563$

### A.0.3. Coordenadas ecuatoriales

La dirección del eje de rotación terrestre se mantiene aproximadamente constante junto a su plano ecuatorial lo que permite un plano de referencia favorable para desarrollar un sistema de coordenadas independiente del tiempo y del observador sobre la Tierra para ubicar al Sol sobre la bóveda celeste.

El ecuador celeste es el gran círculo que interseca la bóveda celeste con el plano ecuatorial. Los polos norte y sur celestiales son los puntos con los que se interseca el eje de

rotación a la bóveda celeste. Para definir la primera coordenada en este sistema de referencia se recurre el ángulo de separación entre una estrella y el ecuador celestial que es la *declinación*  $\delta$ .

Para la segunda coordenada se utiliza una dirección de referencia sobre el ecuador celestial que es el *equinoccio vernal*, o  $\gamma$ . Con este punto en la esfera celeste se mide la distancia angular entre este punto y el círculo mayor que se interseca con el punto de interés y los polos celestes medido de manera antihoraria desde  $\gamma$ , este ángulo es denominado *ascensión recta*  $\alpha$  (o AR).

El *ángulo horario*,  $h$ , u horario local del astro, se mide desde el meridiano sur local y en dirección horaria hasta el círculo mayor que pasa por los polos y por el punto de interés. El ángulo horario de un objeto en el cielo no es constante y cambia continuamente debido al movimiento del meridiano sur local con respecto a la bóveda celeste por la rotación terrestre. Un ejemplo de este fenómeno es el ángulo horario del equinoccio vernal, aunque este punto se mantiene con la misma declinación y ascensión recta, cambia de ángulo horario con la misma tasa de cambio que el meridiano sur con respecto a  $\gamma$ , al ángulo que separa el meridiano sur de  $\gamma$  es llamado *tiempo sideral*  $\Theta$  de esta manera:

$$\Theta = h + \alpha \quad (\text{A.1})$$

En la Figura A.1 se muestran los conceptos definidos hasta ahora.

Como el ángulo horario y la hora sideral cambian continuamente con una tasa de cambio constante se se pueden usar unidades de tiempo para expresar a ambas. Así, para los dos ángulos, 24 horas equivalen a 360 grados, 1 hora equivalen a 15 grados, 1 minuto a 15 minutos de arco, etc. Un reloj sideral avanza 3 minutos, 56.56min más rápido en un día sideral comparado con un día solar. En el primer caso el día sideral es el tiempo en que un meridiano tarda en completar un revolución sobre la esfera celeste, en el segundo caso, se trata el tiempo con que tarda el Sol en hacer una revolución sobre la esfera celeste. Observamos que 24h de tiempo solar equivalen a 24h, 3 min y 56.56 s de tiempo sideral. Esto ocurre debido al movimiento orbital y rotacional que tiene la Tierra con respecto al Sol, estas dos velocidades se restan, haciendo que el movimiento aparente de las estrellas

