



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

ORIENTACIÓN: CIENCIAS ESPACIALES

INSTITUTO DE GEOFÍSICA

AUMENTO EN LA EMISIÓN DE MICROONDAS DENTRO DE
LOS HOYOS CORONALES

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

PRESENTA:

C É S A R A V E L E Y R A P E R A L T A

Asesor de Tesis:

Dr. Alejandro Lara Sánchez

Instituto de Geofísica

Ciudad Universitaria, CD. MX.

agosto 2019



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.

*Dedicado a mis padres por su amor, trabajo y sacrificio durante todos estos años,
gracias.*

Agradecimientos

- A La Universidad Nacional Autónoma de México por proporcionarme las herramientas y un lugar para realizar este trabajo.
- Al Dr. Alejandro Lara Sánchez por guiarme durante el proceso de toda la tesis. Le agradezco su tiempo, paciencia y dedicación.
- En general agradezco a todas aquellas personas que me apoyaron incondicionalmente durante el proceso hasta la conclusión de la tesis.

Índice general

1. Introducción	7
2. Conceptos Básicos del la Corona	11
2.1. Espectro de radiación de la Corona	14
2.2. Estructuras en la Corona	16
2.2.1. Hoyos Coronales	17
3. Fundamentos de Radioastronomía	21
3.1. La Ventana de Radio	22
3.2. Definiciones básicas	23
3.2.1. Antenas y Parámetros de Antenas	23
3.2.2. Parámetros de Radiación	32
3.2.3. Polarización de ondas	35
4. Mecanismos de Emisión de Ondas de Radio	39
4.1. Bases	40
4.2. Radiación Debida a Electrones Acelerados	42
4.3. Mecanismos de Emisión	43
4.3.1. Radiación Térmica	44
4.3.2. Radiación no Térmica	46

5. Recolección de datos	51
5.1. Instrumento	52
5.2. Mapas y Algoritmo de Detección de Hoyos Coronales	53
5.2.1. Criterio de Selección de mapas	53
5.2.2. Algoritmo	54
6. Análisis Estadístico	63
6.1. Histogramas	63
6.2. Series de Tiempo	68
6.3. Radio Mediciones del Campo Magnético	71
7. Conclusiones	77
Appendices	79
A. SPoCA-Suite	81
A.1. Fuzzy C-means	81
A.2. Possibilistic C-means algorithm (PCM)	83
B. Solución de integral de Larmor	85
C. Integral para calcular W emitida por Bremsstrahlung	87
D. Dipolo de Hertz	91
E. Gráficas por año del fenómeno observado	93

Capítulo 1

Introducción

Por encima de la superficie solar existe una atmósfera que se compone por dos capas: la cromosfera y la corona. La corona solar es una capa que se encuentra por encima de la cromosfera, que se extiende millones de kilómetros hacia espacio interplanetario y no es fácil de observar, para esto se requieren instrumentos como los coronógrafos que cubren el disco solar dejando observable solamente la corona; o de forma natural, cuando ocurre un eclipse solar y queda cubierto el Sol por la luna.

En la corona solar tienen lugar diversos fenómenos producidos por la actividad magnética, como ejemplo: los arcos coronales, ráfagas, la reconexión magnética, los hoyos coronales, manchas solares entre otros más. Todos estos fenómenos emiten radiación electromagnética en diversas longitudes de ondas que podemos medir mediante diversos instrumentos. Uno de estos fenómenos son los hoyos coronales que han sido objeto de muchos estudios debido a que son fuentes de viento solar rápido. Los hoyos coronales en la atmósfera del Sol fueron observados por primera vez en los 60's con imágenes tomadas en rayos-X mediante sondas y con el radiotelescopio Sydney Chris Cross, pero fue durante 1972 y 1974 cuando a bordo de la estación espacial Skylab astronautas tomaron imágenes de más alta resolución.

Los hoyos coronales son claramente visibles en longitudes de onda del extrema ultra violeta (EUV), pero al tratar de observarlos en longitudes de onda más grandes la observación se dificulta. Específicamente realizando observaciones dentro del espectro radio en microondas a 17 GHz no se pueden delimitar de forma concreta los hoyos coronales, sin embargo en las coordenadas heliograficas coincidentes con los hoyos coronales se ha detectado un aumento en la emisión de microondas, en comparación con el resto del disco solar en calma acompañando por un aumento en la temperatura de

brillo. Estos parches de microondas han sido localizados cerca de campos magnéticos fuertes dentro del hoyo coronal Yoshiike, H., & Nakajima, H. (2000). Existen entonces dos aspectos sobre este problema que son de interés, uno que es sobre el mecanismo físico que produce dicho aumento en la emisión y en segundo lugar, como se comporta este aumento en función del tamaño de los hoyos.

A lo largo de los años se han realizado varios estudios que abordan este fenómeno estudiando estadísticamente sus propiedades, como por ejemplo la temperatura de brillo, área, estructuras finas, tiempo de vida y la intensidad del campo magnético, entre otras. El primer trabajo en donde muestran este aumento de brillo fue realizado por N. Gopalswamy et al. (1998) donde se analiza un hoyo coronal con el bautizado con el nombre de «trompa de elefante» observado el 26 de agosto de 1996, esto debido a su forma característica. En dicho estudio muestran parches difusos brillantes dentro del hoyo coronal indicando que posiblemente se deba a un aumento en la emisión de radio. Existen otros trabajos como los de Yoshiike, H., & Nakajima, H. (2000) en donde se encuentra un aumento en la emisión de microondas asociado con el aumento del campo magnético de la región con polaridad positiva. Vladimir et al., (2006) encontró que los parches coronales brillantes a frecuencias de 5.7 GHz y a 17 GHz son más brillantes que el Sol en calma, pero si la temperatura de brillo a 5.7 GHz es menor de 14000 K en el parche, entonces a 17 GHz la temperatura de brillo aumenta, existe una anti-correlación. Además propone que el mecanismo de transferencia de calor más probable sea debido a disipación de ondas Alfvén. Gopalswamy et al., (2000) muestra resultados que confirman una conexión entre el aumento de microondas y el campo magnético dentro de los hoyos coronales e infiere que la emisión probablemente no sea de origen coronal.

El objetivo de este trabajo es analizar estadísticamente mapas del disco solar obtenidos con el radiotelescopio Nobeyama que opera a una frecuencia de 17 GHz, que contengan hoyos coronales para estudiar el aumento de emisión de microondas observado por N. Gopalswamy (1998) dentro de los hoyos, tomando en cuenta su tamaño y el ciclo solar, para finalizar se propone un mecanismo de emisión congruente con las características de un hoyo coronal para medir la intensidad del campo magnético longitudinal y comprobar que este mecanismo está asociado a la emisión. Para lograr esto se deben efectuar ciertas tareas que consideramos pertinentes que son: (1) buscar Hoyos coronales lo suficientemente grandes para poder observar este fenómeno. (2) Mediante un algoritmo computacional procesar los mapas de temperatura de brillo para obtener las partes de importancia dentro de los mapas. Finalmente, (3) realizar

un análisis estadístico de los datos obtenidos y determinar si existe alguna relación entre los parámetros resultantes y proponer un mecanismo de emisión de acuerdo a las características de los hoyos coronales.

Esta tesis se compone de los siguientes capítulos, en el segundo capítulo titulado: *Conceptos Básicos de la Corona* se resumen las características generales y propiedades físicas del Sol haciendo un especial énfasis en la corona donde se encuentran los hoyos coronales.

En el tercer capítulo *Fundamentos de Radioastronomía* se incluyen algunos de los más importantes conceptos sobre radioastronomía con el objeto de entender mejor como es que se obtienen los datos de los radiotelescopios.

En el cuarto capítulo *Mecanismos de Emisión de Ondas de Radio* se describen los procesos físicos asociados a la emisión de ondas de radio de forma teórica, estos pueden ser mecanismos térmicos y no térmicos.

Después, en el quinto capítulo *Recolección de Datos* se describe el procedimiento de recolección de datos, así como los criterios que se tomaron en cuenta para seleccionar los más óptimos para este trabajo. Los datos principales consisten en mapas del disco solar tomadas a 17 Ghz con el radiotelescopio Nobeyama. Además se usa información de imágenes del disco solar en ultravioleta tomadas por AIA (Atmospheric Imaging Assembly) que se encuentra a bordo del SDO (Solar Dynamics Observatory).

En el sexto capítulo *Análisis Estadístico* se realiza una interpretación de los datos obtenidos en el capítulo anterior mediante histogramas y series de tiempo para poder hacer alguna relación entre ellos, además ver si se puede asociar el aumento en la emisión de microondas dentro de los hoyos coronales a algún tipo de mecanismo propuesto de acuerdo a las características del sistema.

Para finalizar en el último capítulo *Conclusiones* se hace un resumen de e interpretación de los resultados obtenidos en el análisis de los mapas y del mecanismo de emisión propuesto que podría originar este aumento en la emisión. Además se menciona cual será el trabajo a futuro puesto que el estudio de los hoyos coronales a longitudes de onda de radio es un tema muy amplio.

Capítulo 2

Conceptos Básicos del la Corona

[Carroll and Ostlie, 2007] El Sol al igual que la Tierra tiene una atmósfera, pero contrario a la Tierra, en el Sol no existe materia en estado sólido ni líquido. A pesar de esto podemos definir una zona que delimite « el borde del Sol » mediante la profundidad óptica de las capas de la estrella. Al adentrarnos en el Sol el material se va volviendo cada vez más opaco, hasta llegar a un punto en donde el promedio de la profundidad óptica a una longitud de onda de $500nm$ o es igual a $\tau = 1$. Es en este punto es donde que comienza la **Fotosfera**, denominada así debido a que ahí es donde se generan los fotones que podemos ver. Desde este límite hacia arriba la temperatura del gas comienza a decrecer con la altura hasta llegar a una temperatura de $4400K$ cerca de 525 km por encima de donde $\tau = 1$. Esta es la temperatura mínima que define la cima de la fotosfera. Por encima de esta capa la temperatura comienza a subir. ver la Figura 2.2

$$T^4 = \frac{3}{4}T_e^4\left(\tau_\nu + \frac{2}{3}\right) \quad (2.1)$$

Según la aproximación de Eddington (ecuación 2.1.) donde T es la temperatura vertical de la corona, tau la profundidad óptica, T_e es la temperatura efectiva. Cuando vemos una estrella, observamos capas con una profundidad óptica promedio de $\tau = \frac{2}{3}$. Tomando esto en consideración para el Sol, la temperatura efectiva de la fotosfera con $\tau = \frac{2}{3}$ es de $5777K$.

Por encima de la fotosfera se encuentra otra capa que se extiende hasta 2100 km partiendo del lugar donde el valor de la profundidad óptica $\tau = 1$, esta capa es llamada **Cromosfera**. Se ha estudiado la densidad esta capa y se han obtenido valores de

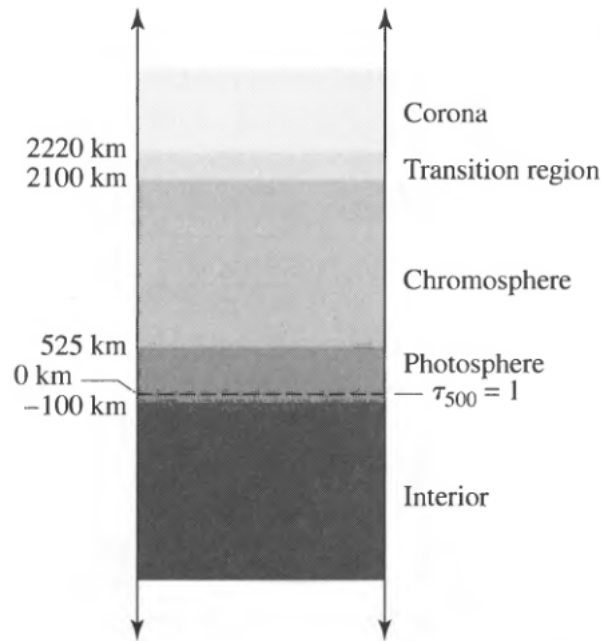


Figura 2.1: Capas en la atmósfera solar.[Eddy, 1979]

10^{14} partículas por cm^{-3} , mientras que la temperatura se comporta de una manera contraria a lo esperado, ya que incrementa con la altura, comenzando en la parte más baja de ésta con una temperatura de aproximadamente $4400K$ hasta alcanzar valores de $20000K$. Debido a que la densidad de esta capa es muy baja a comparación con la fotosfera, es muy poco perceptible a simple vista, pero puede ser observada de una forma más clara si se cubre el brillo del disco solar por unos segundos al principio y al final de un eclipse total de Sol. A esto se le conoce como *flash spectrum*. Una de las líneas de emisión más predominantes de esta región es la llamada emisión Balmer H_{α} con longitud de onda de 656 nm que resulta de la emisión del hidrógeno cuando un electrón transita desde un nivel $n \geq 3$ a $n = 2$. En algunas ocasiones también pueden ser identificadas ciertas líneas espectrales, como el He II, Fe II, Si II, Cr II y Ca II.

Por encima de la Cromosfera la temperatura, sigue incrementando súbitamente en un rango de 100 km aproximadamente, alcanzando temperaturas de hasta $10^5 K$. Después de este punto el gradiente de la temperatura se aplanan un poco, pero sigue la tendencia ascendente hasta llegar a $10^6 K$. La densidad dentro de esta capa decrece de 10^{11} cm^{-3} hasta 10^9 cm^{-3} . A esta región se le denomina **Región de Transición** y puede ser observada selectivamente en varias longitudes de onda en el espectro electromagnético, desde el ultravioleta con longitudes de onda de 400 nm hasta el extremo ultravioleta con longitudes de onda de 121 nm . Por ejemplo, la línea de emisión del hidrógeno Lyman-alfa $Ly\alpha$ ($n = 2$ a $n = 1$) se produce en la cima de la cromosfera a

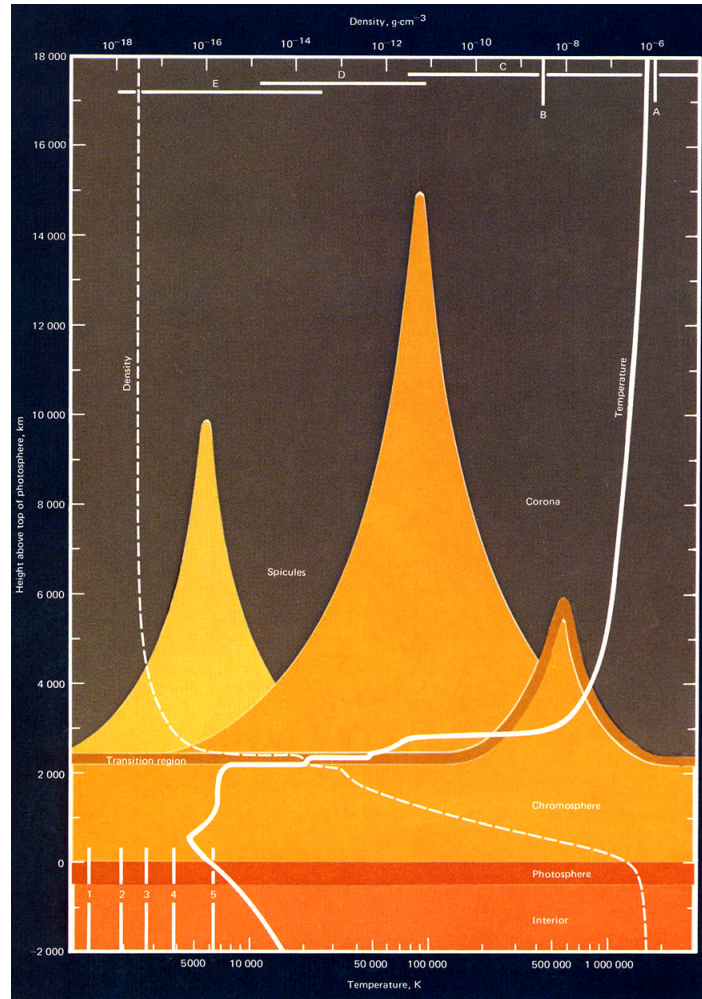


Figura 2.2: Temperatura y densidad de la atmósfera del Sol. [Eddy, 1979]

20,000 K , la línea C III 97.7 nm se origina en regiones donde la temperatura es de 90,000 K , la 103.2 nm del oxígeno VI a 300,000 K .

La **Corona** se encuentra localizada por encima de la región de transición, pero su extensión no está bien definida. La densidad de electrónica es en la base de 10^{14} cm^{-3} 2,500 km por encima de la fotosfera y hasta 10^{12} cm^{-3} para alturas igual o mayores a $1 R_{\odot}$ ¹. Debido a estas densidades la corona es muy transparente a la radiación electromagnética (excepto para longitudes de onda de radio largas). Se puede calcular una temperatura midiendo los movimientos térmicos, los niveles de ionización y las emisiones de radio, dando resultados muy consistentes de hasta $2 \times 10^6 \text{ K}$. Basado en la radiación proveniente de esta capa se pueden distinguir 3 componentes estructurales:

¹ R_{\odot} es la unidad de medida del radio solar

La corona K La corona K (de *Kontinierlich* que en alemán significa continuo) es una estructura donde se produce una emisión de luz blanca continua resultado del mecanismo de dispersión de Thompson. Las contribuciones de la luz coronal debida a la K corona ocurren de entre 1 a $2.3 R_{\odot}$.

La corona F La corona F (Fraunhofer) se caracteriza por dispersar la luz fotosférica mediante los granos de polvo localizados a $2.3 R_{\odot}$.

La corona E Es una fuente de líneas de emisión que se producen debido a los átomos ionizados localizados dentro de la corona. La E corona se traslapa con la K y F ya que la temperatura es muy alta y la densidad es relativamente baja en esta región, ésta fomenta a la ionización y la baja recombinación.

2.1. Espectro de radiación de la Corona

La atmósfera de nuestro planeta filtra la emisión de radiación proveniente del Sol en muchas longitudes de onda, excepto en 2 regiones del espectro denominadas ventanas espectrales, que son las ventanas del óptico y de radio ondas, siendo esta última la más importante para este trabajo. Las naves espaciales son las que nos han proporcionado la información de distintas regiones de espectro que no pueden llegar a la superficie de la Tierra como: rayos X, ultravioleta, etc. En la figura 2.3 se muestra el espectro de radiación solar desde los rayos gamma hasta las ondas de radio y algunas emisiones que ocurren en dichas frecuencias características.

Usualmente el espectro se cuantifica en términos de la longitud de onda medida en metros (m), aunque a veces es preferible utilizar Ångström (Å)

$$1\text{Å} = 10^{-8} \text{ cm} = 10^{-10} \text{ m} \quad (2.2)$$

Las longitudes de onda más cortas (γ -rays) son de muy alta energía. En una longitud de onda de $\lambda = 10^{-3} - 10^{-1}$ Å que corresponden a energías de $100\text{keV} - 10\text{MeV}$. Tal energía de radiación sólo es emitida cuando las partículas en el Sol son aceleradas en fenómenos llamados en ráfagas debido a la interacción con el plasma del medio.

El pico de radiación solar se encuentra en un ancho de banda de $\lambda = 3000 - 7000$ Å. A este espectro se le conoce como «visible». Esta emisión se produce mayoritariamente

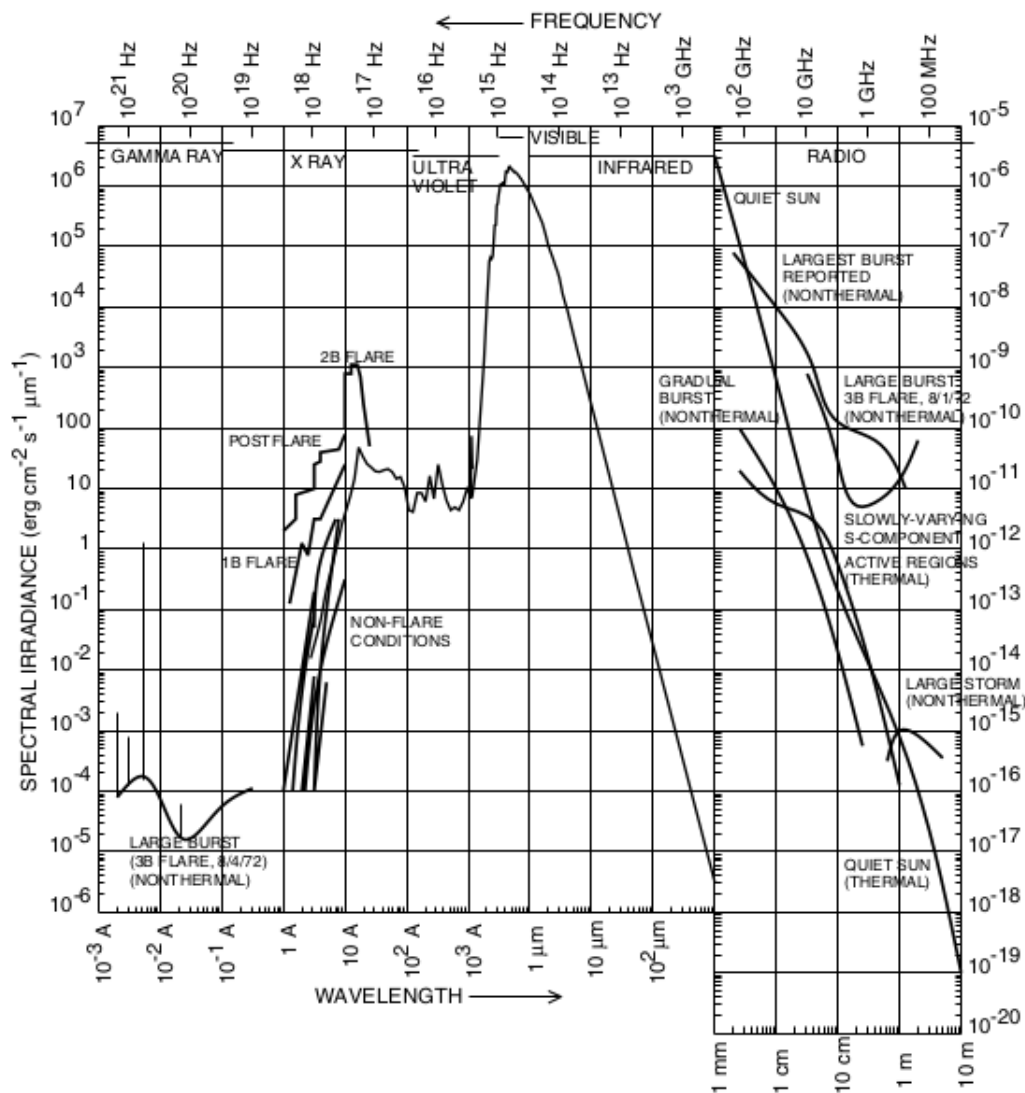


Figura 2.3: Espectro de radiación solar desde rayos gamma hasta ondas de radio. [Aschwanden, 2006]

en la fotosfera, por lo que no es posible obtener mucha información de la corona en el visible a simple vista. Es solo durante eclipses totales de Sol cuando se puede apreciar la luz que es dispersada dentro de la corona.

La longitud de onda más larga se encuentra en el régimen de ondas de radio desde $\lambda = 1 \text{ mm}$ hasta $\lambda = 10 \text{ m}$ que corresponde a un espectro de frecuencia de $\nu = 300 \text{ GHz}$ hasta $\nu = 30 \text{ MHz}$. En el espectro de radio la variedad de mecanismos de emisión es mayor y cada uno emite a una frecuencia característica. Mecanismos como el sincrotrón producido por electrones que viajan a velocidades relativistas y emiten en longitudes de onda dm, cm, mm; otro mecanismo es debido a emisiones

de electrones libres debido a un plasma caliente que emiten en dm y cm, emisión de plasma excitado por la propagación de haces de electrones en m y dm, entre otros mecanismos, que más adelante en el capítulo de mecanismos de emisión se explicarán mas a detalle. Como podemos darnos cuenta con lo anterior, existe mucha emisión proveniente de la corona en ondas de radio y esto se debe a que, tanto, la emisión de las partículas relativistas y no relativistas y la frecuencia del plasma coronal coincide en longitudes de onda dentro del rango del espectro de radio.

Hablando en términos de un cuerpo negro, la emisión es continua y decrece como λ^2 , entonces la cantidad de emisión de radio en la fotosfera es casi imperceptible, sin embargo en la corona la emisión de radiación de ondas de radio no está asociada con el cuerpo negro, eso quiere decir que no emite debido a radiación térmica.

2.2. Estructuras en la Corona

El Sol es considerado un dipolo magnético, al menos en escala global, cuando se encuentra en su mínimo de actividad. Se considera que en promedio el valor de dicho campo es de 10^{-4} T cerca de la superficie. Dentro de la atmósfera solar pueden existir dos tipos de campo magnético: abierto y cerrado. El campo cerrado comienza y termina sobre la "superficie" solar y el abierto comienza en la superficie y se cierra en algún lugar dentro de la heliosfera. De acuerdo a estas configuraciones del campo magnético, es común dividir a la corona en regiones activas y en calma.

Regiones Activas Las regiones activas son lugares donde se concentran áreas de campo magnético muy fuerte, sin embargo éstas conforman solamente una pequeña fracción del Sol con campos magnéticos de cerca de 0.3 T. En estas regiones ocurren fenómenos como ráfagas y eyecciones de masa coronal.

Regiones en Calma Las regiones del Sol en calma son aquellas en donde no hay actividad magnética fuerte y se puede encontrar, fenómenos como nano ráfagas, puntos brillantes, eventos explosivos como: Jets, Splashes y Erupciones.

