

## MÁSTER EN ASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA

Efecto de las turbulencias atmosféricas terrestres sobre los parámetros de Stokes usados para el cálculo del campo magnético solar

*Curso académico: 2017-2108. Fecha de convocatoria:  
Octubre 2109*

Trabajo dirigido por:  
Dr. Santiago Vargas Domínguez



Restrepo Gómez René

DNI: 02797460-Q

e-mail: rrestre6@gmail.com

# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Objetivos . . . . .	4
1.2. Estructura del documento . . . . .	5
<b>2. Simulación de las turbulencias atmosféricas</b>	<b>7</b>
2.1. Modelo de turbulencia de Kolmogorov . . . . .	8
2.1.1. Parámetro estructural de índice de refracción $C_n^2$ . . . . .	10
2.2. Simulación atmosférica usando LES . . . . .	11
2.2.1. Fundamentos de LES y Software PALM . . . . .	12
2.2.2. Resultados de las simulaciones atmosféricas . . . . .	14
<b>3. Propagación de la luz en medios inhomogéneos</b>	<b>19</b>
3.1. Algoritmo de espectro angular para la propagación de la luz en la atmósfera . . . . .	20
3.2. Definición de $\Phi_n$ y $\Phi_\phi$ . . . . .	21

3.3. Cálculo de las máscaras de fase usando PSDs . . . . .	23
3.4. Función de transferencia óptica (OTF) y función de punto esparcido (PSF) . . . . .	24
3.5. Resultados . . . . .	25
<b>4. Espectro-polarimetría Solar</b>	<b>29</b>
4.1. Campo magnético del Sol . . . . .	31
4.1.1. Regiones activas . . . . .	33
4.2. El campo magnético y la polarización de la luz . . . . .	33
4.3. Resultados . . . . .	38
4.3.1. Reconstrucción de los parámetros de Stokes . . . . .	39
4.3.2. Reconstrucción del magnetograma . . . . .	43
<b>5. Conclusiones y trabajo futuro</b>	<b>47</b>
5.1. Conclusiones generales . . . . .	47
5.2. Conclusiones por capítulo . . . . .	48
5.2.1. Simulación de las turbulencias atmosféricas . . . . .	48
5.2.2. Propagación de la luz en medios inhomogéneos . . . . .	49
5.2.3. Espectro-polarimetría Solar . . . . .	49
5.3. Trabajo futuro . . . . .	50
<b>Bibliografía</b>	<b>51</b>

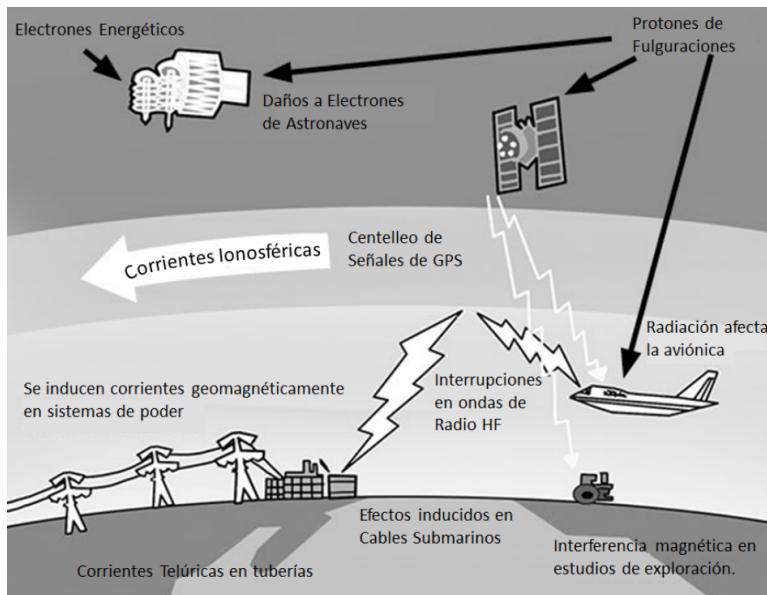
A. Configuración PALM	55
B. Rutina de simulación de la propagación de la luz	59

# Capítulo 1

## Introducción

El estudio del Sol y su interacción con la Tierra ha sido motivo de debates científicos en la astrofísica moderna Vita-Finzi (2008). La interacción Sol-Tierra tiene implicaciones directas en la vida humana y en el desarrollo de la sociedad Collins (2013), por tanto, entender dichas implicaciones parte por comprender los fenómenos que se presentan en la evolución y dinámica Solar. Las hipótesis de estudio vienen dadas por las diferentes aproximaciones de la física, desde la mecánica clásica hasta la mecánica cuántica, pasando por la física moderna Lang (2006, 2008), sin embargo, es la corroboración observacional lo que permite descartar o continuar con las hipótesis planteadas.

La instrumentación científica para la observación y comprensión del cosmos ha avanzado en los últimos 50 años mas que en toda la historia de la humanidad, con proyectos espaciales como el Hubble Space Telescope (HST) NASA-HST, el James Webb Space Telescope (JWST) STScI-JWST, Global Astrometric Interferometer for Astrophysics (GAIA) ESA-GAIA o Solar Dynamics Observatory (SDO) NASA-SDO y terrestres como Atacama Large Millimeter Array (ALMA) ESO-ALMA, Very Large Telescope (VLT) ESO-VLT o European Solar Telescope (EST) EAST-EST, por mencionar solo algunos. Estos proyectos de gran envergadura y con unas prestaciones técnicas que alcanzan en ocasiones la vanguardia tecnología, tienen como principal motivación mover las fronteras del conocimiento, razón por la



**Figura 1.1:** *Efectos adversos de las tormentas geomagnéticas en la Tierra* Collins (2013).

cual los costos de fabricación, funcionamiento y mantenimiento son elevados. Por lo general, con estos instrumentos no es posible hacer mediciones continuadas durante mucho tiempo, ya sea por las condiciones de funcionamiento y operación o por la ocupación de los mismos.

En el caso de Sol, las observación continuadas en periodos de tiempo extensos, donde las prestaciones instrumentales no sean excesivamente exigentes, a un relativo bajo costo, han sido anheladas por los físicos solares desde hace tiempo. Pero no solo los físicos solares han deseado esto, para las compañías que operan sistemas satelitales de algún tipo, entender la actividad solar les permitiría anticiparse en la protección de los equipos ante la llegada de *tormentas geomagnéticas*. La Fig. 1.1 presenta una recreación gráfica de los efectos adversos de las *tormentas geomagnéticas* en la tecnologías necesarias para la actividad humana actual.

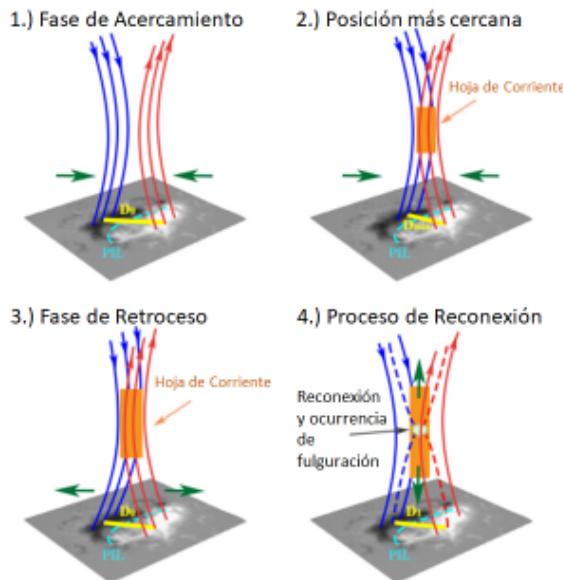
El proyecto Solar Activity Monitor NETwork (SAMNet) HSPF-SAMNet dirigido por la Fundación Húngara de Física Solar , tiene como objetivo estudiar las fulguraciones solares, principalmente, aquellas denominadas tipo X, estas emiten radiación de alta energía a altas velocidades, las partícu-

las expulsadas pueden colisionar con el campo magnético terrestre, lo cual, produce fenómenos físicos impresionantes como las auroras boreales o crear anomalías en la ionosfera que son las denominadas *tormentas geomagnéticas*. Parte del objetivo del proyecto es utilizar instrumentos de bajo costo, lo que implica obtener información con menos resolución espacial, desde múltiples sitios sobre la superficie terrestre, entre los sitios de interés están aquellos ubicados donde el rango entre el alba y el ocaso sea máximo a lo largo de año y esto ocurre en el ecuador terrestre.

En la literatura reciente Korsós et al. (2015, 2019), se han desarrollado modelos predictivos de la formación de fulguraciones, estos trabajos se basan en la premisa de dependencia entre las regiones activas magnéticamente bipolares y la formación de dichas fulguraciones solares. Las variables de interés analizadas son: las áreas y magnitud media del campo magnético en las umbras de las manchas solares de las regiones con polaridad opuesta. Con esta información se estima la distancia entre los baricentros de las zonas que son magnéticamente opuestas, el cual, es el parámetro principal de predicción. La Fig. 1.2 muestra una representación del proceso de formación de una fulguración solar asociada al cambio en la distancia de manchas con polaridad opuesta ocurriendo en una región activa.

La información de entrada para el cálculo de los baricentros son los magnetogramas y estos son obtenidos a partir de modelos matemáticos de inversión de los parámetros de Stokes Toro-Iniesta (2003), los cuales a su vez, son obtenidos por los verdaderos parámetros observables para telescopios en el rango de las longitudes de onda entre el visible y el infrarrojo cercano, parámetros que son medidas de intensidad lumínica en diferentes estados de polarización del campo eléctrico.

La adquisición de las imágenes desde telescopios ubicados en tierra se verán afectadas por el *seeing* atmosférico y por las aberraciones propias del sistema óptico Schmidt (2010), perdiendo éstas, calidad e información asociada a las altas frecuencias, más aún si el telescopio está ubicado en la franja ecuatorial terrestre como se propone en el proyecto SAMNet, donde las turbulencias atmosféricas suelen ser mayores a los telescopios ubicados en latitudes mas lejanas.



**Figura 1.2:** Formación de fulguraciones debido al cambio en la distancia de las manchas con polaridad opuesta, Adaptado de Korsós et al. (2019) en Granados-Hernández (2019).

### 1.1. Objetivos

Por tanto, este trabajo de fin de máster, tiene como objetivo principal, determinar vía simulación, los efectos negativos de las turbulencias atmosféricas terrestres sobre los parámetros de Stokes usados para el cálculo del campo magnético solar, en una ubicación específica del ecuador terrestre, localizada en Colombia y con los siguientes objetivos específicos:

1. Encontrar vía simulación con la metodología Large Eddy Simulation (LES), el parámetro estructural de índice de refracción.
2. Simular la propagación de un campo de luz (imágenes del Sol sin atmósfera terrestre extraídas de SDO) a través de la atmósfera terrestre usando el parámetro estructural de índice de refracción encontrado y un telescopio ideal de apertura menor a 0.5 m, usando la teoría clásica de propagación de la luz en medios inhomogéneos.
3. Reconstruir los parámetros de Stokes a partir de las imágenes obtenidas

- de propagar la luz polarizada a través de la atmósfera terrestre.
4. Comparar los resultados obtenidos contra los parámetros de Stokes entregados por SDO.

## 1.2. Estructura del documento

Este trabajo esta dividido en 5 capítulos. El Capítulo actual, que introduce al problema planteado y a los objetivos a resolver. El Capítulo 2 muestra el procedimiento para calcular el parámetro estructural de índice de refracción usando LES, con el programa de acceso libre Maronga et al. (2015); PALM<sup>1</sup>. El Capítulo 3 desarrolla la teoría clásica de propagación de la luz en medios inhomogéneos, con el fin de encontrar el Point Spread Function (PSF) que caracterice la atmósfera, y así encontrar las imágenes necesarias para reconstruir los parámetros de Stokes. En el Capítulo 4 se introduce la espectro-polarimetría solar y se hace un análisis sobre los resultados obtenidos. Por ultimo, En el Capítulo 4 se presentan las conclusiones y el trabajo futuro.

---

<sup>1</sup>Sistema de modelado meteorológico avanzado y moderno para la simulación de flujos de capa límite atmosférica y oceánica.

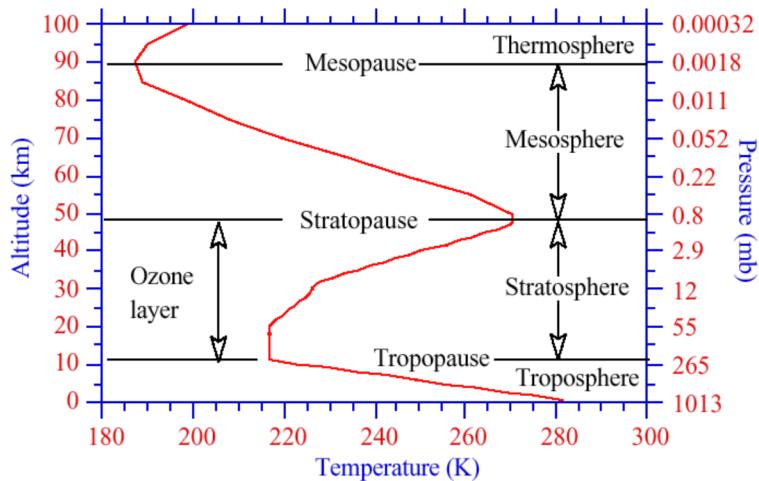


## Capítulo 2

# Simulación de las turbulencias atmosféricas

La atmósfera de la Tierra se puede entender como una envolvente de aire atrapada en dirección de la superficie debido a la atracción gravitatoria Nickola (2012). Esta envolvente es una mezcla de gases con variaciones espacio-temporales de temperatura y presión Moeng and Sullivan (1994), las cuales, definen la estratificación de las diferentes capas, aquellas que están definidas en los primeros 100 km se llaman: troposfera, estratosfera, mesosfera y termosfera Nickola (2012); Stull (2012). La Fig. 2.1 muestra las variaciones tanto de temperatura y presión de las diferentes capas atmosféricas.

La capa que cubre los primeros 2 km dentro de la troposfera se llama Planetary Boundary Layer (PLB) y es la que más aporta a las turbulencias atmosféricas, en los primeros 100 m es donde ocurre la turbulencia mas disruptiva Nickola (2012), esta es una de las razones por la cual, los telescopios científicos de grandes aperturas esta elevados Breckinridge (2012) y con cúpulas que estabilizan la atmósfera en los primeros metros. Principalmente, la turbulencia es el resultado del contacto entre la PLB con flujo de aire a diferentes temperatura y las masas de aire local inestables muy cerca de la superficie, las cuales son llamadas eddies Stull (2012). Sin embargo, los eddies también se forman en alturas mas elevadas cuando se produce una



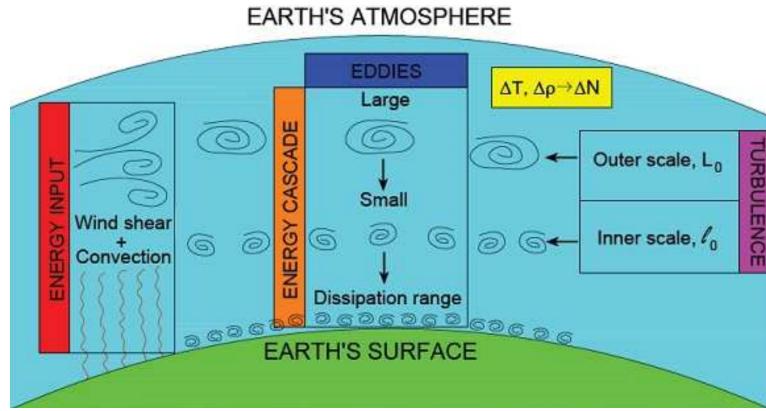
**Figura 2.1:** Perfil de temperatura vs. presión para las diferentes capas atmosféricas de la Tierra Nickola (2012).

fricción entre diferentes flujos ambientales, estos crean vientos de corte que cambian de dirección y velocidad con la altura, generando así los eddies Stull (2012). Lo anterior ocurre debido a que la PLB es responsable del transporte vertical de flujos turbulentos de cantidad de movimiento (momentum), masa y calor latente desde la superficie Moeng and Sullivan (1994); Stull (2012); Nickola (2012). Una consecuencia importante de este proceso, es el cambio en el índice de refracción del aire, temporal y espacialmente Tatarski (2016).

