UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA DE LA TIERRA Y ASTROFÍSICA



TRABAJO DE FIN DE GRADO

Código de TFG: FTA19

Cartografiando la red cósmica mediante agujeros negros supermasivos

Mapping the cosmic web through supermassive black holes

Supervisor/es: Shane P. O'Sullivan, David Alonso López

Adrián de la Fuente Contreras

Grado en Física

Curso académico 2025-2026

Calificación: 9.1

Convocatoria ordinaria

Índice

1. Introducción **1**
- 1.1. Campos magnéticos cósmicos . . . 1
- 1.2. Cúmulos galácticos y el medio entre cúmulos . . . 1
- 1.3. El supercúmulo de Shapley: propiedades e importancia . . . 1
- 1.4. Investigando gas magnetizado con la rotación de Faraday y la polarización de las ondas de radio . . . 1
- 1.5. Objetivos del Trabajo de Fin de Grado . . . 2

2. Teoría y bases **2**
- 2.1. Emisión sincrotrón y polarización de las ondas de radio . . . 2
- 2.2. Rotación de Faraday y su interpretación física . . . 3
- 2.3. Espectros de profundidad de Faraday y mecanismos de despolarización . . . 3
- 2.4. Ajuste QU como método para extraer información del campo magnético . . . 4

3. Datos y herramientas **4**
- 3.1. El telescopio ASKAP y el estudio POSSUM . . . 4
- 3.2. Selección de fuentes en la región del supercúmulo de Shapley . . . 5
- 3.3. El paquete RM-Tools y el procedimiento del ajuste QU . . . 5

4. Metodología **6**
- 4.1. Extrayendo el espectro de polarización . . . 6
- 4.2. Llevando a cabo el ajuste QU con RM-Tools . . . 6
- 4.3. Seleccionando el mejor modelo para cada radiogalaxia y filtrando malos ajustes . . . 6
- 4.4. Calculando RRMs y su incertidumbre, y creando un perfil de dispersión . . . 7
- 4.5. Calculando las medianas de |RRM| Y σ_{RM} dentro y fuera del supercúmulo de Shapley 8
- 4.6. Enfoque estadístico: relacionando las variaciones de RM con la distancia desde el centro de los cúmulos . . . 8

5. Resultados **8**
- 5.1. Ejemplos de espectros de polarización ajustados . . . 8
- 5.2. Clasificación de fuentes . . . 11
- 5.3. Distribuciones de las diferencias de ln(EVIDENCE) y de χ^2_{red} . . . 11
- 5.4. Dispersión de RMs en la región del supercúmulo de Shapley . . . 12
- 5.5. Comparación de las propiedades de RM dentro y fuera del núcleo del supercúmulo de Shapley . . . 12
- 5.6. Variación de RM a pequeña escala en función de la distancia al cúmulo/grupo más cercano . . . 13

6. Discusión **14**
- 6.1. Discusión sobre los 2 modelos . . . 14
- 6.2. Evidencia de campos magnéticos en el medio intracúmulo (ICM) . . . 15
- 6.3. Campos magnéticos a pequeña escala . . . 15
- 6.4. Comparación con estudios previos del RM de cúmulos y supercúmulos . . . 16
- 6.5. Limitaciones de los datos y del análisis . . . 17

7. Conclusiones y futuro trabajo **18**
- 7.1. Resumen de principales hallazgos . . . 18
- 7.2. Sugerencias para futuros estudios . . . 18

8. Apéndice **19**
- 8.1. Enlaces relevantes . . . 19

Estudiando el RM del gas magnetizado en el interior del supercúmulo de Shapley

Resumen:

En este trabajo, se estudia la luz procedente de decenas de radiogalaxias que se encuentran detrás del supercúmulo de Shapley (SSC) con el objetivo de comprender mejor las propiedades magnéticas del gas magnetizado que rodea el SSC. A través del empleo de los modelos m1 y m2 (RM-Tools), se ajusta el espectro de datos procedente de cada radiogalaxia, lo que nos permite conocer el RM y la σ_{RM} (además de otros parámetros) de distintos puntos del gas intracúmulo (ICM). La *Medida de rotación* (RM) es una parámetro que mide el efecto de la rotación de Faraday (rotación del vector de polarización de una onda al pasar por un campo magnético) sobre una onda desde su emisión hasta llegar al telescopio. Concretamente, el RRM es la parte del RM asociada únicamente al ICM de Shapley (restando el GRM, la contribución del resto de la galaxia). Por otro lado, la σ_{RM} es la variación de RM en escalas más pequeñas que la resolución angular de nuestro telescopio. Usando estos datos, se han obtenido las medianas de |RRM| y σ_{RM} dentro y fuera del supercúmulo. Dentro, $\widetilde{|\mathrm{RRM}|}$ vale 21.25 rad/m^2 y $\widetilde{\sigma_{RM}}$ 8.47 rad/m^2, bastante mayores que fuera del supercúmulo, lo cual es un indicio del campo magnético más intenso a gran y a pequeña escala dentro de Shapley. Además, se lleva a cabo un gráfico de dispersión de RM, el cual parece ajustarse mejor a ciertos modelos teóricos ($B_{\mathcal{F}}$ y η=0.5) que lo que muestran otros estudios. Por otro lado, se obtiene la magnitud del campo magnético a pequeña escala (3.05 μG) que es mayor que el campo magnético a gran escala en el ICM (1.65 μG). El modelo de campo magnético turbulento es el más apropiado para explicar este comportamiento multiescala. Por último, también se ha realizado una comparación entre los modelos m1 y m2, y se han identificado radiogalaxias cuyo RM no puede ser explicado por ninguno de estos 2 modelos. Se les llama *casos complejos de rotación de Faraday.*

Abstract:

In this work, the light from dozens of radio galaxies located behind the Shapley Supercluster (SSC) is studied with the aim of better understanding the magnetic properties of the magnetized gas surrounding the SSC. Through the use of models m1 and m2 (RM-Tools), the data spectrum from each radio galaxy is fitted, which allows us to determine the RM and the σ_{RM} (in addition to other parameters) at different points of the intracluster gas (ICM). *Rotation Measure* (RM) is a parameter that measures the Faraday rotation effect (the rotation of the polarization vector of a wave as it passes through a magnetic field) on a wave from its emission until it reaches the telescope. Specifically, the RRM is the fraction of the RM uniquely associated with the Shapley ICM (after subtracting the GRM, which is the contribution from the rest of the Galaxy). On the other hand, σ_{RM} represents the RM variation at scales smaller than the angular resolution of our telescope. Using these data, the medians of |RRM| and σ_{RM} inside and outside the supercluster have been obtained. Inside, $\widetilde{|\mathrm{RRM}|}$ is 21.25 rad/m^2 and $\widetilde{\sigma_{RM}}$ is 8.47 rad/m^2, significantly higher than outside the supercluster, which is an indication of a more intense magnetic field at large and small scales within Shapley. Furthermore, a dispersion plot of RM is carried out, which seems to fit certain theoretical models ($B_{\mathcal{F}}$ and $\eta = 0.5$) better than what other studies show. Besides, the magnitude of the small-scale magnetic field is obtained (3.05 μG), which is larger than the large-scale magnetic field in the ICM (1.65 μG). The turbulent magnetic field model is the most appropriate to explain this multi-scale behavior. Finally, a comparison between models m1 and m2 has also been performed, and radio galaxies whose RM can't be explained by either of these two models have been identified. They are called *complex cases of Faraday rotation.*

1. Introducción

Gran parte de la información para desarrollar la introducción teórica de este trabajo (secciones 1 y 2) proviene de un coloquio impartido por mi director de TFG y un libro que sirvió de base para dicho coloquio (Klein & Fletcher 2015).