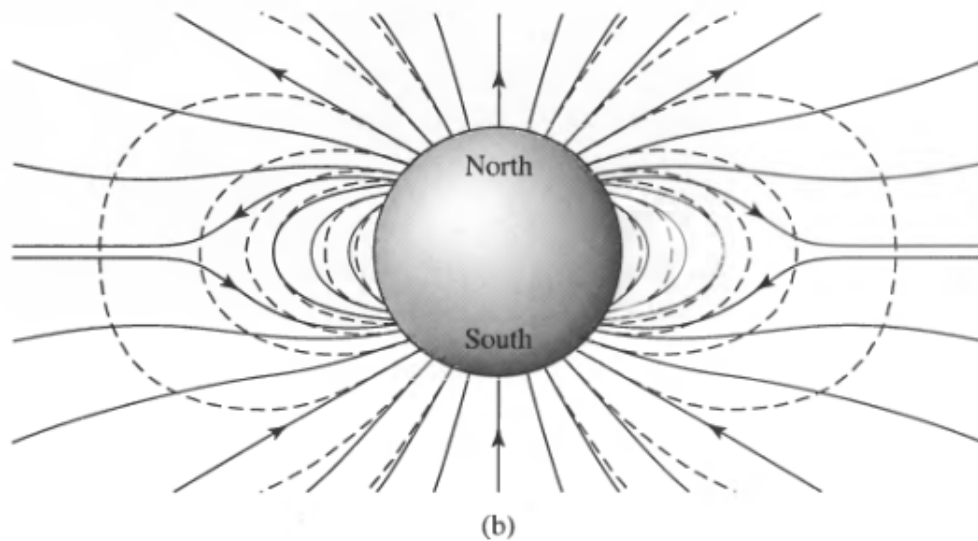


Figura 2.4: Descripción generalizada del campo magnético global. [Carroll and Ostlie, 2007]

2.2.1. Hoyos Coronales

Regiones donde el campo magnético está abierto libremente hacia el espacio interplanetario y tiene una menor magnitud en comparación de las regiones activas, podemos observar estructuras llamadas **Hoyos Coronales**. En la figura 2.5 se observan regiones activas (zonas brillantes y calientes) y también regiones más frías (oscuras), éstas últimas son los hoyos coronales. Se caracterizan por ser áreas de baja densidad de plasma con valores que van desde 3 hasta 10 veces menos la densidad electrónica dentro de los *coronal streamers* y de menor temperatura con respecto a las demás zonas del disco solar.

Las primeras observaciones cuantitativas de los hoyos coronales fueron realizadas por Waldmeier en la década de 1950, reportando que eran regiones de larga vida con intensidad menor a las zonas circundantes, estas regiones no pueden ser observadas en luz visible dado que la corona al tener una temperatura de millones de Kelvin, naturalmente su radiación caerá en rangos de del ultravioleta y rayos-X por consecuencia las zonas de menor densidad se verán como regiones oscuras.

Aproximadamente 7 años alrededor del mínimo de actividad solar, los hoyos coronales se localizan en las en los polos norte y sur del Sol (figura 2.6), sin embargo, en cuanto la actividad solar comienza a aumentar y por lo tanto, los campos magnéticos en el Sol se vuelven más complejos, los hoyos coronales se pueden generar en cualquier región del disco solar llegando a existir de tres a cinco rotaciones solares, (figura

2.5). Una de las razones por las cuales es de gran importancia el estudio de los hoyos coronales es que son sitios de generación de viento solar rápido, que es una corriente principalmente de iones y electrones que escapan del Sol a velocidades promedio de 750 km s^{-1} .

La magnitud del campo magnético en la corona puede ser medida con ayuda de técnicas que involucran emisiones en el espectro de radio llamadas radio magnetografías, en donde los mapas de intensidad y polarización circular son de vital importancia tomando en cuenta dos mecanismos de emisión: **Ciclotrón** y **Bremsstrahlung**, estos mecanismos serán estudiados en el capítulo 4. Se sabe que en regiones activas la intensidad de campo magnético pueden alcanzar valores de hasta 3000 Gauss y en zonas como los hoyos Coronales valores de hasta 15 Gauss . A partir de ciertas consideraciones que se explicarán en el capítulo 6, se calculará el valor del campo magnético dentro de los hoyos coronales tomando en cuenta radio observaciones.

A lo largo del medio siglo pasado se ha aprendido mucho acerca de la corona y de sus estructuras, tales como los hoyos coronales. Sin embargo, aún queda mucho más por estudiar y comprender. Con la ayuda de más observaciones y mejores mediciones *in situ* se obtendrán teorías más precisas. Una importante sonda llamada SONDA SOLAR PARKER ha sido lanzada el pasado 12 de agosto del 2018 con el fin de estudiar la corona lo más cerca posible jamás antes hecho, obteniendo así mediciones tan cercanas al Sol como $8.86 R_{\odot}$.

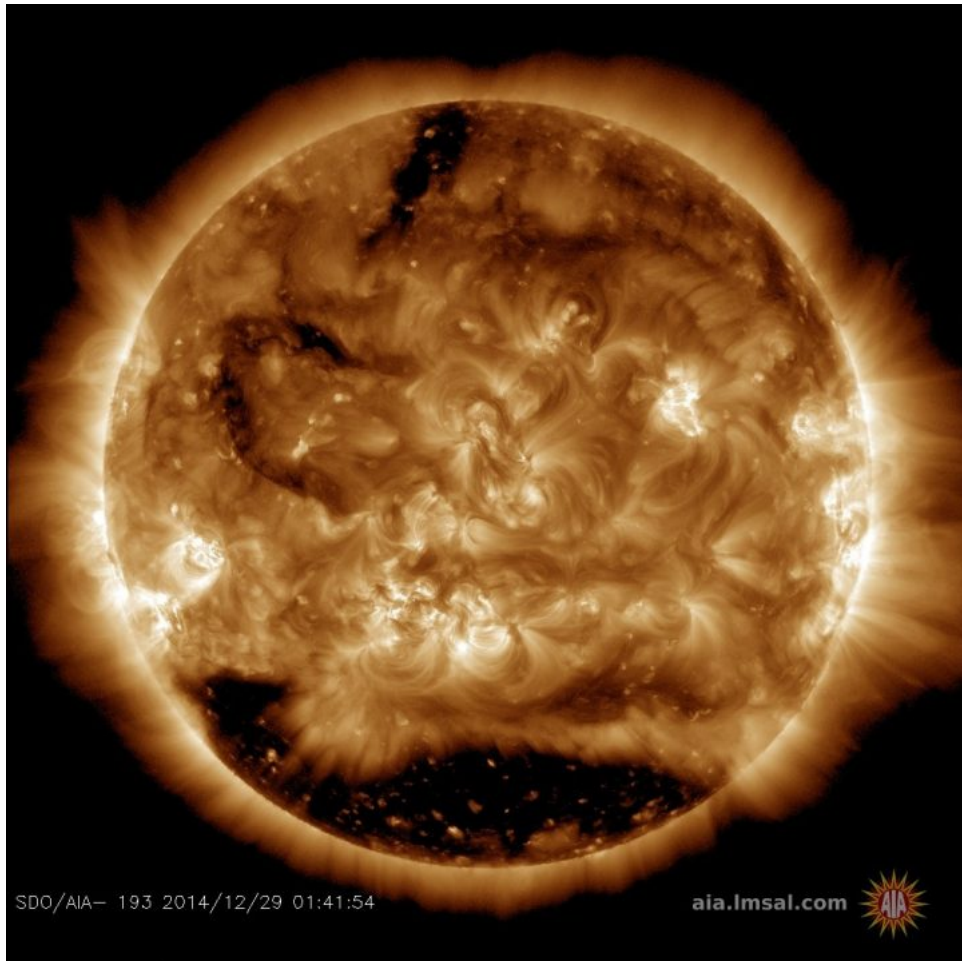


Figura 2.5: 29 de Diciembre del 2014. Imagen tomada con el instrumento AIA del Solar Dynamics Observatory a 193 \AA . Las zonas mas brillantes del disco representan una mayor intensidad de emisión y as zonas más oscuras regiones donde la emisión no es tan fuerte, denominadas hoyos coronales.

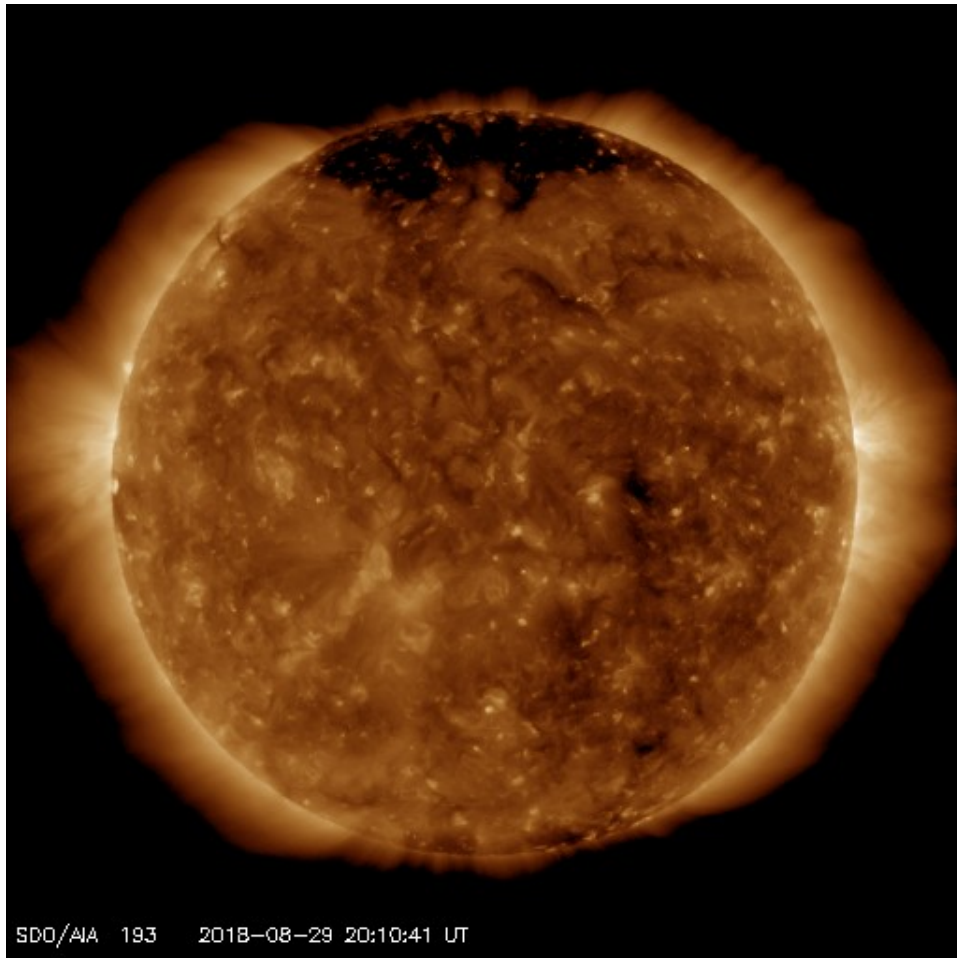


Figura 2.6: 29 de Agosto de 2018. Imagen tomada con AIA del Solar Dynamics Observator. Se aprecian zonas más oscuras en los polos llamados hoyos coronales polares, visibles cuando la actividad del Sol es mínima.

Capítulo 3

Fundamentos de Radioastronomía

Debido a que los datos con los que se realizó este trabajo fueron obtenidos de un conjunto de antenas que se localizan en Japón de las cuales se hablará más a detalle es en capítulo 5. Es importante tener en cuenta herramientas básicas acerca de como funciona una antena tanto emisora como receptora, aunque para este caso se enfocará más en la receptora dado que se reciben señales provenientes del Sol. El propósito de este capítulo es el de proveer conceptos básicos acerca del funcionamiento de las antenas, sobre como reciben una señal proveniente del espacio y como es que la antena mide esa señal y en que unidades se cuantifica. Además, se obtienen definiciones fundamentales sobre la polarización de ondas, dado que son relevantes para el análisis que se realiza en el capítulo 6.

Durante muchos años la humanidad se restringió a observar objetos celestes solamente a partir del espectro visible electromagnético, ya que no se contaban con el conocimiento de que se podía observar el cosmos de otra forma. Además, también existe el inconveniente de que la atmósfera funge como un filtro natural de la radiación a distintas longitudes de onda, y, por lo tanto, esto hacía que no pasaría por la cabeza de aquellos investigadores que existiera una forma distinta de observar el universo. Fue hasta el año de 1931 que un ingeniero de que trabajaba en los laboratorios de los teléfonos Bell en New Jersey llamado Karl G. Jansky descubrió una señal proveniente del espacio que era continua. Día y noche la señal era captada con antenas que se utilizaban para hacer mediciones de tormentas. Durante mucho tiempo de investigación, se identificó a la fuente de la radiación como la vía láctea y se llegó a la conclusión de que existía otra forma de ver el universo, fue así como nació la radioastronomía.

La finalidad de la radioastronomía es recolectar toda la radiación en un rango de frecuencias que van desde los 3 Hz hasta 300 GHz , provenientes de un objeto distante (fuentes de radio cósmicas) hasta la superficie de la Tierra, generalmente denominada como «señal». Esta señal genera corrientes que se inducen en las antenas, señales que se procesan para después poder analizarlas como una función del tiempo. La mayoría de las fuentes de radio (excepto, por ejemplo: los pulsares), son invariantes en el tiempo, al menos en escalas de minutos a horas, que es el tiempo característico de una radio-observación

Para realizar una observación son necesarios instrumentos que capten toda esta radiación a la frecuencia a la que se desea estudiar el objeto. Para el caso de la radioastronomía el instrumento principal para su estudio es una antena que de acuerdo Aznar et al., (1998) y el Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE) se define como aquella parte de un sistema transmisor o receptor diseñada específicamente para radiar o recibir ondas electromagnéticas.

3.1. La Ventana de Radio

Una de las maravillas de la radioastronomía es que podemos practicarla desde la superficie de la Tierra, ya que la atmósfera es transparente a las ondas de radio en un ancho de banda con un límite inferior en 15MHz ($\lambda = 20\text{m}$) hasta un límite superior de 1.5 THz ($\lambda = 0.2\text{mm}$) a este ancho de banda se le denomina «ventana de radio» como se muestra en la figura 3.1. El corte de frecuencia mayor se debe a la resonancia de absorción de las moléculas que se encuentran en la troposfera terrestre que cae en esa frecuencia. A bajas frecuencias la atmósfera deja de ser transparente a las ondas de radio debido a los electrones libres que se encuentran en la ionosfera, esto quiere decir que si las ondas entrantes a la Tierra tienen una frecuencia menor a la frecuencia de plasma (ecuación 3.1) que se genera por la densidad de electrones en la ionosfera serán reflejadas.

$$\frac{\nu_p}{\text{kHz}} = 8.97\sqrt{\frac{N_e}{\text{cm}^3}} \quad (3.1)$$

Donde N_e es la densidad de electrones dentro del plasma y la frecuencia estará dada en kHz. Sin embargo, la densidad de los electrones va a depender si es de día o de noche con valores aproximados entre $N_e \cong 1.5 \times 10^6 \text{cm}^{-3}$ y $N_e \cong 2.5 \times 10^5 \text{cm}^{-3}$ respectivamente. Además la actividad solar también va a repercutir en la densidad de electrones que va a existir en la ionosfera, es por eso que se puede decir que los límites

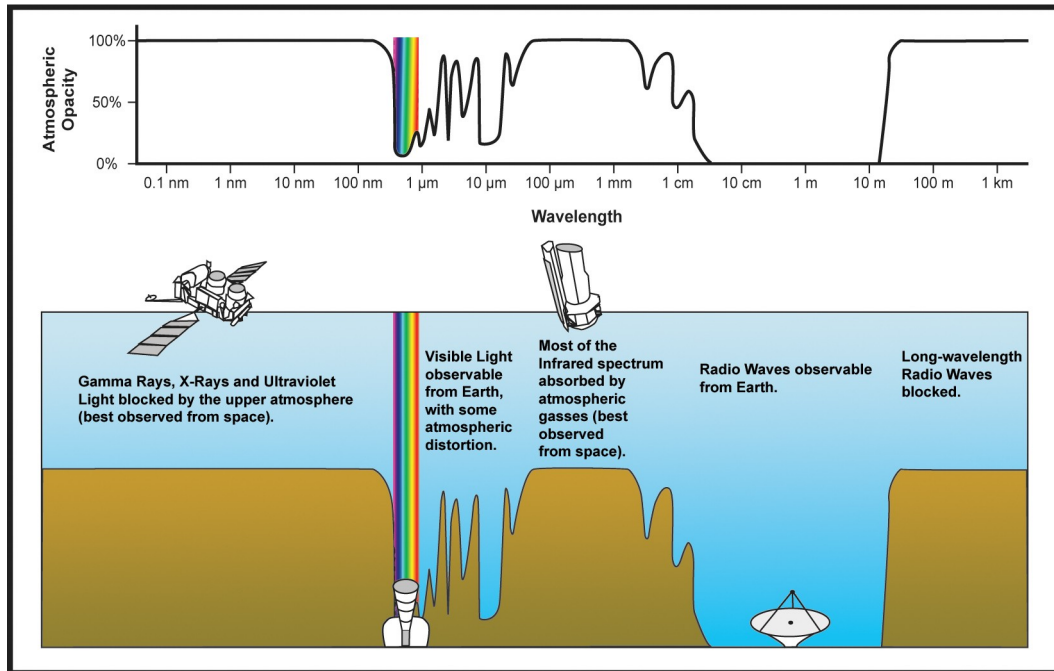


Figura 3.1: Rango de frecuencias de radiación electromagnética que la atmósfera terrestre deja pasar. Ventana de radio de un poco menos de 10 [cm] hasta un poco más de 10 [m]. [Imagen Original de la NASA].

de la frecuencia varían con el clima espacial [Rohlfs and Wilson, 2013]. La radioastronomía a frecuencias menores que kHz solo es posible realizarla fuera de la atmósfera terrestre.

3.2. Definiciones básicas

3.2.1. Antenas y Parámetros de Antenas

De acuerdo con el proyecto PARTNER existen antenas de diversas geometrías y éstas varían dependiendo del tipo de señal que se quiera captar o emitir. Para el caso de la radioastronomía se suelen usar antenas diseñadas para recibir la señal procedente de un punto localizado en el cielo. Por este motivo, la forma que tienen las antenas en esta rama de la investigación es regularmente de un paraboloide de revolución que actúa como superficie reflectora para que las ondas planas que incidan sobre ella se dirijan al foco primario de la parábola y así poder obtener toda la radiación que

incide sobre ella. Aunque las antenas son el instrumento esencial para el estudio dentro de la rama, es importante tener en mente términos como **línea de transmisión** y **resonador**.

Una línea de transmisión es un dispositivo para transmitir energía de radio frecuencia de un punto a otro, usualmente la trasmite con un mínimo de atenuación, junto con un mínimo de pérdida de calor y re radiación. Si una onda viaja a lo largo de una línea de transmisión de forma uniforme y esta onda es reflejada y vuelve a la misma línea de transmisión, se producirá una onda estacionaria que quedara oscilando dentro de la línea. La energía de estas onda oscila y varía el campo desde ondas completamente eléctricas hasta ondas completamente magnéticas. Tal comportamiento es característico de un circuito resonante o también llamado resonador. Este término es ampliamente utilizado para referirse a cualquier dispositivo con ondas estacionarias que en esencia almacenan cantidades de energía más grandes que el flujo neto por ciclo dentro de las líneas de trasmisión. Kraus, J. D. (1988). define estos tres parámetros como fundamentales de manera muy práctica de la siguiente forma « Las antenas radian o reciben energía, las líneas de transmisión guían esa energía en forma de onda, mientras que los resonadores la almacenan»

La onda al momento de viajar a través de la línea de transmisión lo hace como una onda plana, pero cuando ésta llega al final de la línea la onda se convierte en esférica. La corriente asociada a la onda que viaja fluirá solamente hasta donde termina la línea, pero los campos asociados a la onda seguirán moviéndose libres por el espacio. Para el caso de una antena que recibe una onda en lugar de emitirla pasa lo contrario. La onda incidente es una onda esférica y una vez que ésta entra en la línea de transmisión se convierte en una onda plana.

Otro parámetro intrínseco a las antenas es la resistencia de radiación R_r que está definida como la relación que existe entre la potencia total radiada por una antena y el cuadrado del valor eficaz de la corriente en sus terminales de entrada (ecuacion). Esta resistencia no está asociada a ninguna resistencia dentro de la antena propiamente, pero sí de una acoplada a la antena y su entorno a los terminales

$$P = I^2 R \tag{3.2}$$

La energía será disipada de dos formas fraccionadas:

- En forma de potencia radiada $P_R = I^2 R_R$

- En forma de pérdida ohmica $P_L = I^2 R_L$

De esta forma la potencia total radiada por la antena será de la forma:

$$\begin{aligned} P &= P_R + P_L \\ P &= I^2 R_R + I^2 R_L \\ P &= I^2 (R_R + R_L) \end{aligned} \tag{3.3}$$

Debido a la resistencia de radiación la antena radia potencia hacia el espacio. Si R_R es baja la potencia radiada por la antena será baja si es alta la potencia radiada será alta, de esta forma se puede representar lo que se conoce como eficiencia de la radiación

$$\eta = \frac{R_R}{R_R + R_L} \tag{3.4}$$

Patrón de una antena

«Las antenas están diseñadas para recibir señal en un punto localizado en el cielo. El estado ideal sería aquél en el recibiésemos únicamente señal de una fuente cuando la estemos apuntando, sin recibir radiación de ninguna otra parte del cielo. Desafortunadamente esto no es posible en la realidad, ya que las antenas reciben también radiación de zonas que pueden estar muy alejadas del punto que se quiere observar, esto debido a la difracción de la radiación debida a otras fuentes que pueden llegar al borde de la antena y distorsionar la señal.» proyecto PARTNER (2003).

Aznar et al., (1998) explica que para representar la respuesta de la antena se utilizan los llamados diagramas de radiación, que son una representación gráfica de las propiedades de la radiación de la antena en función de las distintas direcciones del espacio, a una distancia fija. En la figura 3.2 se muestran la geometría de un patrón de radiación que varía su intensidad en las direcciones (θ, ϕ) . El patrón tiene lóbulos que indica la incidencia de la radiación. El patrón a su máximo punto se encuentra en la dirección z cuando $\theta = 0$. En la parte más baja del diagrama se encuentran lóbulos secundarios que caracterizan menor cantidad de radiación.

El patrón de radiación con respecto a la intensidad del campo y su polarización se puede comprender si el campo eléctrico se mide tanto en la componente θ como

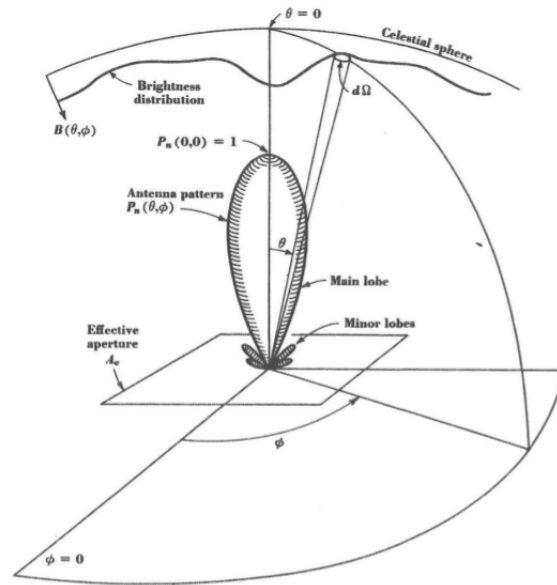


Figura 3.2: Diagrama de patrón de radiación de una antena en relación con la esfera celeste. Kraus, J. D. et al. (1986).

en la ϕ . También se puede representar el diagrama en coordenadas cartesianas como se muestra en la figura 3.3. Si bien la información de la radiación es tridimensional, puede ser de interés representar el diagrama en dos dimensiones. Con un diagrama en tres dimensiones se puede representar el ángulo la dirección del espacio, mientras que con el radio se puede representar la intensidad del campo eléctrico. En coordenadas cartesianas se representa el ángulo en las abscisas y el campo o la densidad de potencia en el eje de las ordenadas. Figura 3.3.

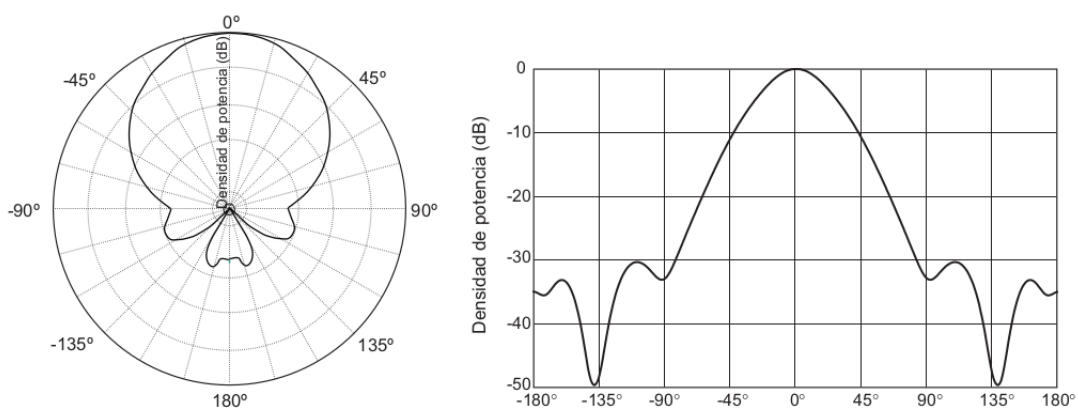


Figura 3.3: Diagramas de radiación en coordenadas Polares y Cartesianos. [Aznar et al., 1998]

Los patrones de radiación pueden ser expresados en función de la potencia por unidad de área (Vector de Poynting) expresado de la forma $S(\theta, \phi)$. Normalizando este valor respecto a su valor máximo $S(\theta, \phi)_{max}$ se obtiene un patrón normalizado

$$P_n(\theta, \phi) = \frac{S(\theta, \phi)}{S(\theta, \phi)_{max}} \quad (3.5)$$

Donde : $S(\theta, \phi)$ = al vector de Poynting = $\frac{E_\theta^2(\theta, \phi) + E_\phi^2(\theta, \phi)}{Z_0}$

$S(\theta, \phi)_{max}$ = valor máximo del vector $S(\theta, \phi)$ [$W m^{-2}$]

Z_0 = Impedancia intrínseca del espacio

Además de estas características de radiación de la antena que son medidas en tres dimensiones, existen características de radiación que pueden ser expresadas con valores escalares como: ancho de haz, área de haz, área del haz del lóbulo principal, eficiencia del haz, directividad, ganancia y apertura efectiva.