La atmósfera de la Tierra es por tanto un medio inhomogéneo, que puede ser caracterizada por unos parámetros físicos, siguiendo unos modelos matemáticos propios de la estadística. El modelo más aceptado es el de Kolmogorov (1941) con algunas variaciones afinadas Obukhov (1970); Tatarski (2016) y diferentes formas de implementación Schmidt (2010).

## 2.1. Modelo de turbulencia de Kolmogorov

El flujo turbulento es un proceso no lineal que está gobernado por las ecuaciones de Navier-Stokes Sagaut (2006). Resolver dichas ecuaciones para una turbulencia totalmente desarrollada es complejo, en términos de las suposiciones sobre las variables físicas involucradas que definen el microclima y



**Figura 2.2:** Modelo de turbulencia de Kolmogorov Nickola (2012).

también en términos de su implementación computacional Schmidt (2010). Kolmogorov propuso una teoría estadística y separó la forma de entender la atmósfera en tres regiones definidas por las escalas de los eddies, supuso un medio incompresible donde los eddies de escala pequeña (*inner scale -  $l_0$* ) son homogéneos e isotrópicos y los eddies de gran escala (*outer scale -  $L_0$* ) transfieren la energía cinética a los mas pequeños, la región entre  $l_0$  y  $L_0$  se le conoce como subrango inercial. El efecto cascada de transferencia de energía cinética es el responsable de las variaciones de temperatura y densidad del aire Kolmogorov (1941); Tatarski (2016) y por tanto de las variaciones del índice de refracción. La Fig. 2.2 muestra el modelo de Kolmogorov gráficamente.

Con la suposición, que dentro del subrango inercial los eddies son estadísticamente homogéneos e isotrópicos en pequeñas regiones del espacio, propiedades como la velocidad y el índice de refracción tiene incrementos estacionarios Goodman (2015), esto permite un análisis dimensional para determinar la velocidad turbulenta de los eddies en relación con su tamaño ( $v \propto r^{(1/3)}$ ) Kolmogorov (1941). Por tanto, la función estructural de velocidad se puede definir como el promedio ensamblado de la diferencia cuadrática de las velocidades en dos puntos cercanos del espacio ( $D_v(r) = \langle (v_1 - v_2)^2 \rangle$ ) y como resultado debe ser de la forma

$$D_v(r) = C_v^2 r^{(2/3)}, \quad l_0 \ll r \ll L_0, \quad (2.1)$$

donde,  $C_v^2$  [ $m^{(4/3)} s^{-2}$ ] es el parámetro estructural de velocidad. De la mis-

ma forma como se ha analizado la velocidad, se puede analizar la temperatura potencial  $\theta$ , la cual esta relacionada linealmente con la temperatura ordinaria  $T$ , tal que,  $\theta \propto T \propto r^{(1/3)}$  y por tanto,  $D_T(r) = C_T^2 r^{(2/3)}$  en el subrango inercial, con  $C_T^2$  [ $m^{(-2/3)}$ ] como el parámetro estructural de temperatura.

### 2.1.1. Parámetro estructural de índice de refracción $C_n^2$

Para longitudes de onda dentro del rango visible del espectro electromagnético, el índice de refracción ( $n$ ) en relación con la estructura atmosférica, puede ser determinado como lo propuso Andreas (1988); Frederickson et al. (2000),

$$n = 1 + 10^{-6} \left\{ m_1(\lambda) \frac{P}{T} + [m_2(\lambda) - m_1(\lambda)] \frac{qP}{T\varepsilon_q\gamma} \right\}, \quad (2.2)$$

donde,  $\lambda[\mu m]$  es la longitud de onda de interés,  $P[hPa]$  es la presión atmosférica,  $T[K]$  es la temperatura absoluta,  $\varepsilon_q = 0.62197$ ,  $q[gg^{-1}]$  es la humedad específica y  $\gamma = (1 + 0.61q)$ . Con los parámetros  $m_1$  y  $m_2$  definidos como

$$m_1(\lambda) = 23.7134 + \frac{6839.397}{130 - \lambda^{-2}} + \frac{45.473}{39.9 - \lambda^{-2}}, \quad (2.3)$$

$$m_2(\lambda) = 64.8731 + 0.58058\lambda^{-2} - 0.0071150\lambda^{-4} + 0.0008851\lambda^{-6}. \quad (2.4)$$

Definido  $n$ , ahora es posible encontrar la función estructural del índice de refracción como  $D_n(r) = C_n^2 r^{(2/3)}$  o como  $D_n(r) = \langle (n_1 - n_2)^2 \rangle$ . Donde nos interesa el parámetro estructural de índice de refracción  $C_n^2$  [ $m^{(-2/3)}$ ], parámetro necesario para propagar la luz a través de la atmósfera, como se explica en el Capítulo 3.

Sin embargo, como de las simulaciones atmosféricas usando LES, particularmente PALM Maronga et al. (2015); PALM, se obtienen principalmente, la temperatura potencial ( $\theta$ ), la humedad específica ( $q$ ), las componentes del flujo de velocidad ( $v_u, v_v, v_w$ ) y parámetros estadísticos como varianzas y co-varianzas sobre estas variables, se plantea obtener  $C_n^2$  usando la metodología propuesta por Wilson and Fedorovich (2012) que usa las variables mencionadas.

Por tanto, definimos  $C_n^2$  como

$$C_n^2 = (A^2 \langle (\theta_1 - \theta_2)^2 \rangle + 2AB \langle (\theta_1 - \theta_2)(q_1 - q_2) \rangle + B^2 \langle (q_1 - q_2)^2 \rangle)r^{(3/2)}, \quad (2.5)$$

donde los coeficientes  $A$  y  $B$ , definidos por Andreas (1988), son

$$A = -10^{-6}m_1\left(\frac{P}{T^2}\right), \quad (2.6)$$

$$B = 4.6150 \times 10^{-6}(m_2 - m_1), \quad (2.7)$$

con  $m_1$  y  $m_2$  definidos en las Eqs. 2.3 y 2.4.

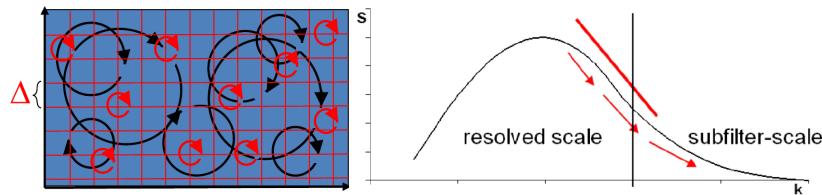
## 2.2. Simulación atmosférica usando LES

Como se explicó en el Capítulo 1, parte del objetivo del proyecto SAM-Net HSPF-SAMNet es utilizar instrumentos de bajo costo para la predicción de *tormentas geomagnéticas*, en ubicaciones que no son completamente aptas para la observación astronómica, cuando se habla de alta resolución en las imágenes científicas, pero que tienen relevancia por la cantidad de horas de exposición solar al día, durante todo el año y adicionalmente, no se necesita en principio, una alta resolución en las imágenes. La región seleccionada para el análisis de la atmósfera es Villa de Leyva, pueblo ubicado en Colombia. Las características climatológicas esta resumidas en la Tabla 2.1, extraídas del Instituto de Hidrología, Meteorología y Estudios Ambientales ( IDEAM ) de Colombia.

Longitud( $^{\circ}$ )	Latitud( $^{\circ}$ )	Altitud(m)	Presión(hPa)	Temp. Prom. ( $^{\circ}$ C)	Humedad( % )
73.54W	5.66N	2215	1014	24	70-79

**Tabla 2.1:** Indicadores de posición y climatológicos de Villa de Leyva (Colombia) IDEAM.

En la siguiente subsección se describen brevemente las principales características del funcionamiento del software utilizado para la modelación atmosférica y posteriormente, se muestran los resultados para de simulación de la atmósfera en Villa de Leyva.



**Figura 2.3:** Eddies en el dominio espacial (Izquierda) y frecuencial (Derecha). Imagen tomada de la documentación de PALM.

### 2.2.1. Fundamentos de LES y Software PALM

LES es la sigla en inglés de Large Eddy Simulation. Principalmente, es un modelo matemático utilizado en el estudio computacional de la dinámica de fluidos para la simulación de turbulencias. Los flujos turbulentos, como puede ser la atmósfera terrestre, suelen estudiarse a través de solucionar la ecuaciones de Navier-Stokes, donde se requiere resolver períodos de tiempo extenso y un rango amplio de escalas, que afectan el campo de flujo. La principal idea detrás de LES es reducir el costo computacional ignorando las escalas más pequeñas, haciendo filtros paso-bajos en las ecuaciones de Navier-Stokes, lo cual produce una pérdida de resolución espacio-temporal, por el promediado en ambas magnitudes Sagaut (2006).

En general, los puntos más importantes a tener en cuenta cuando se hace una simulación LES son: a) El tamaño del dominio debe ser lo suficientemente amplio para capturar las escalas relevantes de turbulencia. b) El espaciado de la malla debe ser lo suficientemente fino para resolver el transporte turbulento. c) En las condiciones de frontera horizontal, los flujos de entrada y salida en la frontera no deben afectar el flujo turbulento, usualmente se usan las condiciones de frontera cíclica. d) El tiempo de simulación debe ser suficiente para alcanzar el estado cuasi-estacionario y una estadística estable, tanto para el flujo como para la turbulencia. e) El análisis de los datos debe hacerse solo después del comienzo de la turbulencia y después de que la media del flujo alcance el estado cuasi-estacionario PALM; Sagaut (2006).

Una de las principales características de la simulación LES, es que distingue entre las cantidades de escala-resultante (resolved-scale) y escala-submalla (subgrid-scale), una representación gráfica de los eddies para la simulación

LES se muestra en la Fig. 2.3.

Las turbulencias se pueden definir como la desviación ( $\phi^*$ ) de un estado promediado ( $[\phi]$ ), el promedio de la variable puede estar contenido en el espacio o tiempo promedio. Las cantidades pronosticadas en LES contienen ambas, el flujo promedio y la turbulencia de escala-resuelta ( $\bar{\phi} = [\bar{\phi}] + \bar{\phi}^*$ ) Maronga et al. (2015); PALM; Sagaut (2006). Como ejemplo, el **transporte** en escala-resuelta incluye el transporte por el promedio del flujo y el transporte por las turbulencias en escala-resulta, tal que,

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = \dots - \frac{\partial \bar{u}_k \bar{u}_i}{\partial x_k} \dots - \frac{\partial \bar{u}'_k \bar{u}'_i}{\partial x_k},$$

en color rojo esta el transporte en escala-resuelta y en cyan el transporte por escala-submallada, para el caso de homogeneidad horizontal ( $\bar{u}_i = \langle \bar{u}_i \rangle + \bar{u}_i^*$ ), con  $\bar{u}_i$  como el valor instantáneo,  $\langle \bar{u}_i \rangle$  como el promedio horizontal y variación en  $z$  y  $\bar{u}_i^*$  como las desviación con respecto al promedio horizontal, este último término es la turbulencia en escala-resulta, el cual puede ser determinado de forma directa. las cantidades en escala-submallada, la cual esta definida después de cierta frecuencia de corte (frecuencias altas), deben ser modeladas y parametrizadas usando modelos estadísticos Sagaut (2006); Obukhov (1970); Tatarski (2016); Kolmogorov (1941) basados en la teoría de Kolmogorov. Las simulaciones LES están principalmente diseñadas para el subrango inercial.

El software PALM es una contribución de muchos equipos de trabajo a lo largo del globo, liderado por la Universidad de Leibniz en Hannover, Alemania Maronga et al. (2015); PALM. Escrito en Fortran95/2003, PALM tiene varias modalidades de ejecución, incluida la paralelización en CPU y GPU, es de código abierto bajo licencia GNU v3.

PALM entrega 7 cantidades de pronóstico por defecto, las 3 componentes de la velocidad, la temperatura potencial, el coeficiente mixto de vapor de agua, el escalar pasivo y la energía cinética turbulenta en la escala-submallada.

El modelo usa las ecuaciones de Navier-Stokes en la aproximación Bous-

sinesq incompresible, filtrado y no hidrostático,

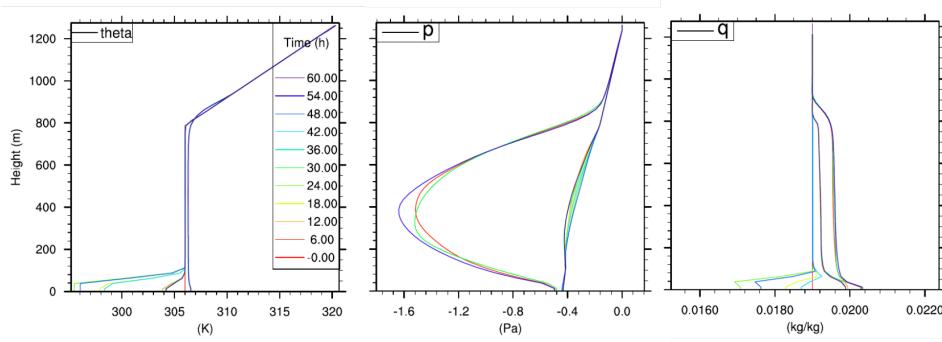
$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} - \varepsilon_{ijk} f_j u_k + \varepsilon_{i3j} f_3 u_{g,j} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \pi^*}{\partial x_i} + g \frac{\theta_v - \langle \theta_v \rangle}{\langle \theta_v \rangle} \delta_{i3} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} e \delta_{ij} \right), \quad (2.8)$$

los paréntesis triangulares denotan un dominio horizontal promediado, el subíndice 0 indica el valor en superficie, las doble comillas indican variables en la escala-submallada, la barra sobre las variables indica cantidades filtradas en la escala-submallada. Sin embargo, todas variables están filtradas por la discretización.  $u_i$  son componentes de velocidad,  $x_i$  son las componentes de posición,  $t$  es el tiempo,  $f_j$  es el parámetro de Coriolis,  $u_{g,j}$  son las componentes de la velocidad del viento geoestrópico,  $\rho_0$  la densidad del aire,  $\pi^*$  parámetro de la perturbación de presión modificada,  $e$  es la energía cinética turbulenta en escala-submallada,  $g$  aceleración de la gravedad,  $\delta_{ij}$  es delta de Kronecker y  $\varepsilon$  es el símbolo de Levi-Civita. Adicionalmente a la Eq. 2.8, PALM necesita las ecuaciones de conservación de masa, energía y humedad, mas la ecuación de continuidad Sagaut (2006); Maronga et al. (2015); PALM, para resolver las mencionadas cantidades de pronóstico.

### 2.2.2. Resultados de las simulaciones atmosféricas

EL primer paso para correr PALM, es definir un fichero de configuración, este tiene la forma mostrada en la Código 2.1 y el archivo usado para correr los modelos de la atmósfera de Villa de Leyva se encuentra en el Apéndice A.

El fichero de configuración de PALM, tiene una amplia variedad de controles, no siempre evidentes de operar y entender, pero principalmente, se definen los tamaños de malla y la extensión a analizar, así como características de la ubicación, es decir, altura sobre nivel del mar, longitud, latitud, componentes de la velocidad del viento en superficie, humedad relativa, temperatura, tipo de vegetación en el sitio, topografía, presión atmosférica en superficie, etc. También, se define la estación respecto al mes del año, tiempo total de la simulación, condiciones de frontera, tipo de algoritmo para la minimización. Los resultados numéricos para análisis posteriores de las variables de pronóstico, son entregados en formato NetCDF (\*.nc). Adicionalmente, se escribe un archivo PDF con imágenes de las variables de interés.