1.1. Campos magnéticos cósmicos

Los campos magnéticos existen a lo largo de todo el universo: en la pequeña escala, como en planetas y estrellas; pero también existen en escalas más grandes (si bien más débiles), como dentro de las galaxias, en filamentos cósmicos (campos magnéticos del orden de 10^{-9} G, según Carretti et al. (2025)) e incluso, en vacíos cósmicos. Estos tienen una gran relevancia dentro de la astrofísica, interviniendo en múltiples procesos como en la formación estelar, en la emisión de rayos cósmicos y en el transporte de los mismos, y en la evolución de galaxias e incluso, estructuras más grandes.

Sin embargo, en la gran escala, los campos magnéticos no se han estudiado ni medido tanto; lo cual no significa que no sean relevantes, pues su comprensión podría llevarnos a conocer los orígenes de los mismos y cómo eran los campos magnéticos durante una fase temprana del universo.

1.2. Cúmulos galácticos y el medio entre cúmulos

Los cúmulos galácticos son estructuras compuestas por galaxias unidas entre sí por la fuerza gravitatoria. Los cúmulos por lo general tienen entre 50 y 1000 galaxias (un diámetro de entre 2 y 10 Mpc). Por debajo de este intervalo, ya se empiezan a considerar grupos galácticos.

Las velocidades de dichas galaxias son demasiado grandes como para que se mantengan unidas al cúmulo solo por la atracción gravitatoria de las demás galaxias. Y es que se estima que solo el 5 % de la masa de los cúmulos pertenece a las galaxias. Un 10 % pertenece a gas muy caliente (10^8 K) que emite rayos X, llamado gas intracúmulo. Y el 85 % restante corresponde a la materia oscura.

1.3. El supercúmulo de Shapley: propiedades e importancia

El supercúmulo de Shapley es un cúmulo de cúmulos de galaxias que se encuentra a 650 millones de años luz. Se trata de la estructura más grande del universo local, es decir, dentro de la esfera centrada en la Tierra, cuyo radio es mil millones de años luz. Dicho supercúmulo contiene más de 8000 galaxias y una masa total equivalente a más de diez mil billones de veces la de nuestro Sol.

Además, este supercúmulo es de especial interés para la comunidad científica debido a que probablemente sea uno de los principales causantes del peculiar movimiento del Grupo Local (grupo de galaxias que contiene la Vía Láctea). Una posible explicación a dicho movimiento es que el Grupo Local sea atraído por el Gran Atractor, el centro gravitacional del supercúmulo de Laniakea, nuestro supercúmulo. Y este supercúmulo a su vez sea atraído por el supercúmulo de Shapley.

1.4. Investigando gas magnetizado con la rotación de Faraday y la polarización de las ondas de radio

La rotación de Faraday rota el vector de polarización de una onda EM al pasar esta por un gas magnetizado. Esta rotación está relacionada con el campo magnético del gas magnetizado y con su densidad de e-; por lo que, nos permite medir dichas magnitudes. Necesitamos que las fuentes de luz sean linealmente polarizadas (por ejemplo, radiogalaxias que emiten radiación sincrotrón) para poder medir el efecto de la rotación de Faraday sobre el ángulo del vector de polarización. Además, se usan ondas de radio de longitudes de onda del orden del centímetro ya que a mayor la longitud

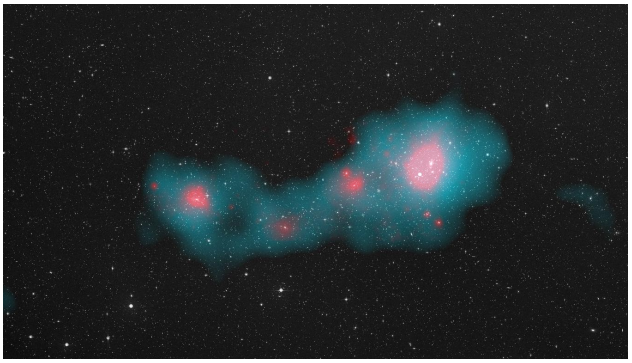


Figura 1: Supercúmulo de Shapley observado por el telescopio espacial Planck. El color rojo representa emisión de rayos X del gas caliente intracúmulo (gas dentro de los cúmulos), y el color cian representa la emisión debida al efecto térmico Sunyaev-Zeldovich, medida por Planck, que también sirve para rastrear el gas caliente intracúmulo (gas dentro de los cúmulos y rodeándolos).

de onda, mayor es el giro del vector polarización y por lo tanto, nos da mayor precisión a la hora de medir la rotación de Faraday.

1.5. Objetivos del Trabajo de Fin de Grado

Los objetivos de este trabajo son investigar cómo es la rotación de Faraday en el gas ionizado alrededor del supercúmulo de Shapley y cómo varía, tanto en una escala grande como en una más pequeña. Para estudiar todo esto, se usaran los datos de 146 radiogalaxias distintas que se encuentran detrás del supercúmulo. Para conocer la magnitud de la rotación de Faraday, ajustaremos los datos de cada radiogalaxia (longitud de onda y ángulo de polarización asociado) a 2 modelos distintos de la rotación de Faraday, uno que tiene en cuenta la desviación estándar de la rotación de Faraday y otro que no; comprobando cuál se ajusta mejor a los datos para cada radiogalaxia. Una vez realizados los ajustes, conoceremos la magnitud de la rotación de Faraday (y puede que también su desviación estándar si el modelo que la tiene en cuenta es el que mejor se ajusta a los datos) para cada una de las 146 fuentes. Para poder interpretar mejor estos resultados, haremos varias gráficas. Por ejemplo, una que muestre la dispersión de la rotación de Faraday a lo largo del supercúmulo de Shapley u otra que muestre cómo es la desviación estándar de la rotación de Faraday para distintas radiogalaxias. Algunos estudios similares a este son, por ejemplo: Govoni et al. (2017) y Bonafede et al. (2010).