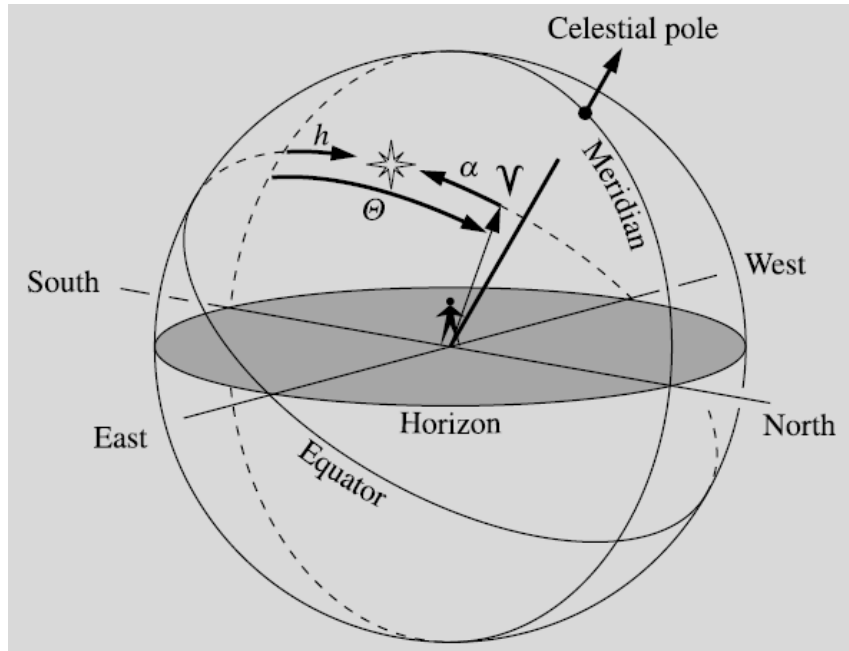


Figura A.1: Sistema de coordenadas ecuatorial. Figura obtenida y adaptada de (Karttunen y cols., 2017)

sobre la bóveda celeste sea más rápido que el del Sol, (Karttunen y cols., 2017).

El año sidereal entonces tiene una duración de 365.256363051 días solares. La misma traslación de la Tierra en conjunto con su inclinación respecto a la eclíptica hace que la declinación solar varíe a lo largo del año entre  $-\epsilon$  y  $+\epsilon$ , este ángulo equivale a la inclinación del eje terrestre. En cualquier momento el Sol es observado en el cenit en algún punto de la superficie terrestre, la latitud de este punto es la declinación del Sol. El Sol no será observado en los hemisferios si la latitud de observación es mas de  $\pm 66.6^\circ$ , estas latitudes son denominados círculos polares, ártico para el norte y antártico para el sur (Gurfil y Seidelmann, 2016).

## A.1. Movimiento aparente del Sol

Si se traza una línea que va desde el centro de la Tierra hasta el Sol, el punto que interseca la superficie terrestre se define como el punto subsolar. El punto subsolar marca el centro del terminador solar sobre la superficie terrestre o el círculo que ilumina el Sol con su luz a la Tierra.



La iluminación sobre la Tierra cambia sobre la geografía a lo largo del año, este cambio de iluminación está segmentado por los solsticios y los equinoccios. Tenemos Los equinoccios de primavera y de otoño el 21 de Marzo y el 22 de Septiembre respectivamente. En estos momentos el punto subsolar se encuentra sobre el ecuador terrestre y el terminador solar pasa por los extremos del eje de rotación o puntos polares.

En el caso del solsticio de verano que es el 21 de Junio, el terminador solar traza sobre la Tierra el trópico de Cáncer, a  $23.5^\circ$  de latitud, lo que indica la mayor latitud que alcanza el punto subsolar sobre la Tierra. Por otro lado los terminadores trazan los dos círculos polares. En este caso el polo Antártico no es iluminado y lo opuesto ocurre con el Ártico.

En el solsticio de invierno, el 21 de diciembre, el punto subsolar traza el trópico de Capricornio a  $-23.5^\circ$  de latitud y es la región ártica la que no recibe iluminación solar (Gurfil y Seidelmann, 2016).