**Figura 2.4:** Ejemplo de las gráficas entregadas por PALM. Temperatura potencial (izquierda), presión (centro), humedad específica (derecha).

```

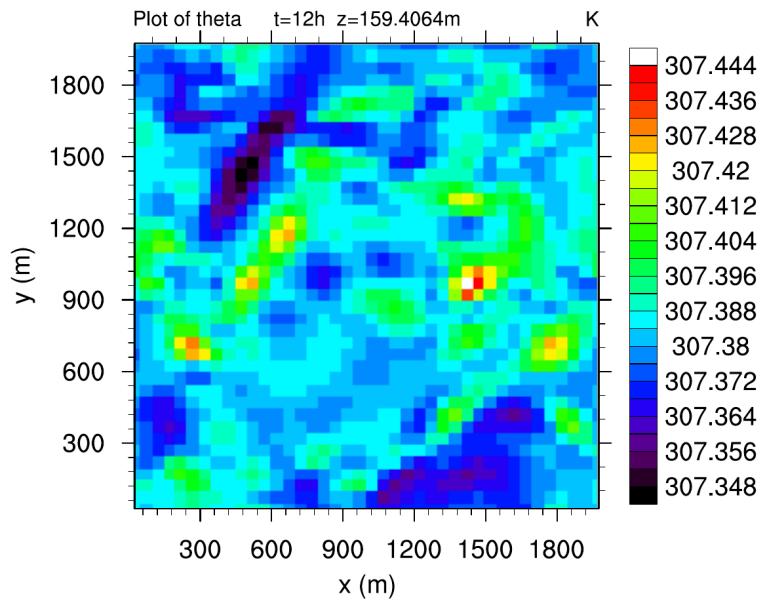
&initialization_parameters
!-- grid parameters
!-- initialization
!-- physics
!-- boundary conditions
!-- mode
!-- numerics
/
&runtime_parameters
!-- run steering
!-- general output setting
!-- 2D and 3D output setting
/
&land_surface_parameters
!-- soil setup
!-- boundary conditions
/
&radiation_parameters
!-- general setup
/

```

**Código 2.1:** Ejemplo de fichero de configuración para PALM.

Como ejemplo, la Fig. 2.4 muestra tres variables entregadas por PALM, la temperatura potencial ( $\theta$ ), la presión ( $p$ ) y la humedad específica ( $q$ ) para los primeros 1200 m. Son perfiles promediados en el plano  $x - y$  para cada altura.

La Fig. 2.5 muestra un corte en el plano  $x - y$  para  $\theta$  en 160 m de altura

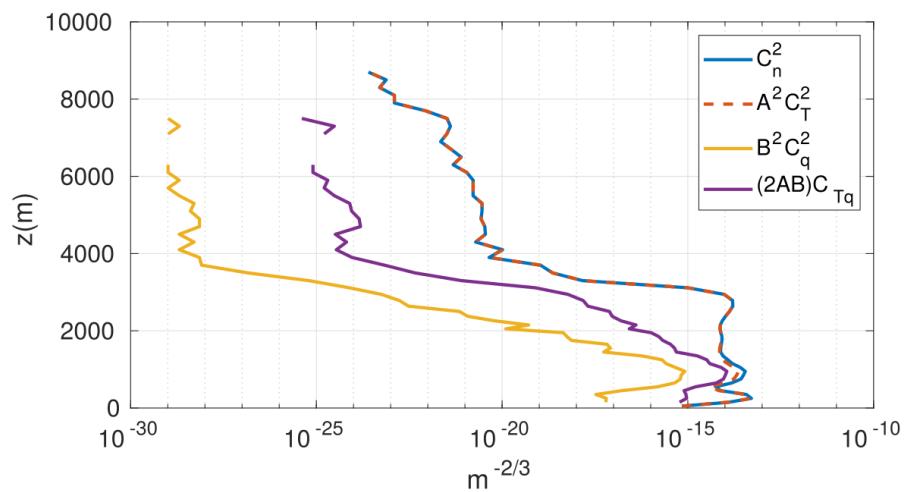


**Figura 2.5:** Corte en el plano  $x$ - $y$  de la temperatura potencial ( $\theta$ ), a 160 m de altura y 12 horas de dinámica atmosférica.

después de 12 horas de dinámica atmosférica.

Siguiendo el procedimiento explicado en la Sección 2.1.1 y con los parámetros necesarios, determinados con las simulaciones hechas en PALM, se hace el cálculo de  $C_n^2$ . La Fig. 2.6 muestra el resultado del cálculo de los parámetros estructurales que definen la atmósfera local de Villa de Leyva.

En la Fig. 2.6 puede verse como el parámetro que mas aporta al  $C_n^2$  es el factor  $A^2 C_T^2$ , con pequeñas aportaciones de los otros dos factores, este tipo de resultados han sido reportados por Wilson and Fedorovich (2012); Basu (2015). Como era de esperar, en los primeros metros es donde el parámetro  $C_n^2$  tiene un valor más alto y por tanto es allí donde se tiene la mayor turbulencia.



**Figura 2.6:** Curvas de los parámetros estructurales de la atmósfera de Villa de Leyva.  $C_n^2$ ,  $A^2 C_T^2$ ,  $B^2 C_q^2$  y  $(2AB)C_{Tq}$ .



## Capítulo 3

# Propagación de la luz en medios inhomogéneos

La atmósfera puede ser interpretada como un medio inhomogéneo, no magnético e isotrópico y la fuente de su inhomogeneidad está relacionada con los cambios en el índice de refracción ( $n$ ) Goodman (2015); Schmidt (2010). También, puede considerarse que el índice de refracción de la atmósfera es cercano a la unidad. Estas consideraciones permiten hacer pequeñas variaciones en las técnicas computacionales para el cálculo de la propagación de la luz en el vacío. Sin embargo, como se ha dicho en el Capítulo 2,  $n$  varía de forma aleatoria tanto en el tiempo como en el espacio y debe ser tratado desde la perspectiva de la óptica estadística Goodman (2015). Como resultado de estos cambios aleatorios, se produce un efecto negativo en la formación de imagen, debido a que la luz se distorsiona de forma aleatoria limitando la resolución de los telescopios.

Bajo las premisas mencionadas, nos limitaremos a estudiar  $n$  asumiendo cambios pequeños ( $\delta n$ ), tal que,  $\delta n = n - 1$  y con ello, en la siguiente subsección, desarrollaremos el algoritmo de propagación de la luz, el cual está basado en el algoritmo ampliamente conocido de espectro angular Schmidt (2010). Los cambios en el índice de refracción, desde un punto de vista matemático, introduce cambios aleatorios de fase en el campo eléctrico, lo

que nos permite formular la teoría de Rytov Ishimaru (2017), la cual, es una teoría de perturbaciones que usa las ecuaciones de Maxwell para obtener unas propiedades estadísticas en el plano de observación del campo óptico Goodman (2015); Schmidt (2010). Los parámetros estadísticos como las varianzas, correlaciones y espectros de densidad, de propiedades como la amplitud-logarítmica, fase e irradiancia son usadas para generar máscaras aleatorias, las cuales a su vez, son entradas para el algoritmo de propagación. Así que principalmente, este Capítulo muestra un modelo de atmósfera por capas siguiendo unos parámetros estadísticos determinados previamente.

Empezaremos por describir el algoritmo de propagación, luego, mostraremos la relación entre las variables estadísticas encontradas para la atmósfera simulada en el Capítulo 2, las cuales, nos servirán para hacer un modelo de capas de la atmósfera usando máscaras de fase aleatorias calculadas a través de un modelo sencillo de Monte-Carlo. Las máscaras computadas son la entrada principal del algoritmo.

### 3.1. Algoritmo de espectro angular para la propagación de la luz en la atmósfera

En la teoría escalar de la difracción, explicada con rigor físico y matemático por Goodman (2005), en *Introduction to Fourier Optics*, la propagación en campo cercano esta definida por la integral de Fresnel y es el tratamiento de esta transformación, la que permitirá plantar la propagación de la luz a través de la atmósfera Schmidt (2010). Supongamos un campo óptico de entrada escrito de forma fasorial,  $U(\mathbf{r}_1) = A(\mathbf{r}_1)\exp[-i\phi(\mathbf{r}_1)]$ , que va siendo transformado a medida que atraviesa cada pequeña sección transversal de la atmósfera, tal que,  $U(\mathbf{r}_{i+1}) = A(\mathbf{r}_{i+1})\exp[-i\phi(\mathbf{r}_{i+1})]$ . La transformación entonces está dada por

$$U(\mathbf{r}_{i+1}) \simeq \mathcal{R}\left[\frac{\Delta z_i}{2}, \mathbf{r}_i, \bar{\mathbf{r}}_{i+1}\right] \mathcal{T}[z_i, z_{i+1}] \mathcal{R}\left[\frac{\Delta z_i}{2}, \mathbf{r}_i, \bar{\mathbf{r}}_{i+1}\right] \{U(\mathbf{r}_i)\}, \quad (3.1)$$

donde,  $\mathcal{R}[\cdot]$  y  $\mathcal{T}[\cdot]$  son operadores que representan la difracción en el espacio libre y la acumulación de fase debido a la atmósfera, respectivamente.  $\bar{\mathbf{r}}_{i+1}$  es la coordenada a medio camino entre el plano  $i$  y  $i + 1$ . Expandiendo la

Eq. 3.1 en la notación de Nazarathy and Shamir (1982) obtenemos

$$\begin{aligned} U(\mathbf{r}_n) = & \mathcal{Q}\left[\frac{m_{n-1}-1}{m_{n-1}\Delta z_{n-1}}, \mathbf{r}_n\right] \\ & \times \prod_{i=1}^{n-1} \left\{ \mathcal{T}[z_i, z_{i+1}] \mathcal{F}^{-1}\left[\mathbf{f}_i, \frac{\mathbf{r}_{i+1}}{m_i}\right] \mathcal{Q}_2\left[-\frac{\Delta z_i}{m_i}, \mathbf{f}_i\right] \mathcal{F}[\mathbf{r}_i, \mathbf{f}_i] \frac{1}{m_i} \right\} \\ & \times \left\{ \mathcal{Q}\left[\frac{1-m_1}{\Delta z_1}, \mathbf{r}_1\right] \mathcal{T}[z_1, z_2] U(\mathbf{r}_1) \right\}. \end{aligned} \quad (3.2)$$

La Eq. 3.2 está en términos de transformadas de Fourier ( $\mathcal{F}, \mathcal{F}^{-1}$ ) y operadores que contienen fases cuadráticas ( $\mathcal{Q}[c, \mathbf{r}]\{U(\mathbf{r})\} = e^{i(k/2)c|\mathbf{r}|^2}U(\mathbf{r})$ ,  $\mathcal{Q}_2[d, \mathbf{r}] = \mathcal{Q}[(4\pi^2/k^2)d, \mathbf{r}]$ ). El subíndice  $n$  representa el número de planos de propagación y la acumulación de fase esta definida como

$$\mathcal{T}[z_i, z_{i+1}] = \exp[-i\phi(\mathbf{r}_{i+1})], \quad (3.3)$$

donde, la fase  $\phi$  esta definida a través del cambio en el indice de refracción  $\delta n$ , como

$$\phi(\mathbf{r}_i) = k \int_{z_i}^{z_{i+1}} \delta n(\mathbf{r}_i) dz. \quad (3.4)$$

En la aproximación de Rytov Ishimaru (2017); Goodman (2015), el campo óptico esta definido como  $U(\mathbf{r}) = U_0(\mathbf{r})\exp[\psi(\mathbf{r})]$ , donde,  $U_0(\mathbf{r})$  representa la solución de las ecuaciones de Maxwell para el vacío ( $n_1 = 0$ ) y  $\psi(\mathbf{r})$  es la perturbación de fase compleja, la cual, sigue la forma  $\psi(\mathbf{r}) = \psi_1(\mathbf{r}) + \psi_2(\mathbf{r}) + \dots$ , con realizaciones sucesivas de perturbación, caracterizadas por varios momentos estadísticos. Adicionalmente,  $\psi$  puede ser escrita en términos de amplitud y fase ( $\psi = \mathcal{X} + i\phi$ ).  $\mathcal{X}$  es la perturbación de amplitud-logarítmica y  $\phi$  como se dijo, es la perturbación de fase. El metodo de Rytov puede ser construido a partir de un modelo *Power Spectrum Density* (PSD -  $\Phi$ ), con el cual calcular analíticamente los momentos estadísticos del campo óptico.

### 3.2. Definición de $\Phi_n$ y $\Phi_\phi$

Siguiendo la teoría de Kolmogorov Kolmogorov (1941), explicada brevemente en el Capítulo 2, la descripción espectral de las fluctuaciones del índice de refracción, puede ser interpretada a través de su PSD ( $\Phi_n(\kappa)$ ),

la cual es calculada usando la función estructural de índice de refracción ( $D_n(r)$ ) Andrews and Phillips (2005). Un modelo práctico de la PSD de índice de refracción basada en la teoría de Kolmogorov y modificada por Von Kármán Andrews and Phillips (2005) viene dada por

$$\Phi_n(\kappa) = 0.033C_n^2 \frac{\exp(-\kappa^2/\kappa_m^2)}{(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{(11/6)}}, \quad 0 \leq \kappa < \infty, \quad (3.5)$$

con  $\kappa = 2\pi(f_x \hat{\mathbf{i}} + f_y \hat{\mathbf{j}})$  como la frecuencia espacial angular,  $\kappa_m = 5.92/l_0$  y  $\kappa_0 = 2\pi/L_0$ . El modelo de Von Kármán modificado está diseñado para tener en cuenta escalas más pequeñas y más grandes de eddies que el modelo estándar de Kolmogorov. Nótese que el parámetro estructural de índice de refracción ( $C_n^2$ ) es necesario para construir su PSD. La relación entre los parámetros que definen el índice de refracción y la fase, puede escribirse a través de sus PSDs como

$$\Phi_\phi(\kappa) = 2\pi^2 k^2 \Delta z \Phi_n(\kappa), \quad (3.6)$$

resolviendo, se obtiene

$$\Phi_\phi(\kappa) = 0.49 r_0^{(-5/3)} \frac{\exp(-\kappa^2/\kappa_m^2)}{(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{(11/6)}}, \quad (3.7)$$

donde  $r_0$  es conocido como el parámetro de Fried o radio de coherencia atmosférico Fried (1965); Schmidt (2010) y  $\Delta z$  es la distancia de propagación. El parámetro de Fried depende de la forma de la onda propagada, para un frente de onda esférico  $r_0$  está dado por

$$r_{0,sw} = \left[ 0.423 k^2 \int_0^{\Delta z} C_n^2(z) \left( \frac{z}{\Delta z} \right)^{(5/3)} dz \right]^{(-3/5)}. \quad (3.8)$$

Para el caso de un frente de onda plano, el término de divergencia de la onda ( $(z/\Delta z)^{(5/3)}$ ) desaparece de la Eq. 3.8. El parámetro de Fried, físicamente hablando, es la medida de la calidad de transmisión óptica a través de la atmósfera.