2. Teoría y bases

2.1. Emisión sincrotrón y polarización de las ondas de radio

Las radiogalaxias, como su nombre indica, emiten principalmente en el rango espectral de las ondas de radio. Las principales fuentes de dichas ondas son los *jets* de partículas cargadas procedentes de los agujeros negros centrales de dichas galaxias. Las partículas cargadas de estos *jets* interactúan con el campo magnético del propio *jet*, haciendo que avancen en espiral alrededor del eje del *jet*. Debido a esta aceleración radial, las partículas cargadas emiten radiación sincrotrón en la dirección de su velocidad. Además, dicha radiación está predominantemente polarizada linealmente en la dirección perpendicular al campo magnético (que sigue el eje del *jet*) y a la velocidad de la partícula. Su intensidad sigue la fórmula:

$$I_\nu \propto B_\perp^{1+\alpha} \nu^{-\alpha} \tag{1}$$

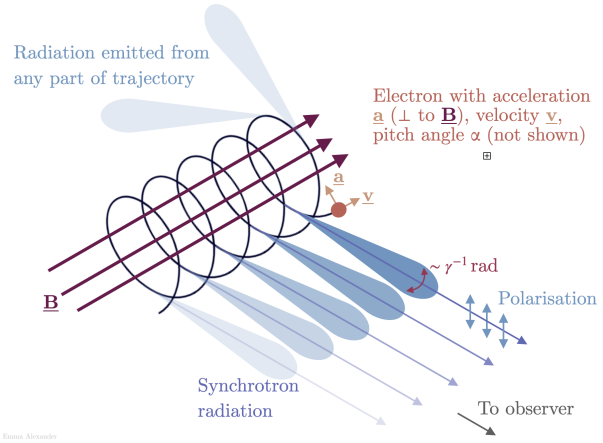


Figura 2: Diagrama de la radiación sincrotrón, que es emitida por electrones relativistas girando en espiral alrededor de las líneas de campo magnético (B). Emma Alexander (CC-BY).

Podemos ver que a menor frecuencia, mayor la intensidad de la radiación. Y a su vez, a mayor el campo magnético en la dirección del eje del jet, mayor la intensidad.

2.2. Rotación de Faraday y su interpretación física

La rotación de Faraday consiste en el giro del vector de polarización de una onda electromagnética al pasar por un campo magnético paralelo a la dirección de propagación de la onda. Para poder medir dicho efecto, se define la profundidad de Faraday ($\phi(l)$). Esta magnitud describe cómo crece el ángulo de rotación del vector de polarización de una onda al aumentar el cuadrado de la longitud de la onda, en función de la distancia recorrida por dicha onda, l (el efecto de la rotación de Faraday es mayor para longitudes de onda mayores, como se ha explicado anteriormente). La *Medida de Rotación* o RM (por ejemplo, Ferrière et al. (2021)) es igual a la profundidad de Faraday evaluada desde la fuente hasta el telescopio, es decir:

$$\mathrm{RM}_{[\mathrm{rad\ m^{-2}}]} = \phi(L) = 0.812 \int_0^L n_{e\ [\mathrm{cm^{-3}}]} B_{\parallel\ [\mu\mathrm{G}]}\, dl_{[\mathrm{pc}]} \tag{2}$$

Siendo n_e la densidad de electrones del gas magnetizado, $B_\parallel$ la componente del campo magnético paralela a la dirección de propagación de la onda y dl el diferencial de la longitud del camino seguido por la onda (L es la distancia desde la fuente hasta el telescopio). Entonces, la rotación de Faraday nos permite conocer el campo magnético en la dirección de propagación de la onda y la densidad de electrones del gas magnetizado.

2.3. Espectros de profundidad de Faraday y mecanismos de despolarización

Cuando medimos el grado de polarización lineal de las ondas de radio provenientes de radiogalaxias, el resultado es bastante más bajo que el grado de polarización lineal esperado para la radiación sincrotrón. Este fenómeno se conoce como despolarización y hay varios tipos: por superposición de distintas longitudes de onda, por superposición de varias fuentes a lo largo de una misma línea de visión, etc.

Para este trabajo, estudiaremos la despolarización para una sola fuente de emisión debida a la superposición de distintas líneas de visión que se encuentran dentro de nuestra resolución angular. Aunque dichas líneas de visión estén muy cerca la una de la otra y tengan longitudes similares, tienen profundidades de Faraday diferentes, pues dentro de las nubes de gas entre las radiogalaxias

y nosotros, el campo magnético puede variar mucho en las pequeñas escalas. Esto conduce a que los haces provenientes de las distintas líneas tengan un ángulo de polarización diferente cuando llegan a nuestros telescopios y, por lo tanto, al superponerse entre ellos, se observa una despolarización.

Para sortear ese problema, se usa un método llamado síntesis RM (Brentjens, M. A. & de Bruyn, A. G. 2005). A la función $P(\lambda^2)$, que es el espectro de polarización lineal compleja medido, se le aplica una técnica similar a la transformada de Fourier, obteniendo una función F(ϕ) conocida como la función compleja de dispersión de Faraday, que explica la forma de nuestro espectro $P(\lambda^2)$ a partir de cada uno de los espectros asociados a cada profundidad y nos permite conocer la intensidad de luz polarizada proveniente de cada profundidad. Esta F(ϕ) se define a través de la siguiente fórmula:

$$P(\lambda^2) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\phi) e^{2i\phi\lambda^2} d\phi. \tag{3}$$

Su valor absoluto, $|F(\phi)|$, es el espectro de profundidad de Faraday y nos permite estudiar la despolarización de las ondas de radio. Sin embargo, en este trabajo, se empleará otra herramienta, el ajuste QU, con la que es más fácil obtener los parámetros de despolarización que nos interesan.

2.4. Ajuste QU como método para extraer información del campo magnético

Al captar la luz procedente de las radiogalaxias, podemos medir sus parametros de Stokes, Q ($I_0 - I_{90}$) y U ($I_{45} - I_{135}$). Con ellos, conocemos la polarización lineal compleja ($P = Q + iU$).

Para el primer modelo del ajuste QU, el m1 (véase Sección A.1. de Van Eck et al. (2026)), la polarización lineal compleja se puede expresar en su forma polar como $p \cdot Ie^{2i\chi}$. Por lo tanto, la intensidad de luz polarizada linealmente y su ángulo de polarización se pueden calcular como:

$$\begin{aligned} pI &= \sqrt{Q^2 + U^2} \\ \chi &= \frac{1}{2} arctg(\frac{U}{Q}) \end{aligned} \tag{4}$$

A su vez, sabemos que $\chi = \chi_0 + RM\lambda^2$, siendo RM la rotación de Faraday sobre el ángulo de polarización de la onda, χ_0 el ángulo de polarización antes de sufrir la rotación de Faraday y λ su longitud de onda. Podemos conocer χ para distintas longitudes de onda a partir de la ec. (4) y por lo tanto, podemos hacer un ajuste con todos estos datos para conocer χ_0 y RM.

En el segundo modelo, el m2 (véase Sección A.2. de Van Eck et al. (2026)), se tiene en cuenta la variación de la profundidad de Faraday a escalas más pequeñas que nuestra resolución angular (la causa de la despolarización). Para ello, se introduce la σ_{RM}, la desviación estándar de la distribución de RMs procedente de cada radiogalaxia (el espectro de profundidad de Faraday o $|F(\phi)|$) en escalas más pequeñas que la resolución angular de las observaciones de nuestro telescopio. En dicho caso, la polarización lineal compleja se expresa como $p \cdot Ie^{2i(\chi_0 + RM\lambda^2)} e^{-2\sigma_{RM}^2 \lambda^4}$ (la exponencial negativa que contiene a σ_{RM} da lugar a una disminución de la intensidad linealmente polarizada para longitudes de onda mayores) . Por lo tanto, en este caso, el ajuste QU nos devuelve χ_0, RM y σ_{RM}.