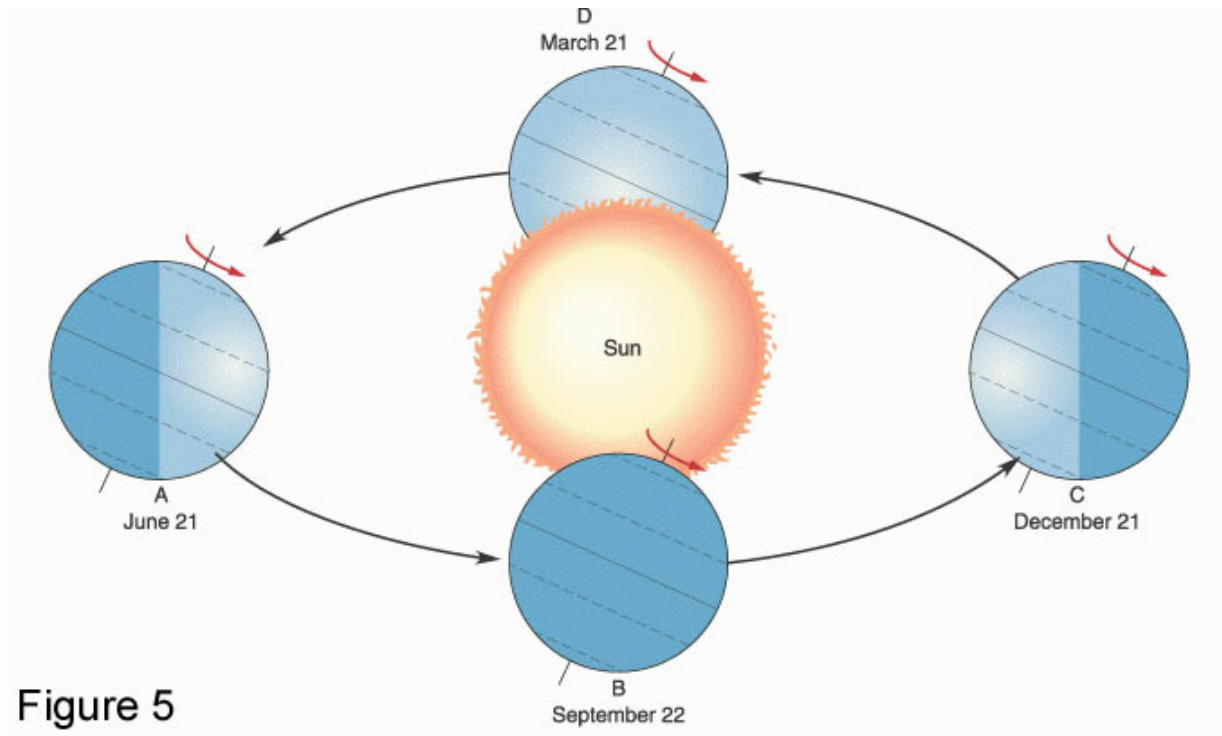


Figura A.2: Cambio de inclinación de la Tierra respecto al Sol lo que cambia la iluminación sobre la superficie terrestre a lo largo del año.

Contemplando el contenido anterior, ahora se puede hacer una transformación de coordenadas ecuatoriales a coordenadas de punto subsolar las cuales se pueden expresar en el

sistema de coordenadas geográficas. Para la obtención de estas se requiere inicialmente la hora y la fecha. Se necesita un punto de referencia en el sistema geográfico; al tomar el tiempo universal estamos tomando el meridiano cero como referencia, además si tomamos la latitud cero, podemos hacer una transformación sencilla de declinación solar a latitud de punto subsolar. Esta transformación se implementó con el siguiente pseudocódigo:

---

**Algoritmo 1** Transformación de A.R. y declinación solar a longitud latitud del punto subsolar.

---

**Entrada:**  $A.R._{\odot}$ ,  $\delta_{\odot}$  solar y tiempo universal (UT).

**Salida:**  $\phi_{\odot}$ ,  $\theta_{\odot}$  de punto subsolar

- 1: Cero = Punto de latitud y longitud cero en coordenadas geográficas.
  - 2: Cero.Sol = Asignar a Cero efemérides del Sol con UT
  - 3:  $\theta_{\odot} = A.R. - \text{Cero.tiempo sideral}$
  - 4: **si**  $\theta_{\odot} < -180^{\circ}$  **entonces**
  - 5:    $\theta_{\odot} = 360^{\circ} + \theta_{\odot}$
  - 6: **si no, si**  $\theta_{\odot} > 180^{\circ}$  **entonces**
  - 7:    $\theta_{\odot} = \theta_{\odot} - 360^{\circ}$
  - 8: **fin si**
  - 9:  $\phi_{\odot} = \delta_{\odot}$
  - 10: **devolver**  $\phi_{\odot}, \theta_{\odot}$
- 

Como se puede ver en la línea 9 del algoritmo 1 la facilidad de partir de las coordenadas ecuatoriales reside en la equivalencia de la declinación solar con la latitud del punto subsolar. El equivalente de este pseudocódigo implementado en Python usado en este trabajo se encuentra en los anexos.