### 3.3. Cálculo de las máscaras de fase usando PSDs

Como se ha dicho, las variaciones aleatorias en el índice de refracción producen cambios en el camino óptico de la luz, también aleatorios. Por tanto, el objetivo es crear máscaras de fase que produzcan cambios aleatorios en la propagación de la luz que sigan la estadística de la atmósfera estudiada, las cuales servirán, como fue mencionado antes, de entrada en el algoritmo de propagación de la luz. Es decir, que las turbulencias atmosféricas producen variaciones de fase que deben ser representadas por números aleatorios generados por ordenador con una estadística propia definida a través de las PSDs. La fase puede ser escrita como la sumatoria ponderada de unas funciones base. Usando la transformada de Fourier, podemos escribir la fase como

$$\phi(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(f_x, f_y) e^{i2\pi(f_x x + f_y y)} df_x df_y, \quad (3.9)$$

donde,  $\Psi(f_x, f_y)$  es la representación de la fase en el domino espacio-frecuencial. Entendiendo la fase como una realización de un proceso aleatorio con una PSD dada por  $\Phi_\phi(\kappa)$  o  $\Phi_\phi(f)$  y usando el teorema de Parseval, mas la definición de PSD Schmidt (2010); Goodman (2005) obtenemos la siguiente relación

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_\phi(f_x, f_y) df_x df_y = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\phi(x, y)|^2 dx dy. \quad (3.10)$$

Ahora, usando la Eq. 3.9 de forma discreta para poder ser computada, esta se convierte en una serie de Fourier donde el conjunto de los coeficientes son la variable de interés para construir la fase aleatoria. Para determinar los coeficientes se utilizara el teorema de límite central, con el cual obtener una distribución Gaussiana Goodman (2015); Schmidt (2010). La razón principal de este razonamiento, es que las variaciones de fase a través de la atmósfera tiene muchas inhomogeneidades aleatorias independientes a lo largo del camino óptico. Tal que, los coeficientes pueden ser escritos usando la Eq. 3.9 y la Eq. 3.10 en su forma discreta, como

$$\langle |c_{n,m}|^2 \rangle = \frac{1}{L_x L_y} \Phi_\phi(f_{x_n}, f_{y_m}), \quad (3.11)$$

siendo  $f_{x_n}$  y  $f_{y_m}$  las frecuencias espaciales discretizadas y  $L_x$  y  $L_y$  el espacio de la malla en representación frecuencial.  $c_{n,m}$  son los coeficientes de Fourier complejos y tanto su parte real como imaginaria tiene una media de cero, las varianzas son iguales y las covarianzas cruzadas son cero. Una vez obtenidos los coeficientes, computacionalmente hablando, la parte real de la transformada de Fourier de estos, es la fase aleatoria buscada. Sin embargo, este método no reproduce de forma precisa las frecuencias bajas del modelo modificado de Von Kármán, por tanto hay que introducir una corrección, basado en la reconstrucción de subarmónicos Lane et al. (1992), donde se hace una suma adicional, para hacer un promedio de varias máscaras de fase aleatorias, solo alrededor de las frecuencias bajas.

La fase para bajas frecuencias esta dada por

$$\phi_{LF}(x, y) = \sum_{p=1}^{N_p} \sum_{n=-1}^1 \sum_{m=-1}^1 c_{n,m} \exp[i2\pi(f_{x_n}x + f_{y_m}y)], \quad (3.12)$$

donde,  $N_p$  es la suma sobre diferentes máscaras de fase. La definición de la fase para las altas frecuencias tiene la misma forma de la Eq. 3.12, pero sin la sumatoria sobre  $N_p$  y con  $n$  y  $m$  del tamaño total de la máscara, es decir, para el tamaño total de las frecuencias analizadas. Finalmente, la fase total es la suma de la fase para las altas frecuencias mas la fase para las bajas frecuencias.

### 3.4. Función de transferencia óptica (OTF) y función de punto esparcido (PSF)

Retomando la teoría Rytov Ishimaru (2017); Goodman (2015) que ha sido introducida al inicio de este Capítulo, el valor promedio de un campo óptico esta definido como

$$\langle U(\mathbf{r}) \rangle = U_0(\mathbf{r}) \langle \exp[\psi(\mathbf{r})] \rangle. \quad (3.13)$$

A partir de la Eq. 3.13, se puede definir la función de coherencia mutua, la cual nos indica, el grado de coherencia de la luz de un campo óptico

y tiene un rol importante en la interpretación de la transformación de los campos ópticos parcialmente coherentes, a través de los sistemas ópticos formadores de imagen Goodman (2015). La función de coherencia mutua tiene la siguiente forma

$$\Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}', z) = U_0(\mathbf{r})U_0^*(\mathbf{r}')\langle \exp[\psi(\mathbf{r})\psi^*(\mathbf{r}')] \rangle. \quad (3.14)$$

La función de coherencia mutua permite calcular propiedades útiles para la caracterización de la propagación de la luz. Estas propiedades son el factor modulo complejo de coherencia, la función estructural de onda, la PSD de la fase y la OTF del sistema Goodman (2015); Schmidt (2010). Para el modelo de atmósfera que se viene analizando, el factor módulo complejo de coherencia esta definido como

$$\mu(\mathbf{r}, \mathbf{r}', z) = \frac{|\Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}', z)|}{[\Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)\Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{r}', z)]^{(1/2)}}. \quad (3.15)$$

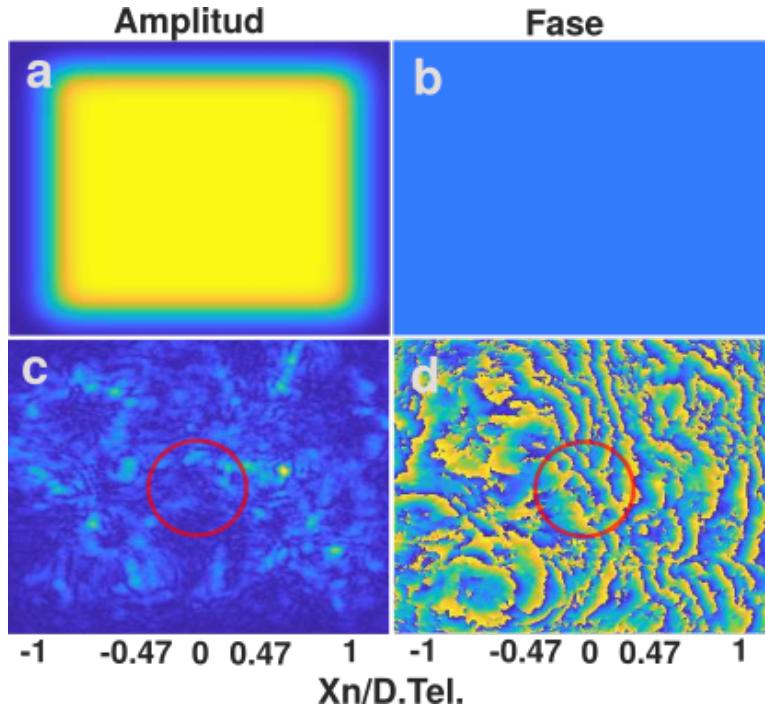
Por otro lado, la OTF esta definida después de un cambio de coordenadas, de la misma forma que el factor módulo complejo de coherencia

$$\mathcal{H}(f) = \frac{\Gamma(\lambda f_l f)}{\Gamma(0)}, \quad (3.16)$$

donde,  $f_l$  es la focal del sistema,  $\lambda$  la longitud de onda y  $f$  las coordenadas frecuenciales. Finalmente, como es bien sabido, la PSF del sistema óptico incluidas las turbulencias atmosféricas es la transformada de Fourier de la OTF Goodman (2005).

### 3.5. Resultados

Los resultados del algoritmo de propagación se muestra en la Fig. 3.1, donde el eje  $x$  esta determinado por el muestreo en esa dirección, dividido por el diámetro del telescopio. De la misma forma que el eje  $x$ , el eje  $y$  es determinado, tal que, hay simetría en ambos ejes. La Fig. 3.1(a) muestra la amplitud de la propagación de un haz puntual sin el efecto de la atmósfera, es decir, en el espacio libre, con el uso de súper-gaussianas para simular la absorción. La Fig. 3.1(b) muestra la fase después de colimar el haz, como era

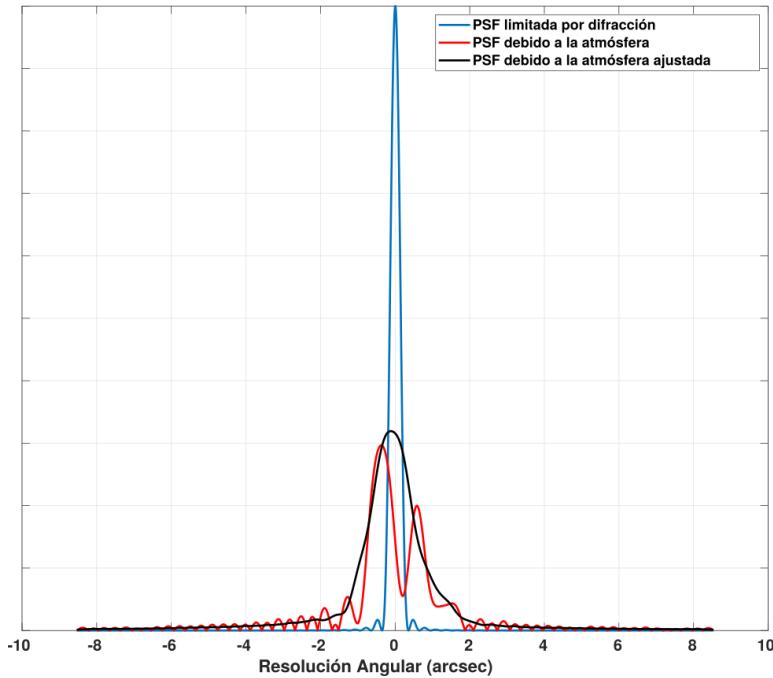


**Figura 3.1:** Resultados de la simulación del algoritmo de propagación. (a) Amplitud [U.A.] y (b) fase  $[-\pi \text{ a } \pi \text{ rad}]$  de haz puntual propagado sin atmósfera. (c) Amplitud [U.A.] y (d) fase  $[-\pi \text{ a } \pi \text{ rad}]$  de haz puntual propagado a través de la atmósfera. El círculo rojo representa la apertura del telescopio

de esperar, tiene frente de onda plano. La Fig. 3.1(c) muestra la amplitud del mismo haz que el de la Fig. 3.1(a), pero con el efecto de la atmósfera, se puede evidenciar como hay un esparcimiento de la luz. La Fig. 3.1(d) muestra la fase correspondiente a la propagación de la luz a través de la atmósfera, de esta puede inferirse como el frente de onda es aleatorio debido a los efectos de la atmósfera. En la Fig. 3.1(c) y Fig. 3.1(d), el círculo rojo representa la superposición de la apertura del telescopio.

La rutina principal realizada en Matlab, que llama las funciones para simular la propagación de la luz a través de la atmósfera, es mostrada en el Apéndice B. Los parámetros principales en la simulación fueron: longitud de onda ( $617.3 \text{ nm}$ ), distancia de propagación ( $20 \text{ km}$ ), diámetro del telescopio ( $9.25''$ ), Numero- $f$  ( $f/10$ ) y  $C_n^2 \sim 10^{-15}$ .

Por otro lado, el resultado necesario para simular la degradación de las imágenes en los diferentes estados de polarización del Sol, es la PSF del



**Figura 3.2:** Resultado de la PSF. Corte en dirección x.

sistema óptico incluida la atmósfera. La Fig. 3.2 muestra tres curvas, la representación de la PSF del telescopio limitado por difracción (azul), la PSF aberrada por la atmósfera (rojo) y el ajuste a una gaussiana de la curva aberrada de la atmósfera (negro).

En la Fig. 3.2, puede verse como la PSF debido a la atmósfera se ensancha y baja su energía máxima. La resolución del telescopio es  $\sim 0.6 \text{ arcsec}$  y la resolución del sistema con atmósfera es  $\sim 4 \text{ arcsec}$ , medidos desde el primer mínimo de del patrón de Airy. Si utilizamos el criterio de "Full-Width at Half Maximum" (FWHM) para la resolución del sistema con atmósfera (seeing) es  $\sim 2 \text{ arcsec}$ .



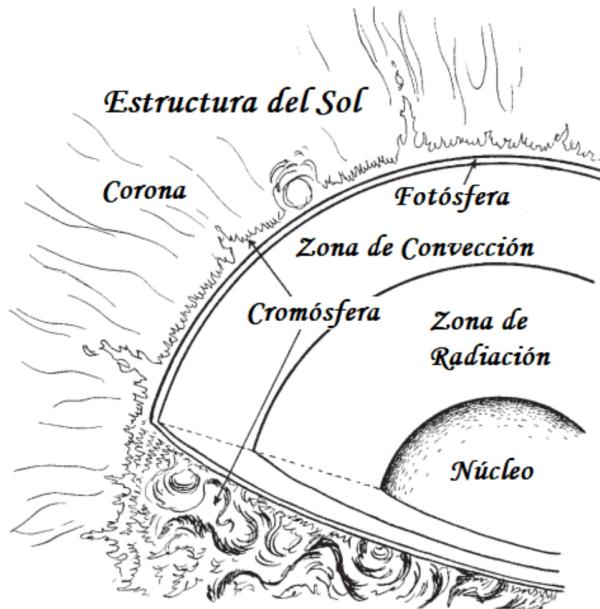
## Capítulo 4

# Espectro-polarimetría Solar

El Sol es una estrella que se ubica en la secuencia principal del diagrama *Hertzsprung-Russell* (HR), de masa, luminosidad y temperatura efectiva promedio para nuestra galaxia. La gran diferencia esta en la posición que ocupa para los observadores terrestres. Por tanto, la cercanía permite obtener imágenes de la superficie de este con mucha mayor resolución espacial que la de cualquier otra estrella. Por otro lado, esta cercanía hace que el flujo radiativo procedente de Sol sea muy intenso. Estas dos condiciones permiten estudios simultáneos de alta resolución espacial y espectral Stix (2012).

El Sol tiene una composición de 70 % de Hidrógeno, 28 % de Helio y 2 % de elementos pesados, con un núcleo de densidad de  $148000 \text{ kg/m}^3$ , una edad aproximada de  $4.6 \times 10^9$  años Cravens (2004) y una estructura de capas como la mostrada en la Fig. 4.1.

El núcleo es la parte mas interna del Sol y es donde se producen la energía de fusión nuclear a partir de la síntesis de Hidrógeno, lo cual, genera Helio. Es una zona de alta presión y temperatura debido a la acción de la gravedad, donde, principalmente ocurren tres procesos, fusión de protones que forma deuterio, generación de isótopo Helio-3 y formación de Helio. La energía producida en el núcleo atraviesa la zona de radiación y convección, donde, varios procesos físicos de absorción y emisión se desencadenan, para finalmente liberar energía en forma de trenes de fotones o luz Vita-Finzi



**Figura 4.1:** Representación de la estructura interna del Sol Garfinkle and Garfinkle (2009).

(2008); Narayanan (2013). La zona de radiación es aproximadamente el 85 % del radio del Sol, es una región con gas altamente ionizado y los fotones de altas energías generados en el núcleo son absorbidos y re-emitidos en otros de energías mas bajas en direcciones aleatorias, es un proceso lento para la escala humana Lang (2008); Narayanan (2013). En la capa de convección hay una caída de temperatura de  $2 \times 10^6$  K a 5700 K en 200000 km, aumentando la opacidad debido a la síntesis de los elementos mas pesados. En la zona de convección, menos densa que la zona de radiación y donde el transporte de energía es mas rápido, los gases procedentes de la zona de radiación se mueven y expanden, para luego enfriarse y comprimirse, generando corrientes convectivas, las cuales producen en la superficie del sol un efecto de ebullición, que se evidencian en forma de granulación Narayanan (2013).