Área del haz o ángulo sólido del haz

Se considera el área A de una esfera vista desde el centro de la misma, por consiguiente se subtiende a un ángulo sólido Ω . El ángulo sólido total para una esfera es de 4π stereradianes o radianes cuadrados. Es importante tener en mente que:

$$1 \text{ stereoradian} = 1 \text{sr} = \frac{\text{angulosolidodelaesfera}}{4\pi}$$

$$1 \text{ rad}^2 = \left(\frac{180}{\pi}\right)^2 (\text{deg}^2)$$

Ahora, el área del haz o el ángulo sólido del haz definido como Ω_A para una antena es determinado por la integral de la potencia del patrón de radiación normalizada sobre una esfera

$$\Omega_A = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi P_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (3.6)$$

donde $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$

En otros términos el área del haz de Ω_A del patrón de radiación es equivalente al ángulo sólido al cual subtiende. Este ángulo sólido frecuentemente es descrito mediante una aproximación de los ángulos a los cuales subtienden los puntos de máxima potencia

en el lóbulo principal.

$$\Omega_A = \theta_{HP} \phi_{HP} \text{ (sr)} \quad (3.7)$$

donde θ_{HP} y ϕ_{HP} son los ángulo de anchura a media altura en los planos principales de observación.

En la figura 3.4 se tiene un patrón de radiación con el lóbulo principal de radiación en la dirección z, en el se puede identificar que existe un ángulo entre los dos puntos donde la intensidad recibida es la mitad del máximo del lóbulo principal, a este ángulo se le conoce como «anchura a media altura» o en inglés «Half Power Beam Width» (HPBW) con ayuda del(HPBW) se suele definir el **ancho del haz** que es la separación angular entre dos puntos idénticos en lados opuestos del lóbulo principal, esta medida se utiliza para determinar la resolución del radiotelescopio.

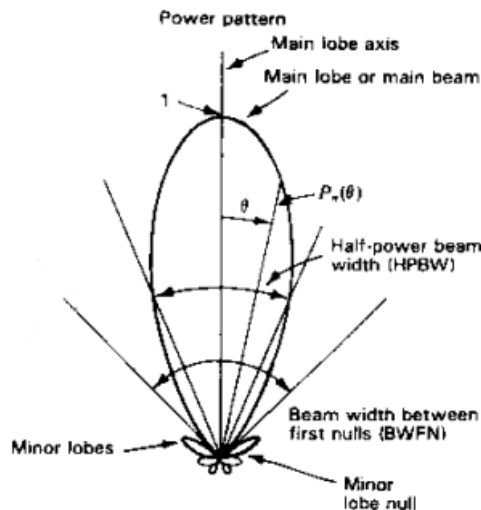


Figura 3.4: Patrón de potencia de antena en coordenadas polares donde se aprecia el HPBW (Half power beam width) Kraus, J. D. (1988).

Existen también los lóbulos secundarios que se encuentran por debajo del lóbulo principal, estos son los culpables de que entre radiación a la antena de regiones distintas a aquellas a las cuales se apunta. Las antenas entonces deben de estar construidas de tal manera que la radiación por estos lóbulos sea mínima. La antena será más directiva cuanto más estrecho sea su lóbulo principal y más pequeños sean los secundarios. Cabe señalar que una antena que radie o absorba la misma cantidad de radiación en todas las direcciones del espacio (antena isótropa) no existe.

Intensidad de Radiación

La potencia radiada por una antena por unidad de ángulo sólido es llamada intensidad de radiación U [$W \text{ str deg}^2$]. El patrón de radiación también se puede expresar en términos de la intensidad de la radiación como: $U(\theta, \phi)$ como función del ángulo hasta su máximo valor.

$$P_n(\theta, \phi) = \frac{U(\theta, \phi)}{U(\theta, \phi)_{max}} = \frac{S(\theta, \phi)}{S(\theta, \phi)_{max}} \quad (3.8)$$

donde el valor de la intensidad del vector de Poynting varía inversamente proporcional al valor de la distancia.

Eficiencia de Haz

La antena subtende a un ángulo sólido que se considera como Ω_A , pero este ángulo se puede descomponer en el ángulo sólido de haz o del área del lóbulo principal Ω_M y el área del lóbulo menor o ángulo sólido Ω_m .

$$\Omega_A = \Omega_M + \Omega_m \quad (3.9)$$

La relación entre el área del haz principal o lóbulo principal entre la total se lo conoce como eficiencia del haz ε

$$\varepsilon = \frac{\Omega_M}{\Omega_A} \quad (3.10)$$

Directividad

Existe una relación entre la intensidad de radiación máxima $U(\theta, \phi)$ determinada por la antena y la intensidad de radiación promedio que radiaría a esa misma antena, pero isotrópica sobre una esfera U_{AV} a esta relación se le conoce como directividad con la cual se mide la habilidad de una antena para concentrar energía de emisión o de recepción en una cierta dirección.

$$D(\theta, \phi) = \frac{U(\theta, \phi)}{U_{AV}} = \frac{S(\theta, \phi)}{S_{AV}} \quad (3.11)$$

Considerando el vector de Poynting promedio sobre una esfera está determinado ecuación:

$$S(\theta\phi)_{av} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi S(\theta\phi) d\Omega \quad [Wm^{-2}] \quad (3.12)$$

junto con las ecuaciones 3-66 y 3.8 se encuentra que la directividad de una antena se define como

$$D = \frac{4\pi}{\Omega_A} \quad (3.13)$$

Esto quiere decir que entre más pequeño sea el ángulo sólido del haz la antena es más directiva.

Un parámetro directamente relacionado con la directividad es la ganancia de la antena G . La ganancia de una antena depende de de la directividad y de su eficiencia , por ejemplo, si la la eficiencia de la antena es de un porcentaje de 100 , la ganancia sería menos que la directividad.

$$G = k D \quad (3.14)$$

donde $k =$ es el factor de eficiencia de la antena que puede tener valores igual o mayores a 0 e igual o menores que 1.

Esto nos permite obtener las posibles pérdidas óhmicas de la antena, ya que no toda la potencia entregada es radiada al espacio, en el caso de una antena emisora.

Apertura efectiva de una antena

Parafraseando el trabajo del proyecto PARTNER (2003) «Una antena no es capaz de captar y enfocar al sistema receptor toda la radiación que incide en su superficie. La eficiencia con la que un radiotelescopio recoge las ondas que inciden sobre él depende en gran medida de la calidad de su superficie. Por un lado, si vemos el telescopio a pequeña escala notaremos que tiene rugosidades sobre su superficie. Una buen antena debe tener muy bien pulida esta superficie para evitar rugosidades más grandes que la longitud de onda que se vaya a observar» si no cumple esto último la señal no será bien recibida. En el caso de las observaciones con el Radioheliografo Nobeyama con longitudes de aproximadamente 1.7 cm, esto es bastante fácil. Sin embargo, los

telescopios que trabajen en longitudes de onda milimétricas y submilimétricas, éstos deberán estar pulidos con una precisión de pocas micras, de modo que su superficie refleje casi como un espejo.

Es por esto que llamamos *apertura efectiva* al área que tendría una antena de eficiencia perfecta que recibiese la misma radiación que nuestra antena real.

$$A_{ef} = \frac{V^2}{4 S(R_R + R_L)} [m^2 \text{ o } \lambda^2] \quad (3.15)$$

- A_e = Apertura efectiva.
- V = Voltaje.
- S = Densidad de potencia de flujo.
- R_R = Resistencia a la radiación.
- R_L = Resistencia no radiativa o de pérdida.

Si la antena no tiene pérdidas $R_L = 0$, entonces obtendremos la máxima apertura efectiva de la antena:

$$A_{efmax} = \frac{V^2}{4sR_r} \quad (3.16)$$

Existe un valor importante que relaciona la directividad de la antena y su apertura efectiva

$$D = \frac{4\pi A_e}{\lambda^2} \quad (3.17)$$

En la ecuación 3.17 se observa que la directividad D es directamente proporcional a la apertura máxima de la antena A_e que sucede cuando no existe pérdida alguna en la antena y es inversamente proporcional a la longitud de onda que se está emitiendo o recibiendo.

3.2.2. Parámetros de Radiación

Densidad de Flujo e Intensidad

Se puede decir que un objeto que se está estudiando con un radiotelescopio emite radiación electromagnética en la ventana de radio la cual es energía viajando en forma de onda. Cuando el sistema que estamos estudiando es mucho más grande que la longitud de onda, podemos considerar a la radiación que viaja en líneas rectas llamadas rayos. Si somos capaces de captar la potencia infinitesimal dP en una superficie infinitesimal $d\sigma$ tomando en cuenta un determinado ángulo sólido y un diferencial de frecuencia, entonces

$$dP = I \cos\theta d\Omega d\sigma d\nu \quad (3.18)$$

- dP = Potencia en [watts]
- θ = ángulo entre la normal de $d\sigma$ y la dirección de $d\Omega$
- $d\nu$ = Ancho de banda [Hz]
- $d\sigma$ = Área de la superficie [m^2]
- I = Intensidad [$W m^{-2} Hz^{-1} sr^{-1}$]

Si el objeto que estamos observando genera una potencia, podemos decir que ésta no va a ser igual en todas las direcciones en las que se propaga debido a la anisotropía del medio, por ende va a ser distinta en diferentes direcciones. Esto se puede ver de una mejor forma si creamos una malla perpendicular a la dirección de propagación de la radiación como se muestra en la la figura 3.4, donde se puede notar que la Intensidad de radiación (simbolizada con I) proviene de toda el área delimitada, pero en los distintos puntos de la malla con I_j puede variar la intensidad por ejemplo: siendo distinta I_1 y I_4 .

Obteniendo I de la ecuación 3.16 se obtiene que:

$$I = \frac{dP}{\cos\theta d\omega d\sigma d\nu} \left[\frac{Watts}{m^2 Hz sr} \right] \quad (3.19)$$

La ecuación 3.17 se tomara en cuenta como la definición I_ν o B ya que es muy usual en la literatura referirse a la intensidad de la fuente en términos del brillo de la

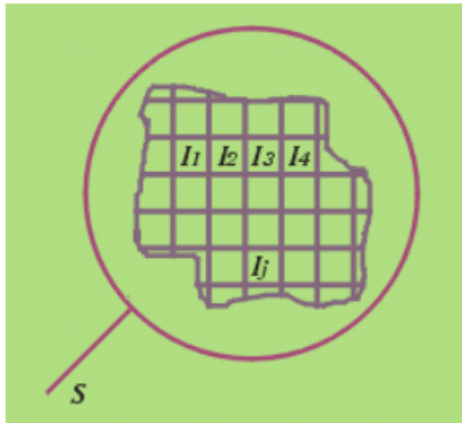


Figura 3.5: Malla.

misma.

Si se integra en todas direcciones la intensidad sobre el ángulo sólido al cual se encuentra la fuente se obtendrá un parámetro denominado densidad de flujo.

$$S_\nu = \int_{\Omega_s} I(\theta, \phi) \cos\theta \, d\Omega \quad (3.20)$$

donde $\theta =$ al ángulo medido desde el centro de la fuente.

$S_\nu =$ densidad de flujo de la fuente [$Watts \, m^{-2} \, Hz^{-1}$]

$I(\theta, \phi) =$ intensidad de la fuente como función de la posición. [$Watts \, m^{-2} \, Hz^{-1} \, rad^{-2}$]

$d\Omega =$ elemento del ángulo sólido.

Debido a que el flujo o densidad de flujo de la radio fuente es muy pequeño, los valores de la intensidad serán muy pequeños, para evitar manejar cifras de esas magnitudes se introdujo una unidad de medida especial para la radioastronomía, el *Jansky* (en honor al pionero de la radioastronomía Karl Guthe Jansky.)

$$1Jy = 10^{-26} \left[\frac{watts}{m^2 Hz} \right] = 10^{-23} \left[\frac{ergs}{cm^2 Hz} \right]$$

Temperatura de Antena

Cuando se observa un cuerpo existe una limitación debida a la resolución del radiotelescopio que viene dada por el tamaño del haz. Si se mide la emisión de radio de un objeto extenso solo se estará midiendo la densidad de flujo que entra en el haz y a esto se le denomina intensidad media. Ahora bien, si se tiene una intensidad media solo se podrá calcular una temperatura de brillo media y a esta cantidad de medida se le conoce como temperatura de antena.

Fuentes

La radiación que podemos detectar en la tierra puede provenir de varias partes del universo. Existen casos en que no sabemos exactamente de donde está llegando esa radiación. Se le denomina *radiación de fondo* si proviene de algún lugar más lejano que la fuente que estamos estudiando o *radiación de frente o primer plano* si se origina de lugares más cercanos a la fuente de estudio. Tanto la *radiación de fondo* como la *radiación de frente* provienen de una combinación de emisiones de varias fuentes discretas.

Para aquella radiación cuyo origen es posible determinar se denomina que está siendo emitida por una fuente discreta. Un ejemplo de estas fuentes pueden ser un grupo de estrellas o una sola de ellas visibles desde la Tierra. Nuestro Sol es también una de ellas. Sin embargo, esta definición depende mucho del tamaño del haz del radiotelescopio usado en la observación. Es así que las fuentes discretas se pueden clasificar en puntuales, cuasi-puntuales o localizada y extendidas.

Fuente puntual Se puede definir como fuente puntual si su ángulo sólido es infinitesimal. Esto es una idealización ya que todos los objetos en realidad subtienden a un cierto ángulo finito. Entonces objetos que parecen ser menores que el haz de un radiotelescopio son regularmente llamados puntuales. Ver figura 3.4.

Fuente cuasi-puntual o localizada Son fuentes discretas pequeñas, pero su ángulo sólido es finito. Ver figura 3.4.

Fuente Extendida Fuente de gran magnitud que cubre gran parte del cielo. Un ejemplo de una fuente con esta característica sería la vía láctea o su centro galáctico

Sagitario A. Ver figura 3.4.

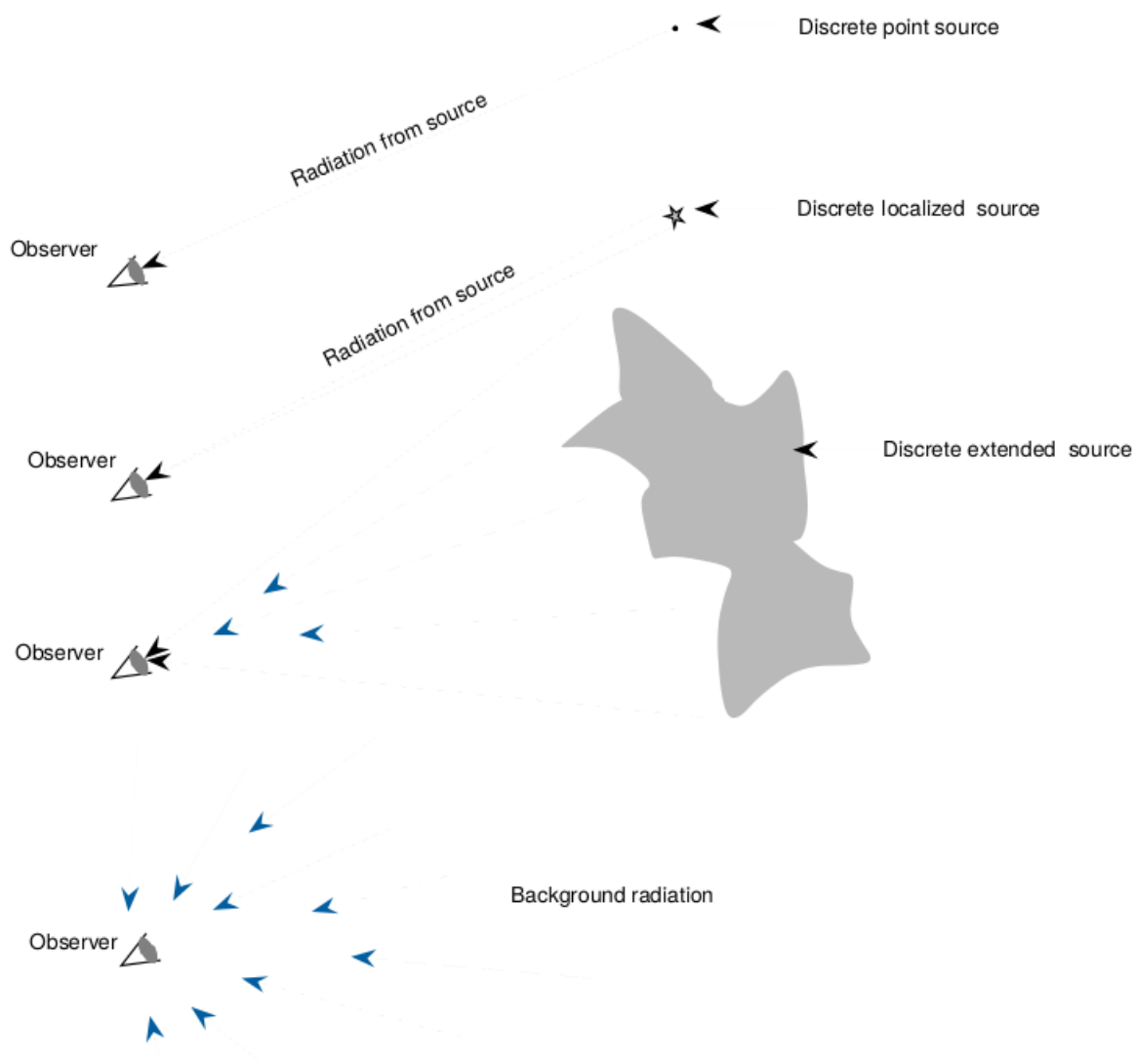


Figura 3.6: Tipos de fuentes discretas.

3.2.3. Polarización de ondas

Uno de los parámetros fundamentales en radioastronomía es la medición de la polarización, la radiación emitida debido a los diversos mecanismos de emisión suele estar polarizada y a medida que ésta aumenta, la frecuencia y porcentaje de polarización también lo hacen porque se reduce la acción despolarizante de la rotación de Faraday. Thompson et al., (1986).

La rotación de Faraday es un efecto magneto óptico definido por la interacción entre la luz y un campo magnético dentro de un medio material. El campo magnético

induce una birrefringencia circular en el medio, es decir, existirán distintos índices de refracción para la onda con polarización circular izquierda y derecha causando que éstas se propaguen a velocidades ligeramente diferentes.

La polarización se clasifica en lineal, circular y elíptica. Esto se define de acuerdo a las amplitudes de las componentes del campo eléctrico, que si al hacer la suma de ambas se traza una de las tres configuraciones geométricas descritas, es el tipo de polarización que se le asigna a la emisión. Kraus et al. (1986) menciona que las ondas emitidas por las fuentes de radio están generalmente parcialmente polarizadas, tendiendo en muchos casos a no estarlo en absoluto. Para el análisis de la polarización parcial de las ondas es conveniente usar los parámetros de Stokes, propuestos en 1852, fungen como herramientas para estudiar experimentalmente los estados de polarización de las ondas en función de los campos eléctricos.

Estos parámetros están relacionados con las amplitudes de los componentes del campo eléctrico E_x y E_y que resueltos en dos direcciones perpendiculares a la dirección de propagación pueden ser y utilizando solamente la parte real de una onda plana, son representados como en la ecuación 3.21

$$\begin{aligned} E_x(t) &= E_1 \text{sen}[2\pi\nu t + \delta_1 t] \\ E_y(t) &= E_2 \text{sen}[2\pi\nu t + \delta_2 t] \end{aligned} \quad (3.21)$$

En donde $\delta_1 - \delta_2 =$ diferencia de fase entre E_x y E_y . Si se toma en consideración que son ondas planas que se propagan sinusoidalmente y tomando en cuenta que para medir la polarización de las ondas, por convención, se considera la intensidad del campo eléctrico a través de un medio por el cual se propaga, se puede medir la magnitud promedio del vector de Poynting (ecuación 3.22) en términos solamente del campo eléctrico y tomando en cuenta que la impedancia intrínseca para el espacio libre es: $377\Omega (= \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}})^1$. Si se mide la densidad del flujo del vector de Poynting tanto para el eje x y el eje y se y considerando la impedancia del medio se representa con la ecuación 3.23.

$$S = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{B} \quad (3.22)$$

$$S = S_x + S_y = \frac{E_1^2 + E_2^2}{Z} = \frac{E_0^2}{Z} \quad (3.23)$$

¹Con más precisión $\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = \mu_0 c = 376.7304 \Omega$ donde $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^2$ por definición y $c =$ la velocidad de la luz

S_x representa el vector de Poynting para la componente de la onda en la dirección x y S_y para la componente y

Con ayuda de las definiciones anteriores se definen 4 parámetros de Stokes fundamentales I , Q , U y V

$$\begin{aligned}
 I = S &= S_x + S_y = \frac{\langle E_1^2 \rangle}{Z} + \frac{\langle E_2^2 \rangle}{Z} \\
 Q &= S_x - S_y = \frac{\langle E_1^2 \rangle}{Z} - \frac{\langle E_2^2 \rangle}{Z} \\
 U &= 2 \left\langle \frac{E_1^2 E_2^2}{Z} \cos(\delta_1 - \delta_2) \right\rangle \\
 V &= 2 \left\langle \frac{E_1^2 E_2^2}{Z} \text{sen}(\delta_1 - \delta_2) \right\rangle
 \end{aligned} \tag{3.24}$$

donde I es la medida de la intensidad total de la onda, Q y U representan la componente de polarización lineal y V representa la componente de la polarización circular (Thompson et al., 1986), las comillas angulares denotan el tiempo promedio. El promedio es necesario debido a que en radio astronomía se trabaja con campos que varían en el tiempo. Es importante remarcar que las relaciones anteriores son para una onda completamente polarizada, pero como se mencionó anteriormente, las ondas de radio son regularmente poco polarizadas, así que, es importante considerar ciertos casos.

Caso 1 Para una onda polarizada circularmente a la izquierda, donde $S_x = S_y$, $AR = 1$ ² y $\epsilon = 45^\circ$,

$$\begin{aligned}
 I &= S \\
 Q &= 0 \\
 U &= 0 \\
 V &= S
 \end{aligned} \tag{3.25}$$

Caso 2 para una onda polarizada circularmente a la derecha,

² $AR = \frac{e_{j\text{emayor}}}{e_{j\text{emenor}}} \quad 1 \leq AR \text{ mid} \leq \infty$ para una polarización elíptica

$$\begin{aligned}I &= S \\Q &= 0 \\U &= 0 \\V &= -S\end{aligned}\tag{3.26}$$

Caso 3 Para una onda con polarización lineal con $\tau = 0$, $S_x = S$, $S_y = 0$, $AR = \infty$, y $\epsilon = 0$,

$$\begin{aligned}I &= S \\Q &= S \\U &= 0 \\V &= 0\end{aligned}\tag{3.27}$$

Estos parámetros pueden ser utilizados para medir el grado de polarización de la onda que se estudie, dichos valores serán medidos de forma porcentual. Las relaciones son las siguientes:

$$\begin{aligned}P_l &= \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \\P_c &= \frac{V}{I} \\P_t &= \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}\end{aligned}\tag{3.28}$$

donde P_l , P_c y P_t corresponden a la polarización lineal, circular y total respectivamente.

Capítulo 4

Mecanismos de Emisión de Ondas de Radio

El propósito del siguiente capítulo es el de mostrar y desarrollar algunos de los mecanismos generadores de ondas de radio más importantes para el estudio de la radioastronomía solar. Los fenómenos que ocurren dentro y fuera del Sol pueden generar radiación electromagnética. Las observaciones dentro del rango de radio van desde la emisión tranquila o silenciosa del Sol hasta las ráfagas, las eyecciones de masa coronal (CME's).

Las emisiones que se producen en el rango de radio pueden ser clasificadas generalmente como mecanismos de *emisión coherente* y *emisión incoherente*. Los resultados de las emisiones incoherentes de los procesos continuos, tales como las distribuciones de partículas térmicas que producen las colisiones de Coulomb, la emisión *free-free* o libre-libre es español en longitudes de onda μm y mm o las distribuciones de electrones térmicos relativistas que producen a través de su fase aleatoria emisión de girosin-crotón. Emisión coherente, en contraste, ocurre debido a inestabilidades cinéticas de distribuciones de partículas inestables (Aschwanden, M. (2006))

En la figura 4.1 se proporciona una descripción general rápida de estos mecanismos de emisión de radio relevantes para el Sol en función de la altura sobre la superficie solar, donde además se lista las frecuencias características y las fuentes físicas de los mecanismos.