Ahora hay que tomar unas consideraciones para la cantidad de radiación solar: La excentricidad de la órbita terrestre es de 0.0167 por lo que la distancia al Sol varía entre 147-152 millones de kilómetros. Aún así, el flujo de densidad de radiación solar no varía notablemente, de hecho es en enero que la Tierra se encuentra en el perihelio y es invierno en el hemisferio Norte (Karttunen y cols., 2017), lo que demuestra este hecho.

La Tierra presenta ciertos movimientos además de la rotación y la traslación que producen ligeros cambios en las coordenadas de los objetos celestes.

La precesión por ejemplo, que se produce por el achatamiento de la Tierra debido a la torsión generada del efecto gravitacional Lunar y Solar principalmente. Sin embargo la tierra está rotando en un eje inclinado por lo que esta torsión inicial no puede cambiar

la dirección del eje con respecto a la eclíptica. De esta manera el eje de rotación cambia en dirección perpendicular al eje y a la torsión lo que hace que el eje dibuje un cono cada 26000 años llamado *precesión*. Este movimiento mueve a  $\gamma$  unos 50 segundos de arco cada año. Por otro lado la *nutación* se produce por la precesión del plano orbital de la Luna que revoluciona cada 18.6 años (Karttunen y cols., 2017). Las perturbaciones por nutación generan cambios de fracciones de minuto de arco para las posiciones celestes. Adicionalmente se puede mencionar la aberración que se genera por la velocidad finita de la luz y la refracción de la luz al atravesar la atmósfera terrestre. Sin embargo, en este trabajo se va a operar con el Sol, debido a su proximidad y su tamaño angular en el cielo (31.6–32.7 minutos de arco), podemos omitir todos estos efectos para nuestros cálculos.

### A.1.1. Código de implementación de DRAP

A continuación se presentan los códigos realizados en el lenguaje de programación Python que fueron usados para procesar los datos de entrada del DRAP, generar el modelo DRAP y analizar los datos de la distribución obtenidos del modelo.

```
#!/usr/bin/env python

#
# NOAAa DRAP model implementation
#
# Copyright (C) 2021 Elizandro Huipe Domratcheva (hdomeli@gmail.com)
#
# This program is free software: you can redistribute it and/or modify
# it under the terms of the GNU General Public License as published by
# the Free Software Foundation, either version 3 of the License, or
# (at your option) any later version.
#
# This program is distributed in the hope that it will be useful,
# but WITHOUT ANY WARRANTY; without even the implied warranty of
```

```

# MERCHANTABILITY or FITNESS FOR A PARTICULAR PURPOSE. See the
# GNU General Public License for more details.
#
# You should have received a copy of the GNU General Public License
# along with this program. If not, see <https://www.gnu.org/licenses/>.

import math
import scipy.stats as st
import numpy as np
import matplotlib as mpl
import matplotlib.pyplot as plt
import matplotlib.patches as mpatches
import cartopy.crs as ccrs
import cartopy.feature as cfeature
import ephem
from datetime import datetime
import turtle
import geopy.distance
import matplotlib.cm as cm
import pandas as pd
from tqdm import tqdm
import glob
import time as TIME
mpl.rcParams["savefig.directory"] = './'
nearside = ccrs.NearsidePerspective(central_latitude=0)#sun_lat)
carree = ccrs.PlateCarree(central_longitude=180.0)
#global parameters
RT = geopy.distance.EARTH_RADIUS #[km] earth radius
proj = ccrs.NearsidePerspective()

```

```

def subsolarpoint(datetime):#subsolar point from datetime object
    greenwich = ephem.Observer()
    greenwich.lat = "0"
    greenwich.lon = "0"
    greenwich.date = datetime
    sun = ephem.Sun(greenwich)
    sun.compute(greenwich.date)
    sun_lon = math.degrees(sun.ra - greenwich.sidereal_time() )
    if sun_lon < -180.0 :
        sun_lon = 360.0 + sun_lon
    elif sun_lon > 180.0 :
        sun_lon = sun_lon - 360.0
    sun_lat = math.degrees(sun.dec)
    return(sun_lon, sun_lat)