La primera capa mas profunda del Sol en ser observable es la fotosfera, es allí donde los fotones son finalmente liberados al espacio exterior, es una capa muy fina de 500 km, compuesta de un plasma denso, lo cual, no permite observar a través de esta. Sobre la fotosfera se han identificado diferentes estructuras denominadas, granulación, súper granulación, fáculas y manchas

solares Narayanan (2013). La temperatura aproximada en la capa mas externa de la fotosfera es de 5840 K y a lo largo de la cromosfera vuelve a subir hasta alcanzar 20000 K aproximadamente. Es en la cromosfera donde se observan prominencias, erupciones solares y cambios en fulguraciones. El borde de esta capa está formada por epículas, las cuales son estructuras pequeñas y alargadas formadas por concentraciones de flujo gaseoso que haciendo rápidamente, expulsando material hacia la siguiente capa, llamada corona. En la cromosfera se producen agrupaciones de campo magnético y sus líneas de campo forman un patrón de malla, llamado red cromosférica Narayanan (2013). La ultima capa, la corona, es un halo que se extiende hacia el espacio, su expansión continua se le denomina viento solar, es una capa ópticamente delgada sobre todo el espectro electromagnético, exceptuando, algunas líneas espectrales específicas y en un rangopectral específico en radio. En la corona los átomos chocan entre ellos continuamente, ocasionando pérdida de electrones entre ellos, lo cual, produce una ionización, este proceso es generado por las altas temperaturas de esta capa, entre  $1 \times 10^6$  y  $2 \times 10^6$  K.

La dinámica solar y sus procesos evolutivos, tienen una estrecha relación con la configuración cambiante del campo magnético del Sol. El campo magnético se organiza en estructuras complejas sobre un rango amplio del espacio de la atmósfera solar. Por tanto, entender la dinámica del campo magnético permite comprender el funcionamiento de nuestra estrella.

#### 4.1. Campo magnético del Sol

La generación de campos magnéticos en el Sol ocurre en todas las escalas, desde la concentración del flujo magnético en pequeños tubos, apenas apreciables con los telescopios de alta resolución, hasta manifestaciones a gran escala que pueden producirse en todo un hemisferio solar. Centrándose en la fotosfera y la zona convectiva, podrían definirse tres regiones-rangos de variación de las escalas magnéticas, tubos magnéticos, manchas solares y el ciclo solar Stix (2012).

En general, la generación y evolución de las estructuras de campo magné-

tico están afectadas por el ciclo solar, el cual es de 11 años Hanslmeier (2010). En el campo magnético a gran escala, los polos magnéticos, los cuales están casi alineados con el eje de rotación, generan un gran dipolo, con las líneas de campo envolviendo el hemisferio de norte a sur, es decir de forma poloidal. En un mínimo del ciclo, se han evidenciado estructuras de campos magnéticos débiles de poca uniformidad Lang (2008). Con el avance del ciclo solar, las estructuras de campo se reproducen, manifestándose en latitudes bajas hasta alcanzar un máximo de estructuras cerca del ecuador. Principalmente, se evidencia un aumento de manchas solares y regiones con flujo magnético mas intenso. Bajo esta configuración, la hipótesis es una rotación del campo magnético a gran escala este-oeste Lang (2008); Granados-Hernández (2019) y que en la zona de convección el campo se comprime y expande debido a este proceso de rotación Stix (2012). Por tanto, el campo magnético se ve confinado en pequeñas secciones transversales, planos perpendiculares al eje de rotación, y por tanto, la densidad de líneas (tubos) de campo crece, aumentando la intensidad de este, lo cual genera reacciones en el plasma solar. Posteriormente cuando la intensidad es muy alta, se produce un desalojo del plasma y los tubos de campo se hacen mas ligeros y estrechos comparado con la vecindad, iniciando inestabilidades que fluyen en dirección radial y como consecuencia se generan las manchas Solares. Las zonas de las inestabilidades mencionadas anteriormente, se produzcan o no las manchas, se les conoce como regiones activas Lang (2008); Granados-Hernández (2019); Vaquero and Vázquez (2009).

La topología del campo magnético define las dos componentes principales para el flujo emergente de la superficie del Sol. Se definen dos topologías, el campo magnético cerrado (CMC) y el campo magnético abierto (CMA) Vaquero and Vázquez (2009). Las regiones magnéticas a gran escala tienen líneas CMA dirigiéndose hacia el medio interplanetario. El flujo magnético de regiones activas está caracterizado por líneas CMC, estas controlan las variaciones de irradiancia total en las longitudes de onda de ultravioleta y visible, adicionalmente domina la emisión de altas energías (Rayos-X) en el espectro Solar Vaquero and Vázquez (2009), para efectos de este TFM, nos interesan las segundas.

#### 4.1.1. Regiones activas

Los fenómenos asociados a inestabilidades locales debido a la actividad de la estrella, que como consecuencia producen cambios locales en el campo magnético solar, se le conoce como regiones activas. Principalmente, las regiones activas son: las manchas solares, las fáculas, las fulguraciones y las prominencias. Las regiones activas más comunes son las denominadas bipolares, las cuales, tiene un campo magnético concentrado, dividido en dos regiones aproximadamente iguales, con una cantidad de flujo magnético de polaridad opuesta Canfield and Murdin (2000). Las regiones activas se forman en sitios donde se encuentran lazos de campo magnético, es decir, tubos que salen desde una región pequeña de la superficie Solar y entra por otra región pequeña. Todos estos lazos magnéticos forman líneas de campo magnético. En su base aparecen islas, cerca a las zonas de intersección entre la fotosfera y los lazos magnéticos, los lazos pasan de la cromosfera a la fotosfera y las islas son regiones brillante de la cromosfera cercanas a las manchas solares Canfield and Murdin (2000).

### 4.2. El campo magnético y la polarización de la luz

La presencia de un campo magnético pueden ser deducido a través del fenómeno físico del desdoblamiento de líneas espectrales, llamado efecto Zeeman. Este desdoblamiento de líneas espectrales es proporcional a la intensidad del campo magnético presente. En un campo magnético débil, se deben restaurar las componentes Zeeman sobre el hecho de que dichas componentes están polarizadas Stix (2012).

El modelo de Lorentz-Zeeman predice que hay tres líneas espectrales llamadas triplete y se observan en las frecuencias  $\omega_- = \omega_0 - \omega_L$ ,  $\omega_0$  y  $\omega_+ = \omega_0 + \omega_L$ , con  $\omega_L = eB/2mc$ , conocido como frecuencia de precesión de Larmor. Adicionalmente, cada una estará polarizada. En el caso general, La línea asociada a  $\omega_-$  tiene polarización elíptica hacia la izquierda, para  $\omega_0$  la polarización es lineal horizontalmente y para  $\omega_+$  la polarización es elíptica hacia la derecha Collett (2005). Cuando la linea de visión esta en dirección

del campo magnético, llamado efecto Zeeman longitudinal, el observador solo percibe las líneas a las frecuencias  $\omega_-$  y  $\omega_+$  y ambas tiene polarización circular, pero en direcciones opuestas. Cuando el observador mira en dirección perpendicular al campo, efecto Zeeman transversal, perciben las tres componentes del triplete, con  $\omega_0$  polarizada linealmente horizontal (perpendicular al campo), por otro lado,  $\omega_-$  y  $\omega_+$  serán paralelas al campo Stix (2012); Collett (2005). Las reglas de polarización descritas sobre la el triplete de Zeeman, son validas para líneas de absorción originadas en una capa delgada ópticamente.

De forma general, las elipses de polarización son una representación instantánea de la polarización de la luz, sin embargo, los parámetros geométricos que definen la elipse no son directamente medibles y por tanto, se necesita definir variables medibles para determinar un campo polarizado. Consideremos una onda monocromática propagándose en la dirección  $z$ , el vector en el plano  $x-y$  en notación compleja es:  $E_x = E_{0x}\exp(\phi)$ ,  $E_y = E_{0y}\exp(\phi+\epsilon)$ . Donde,  $E_{0x}$  y  $E_{0y}$  son las amplitudes,  $\phi = \omega t - kz$  y  $\epsilon$  la diferencia de fase entre las componentes del campo eléctrico. Por tanto, los parámetros de Stokes pueden ser definidos como

$$\begin{aligned} I &= E_x E_x^* + E_y E_y^*, \\ Q &= E_x E_x^* - E_y E_y^*, \\ U &= E_x E_y^* + E_y E_x^*, \\ V &= E_x E_y^* - E_y E_x^*. \end{aligned} \tag{4.1}$$

Resolviendo y organizando la Eq. 4.1 en un arreglo vectorial, obtenemos los parámetros de Stokes en términos de las amplitudes y el desfase entre las componentes, tal que,

$$S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ 2E_{0x}E_{0y}\cos(\epsilon) \\ 2E_{0x}E_{0y}\sin(\epsilon) \end{pmatrix}. \tag{4.2}$$

La Eq. 4.2 es un promedio temporal y se puede expresar de esta forma, debido a que la luz nunca es perfectamente monocromática y por tanto, un campo completamente polarizado ( $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$ ) no ocurre. el grado

de polarización de la luz esta definido como  $\mathcal{P} = ([Q^2 + U^2 + V^2]/I^2)^{1/2}$  Stix (2012); Collett (2005); Toro-Iniesta (2003).

Los parámetros  $Q$  y  $U$  representan la parte de la luz polarizada linealmente, mientras que  $V$  representa la parte polarizada circularmente, con  $I$  como la intensidad total.

En una línea solar, la radiación de cada longitud de onda tiene cierto estado de polarización, por tanto, cada parámetro de Stokes tiene una dependencia de la longitud de onda. **El objetivo fundamental de la espectropolarimetría solar es medir los perfiles de los parámetros de Stokes en función de la longitud de onda sobre el triplete de Zeeman y luego relacionarlos con el campo magnético solar** Stix (2012).

Para empezar, establezcamos un modelo matemático que nos permitan relacionar el campo magnético solar con la polarización de la luz, determinada a través de los parámetros de Stokes. Si nos centramos por ahora es el efecto Zeeman longitudinal, teniendo una capa delgada ópticamente de espesor  $\tau$  y con una iluminación no polarizada e independiente de la longitud de onda  $\lambda$ , podemos definir el parámetro de Stokes  $I$  como

$$I(\lambda) = I_C(1 - \tau) - I_C\tau(\eta^+ + \eta^-)/2, \quad (4.3)$$

donde,  $\eta^\pm = \eta(\lambda \pm \Delta\lambda_B)$ , con  $\eta$  como la razón entre el coeficiente de absorción en la línea y el coeficiente de absorción en el continuo ( $\eta = \kappa_l(\lambda)/\kappa_C$ ).  $\Delta\lambda_B$  es el desplazamiento de la línea espectral desde su posición sin presencia de campo magnético ( $\lambda_0$ ) a una nueva posición en presencia del campo ( $\lambda$ ) Stix (2012); Toro-Iniesta (2003), tal que,

$$\Delta\lambda_B = \lambda - \lambda_0 = \frac{e}{4\pi cm_e} g^* \lambda^2 B, \quad (4.4)$$

donde,  $g^*$  es un factor de transmisión relacionado con los factores de Landé y los números cuánticos magnéticos, para el acoplamiento L-S Stix (2012). En la Eq. 4.4, también están involucrados propiedades del electrón, la velocidad de la luz y el termino  $B$ , el cual es la magnitud del campo magnético que estamos buscando.

El segundo término de la Eq. 4.3 describe la absorción en las líneas de Zeeman  $\omega_-$  y  $\omega_+$ , con una radiación emergente circularmente polarizada, tal y como se explicó anteriormente para el efecto Zeeman longitudinal. Por tanto, este fenómeno puede escribirse en términos del parámetro de Stokes  $V$ ,

$$V(\lambda) = -I_C\tau(\eta^+ - \eta^-)/2. \quad (4.5)$$

El signo negativo en la Eq. 4.5, es debido a la polarización antisimétrica respecto a la linea central del triplete de Zeeman. Como se explico antes, en el efecto Zeeman longitudinal no hay polarización lineal y por tanto  $Q = U = 0$  Stix (2012); Collett (2005); Toro-Iniesta (2003).

Ahora, consideremos el efecto Zeeman transversal y elijamos un sistema coordenado  $x - y$  que nos permita obtener el parámetro de Stokes  $U \equiv 0$ , es decir,  $x$  paralelo al campo magnético y  $y$  perpendicular. Por conservación de la energía, sabemos que las líneas desdobladas ( $\omega_-$  y  $\omega_+$ ) del efecto Zeeman transversal son cada una un cuarto de la intensidad y que en la línea central ( $\omega_0$ ) es un medio Collett (2005). Las polarizaciones lineales de las líneas desdobladas son perpendiculares a la línea central y adicionalmente, cada línea desdoblada contribuye con diferente signo en  $Q$ . Por tanto, los parámetros de Stokes de la radiación que emerge de la capa pueden ser descritos como

$$I(\lambda) = I_C(1 - \tau) - I_C\tau[\frac{1}{2}\eta + \frac{1}{4}(\eta^+ + \eta^-)], \quad (4.6)$$

$$Q(\lambda) = -I_C\tau[\frac{1}{2}\eta - \frac{1}{4}(\eta^+ + \eta^-)]. \quad (4.7)$$

$U = 0$  por la forma en que se escogió el sistema coordenado y  $V = 0$  debido a que no hay polarización circular.

En general, un campo magnético tiene una inclinación y un angulo azimutal respecto de la línea de visión del observador y por tanto, los cuatro parámetros de Stokes se verán afectados. El cambio a lo largo de la capa óptica en cada uno de los cuatro parámetros, debe ser una combinación lineal de esas variables, es decir,  $\Delta S = -\tau S - \tau\eta S$ . El término  $-\tau S$  representa la absorción continua y el termino  $-\tau\eta S$  describe la absorción debido a la línea Stix (2012); Toro-Iniesta (2003).  $\eta$  es en realidad una matriz, donde sus elementos dependen de la magnitud del campo magnético y están ca-

racterizados vía las líneas de frecuencia  $\omega_-$  y  $\omega_+$  del triplete de Zeeman. Adicionalmente, los elementos de  $\boldsymbol{\eta}$  tienen una dependencia explícita de la inclinación ( $\gamma$ ) y el ángulo azimutal ( $\varphi$ ), de tal forma que Unno Stix (2012) definió  $\boldsymbol{\eta}$  como

$$\boldsymbol{\eta} = \begin{pmatrix} \eta_I & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & \eta_I & 0 & 0 \\ \eta_U & 0 & \eta_I & 0 \\ \eta_V & 0 & 0 & \eta_I \end{pmatrix}. \quad (4.8)$$

Los términos de las diagonales de la Eq. 4.8 representan el fenómeno de absorción, los términos de simetría en la matriz corresponden al dicroísmo y los elementos no simétricos, que en este caso son cero, corresponden a la dispersión y esparcimiento, los últimos se consideran cuando se analizan atmósferas solares con campos magnéticos complejos de estructuras muy particulares Toro-Iniesta (2003). Finalmente, los términos de la matriz están definidos por

$$\begin{aligned} \eta_I &= \frac{1}{2}\eta \operatorname{sen}^2\gamma + \frac{1}{4}(\eta^+ + \eta^-)(1 + \cos^2\gamma), \\ \eta_Q &= \left[ \frac{1}{2}\eta - \frac{1}{4}(\eta^+ + \eta^-) \right] \operatorname{sen}^2\gamma \cos 2\varphi, \\ \eta_U &= \left[ \frac{1}{2}\eta - \frac{1}{4}(\eta^+ + \eta^-) \right] \operatorname{sen}^2\gamma \operatorname{sen} 2\varphi, \\ \eta_V &= \frac{1}{2}(\eta^+ - \eta^-) \cos \gamma. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Cuando en la Eq. 4.9  $\gamma = 0$ , tendremos el efecto Zeeman longitudinal y si  $\gamma = \pi/2$  y  $\varphi = 0$ , tendremos el efecto Zeeman transversal.