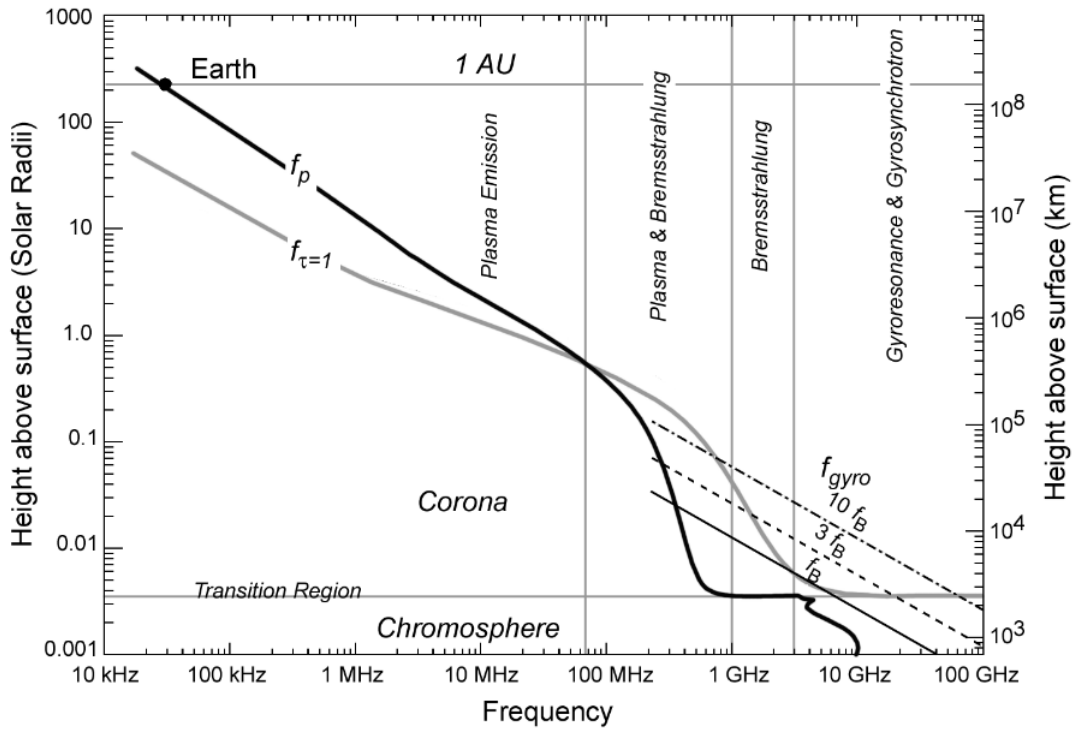


Figura 4.1: Frecuencias características de la emisión de radio en función de la altura sobre la superficie del Sol. (Gary & Hurford (1989))

4.1. Bases

Cualquier teoría e interpretación de las ondas de radio solares están inevitablemente conectadas con ciertos parámetros que caracterizan las condiciones físicas del plasma de la atmósfera solar, en donde procesos relevantes toman importancia en la propagación (Krüger, A. (2012)).

Parámetros básicos del plasma atribuidos a la radiofísica solar son la densidad de los electrones N_e medido en partículas por centímetro cúbico, el campo magnético B medido en Gauss o Teslas y la temperatura de los electrones T_e usualmente expresada en electronvoltios (eV)¹.

Krüger, A. (2012) presenta 3 frecuencias características relacionadas íntimamente con los parámetros del plasma solar.

¹La unidad en el S.I para medir la temperatura es el Kelvin. Cada kelvin (1 K) = $8.6173324 \times 10^{-5} eV$

1. Frecuencia de plasma $\nu_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi} = \sqrt{\frac{e^2 N_e}{\pi m_e}} = 8.98 \times 10^3 \sqrt{N_e}$ [MHz].
2. La giro-frecuencia (no relativista) del electrón $\nu_B = \frac{eB}{2\pi m_e c} = 2.8B$ [MHz].
3. La frecuencia de colisión entre iones y electrones $\nu_{col} = 6.6 \times 10^{-6} \left[\frac{Z N_e}{T^{-\frac{3}{2}} g} \right]$.

Donde e son electrón, m_e masa del electrón, Z Número de carga, g factor de Gaunt y T es la temperatura. El primer parámetro y uno de los más fundamentales para el estudio de los plasmas, tiene que ver con los campos electrostáticos que impulsan a las partículas que se encuentran dentro del plasma ya sean iones o electrones, a restablecer su neutralidad causando oscilaciones que tendrán una frecuencia característica. El parámetro dos define la frecuencia a la cual un electrón gira alrededor de las líneas de campo magnético debido a la fuerza de Lorentz. Por último la frecuencia de colisión entre iones y electrones es un parámetro que nos indica que tan seguido se estas dos partículas tienen interacción la cual deriva en en algún tipo de emisión de radiación. De los parámetros básicos se pueden obtener algunos otros importantes, por ejemplo el camino libre medio de los electrones descrito por la ecuación 4.1.

$$\lambda = \frac{1.3 \times 10^5 T^2}{\ln \Lambda N_e}. [cm] \quad (4.1)$$

Donde $\ln \Lambda$ es el logaritmo de Coulomb para colisiones ion-electrón (Krüger, A. (2012)) que más adelante se explicará.

También es importante un parámetro llamado radio de Larmor que describe el radio de un movimiento que puede ser circular cuando la velocidad de la partícula es perpendicular a la dirección del campo magnético y que también puede ser helicoidal cuando la partícula cargada que se mueve dentro de un campo magnético lo hace con una velocidad perpendicular y paralela al mismo tiempo. En unidades del sistema internacional se expresa como:

$$R = \frac{mv_{\perp}}{eB} [m]. \quad (4.2)$$

El grado de ionización r se refiere a la relación que existe entre la densidad de electrones respecto a la densidad de átomos neutros.

$$r = \frac{N_e}{N_{neutral}}. \quad (4.3)$$

En un plasma la frecuencia de colisiones entre electrones y iones es mayor que la frecuencia de electrones y iones. Sin embargo con un grado de ionización r débil las colisiones entre iones y electrones se considera que pueden ser igual a la frecuencia de colisión entre electrones y partículas neutras.

La longitud de Debye λ_D que es una medida con la cual sabemos hasta donde persiste el efecto electrostático de un portador de carga.

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{KT}{4\pi N_e e^2}}. \quad (4.4)$$

4.2. Radiación Debida a Electrones Acelerados

Es importante tener en mente que la radiación generada dentro del espectro de radio generalmente es inducida por el movimiento de campos eléctricos generados por electrones. «Una carga eléctrica estacionaria o con velocidad uniforme a lo largo de una línea recta no radia. Sin embargo, si la partícula es acelerada, o visto de otra forma, si la partícula cambia de velocidad con el tiempo, ésta radiará» (Rohlf & Wilson, 2013). Existen dos regímenes para el estudio de la radiación debida a cargas aceleradas, uno para las partículas no relativistas ($\beta \ll 1$) y otro para cuando sí lo son ². Para este último régimen es necesario considerar los potenciales de Liénard-Wiechert que describen completamente y de forma relativista el campo electromagnético.³ Debido a que la teoría es extensa, solo se citaran aquellos resultados que son de gran utilidad para la radio astronomía. Con esto en mente imaginemos que tenemos una carga a una distancia r de un observador, que además se mueve con una velocidad $v(t)$ y tiene una aceleración a . Con esto podemos hacer una aproximación muy precisa de un campo eléctrico. Si observáramos el movimiento de un carga en un marco de referencia donde la velocidad es pequeña comparada con la velocidad de la luz, solamente tendríamos en función de la aceleración, Entonces tenemos que:

$$E_\theta = -\frac{ea \sin\theta}{c^2 r}. \quad (4.5)$$

En la ecuación 4.5 se describe que el efecto del campo eléctrico solo depende de la aceleración y de cierto ángulo en el que se propague. Como la emisión electromagnética

² $\beta = \frac{v}{c}$ donde v es la velocidad de la partícula y c es la velocidad de la luz en el vacío

³Revisar Jackson (1975), Cap. 14 & 15 para la teoría básica de los potenciales.

puede describirse como un vector cuyo módulo representa la intensidad instantánea de energía electromagnética que fluye a través de una unidad de área perpendicular a la dirección de propagación de la onda. El vector de Poynting se expresa:

$$S = \frac{c}{4\pi} E_{\theta}^2 = \frac{c}{4\pi} \frac{q^2 a^2}{r^2 c^4} \text{sen}^2 \theta. \quad (4.6)$$

La ecuación 4.6 corresponde a un flujo de energía para una dirección. La energía dW emitida por unidad de tiempo y por un ángulo sólido $d\Omega$ puede ser evaluada multiplicando el vector de Poynting por el área $dA = r^2 d\Omega$ representada por Ω

$$\frac{dW}{dt d\Omega} = \frac{c}{4\pi} \frac{q^2 a^2}{r^2 c^4} \text{sen}^2 \theta \quad (4.7)$$

Se puede obtener la potencia total emitida dentro de todos los ángulos integrando la ecuación 4.7 sobre una esfera.

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{c}{4\pi} \frac{q^2 a^2}{c^3} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \text{sen}^2 \theta d\Omega \quad (4.8)$$

utilizando la relación del ecuación 3.6 se obtiene:

$$P(t) = \frac{2}{3} \frac{e^2 a^2}{c^3}. \quad (4.9)$$

La ecuación 4.9 se conoce como la ecuación de Larmor para un electrón. La cantidad total de energía emitida a un tiempo t debido a la aceleración de un electrón durante todo un encuentro se obtiene integrando la misma ecuación.

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} P(t) dt = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \int_{-\infty}^{\infty} a^2 dt. \quad (4.10)$$

4.3. Mecanismos de Emisión

Las radio fuentes pueden clasificarse en dos categorías: aquellas que radian mediante mecanismos térmicos y las que radian mediante procesos no térmicos. con la excepción de la emisión térmica de átomos y moléculas y la emisión térmica de cuerpos sólidos, la emisión de radio siempre surge de electrones libres. Además, dado que los electrones libres pueden intercambiar energía en cantidades arbitrarias, es decir que

no hay saltos de energía definidos, por lo que estamos tratando con un espectro de emisión continuo.

4.3.1. Radiación Térmica

Para comprender bien este fenómeno tenemos que tomar en cuenta ciertas definiciones como la de cuerpo negro. Se considera un cuerpo negro a aquel cuerpo idealizado absorbe toda radiación incidente sobre él, además, emitirá exactamente la misma cantidad de radiación que absorbió si se considera que se encuentra en equilibrio térmico. Este fenómeno lo describió matemáticamente Max Planck a principios del siglo XX (ecuación 4.12). Planck nos dice que la distribución espectral de la radiación de un cuerpo negro en equilibrio termodinámico puede ser descrita mediante una temperatura definida ver (figura 4.2). Es así que un mecanismo de radiación es considerado como térmico si la radiación que emite un cuerpo es generada en donde existe una distribución de partículas en equilibrio térmico.

$$B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (4.11)$$

Algunos objetos astronómicos emiten mayoritariamente en infrarrojo, otros en visible, ultravioleta, etc, pero la propiedad más importante que determina la radiación que emitirán estos cuerpos será la temperatura. En un objeto sólido las moléculas están continuamente vibrando, mientras que en un gas se golpean entre sí generando de esta forma radiación electromagnética. Va a depender de la energía que tengan estas moléculas la frecuencia en la que emitirán energía. Si las moléculas tienen una alta temperatura éstas emitirán radiación con mayor frecuencia y por lo tanto con mayor energía.

Cualquier cuerpo que se encuentre por encima del cero absoluto emitirá energía electromagnética asociada a su temperatura. En teoría es posible captar o recibir toda esta energía de cualquier objeto en el universo. Estrellas visibles radian gran cantidad de energía, mucha de ésta se encuentra en el espectro visible y otra parte repartida en distintos espectros uno de ellos es en radio.

Existe una aproximación que describe la radiación espectral de la radiación electromagnética usada en radioastronomía llamada ley de Rayleigh-Jeans descrita por la

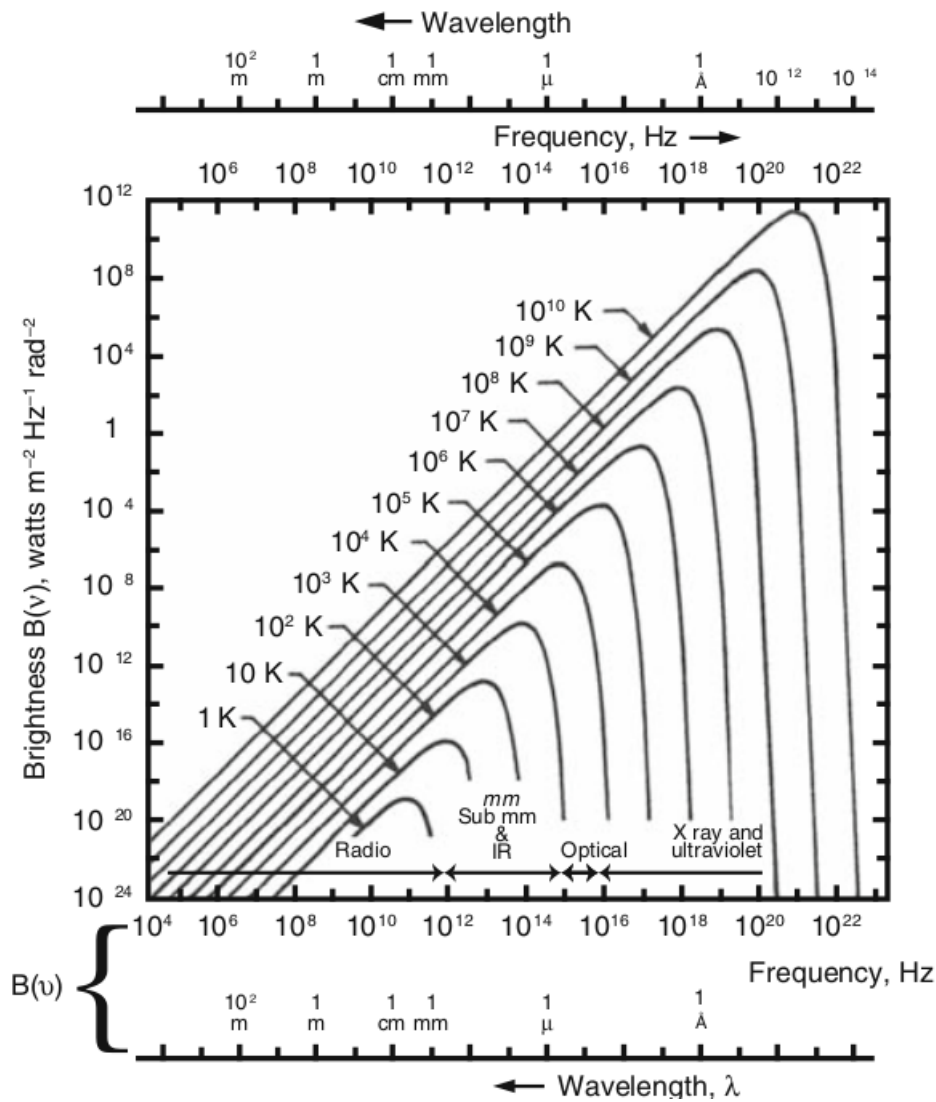


Figura 4.2: Brillo de la radiación electromagnética a distintas longitudes de onda y frecuencias. (13)

ecuación 2.13. Esta relación es usada en radioastronomía debido a que funciona bastante bien a frecuencias bajas, además que es más fácil ocupar esta relación para hacer procesamientos numéricos computacionales en comparación con la ley de Planck. Sin embargo, cuando se trabaja con frecuencias muy altas la ley de Rayleigh-Jeans comienza a una producción de energía con tendencia al infinito, conocida la catástrofe ultravioleta.

$$B_{\nu}(T) = \frac{2\nu kT}{c^2}. \quad (4.12)$$

En la figura 4.2 se grafica el brillo de un cuerpo negro a varias temperaturas dependiendo la longitud que tenga éste y su frecuencia. A esta variación se le conoce

como espectro de brillo. Lo más importante que debemos notar en la figura 4.2. es que las curvas nunca se cruzan, lo que nos indica que solamente existe una temperatura para cada brillo, Entonces, si es posible medir el brillo de la energía a una frecuencia determinada se obtendrá la temperatura del objeto emisor.

4.3.2. Radiación no Térmica

La radiación también es producida por mecanismos que no están relacionados con la temperatura, sino más bien con mecanismos de aceleración. Aquí sólo se mencionarán algunos que son de relevancia para este trabajo, ya que existen muchos mecanismos con este tipo de radiación.

Frenado de Haz (*Bremsstrahlung*)

Este proceso es causado mediante desaceleración de partículas cargadas dentro de un campo Coulombiano producido por otras partículas (protones, iones) o por una colisión directa. Este proceso puede comprenderse como una colisión inelástica donde parte de la energía cinética de la partícula que colisiona o interactúa con el campo cambia en alguna otra forma de energía. Si un electrón entra en una zona llena de iones o protones con una velocidad constante, al interactuar con las partículas, irá cambiando de trayectoria debido a la fuerza de interacción Coulombiana, por ende su velocidad o aceleración se verá afectada. Cuando esto ocurre la energía que pierda será emitida en forma de radiación electromagnética. En contraste con la emisión sincrotrón que se verá más adelante, este proceso se espera que domine en regiones donde el campo magnético es débil o está ausente. Es por esto que este mecanismo está predestinado a predominar en la emisión silenciosa del Sol.

Como se observó en la sección 2.2, la radiación debida a un electrón puede ser mediante su aceleración, para saber como emite un electrón mediante Bremsstrahlung debemos conocer la aceleración asociada a esta interacción.

Para simplificar el análisis se considera que la emisión para una sola carga se toma en cuenta el diagrama de la figura 4.3, en donde se asume que la velocidad del electrón es lo suficientemente rápida que sigue un camino recto y la desviación es despreciable. l es la distancia ion-electrón, $a = \frac{F}{m}$ la aceleración de la partícula, donde F es la fuerza de Coulomb

$$\frac{dv}{dt} = a = \frac{F}{m} = -\frac{Ze^2}{m b^2}. \quad (4.13)$$

Si se supone que el tiempo de interacción es de la forma $t_{int} = \frac{b}{v}$, de acuerdo a la figura 4.3, la energía radiada W sería de la forma

$$W = \int P(t)dt \quad (4.14)$$

Utilizando las ecuaciones 4.9 y 4.13 en 4.15

$$W \simeq \frac{2}{3} \frac{Z e^2}{c^3 b^3 m^2 v} \quad (4.15)$$

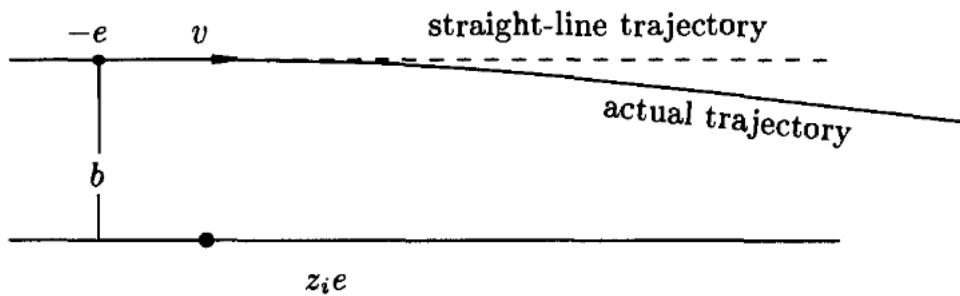


Figura 4.3: Aproximación de una trayectoria en línea recta para medir la aceleración asociada a la radiación Bremsstrahlung debida a la interacción entre un ion y un electrón de ángulo pequeño.

Con la ecuación 4.15 se obtiene la energía total irradiada por un electrón si se mueve dentro de un campo electrostático de un ión con carga Ze . Cabe señalar que está es una aproximación general que es valida para colisiones de baja energía, ya que si se requiere utilizar un parámetro de colisión menor se debe considerar otra aproximación.

Radiación Ciclotrón

Los mecanismos de radiación de ciclotrón (no relativista) y de sincrotrón (relativista) dependen de la interacción de partículas cargadas con campo magnéticos. Esto se debe a que una partícula cargada al entrar a un campo magnético experimenta una fuerza que obliga a trazar círculos o espirales al rededor de las líneas de campo.

Para el caso no relativista consideraremos una carga moviéndose a una velocidad \vec{v} en un campo magnético uniforme generando una fuerza:

$$\vec{F} = \frac{q}{c}(\vec{v} \times \vec{B}). \quad (4.16)$$

Suponiendo un electrón con masa m , carga e y velocidad v siguiendo un camino circular o helicoidal, el cual su componente circular tiene una frecuencia llamada ciclotrón f_c (ecuación 4.17)

$$f_c = \frac{e B}{2\pi\gamma m}. \quad (4.17)$$

donde $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ es el factor de Lorentz relativista y $\beta = \frac{v}{c}$. Para bajas velocidades $\gamma \approx 1$ el valor dependerá linealmente de la intensidad del campo magnético. Hay que notar que el valor de f_c depende de la velocidad que se incluye en el valor del factor de Lorentz en su denominador, por lo que es una herramienta importante herramienta para medir las energías de las partículas.

Radiación Síncrotrón

El movimiento de una carga ya sea e con masa m que se mueve con una velocidad v se describe con las ecuaciones relativistas de Einstein-Planck.

$$\frac{d}{dt}(\gamma m v) = \frac{e}{c}(v \times B). \quad (4.18)$$

Si no existe campo eléctrico la conservación de la energía da como resultado:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m c^2) = 0. \quad (4.19)$$

Esto implica que $\gamma = cte.$ y $\therefore v = cte.$ así que se proyecta la velocidad en $v_{\parallel}v_{\perp}$ al campo magnético donde se obtiene que :

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = 0. \quad (4.20)$$

$$\frac{dv_{\perp}}{dt} = \frac{e}{\gamma m c}(v_{\perp} \times B). \quad (4.21)$$

La solución para la (ecuación 4.25) es un movimiento circular con una velocidad orbital cte. v_{\perp} y frecuencia de giro que sería la frecuencia de Larmor $\omega = \frac{eB}{m}$, pero como nos encontramos en un marco de referencia relativista sería de la forma $\omega_B = \frac{eB}{\gamma mc}$. Dado que la velocidad constante V_{\parallel} se superpone al movimiento circular, la trayectoria seguida por el electrón es una hélice que gira alrededor de B con el ángulo de inclinación constante

$$\tan \alpha = \frac{|v_{\perp}|}{|v_{\parallel}|} \quad (4.22)$$

Para una partícula relativista $\gamma > 1$ será muy pequeña. Entonces de la (ecuación 4.25) observamos que el electrón es acelerado en su órbita y esta aceleración es \perp a B y su magnitud tendrá la forma:

$$a_{\perp} = \omega_B v_{\perp} \quad (4.23)$$

Sustituimos en la fórmula de Larmor para la potencia irradiada considerando la transformación de Lorentz para la aceleración: $a'_{\perp} = \gamma^2 a_{\perp}$ ⁴

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \gamma^4 a_{\perp}^2 \quad (4.24)$$

Ya que se tiene la aceleración y la potencia para este marco de referencia relativista se sustituye la ec. 4.27 en 4.28

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^4 \gamma^2 v_{\perp}^2 B^2}{c^5 m^2} \quad (4.25)$$

Si $\gamma = \frac{E}{mc^2}$

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^4 v_{\perp}^2 B^2}{c^5 m^2} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \quad (4.26)$$

La ecuación 4.30 describe la potencia total irradiada por un electrón relativista.

⁴Se asume que $v_{\parallel} = 0$. Además se toma en cuenta un marco inercial de referencia K' que se mueve respecto K tal que el electrón se encuentra en reposo en cierto tiempo donde la potencia emitida es de la forma $P = P'$.

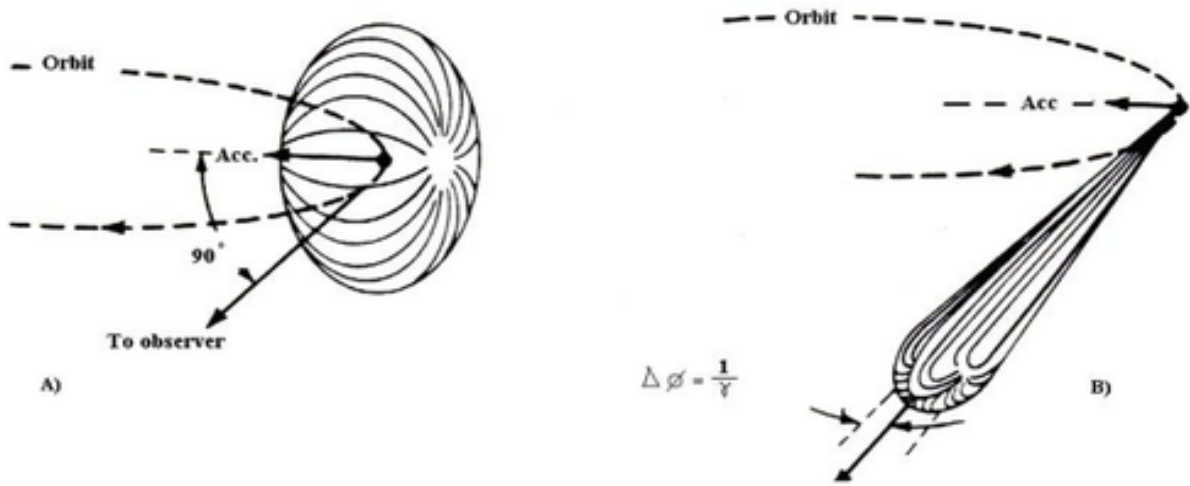


Figura 4.4: Patrón de radiación para un electrón girando en un campo magnético homogéneo. (A) muestra el patrón de emisión para un electrón con $\beta = \frac{v}{c} \ll 1$ **No relativista (ciclotrón)**, mientras que (B) muestra el patrón cuando $\beta \simeq 1$ **Relativista. (sincrotrón)** formando un haz en alargado en forma de lápiz que subtiende a un ángulo $\phi = \frac{1}{\gamma}$.

Capítulo 5

Recolección de datos

Porque el objetivo del trabajo es el de determinar la relación de los hoyos coronales con el aumento de emisión de microondas que tienen. En este capítulo se describirá el procedimiento que se realizó para la selección de los datos y el procedimiento para descargarlos.