```

```

def calc_param(flux, time):          #calculate parameters of solar affectation
    freqs = np.arange(5,40)#[5,10,15,25,30,35]       #(AFradius for frequencies a
    lon_sun, lat_sun = subsolarpoint(time)
    fdic = {}
    HAF = (10*math.log10(flux)+65)
    for f in freqs:
        chirad = np.arccos((f/HAF)**(4/3)) ##zenith angle in radians
        if not math.isnan(chirad):
            r_sun = chirad*RT
##radius of affectation
        else:
            r_sun = 0.0
        fdic[str(f)]=[r_sun]
    for f in range(len(freqs)):
        if f == len(freqs)-1:

```

```

        fdic [str ( freqs [ f ] )]. append ( 0.0)
    else :
        fdic [str ( freqs [ f ] )]. append ( fdic [str ( freqs [ f + 1 ] )][0])

    return lon_sun , lat_sun , fdic

def returnpointsAF3 ( lonlist , latlist , subsolarlon , subsolarlat , RA , dictoAF ) :

    t = []
    AFlon = []
    AFlat = []
    subsolarcoords = ( subsolarlat , subsolarlon )
    for lt , ln in zip ( latlist , lonlist ) :
        MaxdistAF = dictoAF [ '5' ] [ 0 ]     #####Maximum distance of Affected F
        dist = geopy . distance . distance ( ( lt , ln ) , subsolarcoords ) . km
        AFlon . append ( ln )
        AFlat . append ( lt )
        if dist > MaxdistAF :
            t . append ( 0 )
        else :
            for f in dictoAF :
                if dictoAF [ f ] [ 0 ] != 0 . :
                    if dist <= dictoAF [ f ] [ 0 ] and dist > dictoAF [ f ] [ 1 ] :
                        t . append ( int ( f ) )

    return AFlon , AFlat , t

def Drapmap3 ( flux , time ) : #ploting DRAP with NOAA points
    lons = np . arange ( -178 , 180 , 2 )
    lats = np . arange ( -89 , 91 , 2 )

```

```

lon = []
lat = []
for n in lons:
    for t in lats:
        lon.append(n)
        lat.append(t)
params = calc_param(flux, time)
RA = params[2][ '5' ][0]  #[km]
subslon = params[0]
subslat = params[1]
dictoAF = params[2]
AFlon, AFlat, t=returnpointsAF3(lon, lat, subslon, subslat, RA, dictoAF)
plt.figure(figsize=(6, 3))
ax = plt.axes(projection=ccrs.PlateCarree(central_longitude=0.0))
ax.set_extent([-180, 180, -90, 90])#, crs=ccrs.LambertCylindrical())
plt.title('DRAP_' + 'flux=' + format(flux, ".2e") + '_' + time.strftime("%Y-%m-%d"))
ax.coastlines(resolution='110m')
AF = ax.scatter(AFlon, AFlat, c=t, cmap="jet", vmin=0, vmax=35, alpha=0.3)#, tr
ax.scatter([subslon], [subslat], marker='*', color='orange', label='subsolar_p
plt.colorbar(AF, label='HAF_by_1dB_Absorption_[MHz]')
plt.rcParams['figure.dpi'] = 200
#plt.legend()
plt.show()

#####
##### Definici n de par matros de fulguraci n
#####
#####como ejemplo se pone el evento X1 del 28 de Octubre
flux = 1e-4  ##flujo de rayos X [W/m^2 s] ver como referencia la escala de la
time = datetime(2021, 10, 28, hour=15, minute=35)  ## Hora y fecha en tien

```

## no usar cifras

## un evento en la

Drapmap3(flux , time)