La atmósfera solar no es una capa ópticamente delgada, ni es solamente un medio de absorción, en ella se puede producir emisión y esparcimiento (*scattering*) de la radiación. El modelo de una atmósfera solar afectada por campos magnéticos usando la teoría general de transferencia radiativa es complicado Stix (2012); Toro-Iniesta (2003). Por tanto, siguiendo la Eq. 4.8 y suponiendo un equilibrio termodinámico local, se puede escribir la ecuación de transferencia de forma vectorial como

$$\cos \theta \frac{dS}{d\tau} = (1 + \boldsymbol{\eta})(S - \mathbf{B}_\lambda), \quad (4.10)$$

donde,  $\mathbf{B}_\lambda \equiv (B_\lambda, 0, 0, 0)$  y representa la función de Kirchhoff-Planck, que

depende de la temperatura y la longitud de onda,  $S$  es el vector de Stokes,  $\tau$  es la profundidad óptica y  $\vartheta$  es el ángulo de la dirección vertical local.

Existen ciertos casos especiales, como por ejemplo, campo magnético longitudinal o transversal, campo magnético débil, etc, en los cuales las ecuaciones de Unno (Eq. 4.9 y Eq. 4.10) pueden ser solucionadas analíticamente, o reducirse para evaluar unas integrales asociadas y así encontrar el campo magnético. En estos casos, se considera una capa de absorción óptica delgada y por tanto, tenemos el tratamiento matemático descrito antes. En cualquier caso, es necesario un modelo de atmósfera solar, es decir, modelos de  $T(\tau)$  y  $B_\lambda(\tau)$ . De forma general, para una matriz arbitraria de capa absorción óptica dependiente del espesor, las ecuaciones de Unno tienen que ser solucionadas a través de métodos numéricos iterativos. En estos, el procedimiento es encontrar la magnitud y dirección del campo magnético en la atmósfera solar, variando los elementos de la matriz de absorción y luego resolviendo la Eq. 4.9. Si los perfiles de los parámetros de Stokes que emergen de los cálculos, se corresponden con cierto grado de error pequeño a los parámetros de Stokes observados (medidos) Asensio-Ramos, se puede concluir que el campo ha sido determinado, sino, se varían otra vez los elementos de la matriz de absorción y se repite el procedimiento Stix (2012); Toro-Iniesta (2003).

Los magnetogramas son los mapas reconstruidos de la distribución e intensidad de regiones con campo magnético. En un magnetograma por convención se observan las zonas neutras en color gris, el campo magnético que se aleja del observador está en distintos tonos de negro y el que apunta hacia el observador en tonos de blanco, debido a que son imágenes de información magnética, las manchas solares pueden aparecer blancas o negras dependiendo de su polaridad Granados-Hernández (2019).

### 4.3. Resultados

Como se puede inferir de la Eq. 4.1 y Eq. 4.2, los parámetros de Stokes se extraen a partir de medidas de intensidad adquiridas en diferentes estados de polarización, y son estas las que se deben convolucionar con la PSF

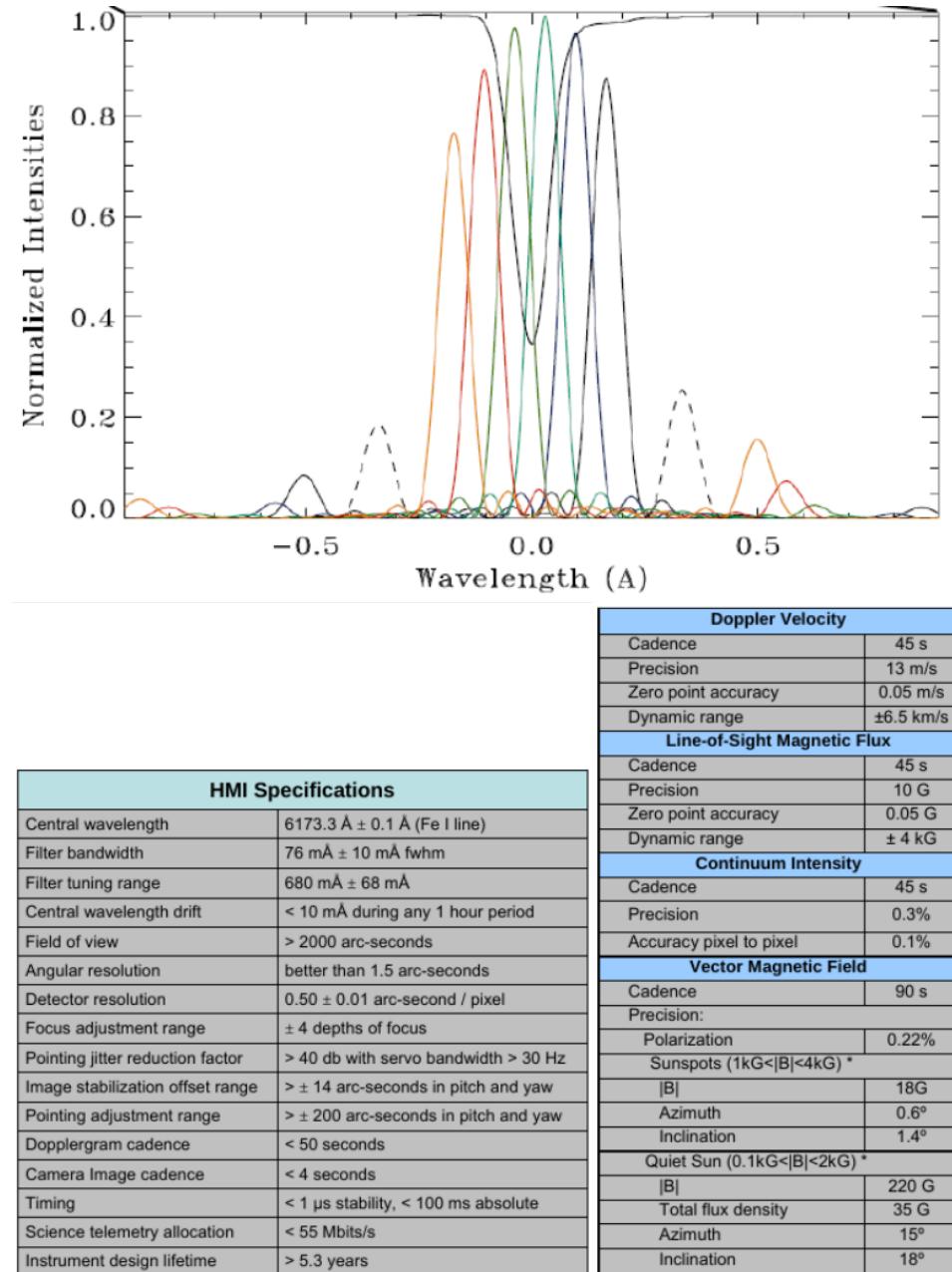
calculada del análisis de la atmósfera y la propagación de la luz a través de esta. Como es de esperarse, tendremos un nuevo conjunto de imágenes donde su resolución espacial se ha visto afectada, con estas reconstruimos otra vez los parámetros de Stokes, este procedimiento es la primera parte de los resultados de este Capítulo. En la segunda parte, usando los parámetros de Stokes reconstruidos y las explicaciones dadas en la sección anterior, se construye el magnetograma.

La información del Sol que quiere ser analizada, proviene del satélite Solar Dynamics Observatory (SDO), particularmente del instrumento Helioseismic and Magnetic Imager (HMI). El principal objetivo de investigación de HMI, es estudiar el origen de la variabilidad Solar, así como entender y caracterizar el interior del Sol y las tres componentes de la actividad magnética NASA-SDO, con el fin de establecer relaciones mas finas entre la dinámica interna y la actividad magnética. HMI hace medidas de polarización en una linea espectral específica para estudiar las componentes del campo magnético fotosférico. Las imágenes de la Fig. 4.2 muestra las especificaciones del instrumento, los parámetros de funcionamiento y las curvas espectrales sobre la línea de medida.

#### 4.3.1. Reconstrucción de los parámetros de Stokes

La información descargada de los servidores de SDO fue, el mapa de cada uno de los elementos del vector de Stokes, en las 6 longitudes de onda que definen la linea espectral de análisis y el mapa de intensidad continua. La descarga de los datos se hizo usado *Python* y las librerías *Astropy* y *Sunpy*. El Código 4.1 muestra una rutina para descargar los datos de la imagen de intensidad continua. Principalmente, se define el instrumento, en que periodo de tiempo se buscan los datos, la secuencia o muestra de los datos y el tipo de datos.

Como la información descargada de los servidores son los parámetros de Stokes, estos se deben ser convertidos primero a imágenes de intensidad polarizadas, para esto usaremos las conversiones mostradas en la Eq. 4.11, siguiendo el procedimiento de Collett (2005).  $I_x(\varsigma, \epsilon)$  es la intensidad en el



**Figura 4.2:** Características del instrumento HMI NASA-SDO. Curvas espectrales sobre la línea de medida (superior), especificaciones del instrumento (izquierda) y parámetros de funcionamiento (derecha).

estado  $x$  de polarización,  $\varsigma$  como el angulo de trasmisión del campo respecto a la horizontal y  $\epsilon$  el desfase entre componentes.

$$\begin{aligned} I_H(0,0) &= \frac{I+Q}{2}, \\ I_V(\pi/2,0) &= \frac{I-Q}{2}, \\ I_{+45}(\pi/4,0) &= \frac{I+U}{2}, \\ I_{+circ}(\pi/4,\pi/2) &= \frac{I-V}{2}, \end{aligned} \quad (4.11)$$

donde,  $I_H$  es la intensidad con iluminación polarizada linealmente horizontal,  $I_V$  es la intensidad con iluminación polarizada linealmente vertical,  $I_{+45}$  es la intensidad con iluminación polarizada linealmente a  $+45$  y  $I_{+circ}$  es la intensidad con iluminación polarizada circularmente hacia la derecha.

```
import astropy.units as u
import matplotlib.pyplot as plt
import sunpy.map
from sunpy.net import Fido, attrs as a

result = Fido.search(a.Time('2019/03/22T23:00:00', '2019/03/22T23:59:00'),
                     a.Instrument('hmi'),
                     a.Sample(720*u.s),
                     a.vso.Physobs('INTENSITY'))

print(result)

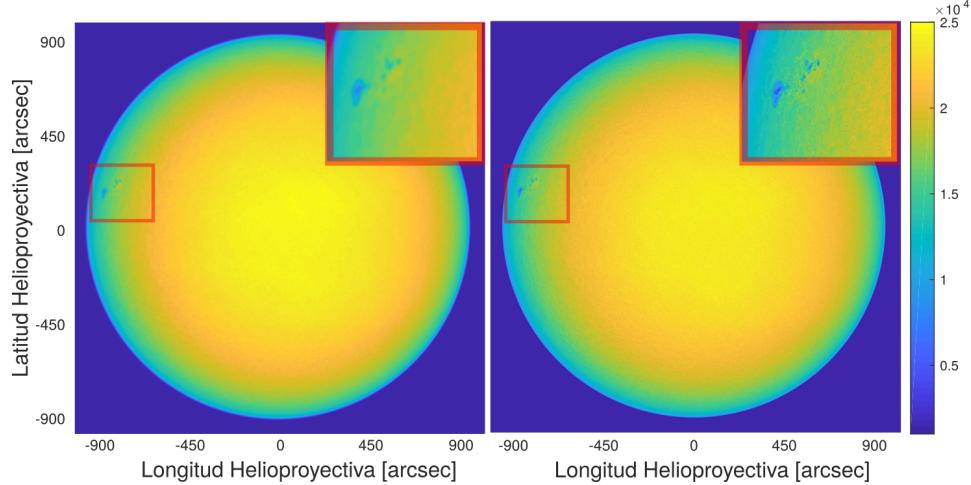
downloaded_file = Fido.fetch(result[0, 0])
print(downloaded_file)
```

**Código 4.1:** Rutina para descargar los datos de HMI. Ejemplo de descarga de la intensidad continua.

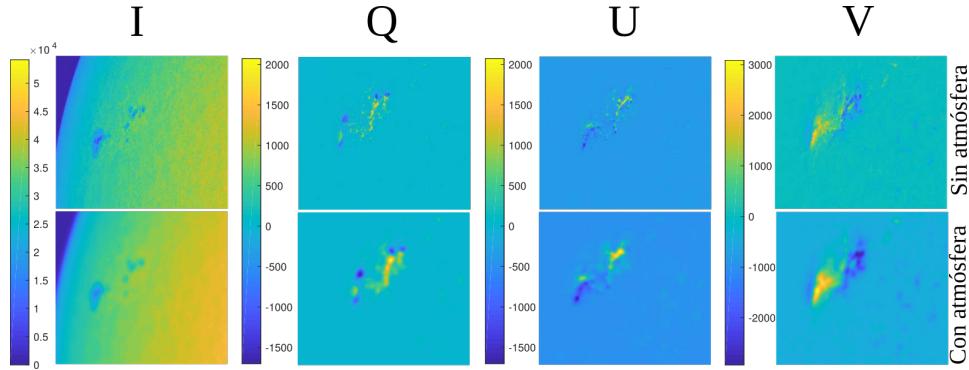
La Fig. 4.3 muestra  $I_{+circ}$  después de aplicar la Eq. 4.11, con los efectos de la atmósfera a la izquierda y sin los efectos de esta a la derecha. Se evidencia una perdida de resolución en todo el disco solar y en la ampliación de una mancha solar mostrada en el recuadro rojo los detalles de esta se han sufrido un emborronamiento, y las estructuras mas finas, aparentemente granulación, se han perdido por completo.

La convolución se ha hecho empleando transformadas de Fourier y la teoría de sistemas lineales e invariantes al desplazamiento Goodman (2005), tal que,

$$I_{+circ}^{Atm} = \mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}[I_{+circ}]\mathcal{F}[PSF]\}. \quad (4.12)$$



**Figura 4.3:** Imagen de polarizada circularmente a la derecha con los efectos de la atmósfera (Izquierda) y sin los efecto de esta (derecha). La barra de intensidad esta en niveles de gris.



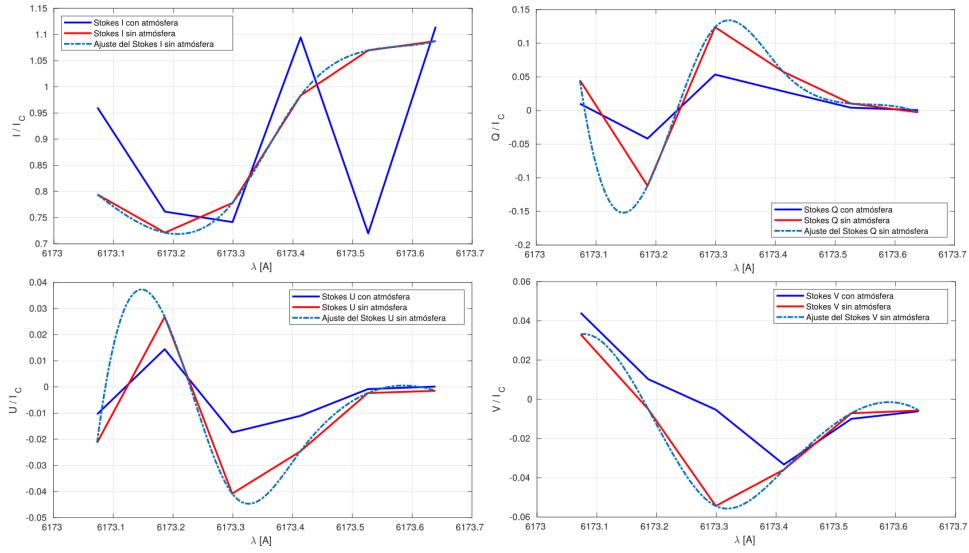
**Figura 4.4:** Reconstrucción de los parámetros de Stokes.

Haciendo el proceso inverso que el aplicado en la Eq. 4.11, es decir, reconstruyendo los parámetros de Stokes Collett (2005), tal que,

$$\begin{aligned} I &= I_H(0, 0) + I_V(\pi/2, 0), \\ Q &= I_H(0, 0) - I_V(\pi/2, 0), \\ U &= 2I_{+45}(\pi/4, 0) - I, \\ I &= I - 2I_{+circ}(\pi/4, \pi/2), \end{aligned} \quad (4.13)$$

se obtienen los resultados mostrados en la Fig. 4.4.