Según el caso, será más apropiado aplicar un modelo u otro (para comprender mejor los fundamentos del ajuste QU, véase O'Sullivan et al. (2012)).

3. Datos y herramientas

3.1. El telescopio ASKAP y el estudio POSSUM

El telescopio ASKAP, situado en Australia, es un telescopio que opera en longitudes de onda del orden del centímetro. Usar una longitud de onda más larga, del orden del metro, permitiría tener



Figura 3: Telescopio ASKAP. El panel verde en la parte de arriba de la estación contiene las antenas que reciben la radiación reflejada por el plato

una mayor resolución en las mediciones de RM, pero implicaría tener muchos menos datos, pues hay muchas más fuentes con longitudes de onda del orden del centímetro que del orden del metro. Las observaciones usadas para este trabajo proceden de dicho telescopio . Además, este telescopio se está usando para hacer un estudio de todo el cielo del sur, obteniendo el RM para cientos de miles de puntos a lo largo de toda su longitud. Ahora mismo, se ha observado el 40 por ciento del cielo aproximadamente; en los próximos años se completará dicho estudio, llamado POSSUM (para conocer dicho estudio con mayor detalle, véase Gaensler et al. (2025))

3.2. Selección de fuentes en la región del supercúmulo de Shapley

Tenemos 146 fuentes en total en la región del supercúmulo de Shapley, las cuales han sido observadas por el telescopio ASKAP. Estas se encuentran lo suficientemente cerca del supercúmulo como para evitar las contribuciones de otros cúmulos o grupos próximos. Dentro de esas fuentes, las que nos interesan sobre todo son las 44 que se encuentran *on-target*, es decir, que se encuentran dentro del supercúmulo y no fuera. Para definir la separación entre fuera y dentro se usa una y-Compton límite. La y-Compton es un parametro que cuantifica la dispersión de los fotones del CMB al pasar a través de un gas de electrones térmicos calientes. Se define como (Mroczkowski et al. 2019):

$$y = \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \int P_e(l)\, dl \tag{5}$$

Siendo σ_T, la sección transversal de Thomson y $P_e = n_e k_B T_e$, la presión del gas de electrones, que como se puede ver es directamente proporcional a la temperatura y a la densidad del gas. Por lo tanto, nos permite distinguir entre la parte más densa y caliente del gas (en el núcleo del supercúmulo) y la parte menos densa y más fría (en el exterior del supercúmulo). La y usada como límite es $4.24 \cdot 10^{-6}$ (Alonso-López et al. 2026).

Cada una de las 44 fuentes *on-target* tiene asociada una d_{nrst} que es la distancia proyectada de la fuente al grupo o cúmulo más cercano, normalizada por su r_{500} (el radio de una esfera, alrededor del centro del cúmulo, que contiene una densidad que es 500 veces la densidad crítica del universo para el corrimiento al rojo de dicho cúmulo).

3.3. El paquete RM-Tools y el procedimiento del ajuste QU

El paquete RM-Tools (Van Eck et al. 2026) es un paquete de python que nos permite realizar el ajuste QU explicado anteriormente, a partir de los parámetros de Stokes (Q y U) medidos para

las distintas longitudes de onda de cada radiogalaxia en la región del supercúmulo de Shapley. Permite ajustar los datos tanto al modelo m1 como al m2; le asignaremos un modelo u otro a cada radiogalaxia tras comparar ambos ajustes y concluir cuál es mejor.

4. Metodología

4.1. Extrayendo el espectro de polarización

Los datos usados, provenientes del telescopio ASKAP, estaban en formato de tabla *fits*. Esta contenía mucha información de cada una de las 146 fuentes, pero en este caso nos interesaban principalmente los parámetros de Stokes asociados a las distintas longitudes de onda. Para extraerlos del archivo *fits*, se han usado funciones como *ascii* o *fits* de la librería *astropy.io*. De esta forma, hemos creado un archivo *txt* para cada una de las fuentes con los datos mencionados.

4.2. Llevando a cabo el ajuste QU con RM-Tools

Los archivos *txt* son más fácil de manejar en python que los *fits*. Por lo tanto, una vez tenemos estos archivos, ya es mucho más fácil aplicar el ajuste QU sobre los datos de cada fuente. Usamos el comando *os.system* para ejecutar la herramienta *qufit* del paquete RM-Tools (véase Sección 3.3) en la terminal del ordenador, y así poder ver si funciona correctamente. Incluimos el nombre del archivo txt sobre el que queremos aplicar el ajuste, concretamos el modelo (m1 o m2) y usamos un *sampler* que permita al programa converger en un tiempo adecuado (en este caso, *nestle*). Hacemos lo mismo para el otro modelo e iteramos para las 145 fuentes restantes empleando un bucle *for*. Cada iteración tarda en converger entre 1 y 2 minutos, por lo general; sin embargo, en algún caso, puede llegar a tardar horas.

Hecho esto, para cada radiogalaxia, tendremos archivos con los parámetros de los ajustes de los datos a los modelos m1 y m2; además de gráficas asociadas a los correspondientes ajustes (los resultados se encuentran en la Sección 5.1).

4.3. Seleccionando el mejor modelo para cada radiogalaxia y filtrando malos ajustes

Como tenemos 2 modelos distintos que describen el RM correspondiente a cada radiogalaxia, debemos seguir ciertos criterios para quedarnos solo con uno. Para ello, se usa el ln(EVIDENCE). La EVIDENCE cuantifica qué tan probable es que se midan los datos obtenidos bajo un cierto modelo. Se computa su logaritmo neperiano debido a que sus valores pueden ser excesivamente grandes o excesivamente pequeños. Por lo tanto, nos quedaremos con el modelo más plausible, es decir, el que tenga mayor ln(EVIDENCE) (Held & Ott 2018).

Sin embargo, ha habido algunas excepciones. Para algunas fuentes, el ajuste del modelo m2 tenía un error de RM inmenso y bastante mayor que en el ajuste del modelo m1, pese a que este tenía menor ln(EVIDENCE). En la mayoría de estos casos, se ha descartado la fuente para los posteriores análisis pues el ajuste del modelo m1 también tenía mucho ruido. Pero en un caso, el de la radiogalaxia 110, el ajuste del modelo m1 sí tenía poco ruido y además el ln(EVIDENCE) era solamente un poco menor (diferencia de décimas) que en el ajuste del modelo m2, cuyo ruido era enorme. Por lo que se ha reemplazado el modelo m2 por el m1 en este caso.

Una vez seleccionado el mejor modelo para cada radiogalaxia, descartaremos aquellas fuentes cuyos ajustes no expliquen del todo los datos. Consideramos que eso ocurre cuando χ^2_{red} es mayor que 1.2. La χ^2_{red} se usa para evaluar la calidad del ajuste de un modelo a los datos experimentales. Cuánto más próxima a 1, mejor es el ajuste. Todos los ajustes con $\chi^2_{red} > 1.2$ se consideran casos complejos de rotación de Faraday y nuestros modelos actuales no los explican.