## Referencias

- Archontis, V., y Hood, A. (2012). Magnetic flux emergence: a precursor of solar plasma expulsion. *Astronomy & Astrophysics*, 537, A62.
- Baker, D. N., y Lanzerotti, L. J. (2016). Resource letter sw1: Space weather. *American Journal of Physics*, 84(3), 166–180.
- Barnes, G., Longcope, D., y Leka, K. (2005). Implementing a magnetic charge topology model for solar active regions. *The Astrophysical Journal*, 629(1), 561.
- Benz, A. O. (2017). Flare observations. *Living reviews in solar physics*, 14(1), 2.
- Benz, A. O., y Güdel, M. (2010). Physical processes in magnetically driven flares on the sun, stars, and young stellar objects. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 48, 241–287.
- Budden, K. G. (1988). *The propagation of radio waves: the theory of radio waves of low power in the ionosphere and magnetosphere*. Cambridge University Press.
- Cander, L. R. (2019). *Ionospheric space weather*. Springer.
- Carmichael, H. (1964). A Process for Flares. En *Nasa special publication* (Vol. 50, p. 451).
- Chamberlin, P. C., Woods, T. N., Eparvier, F. G., y Jones, A. R. (2009). Next generation x-ray sensor (xrs) for the noaa goes-r satellite series. En *Solar physics and space weather instrumentation iii* (Vol. 7438, p. 743802).
- Chapman, S. (1931, enero). The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth. *Proceedings of the Physical Society*, 43(1), 26-45. doi: 10.1088/0959-5309/43/1/305
- Cheung, M., Rempel, M., Chintzoglou, G., Chen, F., Testa, P., Martínez-Sykora, J., ... others (2019). A comprehensive three-dimensional radiative magnetohydrodynamic simulation of a solar flare. *Nature Astronomy*, 3(2), 160–166.



- Chupp, E., Forrest, D., Higbie, P., Suri, A., Tsai, C., y Dunphy, P. (1973). Solar gamma ray lines observed during the solar activity of august 2 to august 11, 1972. *Nature*, *241*(5388), 333–335.
- Clauset, A., Shalizi, C. R., y Newman, M. E. (2009). Power-law distributions in empirical data. *SIAM review*, *51*(4), 661–703.
- Codrescu, M. (2021). *Global d-region absorption prediction documentation*. NOAA. Descargado de <https://www.swpc.noaa.gov/content/global-d-region-absorption-prediction-documentation>
- Conabio. (2021). *Mares mexicanos*. Descargado de <https://www.biodiversidad.gob.mx/pais/mares/> (Visualizado en 2021)
- Coordinators, G. W. G. . (2022). *Geant4 a simulation toolkit*. Descargado 2022-05-02, de <https://geant4.web.cern.ch/>
- Cuadro nacional de atribución de frecuencias méxico 1999*. (1999). Secretaría de Comunicaciones y Transportes. Descargado de [https://www.itu.int/ITU-D/study\\_groups/SGP\\_1998-2002/JGRES09/pdf/mexico1.pdf](https://www.itu.int/ITU-D/study_groups/SGP_1998-2002/JGRES09/pdf/mexico1.pdf)
- Davies, K. (1990). Ionospheric radio (peter peregrinus ltd.). *London, UK*.
- De la Luz, V., Balanzario, E., y Tsiftsi, T. (2018). Estimating the maximum intensities of soft x-ray flares using extreme value theory. *Solar Physics*, *293*(8), 119.
- Démoulin, P., Hénoux, J., y Mandrini, C. (1994). Are magnetic null points important in solar flares? *Astronomy and Astrophysics*, *285*, 1023–1037.
- Drap model validation:i. scientific report*. (2010). Descargado de <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/drap/DRAP-V-Report1.pdf>
- George, P. (1971). The global morphology of the quantity  $n_v \cdot dh$  in the d-and e-regions of the ionosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, *33*(12), 1893–1906.
- Gurfil, P., y Seidelmann, P. K. (2016). Celestial mechanics and astrodynamics: Theory and practice. En *Astrophysics and space science library* (Vol. 436).
- Hecht, E. (2002). *Optics, 5e*. Pearson Education India.
- Heumann, C., Schomaker, M., y cols. (2016). *Introduction to statistics and data analysis*. Springer.
- Hirayama, T. (1974). Theoretical model of flares and prominences. *Solar Physics*, *34*(2),