Los datos se obtuvieron de la base de datos del Radio observatorio de Nobeyama por sus siglas en inglés NRO, el cual forma parte del Observatorio nacional astronómico de Japón, el NAOJ. El NRO consiste en 4 instrumentos localizados en las cercanías de Minamimaki, Nagano a una elevación de 1350 msnm. Los instrumentos son los siguientes:

- El radiotelescopio de 45m que opera en longitudes de onda milimétricas.

- Los radio polarímetros : Son un conjunto de 8 antenas que observan al Sol en múltiples frecuencias.

- El arreglo milimétrico: Es un interferómetro milimétrico que consiste en un arreglo de 6 antenas de 10 m. de diámetro.

- El radio heliógrafo :Es un arreglo de 84 antenas dedicadas a la radio observación solar.

5.1. Instrumento

De los instrumentos descritos anteriormente, del que se obtuvieron datos fue del NoRH (Nobeyama Radioheliograph) o en español Radio heliógrafo que es un radio-telescopio dedicado a la observación solar. «Helios» significa Sol y "grafo" significa escribir por lo que es un instrumento que registra las señales provenientes del Sol. El instrumento consiste en un arreglo de 84 antenas parabólicas con 80 centímetros de diámetro colocadas en una línea que va de este a oeste con una longitud de 490 m. y otra línea que va de norte a sur con una longitud de 220 m. La primer observación fue hecha en abril de 1992.

El conjunto de antenas trabaja con las siguientes características:

- Frecuencia : 17GHz con polarización circular derecha e izquierda
- Vista de campo: Vista total del disco solar
- Resolución espacial: 10 arcseg (17GHz)
- Resolución temporal: 0.1 segundos

Como el NoRH es un conjunto de antenas que observan un objeto en común se le denomina entonces que es un radio interferómetro ya que el tipo de observación se le conoce como radio interferometría, que consiste en interrelacionar los valores individuales de cada antena en una sola salida. Los datos corresponden a los componentes espaciales de Fourier de la distribución del brillo sobre el disco solar descritos con la transformada de Fourier (ecuación 4.1).

$$F(s) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{-j2\pi sx} dx \quad (5.1)$$

Tomando en cuenta la frecuencia a la que trabaja en NoRH 17GHz que es equivalente a una longitud de onda de 1.76 cm N.Gopalswamy et al. (1999) menciona que las radio emisiones en estas longitudes centimétricas son originadas en la cromosfera alta en transición con la corona baja donde se mide una temperatura de 10,000 K en promedio.

Existen dos modos de obtener datos con NoRH. El modo *steady* es cuando los datos crudos se graban como un frame después de un segundo de integración de datos. Un

archivo tiene 600 frames o sea 600 segundos de datos. El modo *event* graba datos como un frame después de 50 milisegundos de integración (antes de Septiembre de 1995) y 100 milisegundos después de Octubre de 1995. Esta última forma de grabar se ocupa cuando un flare ocurre en el Sol.

5.2. Mapas y Algoritmo de Detección de Hoyos Coronales

5.2.1. Criterio de Selección de mapas

Se necesitan tener datos en donde se pueda apreciar de manera clara dicho fenómeno como se observa en la figura 5.1 donde se hace una comparación de imágenes tomadas con dos instrumentos distintos. La figura 5.1(a) muestra una imagen del disco solar vista en EUV a 193 ángstroms. En la figura se observa claramente un hoyo coronal en la parte casi central del disco en latitudes cercanas al ecuador. Por otra parte en la figura 5.1 (b) se puede apreciar el disco solar tomado el mismo día pero con NoRH, si bien se pueden observar ciertas regiones donde claramente existe un aumento de brillo, fácilmente las podemos asociar a regiones activas vistas en la figura (a), pero la estructura del hoyo coronal no se puede observar a estas longitudes de onda, es por eso que se delimita la zona mediante la ubicación de coordenadas que se explicará a detalle más adelante. Así se puede observar que dentro del hoyo coronal la emisión no es igual en todas partes y existen zonas donde se observa un abrillantamiento, que es el de interés para este trabajo. Por lo que para ver mejor este fenómeno es recomendable tener hoyos coronales lo suficientemente grandes para tener más información. Además, es importante considerar los hoyos coronales que se encuentren totalmente enfrente del observador, evitando los hoyos polares que tienen un efecto de brillo superpuesto sobre las características brillantes intrínsecas de las regiones polares, llamado en inglés *polar cap brightening*. Así que se decidió considerar los datos que fueron aquellos que cumplían las siguientes condiciones:

- Que el disco solar tenga un hoyo coronal lo suficientemente grande dentro de latitudes 60 grados norte/sur del ecuador.
- Que el hoyo coronal se encuentre justo frente a la Tierra.

Para obtener los datos requeridos se buscó en la base de datos de *www.solen.info* la lista de hoyos coronales que han estado enfrente de la Tierra. Dicha lista contiene datos

desde el año 2002 hasta la fecha (800 registros de Hoyos Coronales hasta el 2017).

5.2.2. Algoritmo

El lenguaje que se utilizó para realizar el análisis de los datos fue Python, con diversas librerías como: Sunpy (The Sunpy Community et. al (2015)) librería abierta especializada para analizar datos solares y heliosféricos en Python, además se utilizaron otras librerías fundamentales para la computación científica como: Numpy, Astropy, Matplotlib, Pandas, entre otras .

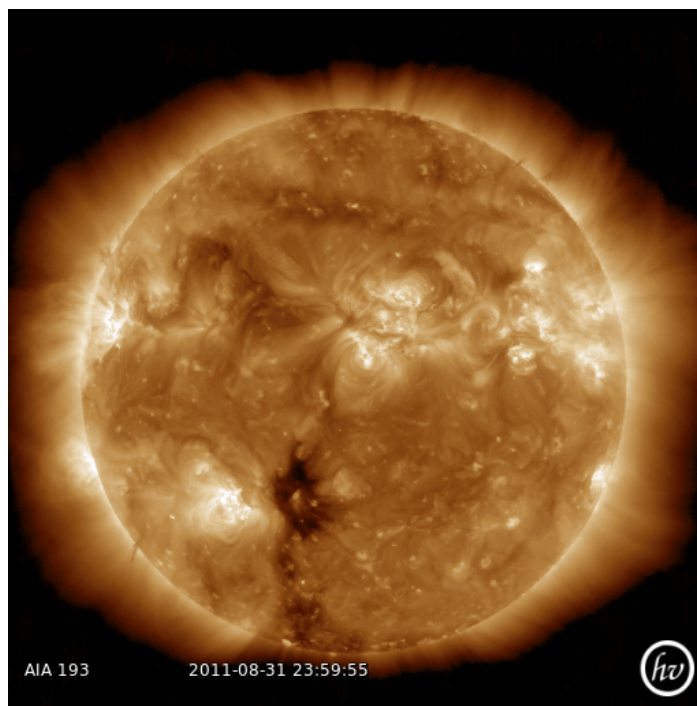
Una vez que se obtuvo la lista de los hoyos Coronales a analizar, se descargan los datos del NoRH de *www.solar.nro.nao.ac.jp* de acuerdo a las fechas de registro de *www.solen.info* . Los datos que se obtienen de la página de NoRH contienen información acerca de la temperatura de brillo T_b del disco solar a 17 GHz y son archivos de tipo *FITS* (Flexible Image Transport System) Figura 4.1. este tipo de archivos tienen la ventaja de que la información contenida en su cabecera es legible como un archivo ASCII, de modo que el usuario puede navegar por dicha cabecera e indagar el origen del archivo y otros datos técnicos de la toma de los datos.

El código que se escribió para el análisis de los datos consta de 3 partes:

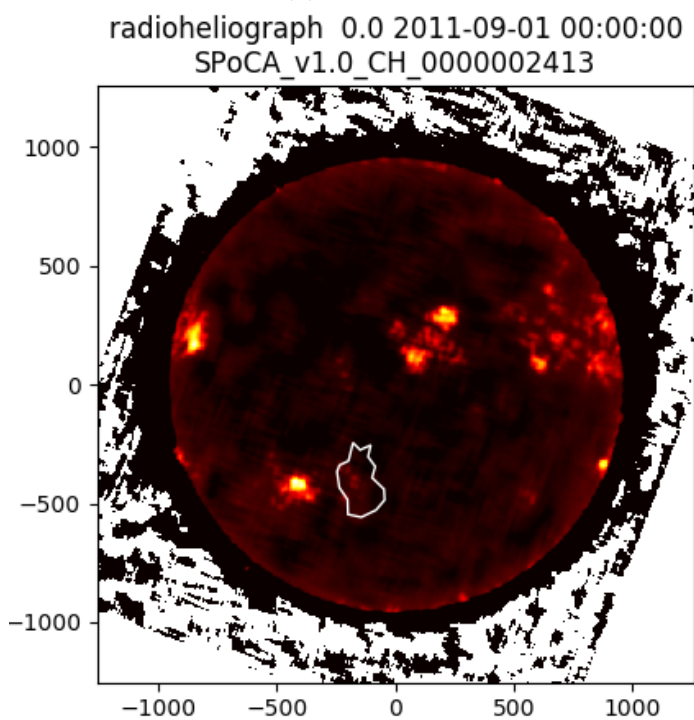
- 1) Importar el archivo original y obtener coordenadas del Hoyo Coronal mediante API's
- 2) Extraer los datos del archivo que van a ser utilizados en el análisis
- 3) Analizar los datos que se obtuvieron en el paso 2.

Bloque de código 1

La primer parte del algoritmo se basa en encontrar las coordenadas de los hoyos coronales sobre los archivos de NoRH, para crear un polígono que delimite el hoyo coronal y trabajar solamente con los datos que existen dentro de él. Para hacer esto se usó una API que se llama *HEK* (Heliophysics Event Knowledgebase) que es una base de datos desarrollada por la Agencia Espacial Europea, en donde se puede acceder a un repositorio de información sobre eventos solares tales como Regiones activas,



(a)



(b)

Figura 5.1: Comparación de imágenes del disco solar con un hoyo coronal . (a) Disco solar observado con AIA a 197 ángstroms. (b) Disco solar observado con NoRH a 17 GHz. (valores de los ejes x & y están dados en arco segundos).

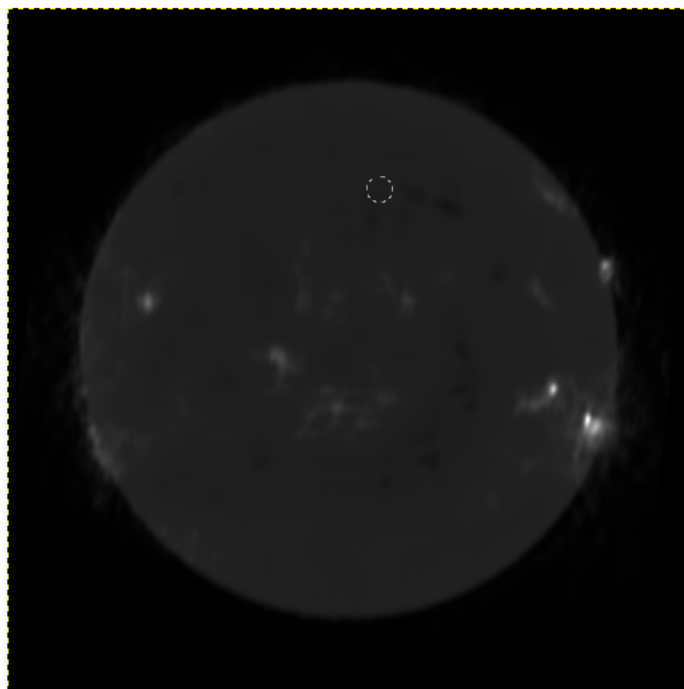


Figura 5.2: Disco solar a 17GHz visto con NoRH. Imagen cruda. (<http://www.nro.nao.ac.jp/en/>)

CME's (Coronal Mass Ejections), Coronal cavities, Manchas solares, UV burst, Hoyos Coronales entre muchas otros más.

Lo primero que se hace es cargar el mapa en archivo .FIT con la siguiente rutina `<< sunpy.map.Map() >>` . Después se debe de crear un cliente para ingresar a la base de datos *HEK* con la rutina El modulo *HEK* puede ser importado iniciando una sesión de la forma `<< hek.HEKClient()>>` y buscar con ayuda de la información que se encuentra en la cabecera del archivo FIT de que día es el archivo y buscar el hoyo coronal mediante la subrutina `<< hek_client.query(hek.attrs.Time(start_time, end_time), hek.attrs.CH, hek.attrs.FRM.Name == 'SPoCA') >>` . Esta subrutina se llama *SPoCA* (Spatial Possibilistic Clustering Algorithm) que nos permite la separación y extracción de varios fenómenos, entre uno de ellos hoyos coronales sobre imágenes EUV. A pesar de no contar con imágenes en EUV, y de tener imágenes en radio es posible trabajar con esta herramienta ya que los datos FITS nos dan la información detallada sobre coordenadas y fechas del evento que es lo más importante para el procesamiento de la imagen en este caso.

Es importante mencionar que para realizar el uso del algoritmo *SPoCA* únicamente es mediante API (Application Programming Interface), las cuales son un conjunto de funciones y procedimientos que cumplen una o muchas funciones con el fin de ser

utilizadas por otro software y que no se requiere de ninguna autorización ya que es una herramienta libre ¹.

Al comenzar a hacer pruebas con datos FITS aleatorios para obtener la información del hoyo coronal se presentó un problema, y era que dentro de la base de datos de *HEK* solamente se encuentra información de de Hoyos Coronales a partir del 2010. Esto es un gran cambio para la cantidad de mapas con la que inicialmente se contaba, ya que inicialmente se planeaba trabajar con 800 archivos FITS, considerando que el primer archivo era del mes de junio del 2006, pero con este inconveniente solamente se pudieron analizar 231 datos, que al final terminaron siendo menos, pero eso se explicará más adelante.

Trabajando con la base de datos de 231 archivos que quedó y ya una vez aplicando el algoritmo *SPoCa* para encontrar los Hoyos coronales le requerimos que nos encuentre el más grande dentro de 60 grados norte/sur del Ecuador. Una vez localizado el hoyo coronal se delimita mediante contornos que se trazan al rededor de él, o en otras palabras crear un polígono que delimite el hoyo coronal para que quede como se muestra en la figura 5.3.

Por último, el hoyo coronal fue detectado a un tiempo diferente al tiempo en el cual fue tomada la imagen con el NoRH es por eso que para mostrar el mapa correctamente con los contornos del hoyo coronal necesario rotarlo al tiempo de observación del mapa y de esta forma obtener los datos reales dentro del hoyo.

Bloque de código 2

La segunda parte del código es para obtener los datos que se encuentran en el ya delimitado hoyo coronal. Así que, una vez que se obtiene el hoyo coronal lo primero que se hizo fue hacer un cambio de coordenadas de coordenadas heliográficas (arco segundos) a coordenadas de pixel, esto debido a que en el archivo FITS vienen las coordenadas en función de el disco solar, pero para trabajar con los datos computacionalmente es necesario obtener los valores por píxeles.

Una vez teniendo las coordenadas en píxeles es posible obtener solamente los valores de los datos que se encuentran dentro del hoyo coronal. Una visualización gráfica de qué es lo que se obtiene en este bloque de código se puede observar en la Figura 5.4. donde se aprecia el hoyo coronal recortado, por lo que ahora será más sencillo trabajar con los valores dentro del hoyo.

¹Para saber más acerca de SPoCA apéndice A

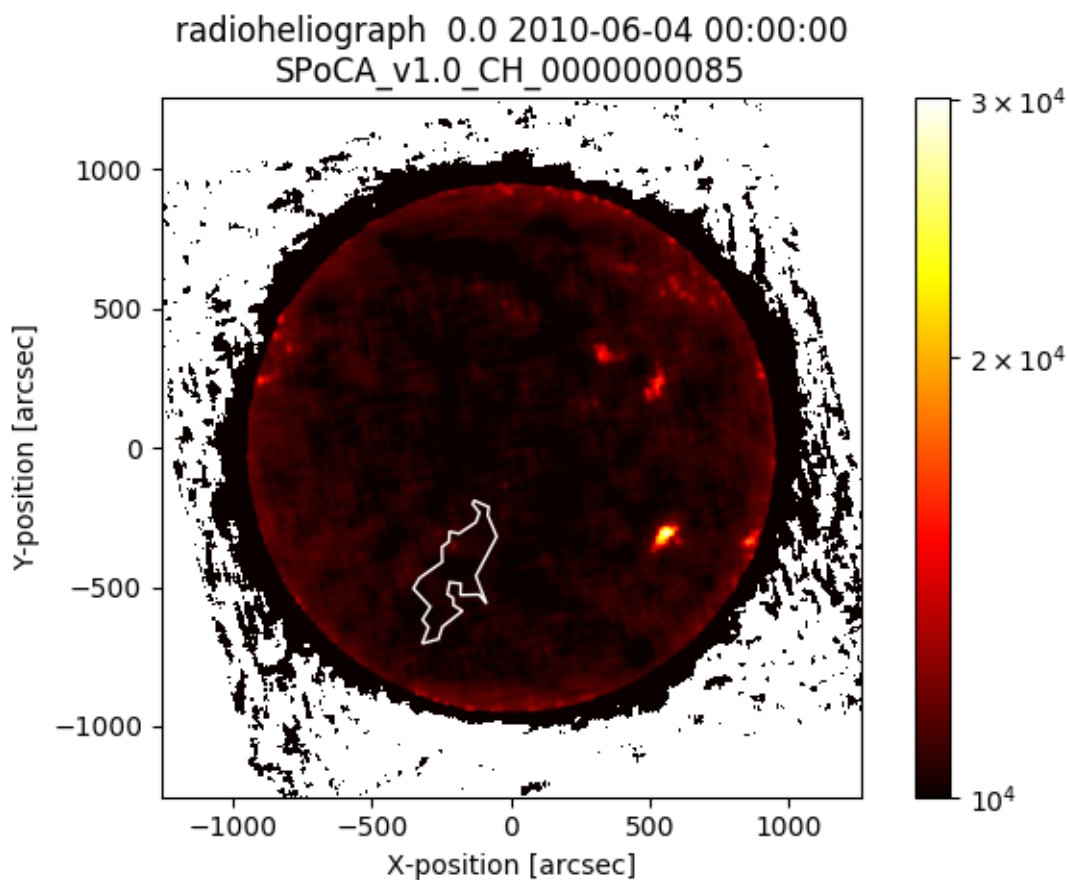
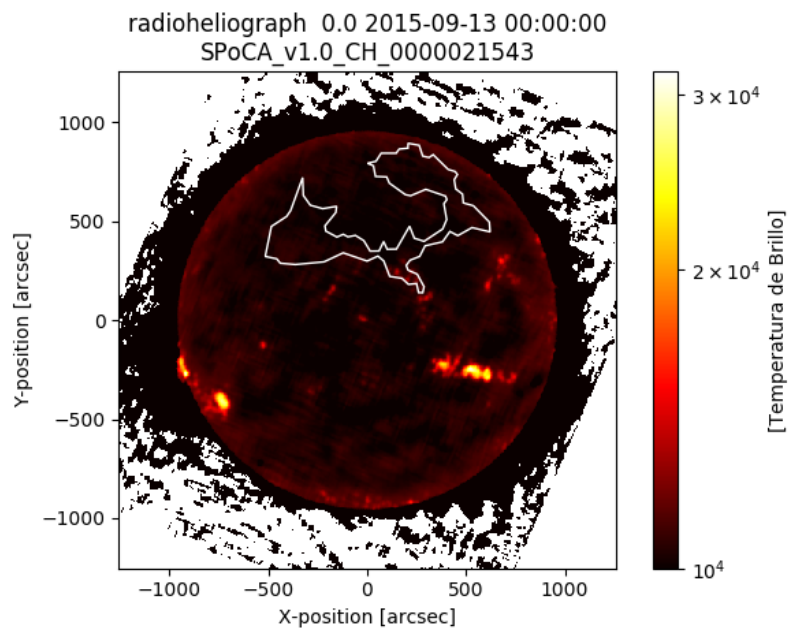


Figura 5.3: Disco solar a 17 GHz visto con NoRH delimitando un hoyo coronal mediante el algoritmo SPoCA. La barrade color indica la temperatura de brillo del disco solar en kelvin (<http://www.nro.nao.ac.jp/en/>)

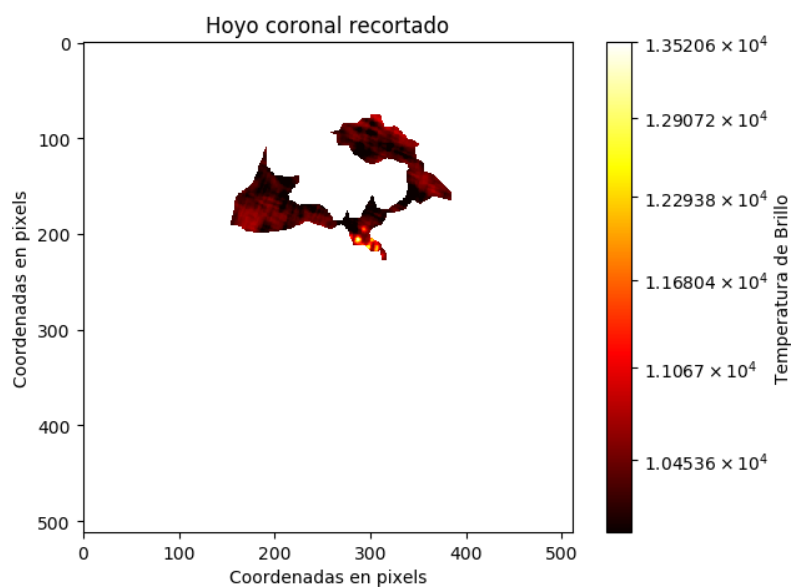
Bloque de código 3

En la última parte del código se trabaja con los datos de los hoyos coronales con el fin de encontrar el aumento de emisión que ha sido descrito por N. Gopalswamy et al. (1998). Para esto es necesario tener ciertos valores de referencia. Uno de estos valores es la temperatura de brillo del disco solar en calma visto a 17 GHz o también llamado fondo del disco solar, que como ya se mencionó anteriormente se denomina así a la parte del Sol que no presenta actividad magnética importante.

Como se desea encontrar el aumento de brillo dentro de los hoyos coronales, se tiene que encontrar un límite en la temperatura de brillo, para poder indicarle al código que cuando un valor sobrepase dicha temperatura, este valor sea considerado como un aumento en la emisión. El valor utilizado se obtiene tomando muestras aleatorias de



(a)



(b)

Figura 5.4: (a) Hoyo coronal delimitado sobre un mapa de Nobeyama, (b) Hoyo coronal recortado del mapa.

los archivos y calculando el valor promedio de la temperatura de brillo dentro del hoyo coronal, que para este caso en valor fue de 10,600 K . Además de considerar este valor como límite de brillo dentro del hoyo, se usa una sigma como intervalo de confianza, así que para considerar que existe un aumento de brillo A_{Tb} dentro del hoyo coronal se debe cumplir la ecuación 5.2

$$A_{Tb} = \mu + \sigma. \quad (5.2)$$

Lo que prosigue es determinar que porcentaje del área dentro del hoyo mayor a A_{Tb} . Cada píxel del mapa recortado contiene la información del valor de la temperatura de brillo en un punto específico dentro del disco solar, es por esto que si se compara cada píxel con el valor límite propuesto, se puede determinar el porcentaje de píxeles dentro del hoyo coronal con aumento de emisión. Para conseguirlo se escribe un simple bucle usando un criterio condicional el valor A_{Tb} :

$$F(i) = \left\{ \begin{array}{ll} x = x + 1 & \text{if } i \geq A_{Tb} \\ 0 & \text{if } i < A_{Tb} \end{array} \right\}.$$

donde i es valor de la temperatura de brillo por píxel dentro del hoyo coronal, x es la lista en Python donde se contarán cuantos píxeles i son mayores a A_{Tb} . Haciendo esto se obtuvieron dos valores del hoyo coronal, los que son mayores a A_{Tb} y los que son menores a A_{Tb} . Por último se calcula el valor medio de cada nuevo subconjunto de valores, para poder evaluar el valor promedio de la diferencia de temperatura (ecuación 5.3) entre las zonas mayores a A_{Tb} consideradas como abrillantamiento debido a un aumento en la emisión y las zonas menores a A_{Tb} que no son consideradas como aumento de emisión.

$$\Delta T_b = T_{bi \geq A_{Tb}} - T_{bi < A_{Tb}}. \quad (5.3)$$

El procedimiento entero se aplica para cada uno de los archivos FIT. Los resultados obtenidos serán los siguientes:

- Porcentaje del hoyo coronal mayor a A_{Tb}
- Diferencia de de temperatura promedio entre las zonas con aumento y las que no tienen aumento. ΔT_b

se guardarán en una base de datos tipo csv (coma separated values) para que posteriormente el manejo de los datos sea de una forma fácil. Con esta parte del código se finaliza con todo el proceso para la extracción de los datos que se utilizarán para el análisis estadístico. Es importante mencionar que el algoritmo se aplica para todos los datos que se extrajeron de la página web de NoRH.

Capítulo 6

Análisis Estadístico

Se procesaron 217 mapas de temperatura de brillo del radioheliografo de Nobeyama con una polarización R+L a partir junio del 2010 hasta agosto del 2017.

Se buscó determinar el porcentaje del área que existe de un aumento de emisión de microondas dentro de los hoyos coronales, además ver en promedio que tanto aumenta la temperatura de brillo en una zona donde no existe a comparación en donde si existe, para esto se necesitaron los mapas de la temperatura de brillo a 17 Ghz. Estos mapas nos dan información de la distribución de la temperatura de brillo de la corona baja.¹

Los archivos en donde se detectaron hoyos coronales con las características que se mencionaron en el capítulo anterior, se procesaron con el código y los resultados se guardaron en una base de datos. De los 800 archivos FITS que se obtuvieron originalmente del NoRH solamente se utilizaron 230, ya que debido a un inconveniente en la base de datos *HEK* no fue posible ocupar todos. Una vez que se comenzaron procesar los archivos restantes se presentaron problemas con aproximadamente 13 datos de los 230, esto al parecer fue debido a que estaban mal grabados los archivos o tenían una configuración distinta que hacía que no se pudieran leer. Por esta razón solamente se ocuparon 217 archivos en total.