Para filtrar nuestros datos, se usa una herramienta que permite trabajar con tablas y modificarlas fácilmente, Topcat.

Se ha realizado una clasificación con el número de radiogalaxias con buenos ajustes según cuál es su mejor modelo y si están dentro o fuera de la región del núcleo del supercúmulo de Shapley (los resultados se encuentran en la Sección 5.2).

Además, se han creado 2 histogramas. En uno, se ha representado la distribución de frecuencia de los valores de χ^2_{red} de los mejores modelos de cada radiogalaxia para así, poder observar la calidad de los ajustes en general. En el otro, se ha representado la distribución de frecuencia de los valores de las diferencias de ln(EVIDENCE) entre los modelos de cada radiogalaxia (el mayor valor menos el menor valor, de tal forma que la diferencia siempre sea positiva) para así, poder ver si han sido mucho mejores los ajustes de un modelo que los del otro o si no ha habido tanta diferencia (los resultados se encuentran en la Sección 5.3).

4.4. Calculando RRMs y su incertidumbre, y creando un perfil de dispersión

Ya tenemos los datos filtrados para llevar a cabo análisis más complejos. Para empezar, como solo nos interesa el RM asociado a la nube de gas que rodea el supercúmulo de Shapley (RRM), debemos restarle las contribuciones al RM de nuestro propia galaxia, lo que se conoce como GRM (*Galactic Rotation Measure*). Para obtener el GRM, se usan los datos de nuestro catálogo en formato fits, el cual incluye el RM y el RRM, junto a sus incertidumbres (estos han sido calculados siguiendo un método distinto al nuestro). Calculamos el GRM y su error a partir de las siguientes fórmulas:

$$\begin{gathered} RRM = RM - GRM \Longrightarrow GRM = RM - RRM \\ \Delta RRM = \sqrt{(\Delta GRM)^2 + (\Delta RM)^2} \Longrightarrow \Delta GRM = \sqrt{(\Delta RRM)^2 - (\Delta RM)^2} \end{gathered} \tag{6}$$

Donde la segunda expresión se ha obtenido despejando ΔGRM en la fórmula de propagación de errores de RRM (se hace así porque RRM es una medida indirecta y su incertidumbre proviene de RM y GRM, que tienen un error intrínseco; por lo que no estaría bien aplicar la propagación de errores sobre la primera expresión de 6). Teniendo GRM y su error, y empleando el RM que hemos calculado nosotros y su error, podemos calcular nuestro propio RRM y su incertidumbre. Basta con emplear las fórmulas de RRM y ΔRRM en 6.

Tras esto, seleccionamos las fuentes que se encuentran en la región del núcleo del supercúmulo de Shapley (*on-target*). De las 44 que había inicialmente, solo nos quedan 35 debido a los filtros aplicados anteriormente, los cuales se han explicado en la Sección 4.3. Cogemos el valor absoluto de RRM de cada una de las 35 fuentes y lo graficamos frente a la distancia al cúmulo o grupo de galaxias más cercano, incluyendo sus barras de error. Además, se muestra también un perfil de dispersión de RM. Para ello, se crean *bins* de 16 fuentes. La primera bin va desde la radiogalaxia 1 hasta la 16 (ordenadas de menor a mayor distancia al cúmulo o grupo más cercano), la segunda desde la 2 a la 17 y así hasta la última, que va desde la 20 hasta la 35. Para cada una de estas *bins*, se calcula una desviación estándar de RRM (no se debe confundir con la σ_{RM} asociada a las variaciones de RM para una sola radiogalaxia) usando la MAD o desviación absoluta de la mediana, es decir:

$$\sigma_{\mathrm{RM}} = 1.4826 \times \mathrm{mediana}(|\mathrm{RRM}_i - \widetilde{\mathrm{RRM}}|) \tag{7}$$

Esto se lleva a cabo mediante un algoritmo de *ventana deslizante*. Además, para cada *bin*, se calcula un error superior e inferior de σ_{RM} a través de *bootstrapping* para un nivel de confianza del 68 %. A esta desviación se le debe quitar la contribución del ruido de fondo, la σ_{bgnd}, que en nuestro caso toma un valor de 12.32. Así obtenemos la dispersión de RRM, $\mathfrak{S}_{\mathrm{RM}}$, y computando también la incertidumbre de σ_{bgnd}, calculamos el error positivo y negativo de dicha dispersión. A la dispersión

de cada *bin*, se le asigna la mediana de las distancias de las radiogalaxias dentro del *bin*, y se representan todos estos valores unidos por una línea negra. A su vez, las barras de error para cada punto se unen, formando un área gris (los resultados se encuentran en la Sección 5.4). Este proceso es igual al seguido en Alonso-López et al. (2026).

4.5. Calculando las medianas de |RRM| Y σ_{RM} dentro y fuera del supercúmulo de Shapley

Para comparar la región interna y externa del supercúmulo de Shapley, se toman las medianas de |RRM| y de σ_{RM} en ambas regiones. Seguimos usando los datos filtrados según el procedimiento explicado en la Sección 4.3. De las 102 fuentes *off-target* que teníamos inicialmente, nos quedan 96. Por otro lado, tenemos 35 fuentes *on-target*. Calculamos la mediana del valor absoluto de RRM para ambos casos.

Tras esto, seleccionamos las fuentes cuyo mejor modelo es el m2 para estudiar la σ_{RM}. Tenemos 26 fuentes *off-target* que se adhieren mejor a este modelo y 9 *on-target*. Calculamos la mediana de σ_{RM} en ambos casos (los resultados se encuentran en la Sección 5.5).

Los errores de todas estas medianas se calculan con la fórmula del error estadístico de la mediana:

$$\Delta_{\mathrm{mediana}} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \tag{8}$$

Donde σ es la desviación estándar empleando la mediana(ecuación 7 reemplazando RRM por la magnitud cuya mediana estamos calculando) y n es el número de datos empleados para calcular la mediana.

4.6. Enfoque estadístico: relacionando las variaciones de RM con la distancia desde el centro de los cúmulos

Usamos las 44 fuentes *on-target* para representar σ_{RM} frente a la distancia proyectada de cada fuente al grupo/cúmulo de galaxias más cercano. Solo 9 tienen asignado el modelo m2 como su mejor modelo y tienen un ajuste adecuado (según la Sección 4.3).

Pero además, para las fuentes cuyo mejor modelo es el m1, se ha usado su modelo m2 para representar su σ_{RM} y que así, se note el contraste entre los que tienen m2 como su mejor modelo y los que no. En total, usamos 21 fuentes *on-target* con m1 como su mejor modelo (algunas se han descartado por tener, en su modelo m2, un error de RRM inmenso o una χ^2_{red} >1.2).

Cada uno de los 2 tipos de puntos se grafica de un color distinto y con sus correspondientes barras de error (los resultados se encuentran en la Sección 5.6).