- 323–338.
- Hudson, H. (1991). Solar flares, microflares, nanoflares, and coronal heating. *Solar Physics*, *133*(2), 357–369.
- Infeld, E. (2001). Magnetic reconnection: Mhd theory and applications, by er priest and tg forbes. cambridge university press, 2000. 600+ xii pages. isbn 0 521 481 79 1. 50, 85. *Journal of Plasma Physics*, *66*(5), 363.
- Ishimaru, A. (2017). *Electromagnetic wave propagation, radiation, and scattering: from fundamentals to applications*. John Wiley & Sons.
- Janvier, M., Aulanier, G., y Démoulin, P. (2015). From coronal observations to mhd simulations, the building blocks for 3d models of solar flares (invited review). *Solar Physics*, *290*(12), 3425–3456.
- Karttunen, H., Kroger, P., Oja, H., Poutanen, M., y Donner, K. J. (2017). *Fundamental astronomy*. Springer.
- Kopp, R., y Pneuman, G. (1976). Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon. *Solar Physics*, *50*(1), 85–98.
- Kusano, K., Bamba, Y., Yamamoto, T., Iida, Y., Toriumi, S., y Asai, A. (2012). Magnetic field structures triggering solar flares and coronal mass ejections. *The Astrophysical Journal*, *760*(1), 31.
- Lanzerotti, L. J. (2001). Space weather effects on technologies. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, *125*, 11–22.
- Lanzerotti, L. J. (2004). Solar and solar radio effects on technologies. En *Solar and space weather radiophysics* (pp. 1–16). Springer.
- Lanzerotti, L. J. (2007). Space weather effects on communications. En *Space weather-physics and effects* (pp. 247–268). Springer.
- Lilensten, J. (2007). *Space weather: research towards applications in europe* (Vol. 344). Springer Science & Business Media.
- Longcope, D. W. (2005). Topological methods for the analysis of solar magnetic fields. *Living Reviews in Solar Physics*, *2*(1), 1–72.
- Lopez-Montes, R., Pérez-Enríquez, R., y Araujo-Pradere, E. A. (2012). The impact of large solar events on the total electron content of the ionosphere at mid latitudes.

- Advances in Space Research*, 49(7), 1167–1179.
- Lopez-Montes, R., Pérez-Enríquez, R., Araujo-Pradere, E. A., y Cruz-Abeyro, J. A. L. (2015). Fractal and wavelet analysis evaluation of the mid latitude ionospheric disturbances associated with major geomagnetic storms. *Advances in Space Research*, 55(2), 586–596.
- Machol, J., y Viereck, R. (2016, June). *Goes x-ray sensor (xrs) measurements* (Inf. Téc.). National Oceanic and Atmospheric Administration. Descargado de [https://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/goes/doc/GOES\\_XRS\\_readme.pdf](https://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/goes/doc/GOES_XRS_readme.pdf)
- Mandrini, C., Rovira, M., Démoulin, P., Hénoux, J., Machado, M., y Wilkinson, L. (1993). Evidence for magnetic reconnection in large-scale magnetic structures in solar flares. *Astronomy and Astrophysics*, 272, 609.
- Masuda, S., Kosugi, T., Hara, H., Tsuneta, S., y Ogawara, Y. (1994). A loop-top hard x-ray source in a compact solar flare as evidence for magnetic reconnection. *Nature*, 371(6497), 495–497.
- Matsushita, S. (1967). Solar quiet and lunar daily variation fields. En *International geophysics* (Vol. 11, pp. 301–424). Elsevier.
- Meyer-Vernet, N. (2012). *Basics of the Solar Wind*.
- Miralles, M. P., y Almeida, J. S. (2011). The sun, the solar wind, and the heliosphere. En M. P. Miralles y J. Sánchez Almeida (Eds.), *The sun, the solar wind, and the heliosphere* (pp. 3–8). Dordrecht: Springer Netherlands. Descargado de [https://doi.org/10.1007/978-90-481-9787-3\\_1](https://doi.org/10.1007/978-90-481-9787-3_1) doi: 10.1007/978-90-481-9787-3\_1
- Newman, M. (2005). Power laws, pareto distributions and zipf's law. *Contemporary Physics*, 46(5), 323-351. Descargado de <https://doi.org/10.1080/00107510500052444> doi: 10.1080/00107510500052444
- Peterson, L., y Winckler, J. (1959). Gamma-ray burst from a solar flare. *Journal of Geophysical Research*, 64(7), 697–707.
- Reid, H., y Ratcliffe, H. (2014). A review of solar type iii radio bursts. research in astronomy and astrophysics 14, 773. DOI. ADS.
- Romero-Hernandez, E., Gonzalez-Esparza, J., Rodriguez-Martinez, M., Sergeeva, M., Aguilar-Rodriguez, E., Mejia-Ambriz, J., y De la Luz, V. (2017). Study of io-