6.1. Histogramas

Una vez que se obtiene la base de datos de los resultados provenientes del procesamiento de los archivos restantes, lo que se tiene que hacer es visualizarlos para poder

¹Ver Apéndice D para observar las gráficas del aumento de emisión por año.

interpretarlos. Primero se observa en que cantidad existe este aumento de temperatura de brillo dentro del hoyo coronal, de la base de datos que se obtuvo del procesamiento se toman los valores de ΔT_b para generar el gráfico de un histograma como el de la figura 6.1. junto con el histograma se grafican otras dos curvas, la curva verde indica la distribución de los datos y la curva negra es una distribución paramétrica que sirve para evaluar visualmente que tan cerca de están los datos obtenidos a una distribución, en este caso normal. Observando el histograma nos podemos percatar de lo siguiente:

- (1) La diferencia de temperatura de brillo medio que existe entre las zona brillantes del hoyo coronal y del fondo en calma del mismo tiene un valor medio de $\mu = 916.42 K$.
- (2) La distribución de los datos se ajusta más a una distribución normal a pesar de que existe un valor extremo derecho con valor aproximado de 2000 k.

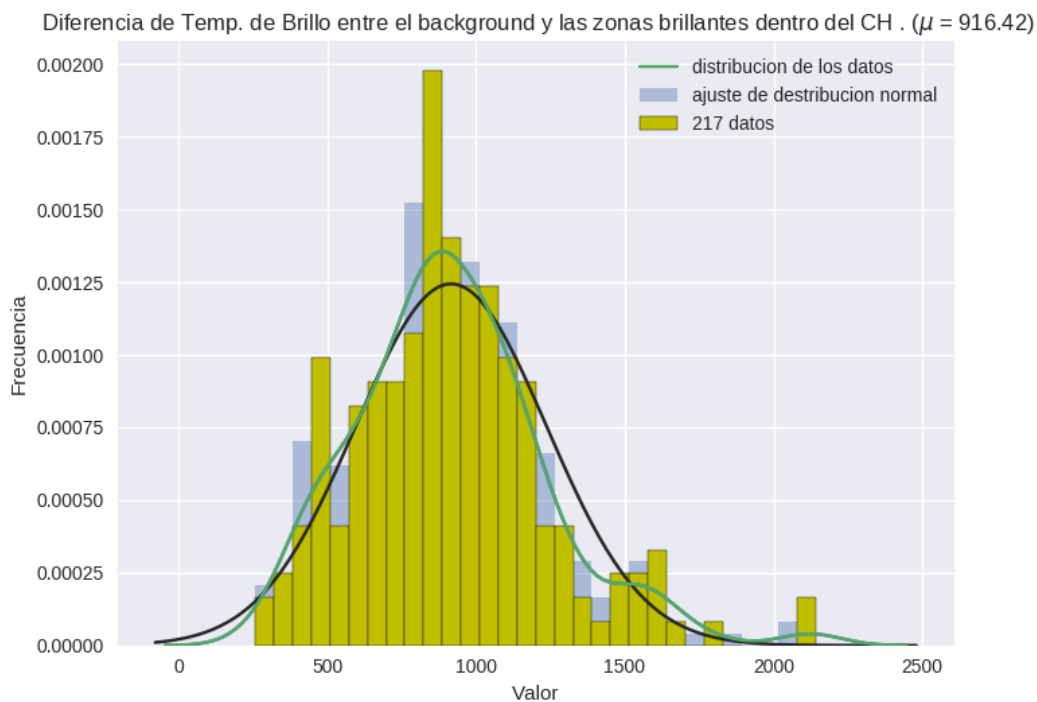


Figura 6.1: Histograma que muestra la distribución de los datos de ΔT_b normalizada a 1 dentro del hoyo coronal. La curva verde indica la distribución de los datos a partir de una estimación de intensidad de kernel. La curva negra es una distribución paramétrica normal.

A partir de la figura 6.1 se puede identificar un aumento en la temperatura de brillo dentro de los hoyos coronales, lo que indica que el hoyo coronal no es uniforme y existen zonas en las cuales la T_b puede exceder el valor medio del fondo en calma del hoyo coronal hasta casi por 1000 K.

Lo que se hace a continuación es tomar los datos que se obtuvieron que indican el porcentaje de área del hoyo coronal que tiene un exceso de emisión. El área del hoyo coronal en píxeles como un 100% y sobre ese valor medir el porcentaje del hoyo en el que se encuentra este aumento de T_b . Sabiendo que todo el hoyo coronal se define como $CH = 100\%$ y el área de aumento de emisión o área de abrillantamiento es B se genera un histograma para observar que distribución tienen las áreas con respecto a su porcentaje de B . En la figura 6.2 se observa un histograma donde se muestra la distribución de los datos. Tiene un valor medio $\mu_p = 25.74\%$. Al igual que en la gráfica pasada se grafica junto con los datos una curva que ayude a observar de una manera más clara la distribución del porcentaje del área con abrillantamiento dentro del hoyo coronal (curva de color verde). Al hacer esto es más visible una distribución de tipo log-normal. De igual forma se ajusta una distribución paramétrica log-normal (curva de color negro) a esa misma distribución y se observa que se aproxima bastante a la distribución de los datos con la log-normal.

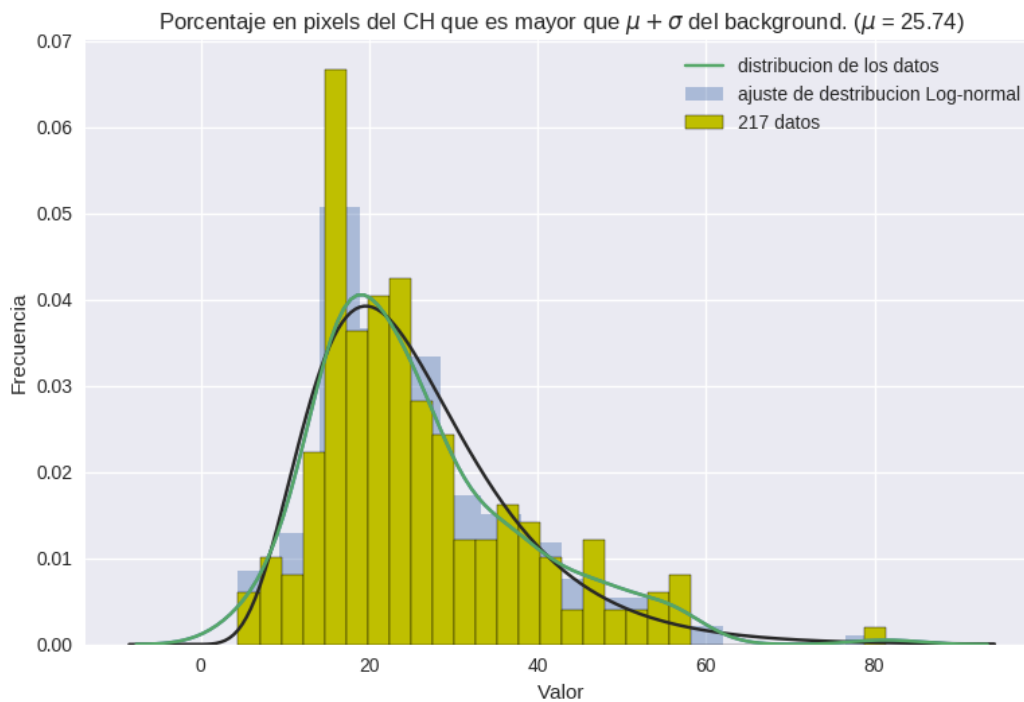


Figura 6.2: Histograma normalizado a 1. muestra la distribución del porcentaje de píxeles que dentro del hoyo coronal mayor A_{T_b}

De las primeras preguntas que naturalmente surgen al ver estos resultados es ¿Existe alguna relación entre el tamaño de los hoyos coronales y el aumento de la emisión de microondas que se está observando?

El resultado obtenido al graficar los hoyos coronales en función de su tamaño se

puede observar en la figura 6.3. Aquí se observa que el número de hoyos coronales de 1×10^3 hasta 2×10^3 píxeles de área es de aproximadamente 100 hoyos, los hoyos que tienen un área de 3×10^3 hasta casi los 6×10^3 píxeles son aproximadamente 90. Los demás hoyos caen dentro de áreas que tienen un valor de 7×10^3 en adelante, siendo el valor más grande 19×10^3 píxeles. Esto es muy parecido a lo que reporta N. Gopalswamy et al. (2000) que realiza un estudio parecido midiendo las áreas de los hoyos en píxeles, pero usando datos de medidas por SOHO/EIT (Extreme Ultraviolet Imaging Telescope)

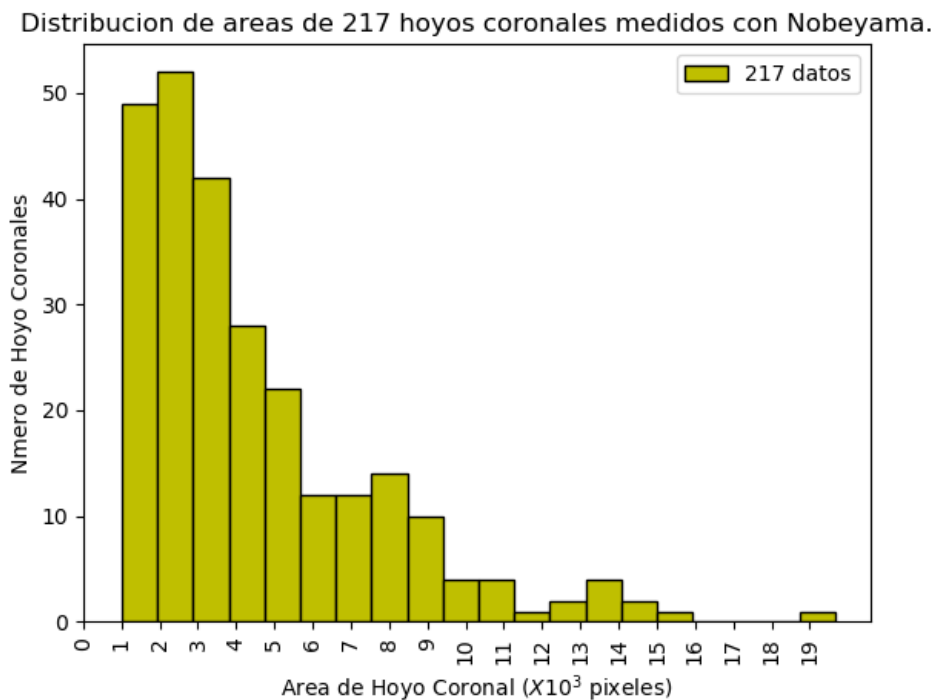


Figura 6.3: Distribución de áreas de 217 hoyos coronales. Las áreas están en unidades de píxeles que Nobeyama utiliza ($1 \text{ píxel} = 9.82 \text{ arcsec}^2$)

Como se ha podido observar el porcentaje del área que tiene este incremento de emisión es de aproximadamente un cuarto del área del hoyo coronal y que la mayoría de los hoyos tiene un área de 2×10^3 píxeles.

Muchos conjuntos de datos contienen múltiples variables y el objetivo de un análisis a menudo es relacionar esas variables entre sí. Anteriormente analizamos por separado la distribución del área de los hoyos coronales y la distribución del porcentaje del área que está emitiendo un aumento de señal. Sin embargo, ya que se tienen dos conjuntos de observaciones, puede ser muy útil usar algún modelo estadístico para estimar una relación simple entre dichos conjuntos. Así que, se utilizó una regresión lineal, un método básico para encontrar alguna relación dentro de los datos. Cabe señalar que los

dos conjuntos de datos que se tiene son variables aleatorias cuantitativas, esto quiere decir que pueden tomar cualquier valor dentro de un intervalo de números reales. La figura 6.4 muestra la gráfica en donde se realiza este ajuste lineal para observar si existe alguna dependencia entre dichos valores.

Lo primero que se podría venir a la mente es proponer que entre más grande sea el hoyo coronal, mayor será el porcentaje del área que está emitiendo, para poder comprobar esto, en la Figura 6.4 se tendría que observar una línea con pendiente positiva, pero no es el caso ya que parece una línea que no tiene pendiente lo que indica que no existe relación entre las variables. Además con los valores se calcula tanto el coeficiente de Pearson y el de Spearman .

El coeficiente de Pearson es la medida de la correlación lineal entre dos variables, en otras palabras es la covarianza de dos variables dividida por el producto de sus desviaciones estándar ecuación 6.1.

$$\rho_{X,Y} = \frac{cov(X,Y)}{\sigma_X \sigma_Y} \quad (6.1)$$

El coeficiente de Spearman es una medida de la correlación entre dos variables aleatorias que puedes ser tanto continuas como discretas, también se puede pensar como la correlación que existe entre el coeficiente de correlación Pearson y el rango de las variables que existan, se define como en la ecuación 6.2. Donde $d_i = rg(X_i) - rg(Y_i)$ que es la diferencia entre dos para cada observación, N es el número de parejas de datos o número de observaciones. El valor de este coeficiente debe caer entre $+1$ o -1 , siendo el positivo una correlación lineal positiva y el negativo una correlación lineal negativa, si el coeficiente tiene un valor 0 o cercano a él indica que no existe correlación alguna entre los datos.

$$\rho = 1 - \frac{6 \sum d_i^2}{n(n^2 - 1)} \quad (6.2)$$

Para la figura 6.4 se obtiene un coeficiente de Spearman con un valor de 0.02, esto indica, dicho lo anterior, que no existe correlación alguna entre los datos. En otras palabras, se puede ver que no por ser más grandes lo hoyos coronales deberán tener una mayor área de emisión.

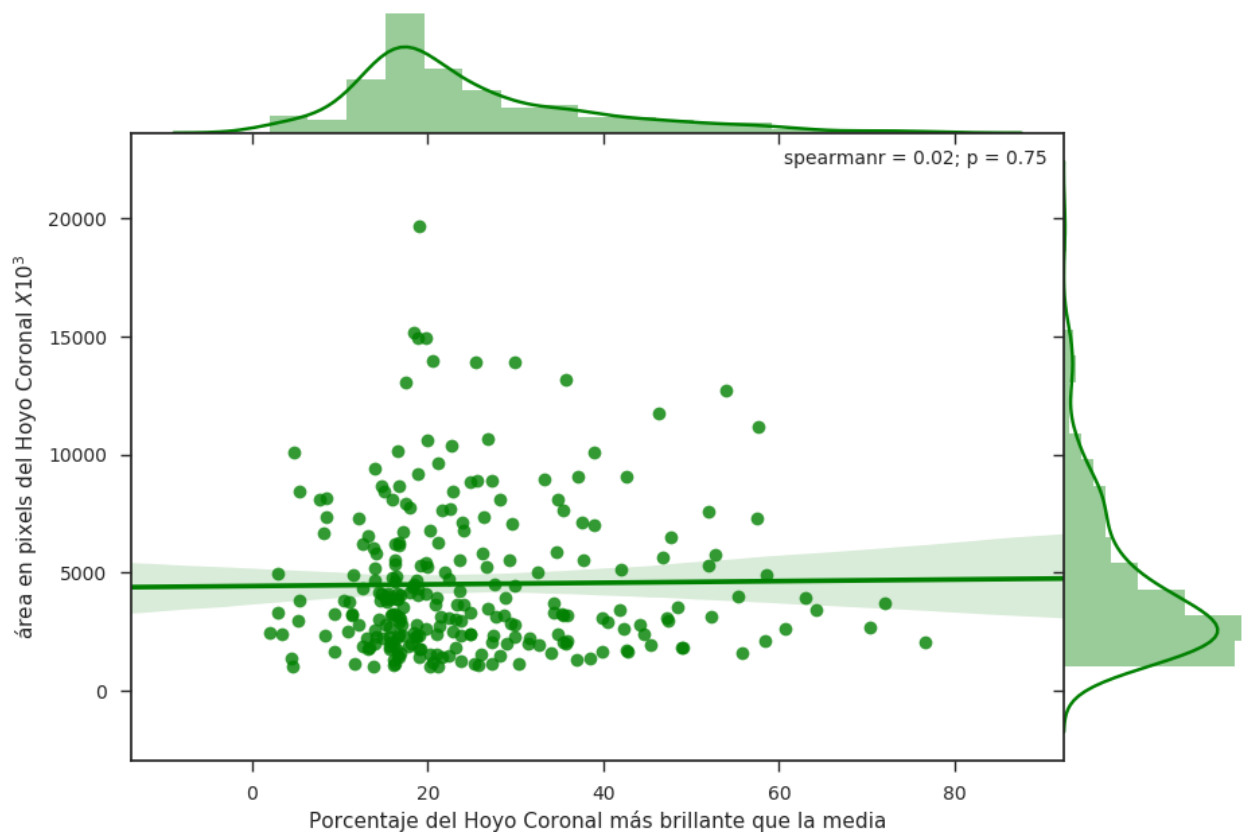


Figura 6.4: Relación lineal entre el área de los hoyos coronales y el porcentaje de la misma que está emitiendo por encima de la T_b media. No se observa una aparente existencia de relación entre el área y el aumento de emisión.

6.2. Series de Tiempo

Tomando en cuenta que se han recolectado observado y procesado datos estadísticos en intervalos de tiempo, a lo largo de 7 años. Se pueden graficar los datos como serie de tiempo indicando como han ido cambiando los datos, ya sean las áreas o el aumento en la emisión de microondas durante el tiempo de estudio. Esto se hace para ver si existe algún patrón en el aumento de T_b en los hoyos coronales en función del ciclo solar. El ciclo solar es el cambio casi periódico de 11 años aproximadamente en el Sol debido a los ciclos internos de los componentes magnéticos de la estrella, el cual incluye cambios en la superficie y en el número de manchas solares. También trae consigo cambios en los niveles de radiación solar y en la eyección de material.

Para el análisis de las series de tiempo se tomarán dos conjuntos de datos. (1) El tamaño de los hoyos coronales con respecto al tiempo y (2) la emisión de microondas de dichos hoyos.

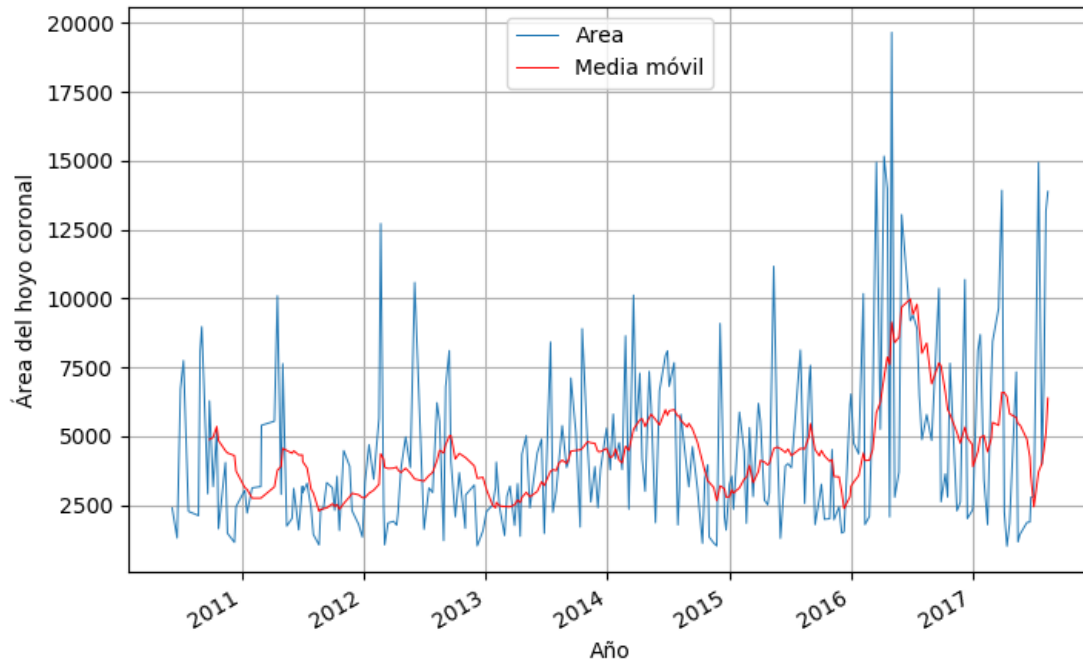


Figura 6.5: Serie de tiempo de las áreas de los hoyos coronales medidas en píxeles de junio del 2010 a agosto del 2017 (línea azul). La línea roja es la media aritmética o media móvil

En la figura 6.5. Se muestra como ha cambiado el tamaño de los hoyos coronales del estudio desde junio del 2010 hasta agosto del 2017. Se puede observar que las áreas muestran una variación aleatoria y no se muestra a simple vista algún patrón. Para poder ver algún patrón o ver alguna tendencia más clara se calcula lo que en estadística se conoce como la media móvil (running average). Esta técnica no es otra cosa más que la media aritmética de n datos. Esta técnica calcula el valor promedio de n primeros datos, después el promedio de los siguientes n términos hasta llegar al final de los datos. Se puede observar en una línea roja la media móvil con una ventana de 10 datos para las áreas de los hoyos coronales en función del tiempo. Se puede observar como se suaviza la variación aleatoria y ver una tendencia más clara de como han cambiado en tamaño los hoyos. De esta forma, con la media aritmética, se observa que el tamaño de los hoyos coronales se mantiene entre valores de 2,500 a 5,000 píxeles en el periodo correspondiente del 2010 al 2016, después las áreas llegan a valores de hasta 10,000 píxeles a mediados del 2016, para después volver a decrecer..

Se hace lo mismo con las áreas de los hoyos coronales que están emitiendo un aumento de T_b . En la figura 6.6 se observa la serie de tiempo de como cambia el área que emite un aumento de emisión. No se distingue algún patrón de los datos, es por esto que se vuelve a aplicar la media móvil como en la figura 6.5.

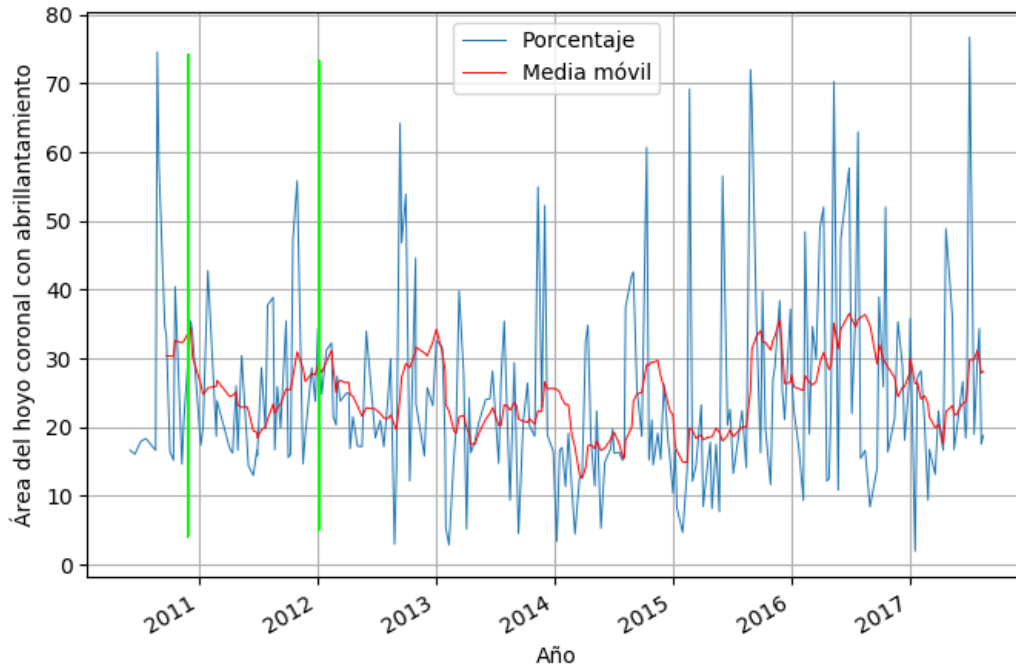


Figura 6.6: Serie de tiempo del porcentaje de área que emite una mayor T_b (línea azul). La línea roja es la media aritmética de los datos. Las líneas verdes indican un intervalo de tiempo a partir de finales del 2010 en donde el área con abrillantamiento disminuye hacia el 2011, pero vuelve a aumentar al llegar al 2012.

Al ver la figura 6.6 se puede observar que existe una variación con respecto al tiempo del área de los hoyos coronales que tienen un abrillantamiento. Se observa que existen ciclos indicando que aumenta y disminuye el área de abrillantamiento de los hoyos coronales. Marcado con líneas verdes se acota que desde finales del 2010 a mediados del 2011 disminuye el área y después aumenta cuando se dirige al 2012. Esta oscilación se observa a lo largo de todos los datos aumentando un poco a mediados del 2015, pero después decrece cuando llega al 2017. Realmente se puede decir que existe un aumento en el porcentaje de área que está emitiendo una mayor T_b a lo largo de el tiempo de estudio, pero también decrecen. Las oscilaciones se mantienen en un promedio aproximado de 15 por ciento del área.

Para que se vean más claras estas interpretaciones es muy útil hacer una comparación de las series que se acaban de mostrar con una serie de tiempo de las manchas solares durante el mismo periodo de tiempo. Cabe señalar que el periodo de tiempo en el cual se está realizando el estudio cae en el ciclo solar número 24, que tiene un comienzo en el 2008, llegando a un máximo de actividad en el 2014 y que ahora se encuentra en fase decreciente hacia el mínimo de actividad. Tomando esto a consideración se extrae la información del número de manchas solares durante este periodo y se hace una comparación para ver si existe alguna conciencia Figura 6.7.