5. Resultados

5.1. Ejemplos de espectros de polarización ajustados

Al usar *qufit* sobre los datos de cada radiogalaxia, obtenemos varios diagramas que nos ayudaran a entender mejor los resultados: diagramas de tipo *corner* y de tipo *specfit*. Según el modelo de ajuste usado, los diagramas serán ligeramente diferentes. Unos ejemplos de dichos diagramas para el ajuste al modelo m1 son las Figuras 4 y 5. Por otro lado, unos ejemplos de los diagramas mencionados para el ajuste al modelo m2 son las Figuras 6 y 7.

Por lo general, los errores de la mayoría de parámetros de ajuste son menores en el modelo m2; este suele ser más preciso. Por ejemplo, para RM, las medianas de los errores para m1 y m2 son, respectivamente, 2.5 y 1.0 rad/m^2; o para ψ_0 son 14.2 y 5.9 deg, respectivamente. Aunque no para todos los parámetros es así. Para p, son 0.003 y 0.009, respectivamente.

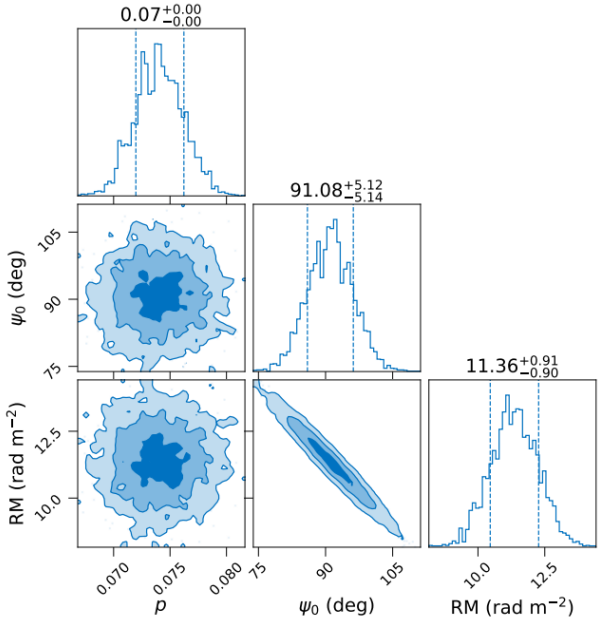


Figura 4: Diagrama *corner* para modelo m1 (radiogalaxia 0). Muestra distribuciones de probabilidad en función de distintas magnitudes: el ángulo de polarización inicial, el RM y el grado de polarización lineal. Las gráficas coloreadas son distribuciones tridimensionales que muestran la densidad de probabilidad (colores más intensos implican mayor densidad) en función de dos variables. Por lo tanto, muestran la combinación de valores más probable. Las gráficas de la derecha son distribuciones bidimensionales que nos enseñan qué tan probables son los distintos valores de cada magnitud individualmente y, sobre ellas, viene indicado su valor más probable, junto a su error. Las líneas discontinuas de las gráficas de la derecha representan el contorno de 1 σ (encierra el 68 % de la probabilidad). En las gráficas coloreadas, los 3 contornos que se ven representan las zonas de 1 (encierra el 39.3 % de la probabilidad), 2 (86.5 %) y 3 σ (98.9 %), de dentro hacia fuera, respectivamente.

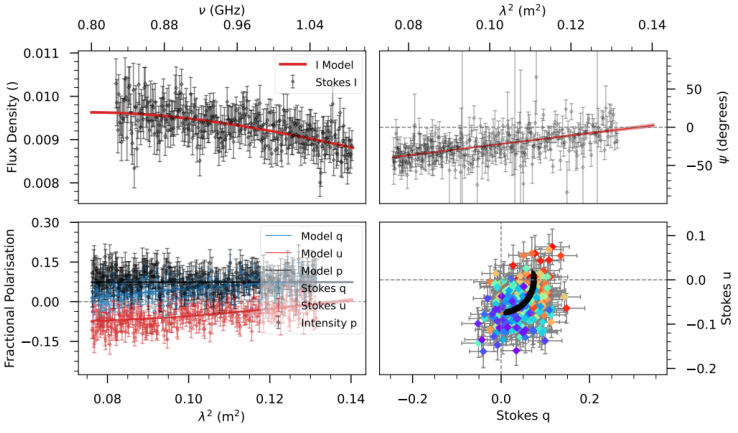


Figura 5: Diagrama *specfit* para modelo m1 (radiogalaxia 0). La gráfica de arriba a la izquierda muestra la densidad de flujo total (I) en función de la frecuencia (ν). La de arriba a la derecha muestra el ángulo de polarización (ψ) frente al cuadrado de la longitud de onda (λ^2), mostrando la rotación debida al efecto Faraday. La de abajo a la izquierda muestra la fracción de polarización para los parámetros de Stokes (q, u) y para la polarización lineal total (p) en función de λ^2. Por último, en la gráfica de abajo a la derecha, se observa un diagrama de dispersión en el plano $q - u$, donde el código de colores representa el valor de la frecuencia. Todas estas gráficas muestran los datos observados con sus errores y las curvas de ajuste de estos al modelo m1 (la gráfica de la fracción de polarización en función de λ^2 tiene 3 curvas de ajuste, para q, u y p).

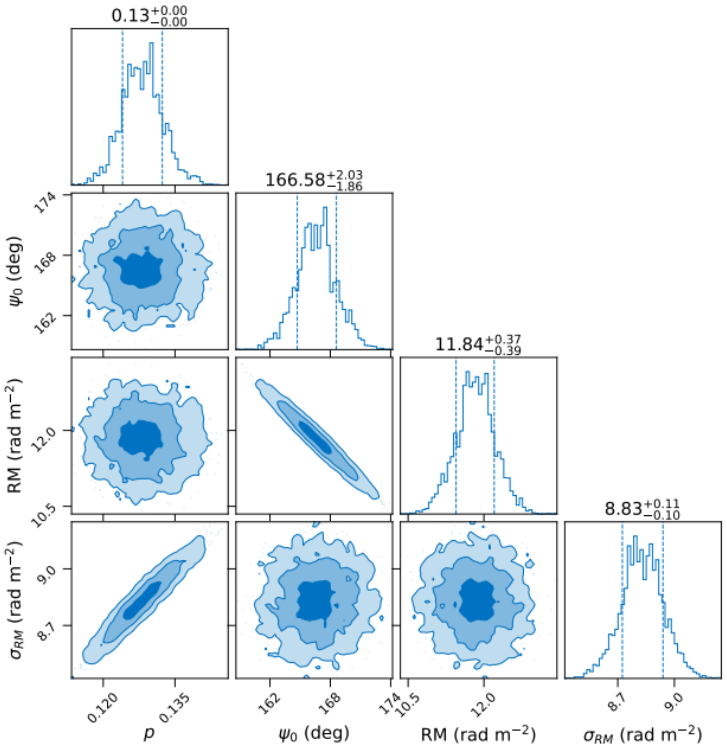


Figura 6: Diagrama *corner* para modelo m2 (radiogalaxia 2). Es muy parecido a los diagramas *corner* del ajuste al modelo m1. Lo único que cambia (además de los resultados, obviamente) es que se añade una nueva fila de gráficas al computar la σ_{RM}. También se muestra su valor más probable con su error correspondiente sobre la gráfica de la derecha. El pie de la Figura 4 también sirve para esta.