Centrándose en la información cercana a las manchas solares de la Fig. 4.4,



**Figura 4.5:** Perfil de los parámetros de Stokes en un punto dentro de la mancha solar de mayor tamaño mostrada en la Fig. 4.3.

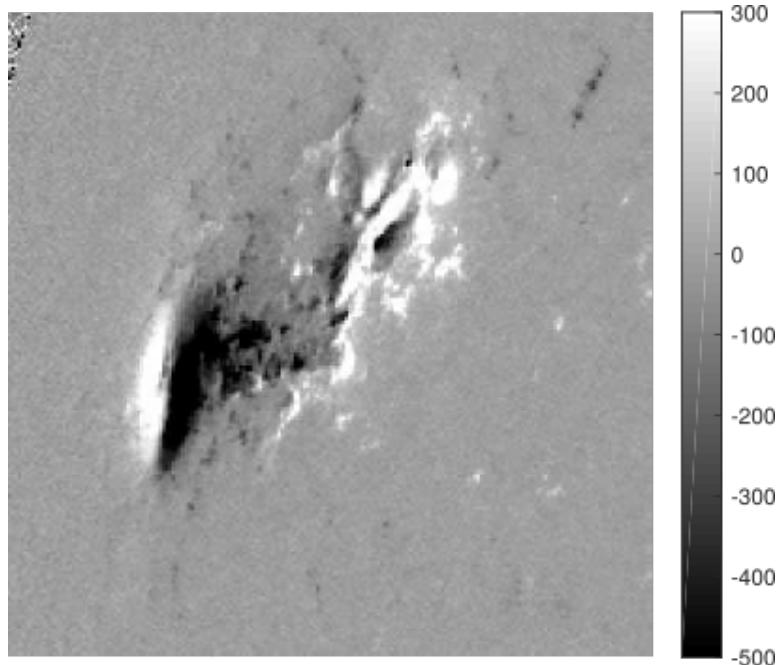
se puede ver que hay un ensanchamiento de las estructuras finas, que no solo se produce por el deterioro en la resolución de las imágenes polarizadas, sino también porque hay una mezcla de información entre estas cuando son operadas para obtener los parámetros de Stokes.

La Fig. 4.5 muestra los perfiles de los cuatro parámetros de Stokes, para las seis longitudes de onda de HMI, en un punto dentro de la mancha solar de mayor tamaño mostrada en la Fig. 4.3.

En la Fig. 4.5 puede observarse como los parámetros de Stokes se ven afectados por la atmósfera terrestre, principalmente desde dos perspectivas, una atenuación de la señal y modificaciones sobre la forma de la señal en los aspectos mas finos, la forma global de estos se mantiene al menos en los parámetros  $Q$ ,  $U$  y  $V$ .

#### 4.3.2. Reconstrucción del magnetograma

Usando el software Hazel v2.0 Asensio-Ramos, se hizo la primera aproximación para la recuperación del campo magnético longitudinal y transversal.

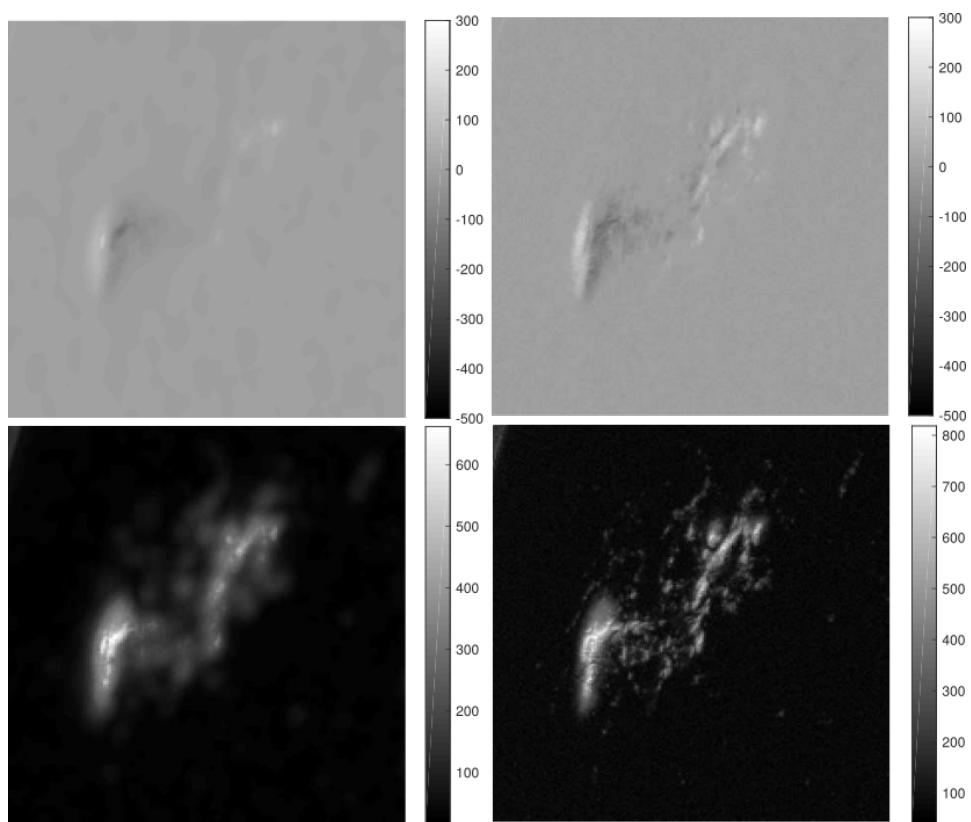


**Figura 4.6:** Campo magnético de la dirección de mira del observador, obtenido de NASA-SDO. El campo magnético tiene unidades de Gauss [G] y el campo de visión cubre 175 [arcsec] en ambas direcciones

Sin embargo, distan mucho de ser fiables, comparado con el campo magnético descargado directamente de los servidores de HMI, aunque, si nos indica que tanto se ve afectado el campo magnético debido a los efectos de la atmósfera terrestre. La Fig. 4.6 muestra el campo magnético  $B_{LoS}$  descargado de NASA-SDO, las unidades del campo están en Gauss.

Comparando la Fig. 4.6 con la Fig. 4.7 de la derecha superior, la cual es sin los efectos de la atmósfera terrestre, puede observarse diferencias, principalmente, la caída en magnitud del campo, sin embargo, la polaridad dentro de la mancha solar se mantiene.

Ahora, si comparamos dentro de la Fig. 4.7, vemos que los efectos de la atmósfera produce una atenuación muy alta sobre la señal del campo magnético y las polaridades en el campo magnético longitudinal parecen conservarse, pero no con tanta claridad, la causa puede ser una mezcla entre los parámetros de Stokes (*cross-talk*) que afectan el resultado final del magnetograma.



**Figura 4.7:** Campo magnético longitudinal (arriba) y transversal (abajo) calculados, con los efectos de la atmósfera (izquierda) y sin los efectos (derecha). El campo magnético tiene unidades de Gauss [G] y el campo de visión cubre 175 [arcsec] en ambas direcciones



# Capítulo 5

## Conclusiones y trabajo futuro

En este Capítulo final se detallan y discuten las conclusiones mas relevantes de este trabajo de fin de máster. Empezaremos hablando de las conclusiones generales del trabajo y luego unas conclusiones específicas asociadas a cada capítulo y finalmente una discusión sobre la dirección en la que debería continuar el trabajo.

### 5.1. Conclusiones generales

Como era de esperar, la resolución de la señal óptica obtenida por sistemas formadores de imagen que están ubicados en tierra, se ven afectadas de forma negativa por las variaciones de fase, ocasionadas por las variaciones de índice de refracción, que introducen las turbulencias atmosféricas. La afectación sobre la información óptica se traduce en una perdida de las frecuencias altas y un aumento en el ruido. Sin embargo, los parámetros de Stokes se pueden recuperar y estructuras finas dentro de estos siguen siendo apreciables, cuando son comparados con los mismos parámetros recuperados sin la afectación de las turbulencias atmosféricas. Por tanto, el campo magnético del Sol (magnetograma) se puede reconstruir a partir de los parámetros de Stokes, lo que nos lleva a pensar, que los baricentros de las zonas que son magnéticamente opuestas podrán estar calculados con fiabilidad y

así el cambio en la distancia entre estos, la cual, es el parámetro principal de predicción de fulguraciones solares y por consiguiente de las *tormentas geomagnéticas*.

Por otro lado, con este TFM se ha generado una metodología para hacer estudios preliminares, es decir antes de las mediciones, de ubicaciones que permitan usar tecnología de bajo costo para la predicción de *tormentas geomagnéticas*, incluidos sitios no completamente aptos para la observación astronómica, como busca el proyecto SAMNet.

## 5.2. Conclusiones por capítulo

### 5.2.1. Simulación de las turbulencias atmosféricas

El estudio de la dinámica atmosférica y por tanto de las turbulencias vía medición, es un campo complejo que involucra muchas variables físicas, en ocasiones difíciles de describir e interpretar, incluso si se utilizan instrumentos de medida sofisticados. Por esta razón, las simulaciones tipo LES con modelos físico-matemáticos muy rigurosos, han permitido una comprensión mucho mayor de los procesos de formación de turbulencias y la interacción con propiedades locales en tierra. Para el caso de Villa de Leyva, se simuló la formación de Eddies locales y se obtuvo el parámetro estructural de índice de refracción necesario para definir la propagación de la luz en este medio inhomogéneo. De los parámetros atmosféricos obtenidos, se concluye que la atmósfera en la localización analizada es altamente turbulenta ( $C_n^2 \sim 10^{-15}$ ), comparado con los sitios científicos especializados para observación astronómica ( $C_n^2 \sim 10^{-17}$ ).

Kolmogorov sentó las bases para la comprensión de la dinámica atmosférica, usando herramientas estadísticas que facilitan la solución de las ecuaciones de Navier-Stokes y con las capacidades computacionales actuales (computación de alto rendimiento) se ha facilitado hacer simulaciones de atmósferas locales, en las que interactúan varios parámetros que hacen costoso el tiempo de procesamiento. Adicionalmente, las simulaciones LES se han convertido

en una herramienta complementaria a las medidas. Dentro de este TFM se consiguió entender como interactúan la variables que definen las turbulencias atmosféricas y por tanto, hacer simulaciones de este tipo usando herramientas científicas disponibles de código abierto.

### **5.2.2. Propagación de la luz en medios inhomogéneos**

La forma en la que la luz se propaga en un medio depende de las propiedades de este. Para el caso de la atmósfera, el cual es un medio inhomogéneo, no magnético e isotrópico, la luz se ve afectada de forma aleatoria tanto en cambios de dirección como en cambios de amplitud. Por tanto, definiendo el campo óptico de forma fasorial, la atmósfera produce cambios que afectan la fase y la amplitud-logarítmica del campo, lo cual permite definir matemáticamente esta propagación a través de la teoría escalar de la difracción y generar o utilizar algoritmos computacionales existentes que representen este fenómeno, siguiendo las propiedades físicas de la atmósfera, definidas estadísticamente. En este trabajo se programó el algoritmo de espectro angular y se determinaron las propiedades ópticas (OTF y PSF) que definen la calidad de un sistema óptico, esto permitió comparar la perdida de resolución debido a las turbulencias atmosféricas ( $PSF \sim 2$  arcsec) en el proceso de formación de imagen, comparado con sistema limitado por difracción de la apertura analizada ( $PSF \sim 0.6$  arcsec).

### **5.2.3. Espectro-polarimetría Solar**

La espectro-polarimetría Solar se basa en recomponer el campo eléctrico de forma vectorial, lo que posteriormente, permite la reconstrucción del campo magnético. La forma de estudiar el campo eléctrico es a través de medidas de diferentes estados de polarización de la luz, lo cual, permite entender la dirección de vibración y el desfase entre las componentes del campo eléctrico. Una de las formas de representar matemáticamente el campo es a través de los parámetros de Stokes. En este TFM, se descompuso los parámetros de Stokes provenientes del la misión SDO y el instrumento HMI, en las intensidades obtenidas en diferentes estados de polarización, luego, se

hizo una convolución cada una de las medidas de intensidad con la PSF de la atmósfera y se reconstruyeron nuevamente los parámetros de Stokes para entender como estos se ven afectados. La conclusión principal, es que las estructuras de altas frecuencias que se aprecian en los parámetros de Stokes originales se pierden una vez se reconstruyen los parámetros afectados por la atmósfera, sin embargo, la degradación en las bajas frecuencias no es tan significativa para destruir la información polarimétrica. Por tanto, esto nos lleva a pensar que es posible reconstruir el magnetograma necesario para la predicción de las *tormentas geomagnéticas*. En este TFM, también se empezó el análisis de inversión de los parámetros de Stokes para la reconstrucción de el magnetograma usando código científico de libre acceso.

### 5.3. Trabajo futuro

La propuesta de los pasos a seguir en un trabajo posterior, son principalmente, un estudio mas detallado de la atmósfera local, tanto desde nuevos parámetros en las simulaciones, como algunas medidas *in-situ*. Los parámetros importantes en la simulación, deben ser el diseño de topografía superficial y la definición de la vegetación de los alrededores. Por otro lado, el análisis de la propagación de la luz debe ser hecha por capas no simétricamente espaciadas, siguiendo criterios basados en el comportamiento de los parámetros atmosféricos, también, se debe estudiar la *scintillation* para turbulencias fuertes donde la teoría de Rytov no cumple. Un aspecto importante en el futuro, es hacer de forma mas rigurosa el análisis de las eficiencias polarimétricas y un análisis de *cross-talk* de los parámetros de Stokes para entender como es este efecto sobre la reconstrucción de los magnetogramas, así como, introducir en las ecuaciones de Unno la dispersión. Se debe profundizar en el uso código científico de inversión de los parámetros de Stokes para hacer una análisis mas riguroso de los magnetogramas, definiendo mejor la fotosfera y cromosfera Solar. Por ultimo, se debe hacer un estudio de como la variación de la distancia entre los baricentros de las zonas que son magnéticamente opuestas, debido a el emborronamiento de las imágenes debido a la atmósfera que componen los parámetros de Stokes, afectan la predicción de las *tormentas geomagnéticas*.

# Bibliografía

Andreas, E. L.: 1988, *JOSA A* **5**(4), 481

Andrews, L. C. y Phillips, R. L.: 2005, *Laser beam propagation through random media*, Vol. 152, SPIE press Bellingham, WA

Asensio-Ramos, A., AN ACRONYM FOR HANLE AND ZEEMAN LIGHT. HA-ZEL v2.0 <https://aasensio.github.io/hazel2/index.html> bajo licencia GNU General Public License V3

Basu, S.: 2015, *Optics letters* **40**(17), 4130

Breckinridge, J. B.: 2012, *Basic Optics for the Astronomical Sciences*, SPIE Press.

Canfield, R. C. y Murdin, P.: 2000, *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics* **3**, 2457

Collett, E.: 2005, Spie Bellingham, WA

Collins, C.: 2013, *Astronomy 101: From the Sun and Moon to Wormholes and Warpdrive, Key Theories, Discoveries, and Facts about the Universe*, USA: Adams Media.

Cravens, T. E.: 2004, *Physics of solar system plasmas*, Cambridge University Press

EAST-EST, *European Solar Telescope*: <http://www.est-east.eu/>

ESA-GAIA, *Global Astrometric Interferometer for Astrophysics*: <https://sci.esa.int/web/gaia>

ESO-ALMA, *Atacama Large Millimiter Array*: <https://www.almaobservatory.org/>

ESO-VLT, *Very Large Telescope*: <https://www.eso.org/public telesc-instr/paranal-observatory/vlt/>

Frederickson, P. A., Davidson, K. L., Zeisse, C. R., y Bendall, C. S.: 2000, *Journal of Applied Meteorology* **39(10)**, 1770

Fried, D. L.: 1965, *JoSA* **55(11)**, 1427

Garfinkle, D. y Garfinkle, R.: 2009, *Three steps to the universe: from the sun to black holes to the mystery of dark matter*, University of Chicago Press

Goodman, J. W.: 2005, *Introduction to Fourier optics*, Roberts and Company Publishers

Goodman, J. W.: 2015, *Statistical optics*, John Wiley & Sons

Granados-Hernández, N.: 2019, *Análisis de Centroides de Polaridad Magnética en Regiones Solares Activas*, Observatorio Astronómico Nacional. Universidad Nacional de Colombia.