Al ver la figura 6.7 existe un máximo de actividad solar en el 2014. Cabe señalar que este máximo fue muy pequeño a comparación de los anteriores. Haciendo una comparación con las figuras 6.5 y 6.6 se trazan dos líneas de color verde desde el año 2014 considerado como el punto máximo de actividad del ciclo solar 24, hasta el 2015 para poder ver si se encuentra alguna relación entre todos estos parámetros. No se aprecia claramente alguna relación ya que cuando la actividad solar está en un punto de 120 manchas en el 2014 tiene una tendencia a disminuir su número de manchas hacia el 2015, mientras que del área de los hoyos coronales dentro de este intervalo aumenta y el área del hoyo coronal que tiene un abrillantamiento decrece hacia el primer cuarto del 2014, pero después va en aumento hacia el 2015.

De los resultados anteriores se puede decir que el tamaño de los hoyos coronales se mantiene oscilando entre valores promedio de 2500 píxeles hasta 5000 píxeles, teniendo un máximo de 10,000 píxeles indicado para mediados del 2016. No muestran una relación apreciable en el aumento de emisión de microondas dentro de los hoyos coronales en función de su tamaño.

6.3. Radio Mediciones del Campo Magnético

Muchas formas de emisión electromagnética son resultado de la aceleración de cargas eléctricas (Gelfreikh, (2004)). Como vimos en el capítulo 4 los electrones pueden ser acelerados mediante campos electrostáticos generados por iones que se encuentran dentro del plasma. El campo magnético dentro de los hoyos coronales es un campo débil con valores aproximados de $0.2 G$ al nivel de la fotosfera e incrementando con la altura hasta $10 G$. Tomando esto en cuenta, se pueden descartar que ciertos mecanismos de emisión de ondas de radio tengan que ver el aumento de emisión de microondas que

se está observando en este trabajo. Tales mecanismos son el ciclotrón y sincrotrón. Ya que estos mecanismos predominan en lugares donde existen campos magnéticos y los datos con los que se trabaja son de hoyos coronales donde el campo magnético es débil.

A partir de estas consideraciones y tomando en cuenta lo que dice Gary & Hurford (2004). Se propone que el mecanismo de emisión dentro de los hoyos coronales es debido a la interacción entre los campos eléctricos de los iones y los electrones, este mecanismo es conocido como libre-libre o *Bremsstrahlung* ya que se puede realizar un diagnostico de emisión libre-libre en la atmósfera solar siempre y cuando el campo magnético que se espera calcular no sea menor a 100 G.

Una vez llegado a la conclusión de que el mecanismo probablemente responsable de la radio emisión es la emisión libre-libre, el siguiente paso es medir el campo magnético con ayuda de los radio mapas obtenidos con Nobeyama, haciendo uso de la polarización espectral de dichas observaciones. Para esto, la componente longitudinal del campo magnético B_l puede ser calculada con los datos de Nobeyama con la ecuación 6.3. una aproximación para obtener el del campo propuesta en 1980 por Bogod y Gelfreikh, donde el índice espectral $n = -\frac{\ln T_b}{\ln f}$ y P el grado de polarización pueden obtenerse directamente de las observaciones. λ es la longitud de onda con la cual se está haciendo la medición.

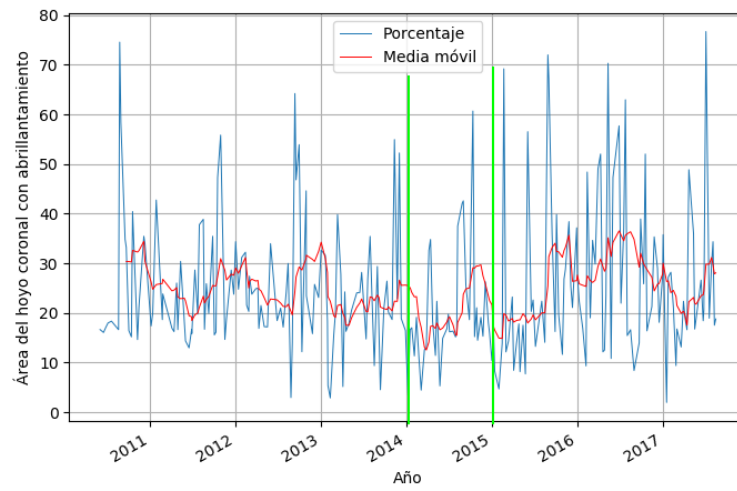
$$B_l = 107 \frac{P}{n\lambda} \quad (6.3)$$

Para campo magnéticos débiles como lo es para el caso de los hoyos coronales la polarización de los dos modos de ondas son circulares *Left handed* y *Right handed* L y R respectivamente (Gelfreikh, (1994)). De Nobeyama se pueden extraer los mapas de polarización $R + L$ y $R - L$ que en términos de polarización son los mapas I y V respectivamente. Con estos valores se puede analizar el grado de polarización de la emisión P con ayuda de la ecuación 3.28. Obteniendo resultados que oscilan entre valores del porcentaje del grado de polarización de -2% hasta valores de 6% a lo largo de los 6 años. En la figura 6.10. se observa que la polarización se mantiene oscilante sobre el eje de polarización 0, (línea azul) lo que indica que la polarización de la emisión es débil. También se calcula el promedio de la polarización (línea roja) obteniendo un resultado de 0.2364%.

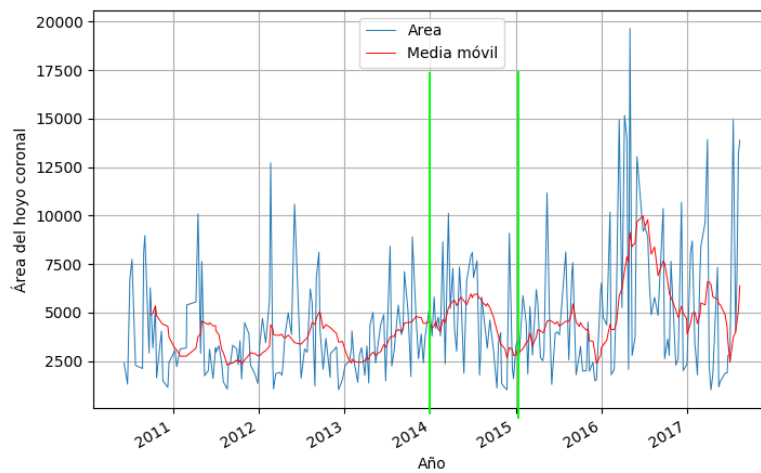
Además, es necesario contar con algunas observaciones espectrales para calcular el índice espectral n , pero esta es ciertamente una de las principales limitaciones de los

datos de Nobeyama, entonces, lo que se hace como menciona Gelfreikh, (2006) es usar algunas aproximaciones tomando en cuenta que si se observa un mapa típico del sol en calma no se observa un incremento significativo del brillo sobre la mayor parte de ésta. Esto implica que no existiría una diferencia significativa en la estructura térmica de la atmósfera solar a los niveles a los cuales se está observando la emisión. Es por esto que es razonable usar un índice espectral $n \approx 1$ que es un valor conocido para el Sol en calma a 17 GHz.

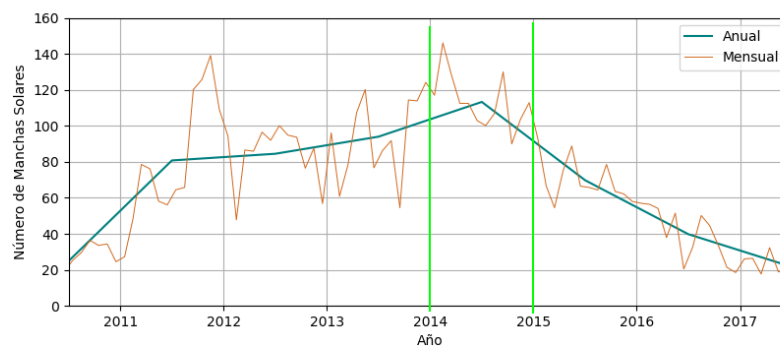
Ya que se obtienen el grado de polarización promedio de la emisión, considerando un índice espectral 1 y tomando en cuenta que la longitud de onda a la cual se esta observando es de 1.76 centímetros, se obtiene que la intensidad del campo magnético longitudinal promedio dentro de los hoyos coronales con la ecuación 6.3, obteniendo como resultado un valor de 14.37 *G*. Este es un valor promedio que bastante acorde al valor esperado dentro de un hoyo coronal.



(a) Serie de tiempo del porcentaje de área que tiene abrillantamiento.



(b) Serie del tiempo de las áreas de los hoyos coronales.



(c) Serie de tiempo de las manchas solares por mes y año

Figura 6.7

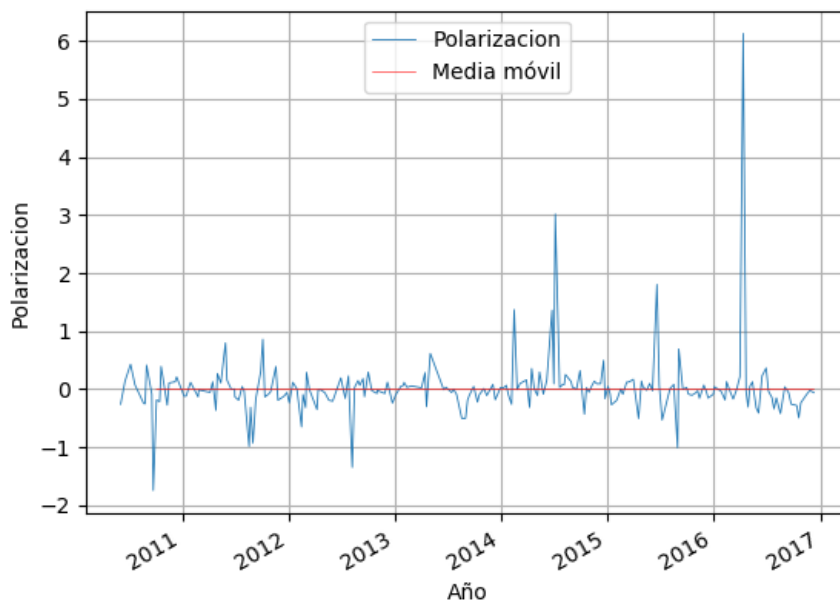


Figura 6.8: Porcentaje de polarización obtenido de los mapas $R + L$ y $R - L$ de Nobeyama a 17 GHz. (línea azul). La línea roja es el promedio de que la misma polarización con un valor de 0.2364% , valor cercano a cero que parece ser plano.

Capítulo 7

Conclusiones

El estudio que se realizó sobre el aumento de emisión de microondas dentro de los hoyos coronales consistió primero en comprobar con ayuda de los datos de el radiotelescopio de Nobeyama la existencia del fenómeno que en trabajos previos habían encontrado Gopalswamy et al., (1998). Una vez encontrado el aumento de emisión se propuso encontrar que relación entre el tamaño de los hoyos coronales y el aumento de la emisión. Para finalizar, basados en las características de los hoyos coronales se propuso un mecanismo relacionado al aumento de la emisión y con ayuda de eso se calculó el valor de la intensidad del campo magnético dentro de los hoyos coronales.

Se eligieron mapas con una polarización $R + L$ de NoRH a partir del 2010 hasta el 2017 que tuvieran hoyos coronales que cumplieran que estuvieran completamente frente a la Tierra cuando fueron observados, que no fueran hoyos coronales polares para evitar el efecto de abrillantamiento polar. Se procesaron un total de 217 archivos con ayuda de *Python* en donde se procesó archivo por archivo que, con ayuda de librerías específicas como *Sunpy*, algoritmos tales como *SPoCA*, se extrajo la información necesaria de los hoyos coronales.

Con la información de los hoyos coronales se obtuvo un valor medio de la temperatura de brillo 10,600k que se consideró como el valor límite de la emisión. Cualquier valor dentro del hoyo coronal que sobrepasara este valor fue considerado como aumento en la emisión. El aumento dentro del hoyo coronal no era uniforme y había parches donde éste aumentaba en promedio 1000 k. Después se midió el tamaño de los hoyos coronales que se estudiaron obteniendo como valor promedio de área un valor de $2.5 \times 10^3 \text{ pixeles}^2$, en donde en promedio el 25% de esa área es la que emite este aumento de abrillantamiento.

Con los datos del área de los hoyos coronales y el porcentaje de la misma con un

aumento de emisión se graficó una regresión lineal con la cual no se observó relación alguna con cada una de las variables. También se graficaron series de tiempo de los dos conjuntos de datos que se obtuvieron y de las manchas solares en el mismo intervalo de tiempo. Se delimitó un tiempo del 2014 al 2015 en las tres series y se observó que mientras el tamaño de los hoyos coronales va en aumento llegando a su máximo a mediados del año y disminuyendo hacia la otra mitad, el porcentaje del área que tiene abrillantamiento dentro de los hoyos coronales decrece al igual que lo hace el número de manchas solares y después aumenta al llegar al 2015, mientras que las manchas solares sigue decreciendo. A pesar de que hay una aparente anti correlación, esto no es muy evidente para todos los años.

Como el mecanismo de radio emisión electromagnética que predomina en los hoyos coronales debe de ser alguno que no dependa del campo magnético, ya que dentro de los hoyos coronales el campo magnético es débil comparado con las demás zonas del disco solar. Se propuso que fuera un mecanismo libre-libre (*Bremsstrahlung*). Partiendo de esta propuesta, se midió el campo magnético con ayuda de los mapas de polarización $R-L$ y $R+L$, tomando en cuenta la ecuación propuesta por Bogod y Gelfreikh (1980) y se obtuvo como resultado un campo magnético de $14.37 G$, que es un valor que entra en el rango esperado cuando se calcula el campo magnético involucrado en una emisión libre-libre.

Es claro que la tarea de estudiar este aumento en la emisión de radiación dentro de los hoyos coronales no está aún resuelta en su totalidad. Haber encontrado el incremento de emisión de microondas que ha sido visto anteriormente y realizar un análisis estadístico para obtener información y proponer un mecanismo de emisión sobre él no implica haber terminado con el problema. Por otra parte el análisis que se realizó puede ser mejorado con una cantidad mayor de archivos, por ejemplo, para observar y medir la evolución del abrillantamiento de los hoyos coronales en función del tiempo. El desarrollo de un trabajo futuro, con mejores aproximaciones, utilizando mejores herramientas de alta resolución espacial, pueden mejorar los resultados generando grandes aportes para la teoría de la física solar.

El desarrollo en un futuro de estos enfoques, utilizando herramientas de alta resolución espacial y espectral, pueden dar una nueva base de observación para la teoría del plasma solar.

Appendices

Apéndice A

SPoCA-Suite

(30) El algoritmo *SPoCA* (Spatial Possibilistic Clustering Algorithm), es más bien un suite informático o en otras palabras es un set de algoritmos que permiten la separación y la extracción de regiones activas, regiones tranquilas y hoyos coronales en imágenes de EUV. Dicho suite está escrito en C++ y contiene wrappers escritos en Python. Dentro del conjunto de algoritmos que incluye *SPoCA* se encuentran: Fuzzy c-means, Possibilistic c-means, PCM2 entre otros, que en conjunto nos permiten realizar estudios automáticos de las propiedades de las regiones anteriormente mencionadas.

Para poder segmentar una imagen EUV en AR (regiones activas), QS (regiones tranquilas) y CH (Hoyos coronales) lo que se realiza es asignar cada píxel de la imagen una de las clases anteriores basándose en el valor del píxel dentro de la imagen. Así los píxeles con mayor valor corresponderán a AR, aquellos con valor medio a QS y los píxeles con los valores más bajos se asignarán a los CH. Cada clase de datos eventualmente generará un vector de píxeles asociados los cuales naturalmente formarán clusters de información.

Al obtener la información en clusters lo obvio es trabajar con técnicas de clustering. Estas técnicas se utilizan en la rama de minería de datos y su principal función es identificar agrupaciones de forma automática de acuerdo a una medida de similitud entre los elementos con los que se este trabajando.

A.1. Fuzzy C-means

El agrupamiento difusivo o en inglés fuzzy clustering es un algoritmo de agrupamiento donde cada elemento tiene un grado de pertenencia difuso a los grupos. Esto

se logra caracterizando la muestra utilizando funciones de pertenencia que toman valores que oscilan entre 0 y 1.

Sea $X = (x_1, \dots, x_n)$ un subconjunto de un espacio Euclidiano de dimensión s y c un entero positivo mayor que 1. Una partición difusa de X en c grupos es una tupla de c funciones de pertenencia $\mu = (\mu_1, \dots, \mu_c)$ done se cumple que:

1. $0 \leq \mu_i(x) \leq 1, \forall_i = 1, \dots, c$
2. $0 < \sum_{j=1}^n \mu_i(x_j) < 1, \forall_i$
3. $\sum_{i=1}^c \mu_i(x_j) = 1, \forall_j$

Las particiones difusas se representan como una matriz asociando cada fila a uno de los c grupos y cada columna a uno de los elementos de X , de forma tal que el valor en la fila i y la columna j indique la pertenencia del elemento j al grupo i .

El procedimiento, en sentido general, consiste en minimizar iterativamente esta función hasta obtener una partición difusa óptima. Se han propuesto varios criterios de agrupamiento para obtener la partición difusa óptima para X , pero el más popular hasta el momento está asociado con la función de error mínimo cuadrático:

$$J_m(U, v) = \sum_{k=1}^n \sum_{i=1}^c (u_{ik})^m d_{ik}^2 \quad (\text{A.1})$$

Donde el valor d_{ik}^2 indica la distancia cuadrada entre elementos de X y los centros de los grupos que puede calcularse con la ecuación A.2

$$d_{ik}^2 = \|x_k - v_i\|_A^2 = (x_k - v_i)^T A (x_k - v_i) \quad (\text{A.2})$$

Donde:

- $X = (x_1, x_2, \dots, x_n) \subset \mathfrak{R}^s$ son los datos
- $v_i = (v_{i1}, v_{i2}, \dots, v_{ic})$ es el vector centro del grupo i .
- A es una matriz definida positiva de pesos de dimensiones $(n \times n)$

A.2. Possibilistic C-means algorithm (PCM)

Los algoritmos Possibilistic c-Means aparecen con el objetivo de resolver el mal comportamiento de los algoritmos Fuzzy c-Means al ser utilizados en conjuntos de datos con mucho ruido. Estos algoritmos se caracterizan por interpretar los valores u_{ij} como grados de compatibilidad con los grupos, en lugar de probabilidades de pertenencia. Para ello, se relaja la restricción de las particiones difusas que obliga a que la suma de los grados de pertenencia de un elemento hacia todos los grupos sea uno, exigiendo solamente que al menos uno de los grados de pertenencia sea positivo.

Por lo tanto, las restricciones en la definición de partición difusa podrían reescribirse como:

1. $0 \leq \mu_i(x) \leq 1, \forall_i = 1, \dots, c$
2. $0 < \sum_{j=1}^n \mu_i(x_j) < 1, \forall_i$
3. $\max_i \mu_i(x_j) = 1, \forall_j$

Una de las funciones objetivos más utilizadas por estos algoritmos es la siguiente:

$$J_m(U, v, \eta) = \sum_{k=1}^n \sum_{i=1}^c (u_{ik})^m d_{ik}^2 + \sum_{i=1}^c \eta_i \sum_{k=1}^n (1 - u_{ik})^m \quad (\text{A.3})$$

Esta es la misma función objetivo de los algoritmos Fuzzy c-Means con un término añadido que impide que la partición obtenida sea la solución trivial donde todos los valores de pertenencia sean iguales a cero. El vector $\nu = (\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_c)$ es un vector de valores positivos, donde sus valores ν_i denotan la distancia desde el centro del grupo i a la que el grado de pertenencia de un elemento es 0.5. Estos valores determinan el tamaño y forma de sus grupo correspondiente y generalmente se calculan utilizando la siguiente fórmula.

$$\eta_i = K \frac{\sum_{j=1}^n u_{ij}^m d_{ij}^2}{\sum_{j=1}^n u_{ij}^m} \quad (\text{A.4})$$

donde K es normalmente uno.

El procedimiento general para estos algoritmos es:

1. Fijar c , m , A y $\|k\|_A U^{(0)} \in M_{fc}$ Estimar los valores de ν .
2. Calcular los centros de los grupos con la fórmula: $v_i = \frac{\sum_{k=1}^n (u_{ik})^m x_k}{\sum_{k=1}^n (u_{ik})^m}$; $1 \leq i \leq c$
3. Actualizar la matriz de partición difusa $U = [u_{ik}]$ con $u_{ik} = (1 + (\frac{d_{ik}^2}{\eta_i})^{\frac{1}{m-1}})^{-1}$; $1 \leq k \leq n$; $1 \leq i \leq c$
4. Si se alcanzó el criterio de parada, terminar. En caso contrario, regresar al paso 2.

Una de las grandes ventajas de utilizar *SPoCA – suite* es que sirve como modulo en el "Feature Finding Team", el cual es la fuente principal de módulos para el *EDS* o sistema de detección de eventos en español usado para el *SDO* (Solar Dynamics Observatory). Mientras que varios de los módulos del *EDS* se encuentran corriendo simultáneamente en el Observatorio Astronómico Smithsoniano (con un tiempo de lag de unos cuantos días), *SPoCA* es uno de los módulos de *EDS* que se ejecutan en tiempo casi real en el Laboratorio Astrofísico y Solar Lockheed Martin. Cada cuatro horas, el *EDS* genera y carga las entradas *SPoCA* en los catálogos *AR* y *CH* del *HEK* o Heliophysics Events Knowledgebase. El *HEK* está además vinculado mediante una API a la interfaz gráfica *isolsearch 2*, el paquete de software de ontología de Solarsoft (*SSW*) 3 y la herramienta de visualización *JHelioviewer*.(30)

Apéndice B

Solución de integral de Larmor

La integral que se resuelve a continuación es para obtener la fórmula de Larmor descrita en el capítulo 3.

Partiendo de la siguiente ecuación:

$$\int |S| = \frac{1}{4\pi} \frac{e^2 a^2}{c^3} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{\text{sen}^2\theta}{r^2} d\theta d\phi$$

Se debe de integrar sobre una esfera ya que la radiación emitida es radiada a todas las direcciones, entonces, al integrar de esta forma se tiene que tomar en cuenta que el diferencial de volumen es de la forma: $r^2 \text{sen}\theta dr d\theta d\phi$. Entonces lo que se obtiene sería:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \text{sen}^3\theta d\theta d\phi$$

de la cual solamente se tomará la integral del centro que es la mas pesada.

$$\int_0^\pi \text{sen}^3\theta d\theta$$

Separando la función en dos partes de obtiene que

$$\int_0^\pi \text{sen}^2\theta \text{sen}\theta d\theta$$

Usando la siguiente identidad: $\text{sen}^2\theta = 1 - \text{cos}^2\theta$ Se aplica integración por partes

tomando que $u = \cos(x)$

$$\begin{aligned}\frac{du}{dx} &= -\operatorname{sen}(x) \\ \Rightarrow du &= -\operatorname{sen}(x)dx \\ \Rightarrow dx &= \left(-\frac{1}{\operatorname{sen}(x)}\right) du\end{aligned}$$

La integral quedaría de la forma:

$$\int_0^\pi (1 - u^2)\operatorname{sen}(x) \left(-\frac{1}{\operatorname{sen}(x)}\right) du$$

donde aplicando álgebra se obtiene una integral más reducida

$$\int_0^\pi -1 + u^2 du$$

Resolviendo la integral se obtiene $-u + \frac{u^3}{3}$ y sustituyendo u en la solución se obtiene el resultado final:

$$= -\cos(x) + \frac{\cos^3(x)}{3} + c$$

Ya para finalizar se calculan los límites que de hacerlo obtenemos $\frac{4}{3}$, ya para finalizar la integral que falta es:

$$\int_0^{2\pi} d\phi = 2\pi$$

Sustituyendo los resultados en la primer ecuación:

$$P = \frac{1}{4\pi} \frac{e^2 a^2}{c^3} \frac{4}{3} 2\pi$$

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2 a^2}{c^3}$$

Apéndice C

Integral para calcular W emitida por Bremsstrahlung

Partimos de la ecuación 4.18:

$$W = \frac{4}{3} \frac{Z^2 e^6}{m^2 c^3 p^4} \int_{-\infty}^{\infty} \cos^6 \psi(t) dt \quad (\text{C.1})$$

Para realizar la integral que se encuentra es la ecuación primero se observa que la dependencia funcional de $\psi(t)$ se puede obtener de la ley de áreas de Kepler, pero las energías que los electrones radian son muy bajas, de modo que las velocidades de los electrones son casi constantes, entonces si se define que :

$$dF = \frac{1}{2} l^2 d\psi \quad (\text{C.2})$$

Entonces en cualquier movimiento gobernado por una fuerza central.

$$\dot{F} = \frac{1}{2} l^2 \frac{d\psi}{dt} = \text{const.} \quad (\text{C.3})$$

Pero al tiempo $t = 0$ el electrón alcanza su acercamiento más cercano a p ver figura 4.2 y tiene una velocidad v , entonces:

$$\dot{F} = \frac{1}{2} p v \quad (\text{C.4})$$

y por lo tanto se puede realizar un cambio de variable de la forma:

$$dt = \frac{l^2}{vp} d\psi = \frac{p}{v \cos^2 \psi} d\psi \quad (\text{C.5})$$

Es así que se llega a la nueva ecuación:

$$W = \frac{4}{3} \frac{Z^2 e^6}{m^2 c^3 p^4} \frac{p}{v} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^4 \psi d\psi \quad (\text{C.6})$$

Resolviendo la integral

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^4 \psi d\psi \quad (\text{C.7})$$

Se puede separar de la forma $\cos^3(\psi) \cos(\psi)$ para aplicar integración por partes tomando los parámetros siguientes: $u = \cos^3(\psi)$ y $v' = \cos(\psi)$ llegando a la siguiente integral.

$$\cos^3(\psi) \text{sen}(\psi) - \int -3\cos^2(\psi) \text{sen}^2(\psi) d\psi \quad (\text{C.8})$$

Resolviendo la nueva integral de C.8 se toma en cuenta la siguiente identidad trigonométrica $\cos^2(\psi) \text{sen}^2(\psi) = \frac{1 - \cos(4\psi)}{8}$

$$-3 \int \frac{1 - \cos(4\psi)}{8} d\psi \quad (\text{C.9})$$

Resolviendo la integral de C.9 se obtiene

$$-\frac{3}{8}x - \frac{1}{4}\text{sen}(4\psi) \quad (\text{C.10})$$

Lo que da por resultado la siguiente expresión:

$$\cos^3(\psi) \text{sen}(\psi) + \frac{3}{8}x - \frac{1}{4}\text{sen}(4\psi) \quad (\text{C.11})$$

Calculando los límites inferior y superior:

$$\lim_{x \rightarrow 0} \cos^3(\psi) \text{sen}(\psi) + \frac{3}{8}x - \frac{1}{4}\text{sen}(4\psi) = 0 \quad (\text{C.12})$$

$$\lim_{x \rightarrow \frac{\pi}{2}} \cos^3(\psi) \sin(\psi) + \frac{3}{8}x - \frac{1}{4}\sin(4\psi) = \frac{3\pi}{16} \quad (\text{C.13})$$

Por lo tanto la solución a la integral es $\frac{3\pi}{16}$ y reemplazando el valor en la ecuación C.6 obtenemos la siguiente expresión:

$$W = \frac{\pi}{4} \frac{Z^2 e^6}{m^2 c^3 p^3 v} \quad (\text{C.14})$$

Que sería la energía total irradiada por un electrón si se mueve dentro de un campo electrostático de un ión con carga Ze .