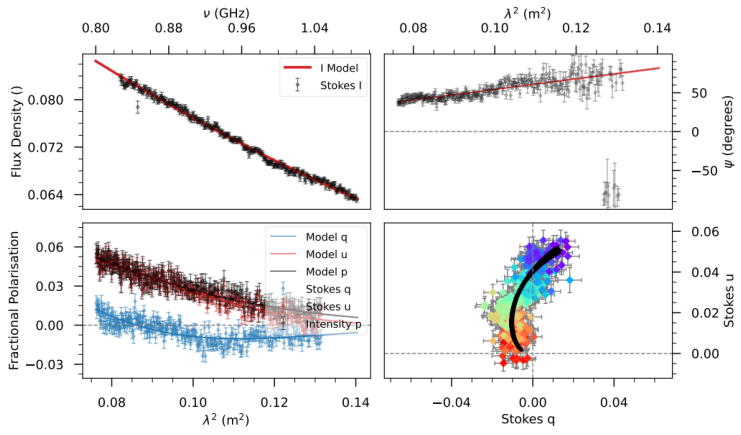


Figura 7: Diagrama *specfit* para modelo m2 (radiogalaxia 2). Es prácticamente igual (excepto por los resultados) que los diagramas *specfit* del modelo m1. Por lo tanto, el pie de la Figura 5 también sirve para esta.

	Mejor modelo		
	Modelo m1	Modelo m2	Total
off-target	70	26	96
on-target	26	9	35
Total	96	35	131

Cuadro 1: Número de fuentes de distintos tipos.

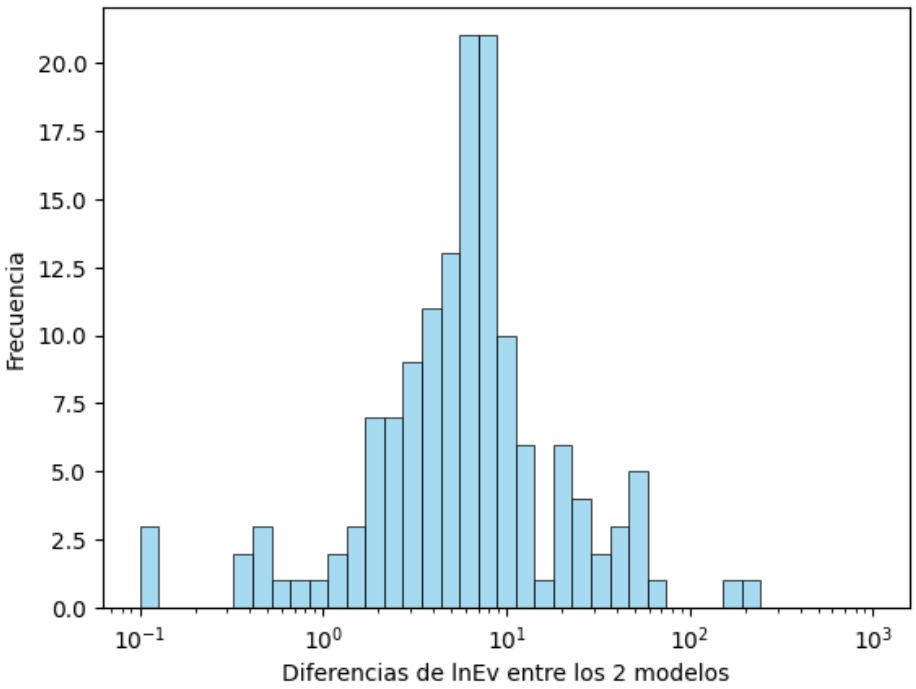


Figura 8: Histograma de frecuencias de las diferencias de ln(EVIDENCE) entre modelos. El eje x utiliza una escala logarítmica con *bins* de ancho constante en dicha escala para representar adecuadamente el rango de valores (aprox. 0.1 a 200).

En las 146 radiogalaxias, los valores de |RM| oscilan desde 0.08 hasta 207.6 rad/m^2 y los de σ_{RM} desde 1.6 hasta 66.5 rad/m^2 (caso con errores de RM gigantescos). Por otro lado, los valores de p (grado de polarización lineal) oscilan desde 0.005 hasta 0.64. La mediana de p para el modelo m2 es 0.109, mientras que para el modelo m1 es 0.055, lo cual tiene sentido pues el modelo m2, al tener en cuenta la despolarización, reduce sus efectos en los resultados.

5.2. Clasificación de fuentes

Se ha creado el Cuadro 1 para mostrar el número de fuentes de distintos tipos con ajustes buenos (según la Sección 4.3). Recordamos que el modelo m1 es el que emplea solo χ_0 y RM como parámetros de ajuste, mientras que el modelo m2 añade el parámetro σ_{RM} para tener en cuenta el efecto de despolarización. Las fuentes *on-target* son las que se encuentran en el interior del supercúmulo y las *off-target* las que se encuentran fuera.

Hay muchas menos fuentes con m2 como el mejor modelo (35) que fuentes con m1 como el mejor modelo (96). Por otra parte, teníamos 146 fuentes inicialmente, así que 15 se han descartado por tener malos ajustes.

5.3. Distribuciones de las diferencias de ln(EVIDENCE) y de χ^2_{red}

Se ha representado una distribución de frecuencia de las diferencias de ln(EVIDENCE) entre modelos para las 146 radiogalaxias (véase Figura 8). Y también se ha representado una distribución de frecuencia para los distintos valores de χ^2_{red} para los mejores modelos de todas las fuentes (véase Figura 9). Se puede observar que las diferencias de ln(EVIDENCE) tienden a ser bastante grandes (la moda es 7) y que el rango de χ^2_{red} es bastante estrecho, centrado en torno a 1 (excepto por alguna excepción en la que se vuelve muy grande, llegando incluso a 7).