Hanslmeier, A.: 2010, in *Heliophysical Processes*, pp 233–249, Springer

HSPF-SAMNet, *Solar Activity Monitor NETwork*: <http://hspf.eu/samnet.html>

IDEAM, *Instituto de Hidrología, Meteorología y Estudios Ambientales*: <http://institucional.ideam.gov.co/jsp/index.jsf>

Ishimaru, A.: 2017, *Electromagnetic wave propagation, radiation, and scattering from fundamentals to applications*, Wiley Online Library

Kolmogorov, A. N.: 1941, *Cr Acad. Sci. URSS* **30**, 301

Korsós, M. B., Ludmány, A., Erdélyi, R., y Baranyi, T.: 2015, *Astrophysical Journal Letters* **802(2)**, L21

Korsós, M. B., Yang, S., y Erdélyi, R.: 2019, *Journal of Space Weather and Space Climate* **9**, A6

Lane, R., Glindeemann, A., Dainty, J., et al.: 1992, *Waves in random media* **2(3)**, 209

---

- Lang, K. R.: 2006, *Sun, Earth and Sky*, 2nd. Springer.
- Lang, K. R.: 2008, *The Sun from Space*, 2nd. Springer.
- Maronga, B., Gryscha, M., Heinze, R., Hoffmann, F., Kanani-Sühring, F., Keck, M., Ketelsen, K., Letzel, M. O., Sühring, M., y Raasch, S.: 2015, *Geoscientific Model Development Discussions* **8**, 1539
- Moeng, C.-H. y Sullivan, P. P.: 1994, *Journal of the Atmospheric Sciences* **51(7)**, 999
- Narayanan, A. S.: 2013, *An introduction to waves and oscillations in the Sun*, Springer
- NASA-HST, *Hubble Space Telescope*: <https://hubblesite.org/>
- NASA-SDO, *Solar Dynamics Observatory*: <https://sdo.gsfc.nasa.gov/>
- Nazarathy, M. y Shamir, J.: 1982, *JOSA* **72(3)**, 356
- Nickola, M.: 2012, *Astronomical seeing conditions as determined by turbulence modelling and optical measurement*, Faculty of Natural and Agricultural Sciences. University of Pretoria. South Africa
- Obukhov, A. M.: 1970, *Structure of temperature field in turbulent flow*, Technical report, AIR FORCE SYSTEMS COMMAND WRIGHT-PATTERSON AFB OH FOREIGN TECHNOLOGY DIVISION
- PALM, <https://palm.muk.uni-hannover.de/trac> bajo licencia GNU General Public License V3
- Sagaut, P.: 2006, *Large eddy simulation for incompressible flows: an introduction*, Springer Science & Business Media
- Schmidt, J. D.: 2010, *Numerical Simulations of Optical Wave Propagation*, SPIE Press.
- Stix, M.: 2012, *The Sun: an introduction*, Springer Science & Business Media
- STScI-JWST, *James Webb Space Telescope*: <http://www.stsci.edu/jwst/>
- Stull, R. B.: 2012, *An introduction to boundary layer meteorology*, Vol. 13, Springer Science & Business Media

Tatarski, V. I.: 2016, *Wave propagation in a turbulent medium*, Courier Dover Publications

Toro-Iniesta, J. C.: 2003, *Introduction to Spectropolarimetry*, Cambridge University Press.

Vaquero, J. M. y Vázquez, M.: 2009, *The Sun recorded through history*, Vol. 361, Springer Science & Business Media

Vita-Finzi, C.: 2008, *The Sun. A User's Manual*, Springer.

Wilson, C. y Fedorovich, E.: 2012, *Acta Geophysica* **60**(5), 1474

## Apéndice A

# Configuración PALM

```
&initialization_parameters
!
!-- grid parameters
!
  nx          = 39,
  ny          = 39,
  nz          = 50,
  dx          = 50.0,
  dy          = 50.0,
  dz          = 25.0,
  dz_stretch_level      = 2215.0, ! Altura villa de leyva
  dz_max        = 50
!
!-- initialization
!
  initializing_actions      = 'set_constant_profiles',
  ug_surface        = 2.5,
  vg_surface        = 0.0,
  pt_surface         = 306.0,
  pt_vertical_gradient = 0.0,   3.0,    0,
  pt_vertical_gradient_level = 0.0,   800,   1600,
  q_surface          = 0.019, ! mixing ratio --> rel. hum. = ?
  surface_pressure     = 1016.0,
  day_of_year_init    = 172, ! June 21
  time_utc_init       = 43200.0, ! 12:00 UTC
!
!-- physics
!
  latitude          = 5.66,
  longitude         = 286.46, ! -73.54 villa de leyva
!
!-- boundary conditions
!
  constant_flux_layer = .TRUE.,
```

```

bc_pt_b = 'dirichlet', ! required when using LSM
bc_q_b = 'dirichlet', ! required when using LSM

rayleigh_damping_height = 138.0,
rayleigh_damping_factor = 0.01,
!
!-- mode
!-----
humidity = .TRUE., 
! precipitation = .FALSE.,

reference_state = 'horizontal_average',
!
!-- numerics
!-----
fft_method = 'temperton-algorithm', !'fftw', !
/
&runtime_parameters
!
!-- run steering
!-----
end_time = 216000.0, ! 2.5 days

create_disturbances = .T.,
dt_disturb = 120.0,
disturbance_energy_limit = 0.0001,
!
!-- general output setting
!-----
netcdf_data_format = 2, ! NetCDF3
dt_run_control = 900.0,
dt_data_output = 21600.0, ! 6 hours
dt_data_output_av = 3600.0,
averaging_interval = 1800.0,
!
!-- profile output setting
!-----
data_output_pr = '#u', '#v', '#theta', '#q', '#thetav',
                 '#km', '#kh', '#l',
                 'w', 'e', 'e*', 'p',
                 'w*u', 'w*u*', 'w*v', 'w*v*',
                 'w*theta', 'w*theta*', 'w*thetav', 'w*thetav*',
                 'w*q', 'w*q*', 'w*e*',
                 'theta*2', 'q*2', 'u*2', 'v*2', 'w*2',
                 '#t_soil', '#m_soil',
!
!-- 2D and 3D output setting
!-----
section_xy = 0, ! surface variables only

data_output = 'theta', 'thetav', 'q', 'u', 'v',
              'theta_av', 'thetav_av', 'q_av', 'u_av', 'v_av',
              't_soil', 't_soil_av',
              'm_soil', 'm_soil_av',
              'us*xy', 'us*xy_av',
              't*xy', 't*xy_av',
              'r_a*xy', 'r_a*xy_av',
              'r_s*xy', 'r_s*xy_av',
              'tsurf*xy', 'tsurf*xy_av',
              'ghf*xy', 'ghf*xy_av',
              'shf*xy', 'shf*xy_av',
              'qsws_liq*xy', 'qsws_liq*xy_av',
              'qsws_soil*xy', 'qsws_soil*xy_av',
              'qsws_veg*xy', 'qsws_veg*xy_av',

```

---

```

'c_liq*_xy',   'c_liq*_xy_av',
'c_soil*_xy',  'c_soil*_xy_av',
'c_veg*_xy',   'c_veg*_xy_av',
/
&land_surface_parameters
!
!-- soil setup
!-----
soil_type          = 3,
soil_temperature   = 293.0, 293.0, 293.0, 293.0,
                     293.0, 293.0, 293.0, 293.0,
deep_soil_temperature = 293.0,
soil_moisture      = 0.35, 0.35, 0.35, 0.35,
                     0.35, 0.35, 0.35, 0.35,
!
!-- boundary conditions
!-----
surface_type       = 'vegetation',
vegetation_type    = ???,
vegetation_coverage = ???,
c_surface          = 0.0,
conserve_water_content = .T.,
/
&radiation_parameters
!
!-- general setup
!-----
radiation_scheme   = 'clear-sky',
dt_radiation       = 60.0,
/

```

**Código A.1:** Fichero de configuración de PALM para la atmósfera de Villa de Leyva.



## Apéndice B

# Rutina de simulación de la propagación de la luz

---

```
%_____
%%atmos_setup

% determine geometry
D2 = 0.235; % diameter of the observation aperture [m]
wvl = 0.6173e-6; % optical wavelength [m]
k = 2*pi / wvl; % optical wavenumber [rad/m]
Dz = 20e3; %0e3; % propagation distance [m]

% use sinc to model pt source
DROI = 4 * D2; % diam of obs-plane region of interest [m]
D1 = wvl*Dz / DROI; % width of central lobe [m]
R = Dz; % wavefront radius of curvature [m]

% atmospheric properties
Cn2 = 1e-15; It is a average over air column %structure parameter [m^-2/3]
%SW and PW coherence diameters [m]
r0sw = (0.423 * k^2 * Cn2 * 3/8 * Dz)^(-3/5);
r0pw = (0.423 * k^2 * Cn2 * Dz)^(-3/5);
p = linspace(0, Dz, 1e3);
% log-amplitude variance
rytov = 0.563 * k^(7/6) * sum(Cn2 * (1-p/Dz).^(5/6) ...
.* p.^(5/6) * (p(2)-p(1)));

% screen properties
nscr = 8; %number of screens
A = zeros(2, nscr); %matrix
alpha = (0:nscr-1) / (nscr-1);
A(1,:) = alpha.^(-5/3);
A(2,:) = (1 - alpha).^(-5/6) .* alpha.^(-5/6);
b = [r0sw.^(-5/3); rytov/1.33*(k/Dz)^(-5/6)];
% initial guess
x0 = (nscr/3*r0sw * ones(nscr, 1)).^(-5/3);
% objective function
fun = @(X) sum((A*X(:) - b).^2);
% constraints
x1 = zeros(nscr, 1);
rmax = 1; %maximum Rytov number per partial prop.
x2 = rmax/1.33*(k/Dz)^(-5/6) ./ A(2,:);
```

---

```

x2(A(2,:)==0) = 50^(-5/3);
% options = optimoptions('fmincon','Display','iter','Algorithm','sqp');
options = optimset('Display','iter');
[X,fval,exitflag,output] ...
    = fmincon(fun,x0,[],[],[],x1,x2,[],options);
% check screen r0s
r0scrn = X.^(-3/5);
r0scrn(isinf(r0scrn)) = 1e6;
% check resulting r0sw & rytov
bp = A*X(:); [bp(1)^(-3/5) bp(2)*1.33*(Dz/k)^(5/6)]
[r0sw rytov]

%
% pt_source_vac_prop

deltal = d1;      % source-plane grid spacing [m]
deltan = d2;      % observation-plane grid spacing [m]
n = nscr;          % number of planes

% coordinates
[x1 y1] = meshgrid((-N/2 : N/2-1) * deltal);
[thetal r1] = cart2pol(x1, y1);

% point source
pt = exp(-i*k/(2*R) * r1.^2) / D1^2 ...
    .* sinc(x1/D1) .* sinc(y1/D1) ...
    .* exp(-(r1/(4*D1)).^2);

% t=IxScl;
% partial prop planes
z = (1 : n-1) * Dz / (n-1);

% simulate vacuum propagation
sg = exp(-(x1/(0.47*N*d1)).^16) ...
    .* exp(-(y1/(0.47*N*d1)).^16);
t = repmat(sg, [1 1 n]);
[xn yn Uvac] = ang_spec_multi_prop(pt, wvl, ...
    deltal, deltan, z, t);
% collimate the beam
Uvac = Uvac .* exp(-i*pi/(wvl*R)*(xn.^2+yn.^2));

%
% pt_source_turb_prop

l0 = 0;           % inner scale [m]
L0 = inf;          % outer scale [m]

zt = [0 z];      % propagation plane locations
Delta_z = zt(2:n) - zt(1:n-1);      % propagation distances
% grid spacings
alpha = zt / zt(n);
delta = (1-alpha) * deltal + alpha * deltan;

% initialize array for phase screens
phz = zeros(N, N, n);
nreals = 10;        % number of random realizations
% initialize arrays for propagated fields,
% aperture mask, and MCF
Uout = zeros(N);
mask = circ(xn/D2, yn/D2, 1);
MCF2 = zeros(N);
sg = repmat(sg, [1 1 n]);
for idxreal = 1 : nreals      % loop over realizations
    idxreal
    % loop over screens
    for idxscr = 1 : 1 : n
        [phz_lo phz_hi] ...
            = ft_sh_phase_screen ...
                (r0scrn(idxscr), N, delta(idxscr), L0, 10);

```

---

```

phz (:,:,idxscr) = phz_lo + phz_hi;
end
% simulate turbulent propagation
[xn yn Uout] = ang_spec_multi_prop(pt, wvl, ....
    deltal, deltan, z, sg.*exp(i*phz));
% collimate the beam
Uout = Uout .* exp(-i*pi/(wvl*R)*(xn.^2+yn.^2));
% accumulate realizations of the MCF % Mirar Statistical Optics MCF=OTF
MCF2 = MCF2 + corr2_ft(Uout, Uout, mask, deltan);
end
% modulus of the complex degree of coherence
MCDOC2 = abs(MCF2) / (MCF2(N/2+1,N/2+1));



---


%% Telescope Imaging (PSF) and Atmosphere imaging
OTF_Telescope = corr2_ft(mask, mask, ones(N), deltan);
PSF_Telescope = ift2(OTF_Telescope, deltan);
PSF_Telescope = PSF_Telescope/max(PSF_Telescope (:));

PSF_Atmosphere = ift2(MCF2, deltan);
PSF_Atmosphere = PSF_Atmosphere/max(PSF_Atmosphere (:));

%OTF = ((OTF_Telescope/max(OTF_Telescope (:))).*(MCF2/max(MCF2 (:)))).*mask;
%PSF = ift2(OTF, deltan);
%PSF = PSF/max(PSF (:));



---


%% Units conversion
% Telescope properties Aperture D2 = 235 mm. conFactor parallax deducted (pc/AU).
% Pixel size in microns
fRatio=10; focal=2350; covFactor=206265; pixelSize=4.8;
S=covFactor/focal; %Angular magnification
rs=S*10^-3*pixelSize; %Resolution
th=1.22*covFactor*(wvl/D2); %Angular resolution
PSFcover= ceil(th/rs);
PSF_Tel_1D = real(PSF_Telescope (:,size(PSF_Telescope,1)/2+1));
PSF_size=PSF_Tel_1D( PSF_Tel_1D(:) >= 0.02 & PSF_Tel_1D(:) < 1);
realUnits_PSF = PSFcover/length(PSF_size);
scaledPSF_Atmosphere = imresize(real(PSF_Atmosphere), realUnits_PSF, 'nearest');
if mod(size(scaledPSF_Atmosphere,1),2) == 1;
    scaledPSF_Atmosphere = padarray(scaledPSF_Atmosphere,[1 1],0,'pre');
end
h= fspecial('average',7);
scaledPSF_Atmosphere = imfilter(scaledPSF_Atmosphere,h,'same');
scaledPSF_Atmosphere = padarray(scaledPSF_Atmosphere,[size(PSF_Telescope,1)/2 ...
    -round(size(scaledPSF_Atmosphere,1)/2)) ...
    (size(PSF_Telescope,1)/2-round(size(scaledPSF_Atmosphere,1)/2))],0,'both');

```

**Código B.1:** Rutina para simular la propagación de la luz.