Apéndice D

Dipolo de Hertz

[Fitzpatrick R. (2006)] Un elemento infinitesimal excitado con una corriente que se encuentra alternando se le conoce como **Dipolo de Hertz**. En la práctica una antena lineal puede ser estudiada por este tipo de dipolo si ésta es de un tamaño mucho menor al de la longitud de onda.

Hertz calculó que el vector potencial debido a ondas electromagnéticas sobre un elemento de longitud Δl y de una sección transversal q puede calcularse si se considera que una corriente I fluye sobre el dipolo.

Tomando en cuenta que la densidad de corriente es en el dipolo es

$$|J| = \frac{I}{q} \quad (\text{D.1})$$

y fuera de él es $J = 0$. La integral de volumen es solamente para el dipolo de la forma

$$dv = q\Delta l \quad (\text{D.2})$$

Si se considera un marco de referencia rectangular de la forma (x, y, z) los límites del dipolo serían: $z = \frac{\Delta l}{2}$ hasta $z = -\frac{\Delta l}{2}$ en z y $J_x = J_y = 0$. Entonces, J_z debería ser la dirección del vector del potencial

$$J_z = \frac{I}{q} e^{-i\omega t} \quad (\text{D.3})$$

De acuerdo a las funciones de Green en una onda electromagnética se calcula la

siguiente integral sobre la dirección z del potencial

$$A_z = \frac{1}{c} \int_{-\frac{\Delta l}{2}}^{+\frac{\Delta l}{2}} \frac{I q}{q r} e^{-iw(t-\frac{r}{c})} dl \quad (\text{D.4})$$

Obteniendo como resultado

$$A_z = \frac{1}{c} \frac{I \Delta l}{r} e^{-i(\omega t - kr)} \quad (\text{D.5})$$

Apéndice E

Gráficas por año del fenómeno observado

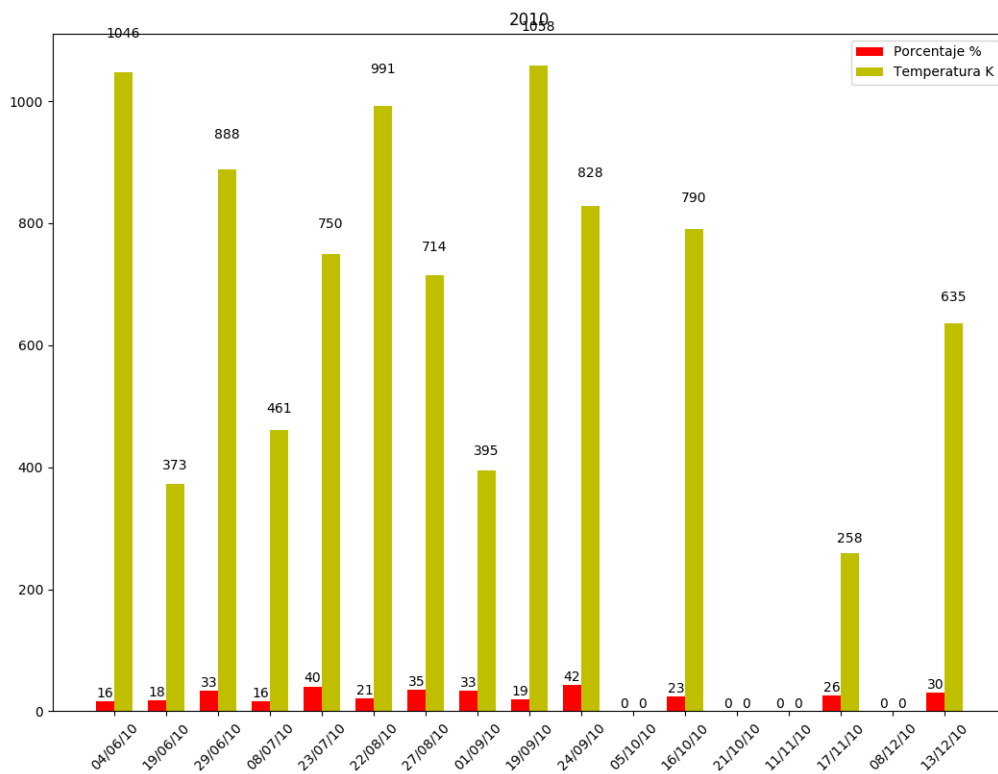


Figura E.1: 2010

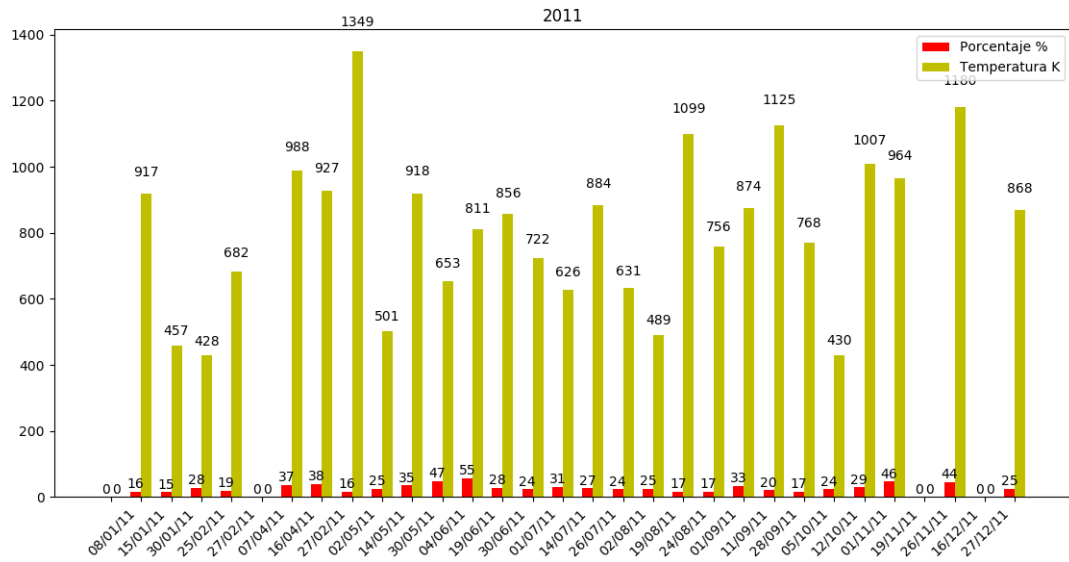


Figura E.2: 2011

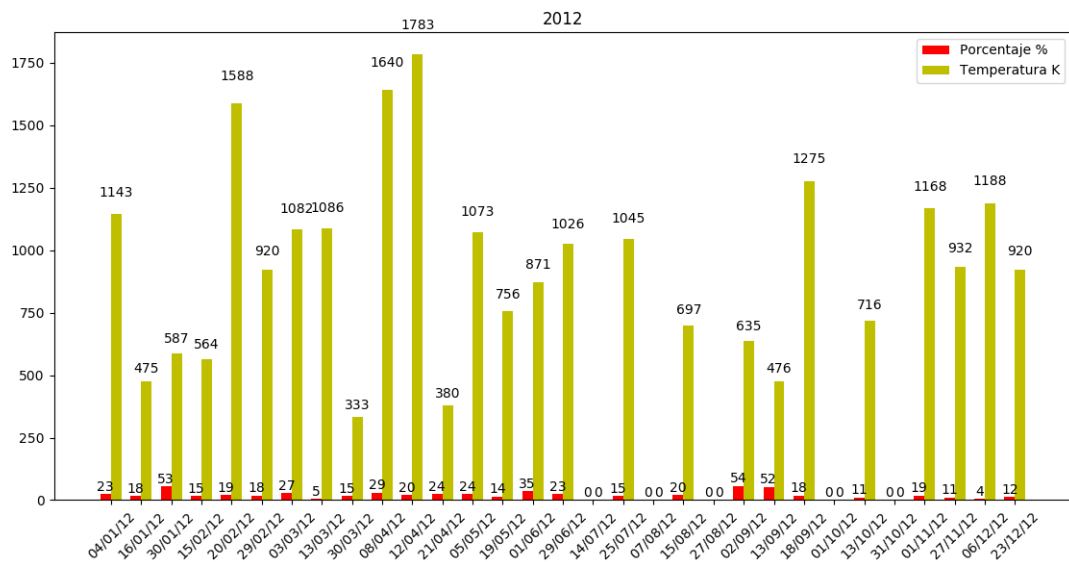


Figura E.3: 2012

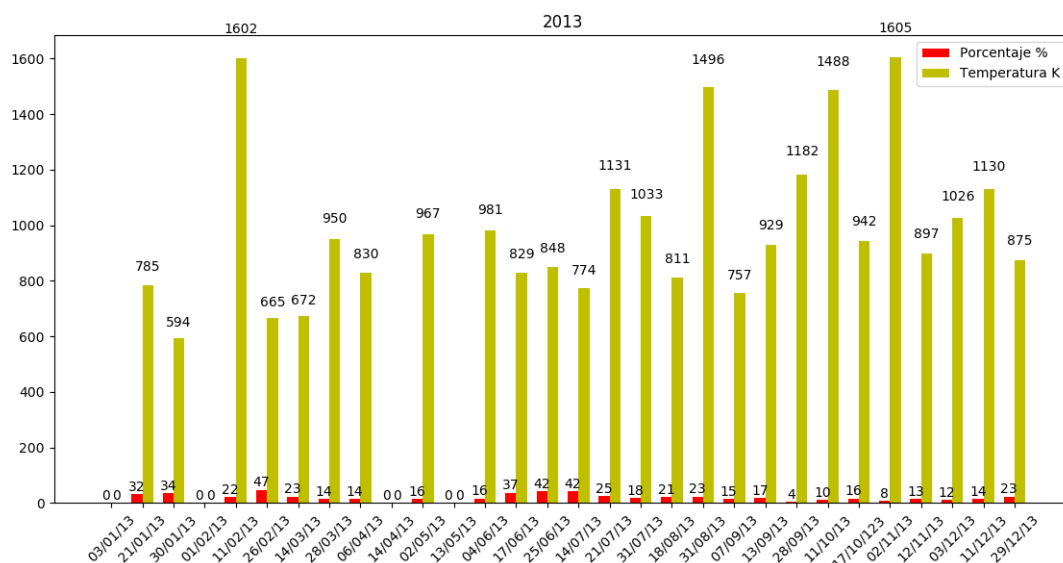


Figura E.4: 2013

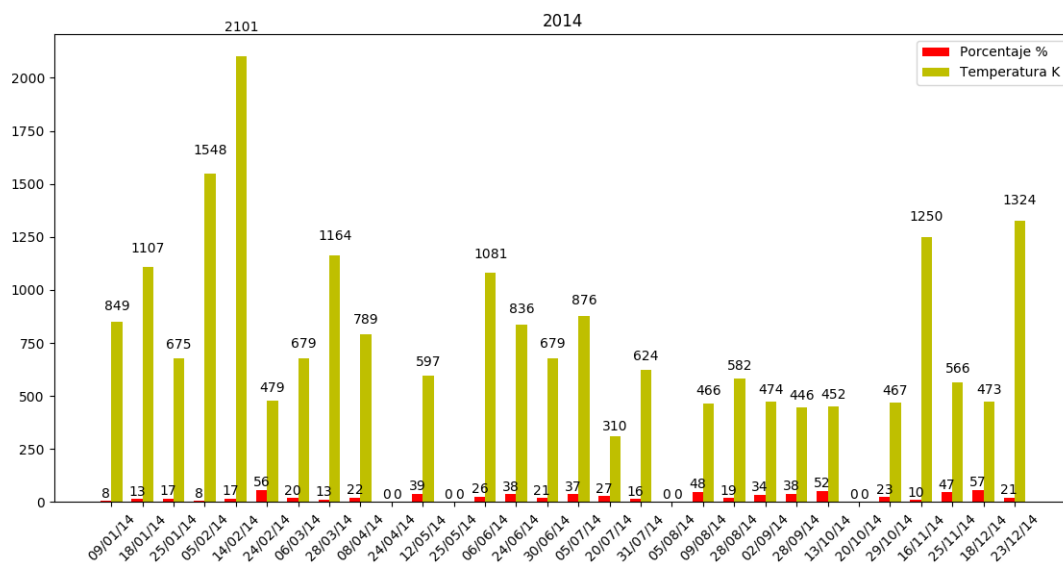


Figura E.5: 2014

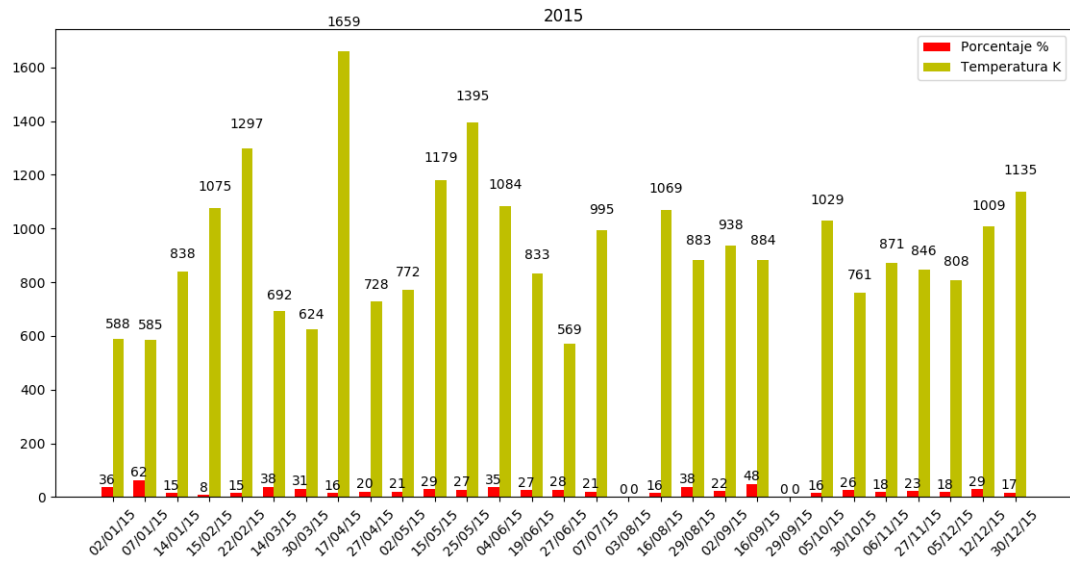


Figura E.6: 2015

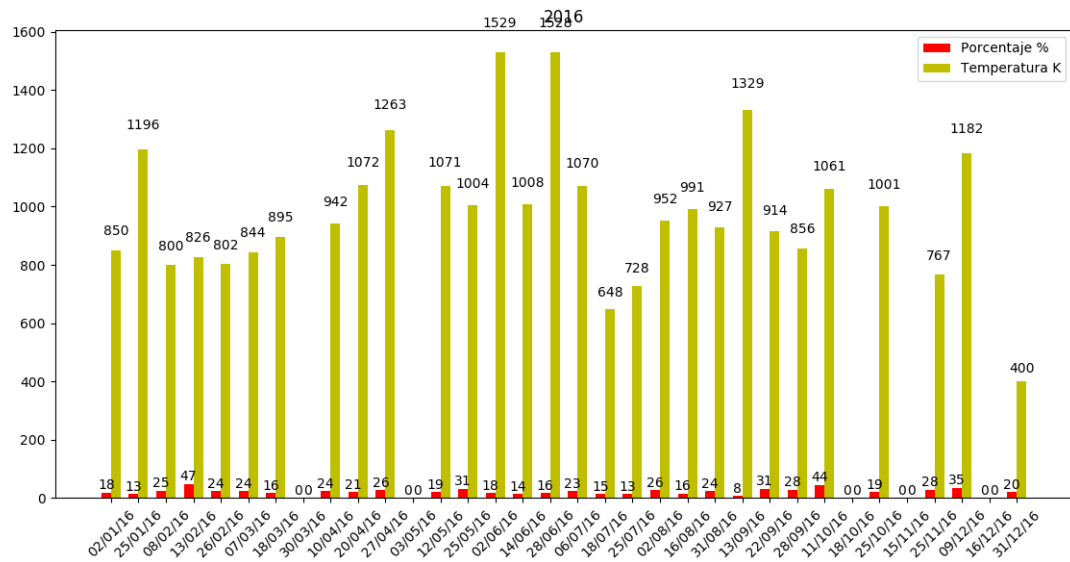


Figura E.7: 2016

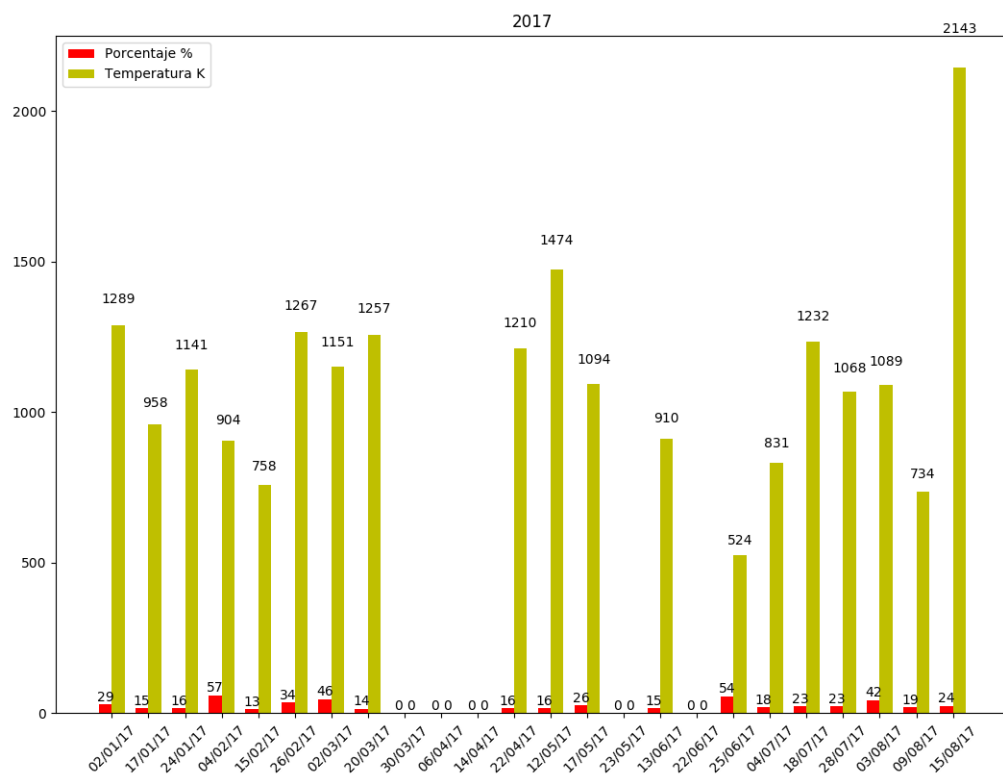


Figura E.8: 2017

Bibliografía

- [1] Aschwanden, M. (2006). Physics of the solar corona: an introduction with problems and solutions. Springer Science & Business Media.
- [2] Aznar, Á. C., & Roca, L. J. Juan Manuel Rius casals, Jordi Romeu Robert, and Sebastián Blanch Boris. Antenas. Edicions UPC, 1998. ISBN 84-8301-625-7.
- [3] Benz, A. O. (2012). Plasma astrophysics: Kinetic processes in solar and stellar coronae (Vol. 184). Springer Science & Business Media.
- [4] Borovik, V. N., Medar, V. G., & Korzhavin, A. N. (1999). First measurements of the magnetic field in a coronal hole from RATAN-600 radio observations of the Sun. *Astronomy Letters*, 25, 250-257.
- [5] Carroll, B. W., & Ostlie, D. A. (2007). An introduction to modern astrophysics. Cambridge University Press.
- [6] Gary, D. E., & Hurford, G. J. (2004). Radio spectral diagnostics. In *Solar and space weather radiophysics* (pp. 71-87). Springer, Dordrecht.
- [7] Eddy J. A. A New Sun: The Solar Results from Skylab , National Aeronautics and Space Administration, Washington, D.C. (1979)
- [8] Fitzpatrick, R. (2014). Plasma physics: an introduction. Crc Press.
- [9] Fitzpatrick, R. (2006). Classical electromagnetism. The University of Texas at Austin, Austin.
- [10] Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. (2008). Radiative processes in astrophysics. John Wiley & Sons.
- [11] Gelfreikh, G. B. (2004). Coronal magnetic field measurements through Bremsstrahlung emission. In *Solar and Space Weather Radiophysics* (pp. 115-133). Springer, Dordrecht.

- [12] Gelfreikh, G. B. (1994). Radio measurements of coronal magnetic fields. In IAU Colloq. 144: Solar Coronal Structures (pp. 21-28).
- [13] Fisher D. (1998) "Basics of Radio Astronomy for the Goldstone-Apple Valley Radio Telescope".
- [14] Gary D.E., Hurford G. J. Solar Radio Burst Spectral Observations, Particle Acceleration and Wave-Particle Interactions. Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series (1989)
- [15] Gopalswamy, N., Shibasaki, K., DeForest, C. E., Bromage, B. J. I., & Del Zanna, G. (1998). Multiwavelength observations of a coronal hole. In Synoptic Solar Physics (Vol. 140, p. 363).
- [16] Gopalswamy, N., Shibasaki, K., & Salem, M. (2000). Microwave enhancement in coronal holes: statistical properties. *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 21(3-4), 413-417
- [17] Kaufmann, P., Strauss, F. M., Costa, J. E. R., & Correia, E. (1993). Circular polarization of solar bursts at 22 GHz. *Solar physics*, 148(2), 341-358.
- [18] Kraus, J. D. (1988). *Antennas*, McGraw-Hill.
- [19] Kraus, J. D., Tiuri, M., Räsänen, A. V., & Carr, T. D. (1986). *Radio astronomy* (Vol. 69). Powell, Ohio: Cygnus-Quasar Books.
- [20] Kraus, J. D. (1953). The Ohio state radio telescope. *Sky and Telescope*, 12.
- [21] Krüger, A. (2012). *Introduction to solar radio astronomy and radio physics* (Vol. 16). Springer Science & Business Media.
- [22] Likhachev, V. P., Maximon, L. C., Gavrikov, V. B., Martins, M. N., da Cruz, M. T. F., & Shostak, V. B. (2002). Circularly and linearly polarized bremsstrahlung produced by polarized electrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 495(2), 139-147.
- [23] Mumford, S. J., Christe, S., Pérez-Suárez, D., Ireland, J., Shih, A. Y., Inglis, A. R., ... & Freij, N. (2015). SunPy—Python for solar physics. *Computational Science & Discovery*, 8(1), 014009.
- [24] Proyecto académico con el radiotelescopio de la NASA en Robledo. <http://www.partner.cab.inta-csic.es/index.php>
- [25] Raouafi, N. E. (2011). Coronal Polarization. arXiv preprint arXiv:1104.0598.

-
- [26] Rohlfs, K., & Wilson, T. L. (2013). Tools of radio astronomy. Springer Science & Business Media.
- [27] Shibasaki, K., Alissandrakis, C. E., & Pohjolainen, S. (2011). Radio emission of the quiet Sun and active regions (invited review). *Solar Physics*, 273(2), 309-337.
- [28] Shu, F. H. (1991). The physics of astrophysics. Volume 1: Radiation. The physics of astrophysics. Volume 1: Radiation., by Shu, FH. University Science Books, Mill Valley, CA (USA), 1991, 446 p., ISBN 0-935702-64-4,.
- [29] Thompson, A.R., Moran, J. M. & Swenson G. W. Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy. (1986). Third Edition. New York et al.: Wiley.
- [30] Verbeeck, C., Delouille, V., Mampaey, B., & De Visscher, R. (2014). The SPoCA-suite: Software for extraction, characterization, and tracking of active regions and coronal holes on EUV images. *Astronomy & Astrophysics*, 561, A29.
- [31] Vladimir, M. P., Prosovetsky, D. V., Grechnev, V. V., Krissinel, B. B., & Shibasaki, K. (2006). On the relation of brightness temperatures in coronal holes at 5.7 and 17 GHz. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 58(1), 1-10
- [32] Yoshiike, H., & Nakajima, H. (2000). Microwave enhancement in low-latitude coronal holes. *Advances in Space Research*, 25(9), 1757-1760.