- ospheric disturbances over Mexico associated with transient space weather events. *Advances in Space Research*, 60(8), 1838–1849.
- Sauer, y Wilkinson, D. (2007). Modeling ionospheric hf/vhf radio-wave absorption due to solar energetic proton events. En *Agu fall meeting abstracts*.
- Sauer, H. H., y Wilkinson, D. C. (2008). Global mapping of ionospheric hf/vhf radio wave absorption due to solar energetic protons. *Space Weather*, 6(12). Descargado de <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2008SW000399> doi: 10.1029/2008SW000399
- Scherer, K., Fichtner, H., Heber, B., y Mall, U. (2005). *Space weather: The physics behind a slogan* (Vol. 656). Springer Science & Business Media.
- Schunk, R., y Nagy, A. (2009). *Ionospheres: physics, plasma physics, and chemistry*. Cambridge university press.
- Sergeeva, M., Maltseva, O., Gonzalez-Esparza, J., De la Luz, V., y Corona-Romero, P. (2017). Features of tec behaviour over the low-latitude north-american region during the period of medium solar activity. *Advances in Space Research*, 60(8), 1594–1605. Descargado de <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117717304477> (Studies on Mesosphere, Thermosphere and Ionosphere from Equatorial to Mid Latitudes - Recent Investigations and Improvements - Part 1) doi: <https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.06.021>
- Stumpf, M. P. H., y Porter, M. A. (2012). Critical truths about power laws. *Science*, 335(6069), 665–666. Descargado de <https://science.sciencemag.org/content/335/6069/665> doi: 10.1126/science.1216142
- Sturrock, P. (1966). Model of the high-energy phase of solar flares. *Nature*, 211(5050), 695–697.
- Sui, L., y Holman, G. D. (2003). Evidence for the formation of a large-scale current sheet in a solar flare. *The Astrophysical Journal Letters*, 596(2), L251.
- Tsiftsi, T., y De la Luz, V. (2018). Extreme value analysis of solar flare events. *Space Weather*, 16(12), 1984–1996. Descargado de <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2018SW001958> doi: 10.1029/2018SW001958
- Verbeeck, C., Kraaikamp, E., Ryan, D. F., y Podladchikova, O. (2019, oct). Solar flare

- distributions: Lognormal instead of power law? *The Astrophysical Journal*, 884(1), 50. Descargado de <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab3425> doi: 10.3847/1538-4357/ab3425
- Warmuth, A., y Mann, G. (2005). The application of radio diagnostics to the study of the solar drivers of space weather. En *Space weather* (pp. 49–68). Springer.
- White, S. M. (2007). Solar radio bursts and space weather. *Asian Journal of Physics*, 16, 189–207.
- Woods, T. N., Eparvier, F. G., Fontenla, J., Harder, J., Kopp, G., McClintock, W. E., ... Snow, M. (2004). Solar irradiance variability during the october 2003 solar storm period. *Geophysical Research Letters*, 31(10). doi: <https://doi.org/10.1029/2004GL019571>