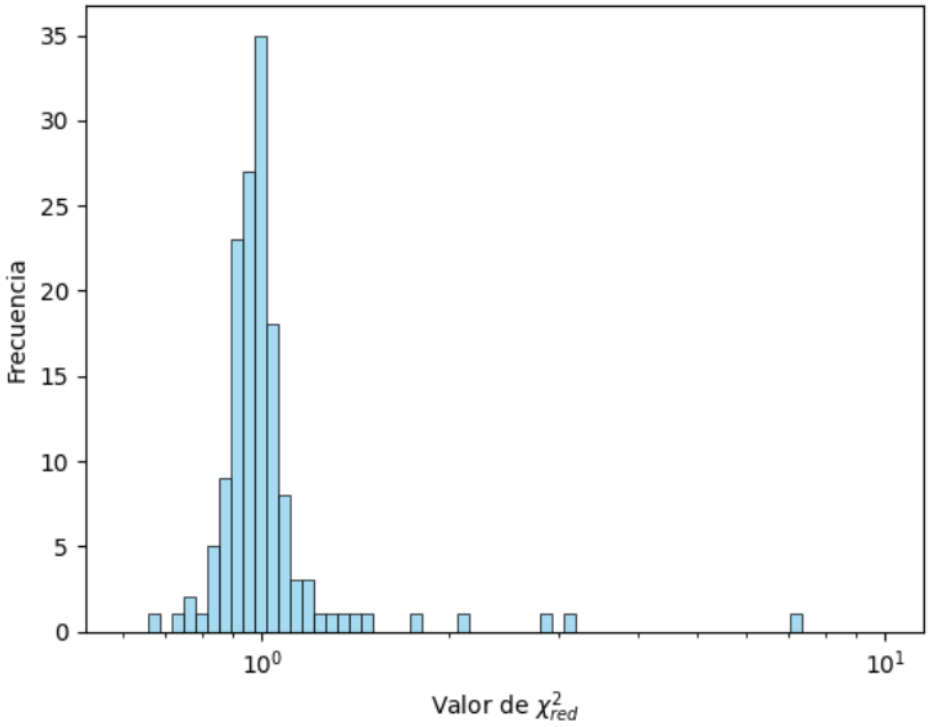


Figura 9: Histograma de frecuencias de χ^2_{red} para los mejores modelos.El eje x utiliza una escala logarítmica con *bins* de ancho constante en dicha escala para representar adecuadamente el rango de valores (aprox. 0.6 a 8).

	$\widetilde{\lvert\text{RRM}\rvert}$[rad/m^2]	$\widetilde{\sigma_{RM}}$[rad/m^2]
off-target	8.44±0.82	5.68±0.41
on-target	21.25±3.59	8.47±0.89

Cuadro 2: Medianas de |RRM| y σ_{RM} fuera y dentro de Shapley, junto a sus incertidumbres

5.4. Dispersión de RMs en la región del supercúmulo de Shapley

En la Figura 10 se muestra cómo varía el valor absoluto de RRM en función de la distancia al cúmulo o grupo más cercano, junto a un perfil de dispersión de RRM. Como hay muchos RRMs positivos y negativos, su mediana para los distintos *bins* se aproxima a 0 y por lo tanto, el MAD y en definitiva, la dispersión de RRM, no son tan diferentes de la mediana de los valores absolutos de RRM para los distintos *bins*; por lo tanto, no es raro que la dispersión decrezca con la d_{nrst} al igual que lo hace el |RRM|.

5.5. Comparación de las propiedades de RM dentro y fuera del núcleo del supercúmulo de Shapley

Se ha creado el Cuadro 2 para comparar las propiedades fuera (*off-target*) y dentro (*on-target*) del supercúmulo de Shapley. Los resultados muestran una diferencia notable entre ambas regiones. Los valores de la mediana de $|RRM|$ para las fuentes *on-target* son aproximadamente 2.5 veces superiores a los de las fuentes *off-target*, situándose en 21.25 ± 3.59 rad/m^2. De manera similar, la σ_{RM} pasa de 5.68 ± 0.41 rad/m^2 en la zona externa a 8.47 ± 0.89 rad/m^2 en la zona interna.

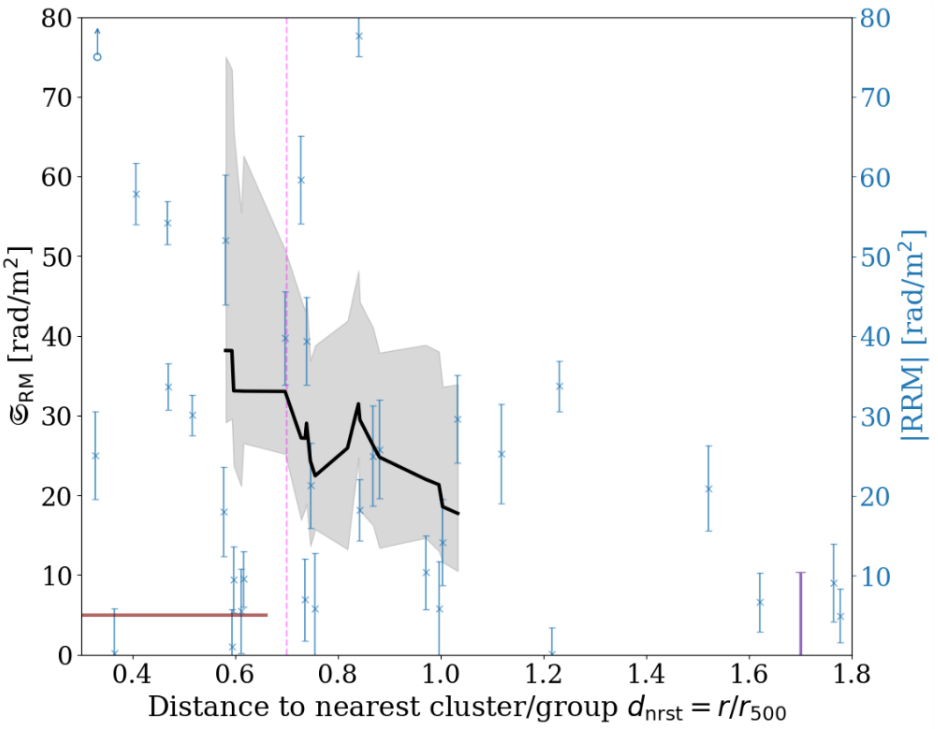


Figura 10: Gráfica |RRM| vs. d_{nrst} junto a perfil de dispersión de RRM (línea negra y área gris). Se muestra también el error de cada |RRM| (barras azules), la mediana de dichos errores (barra morada), la distancia desde el centro de los cúmulos a partir de la cual comienzan a superponerse los r_{500} de 2 cúmulos a lo largo de las líneas de visión (línea magenta discontinua), la mediana del tamaño de las *bins* usadas para crear el gráfico de dispersión (barra marrón) y la distancia para la cual se encuentra el máximo |RRM| encontrado (círculo azul con flecha hacia arriba apuntando hacia el valor máximo de |RRM|, el cual se encuentra fuera de la gráfica con un valor de 226.8).

Experimenta un incremento notable.

5.6. Variación de RM a pequeña escala en función de la distancia al cúmulo/grupo más cercano

En la Figura 11, se muestra el valor de σ_{RM} para las distintas radiogalaxias *on-target* en función de d_{nrst}. Se grafican tanto los puntos que tienen asociado m2 como mejor modelo (les llamaremos puntos m2 para ser concisos) como los que tienen asociado m1 como mejor modelo (les llamaremos puntos m1). Estos últimos no nos interesan tanto pues para graficarlos estamos usando la σ_{RM} proveniente de su ajuste al modelo m2, pese a que su mejor ajuste es el del modelo m1. Aún así, se han mostrado también para que se note el contraste entre unos y otros: por lo general, los puntos m1 tienen un error mucho mayor que los puntos m2. Aunque es cierto que tenemos muchos menos puntos m2 (solo 9) que puntos m1 (21), sobre todo en la zona central del rango de d_{nrst}. Entre 0.8 y 1.2, no hay ninguno. Por otro lado, se puede observar que los valores de σ_{RM} tienden a decrecer al aumentar d_{nrst}.

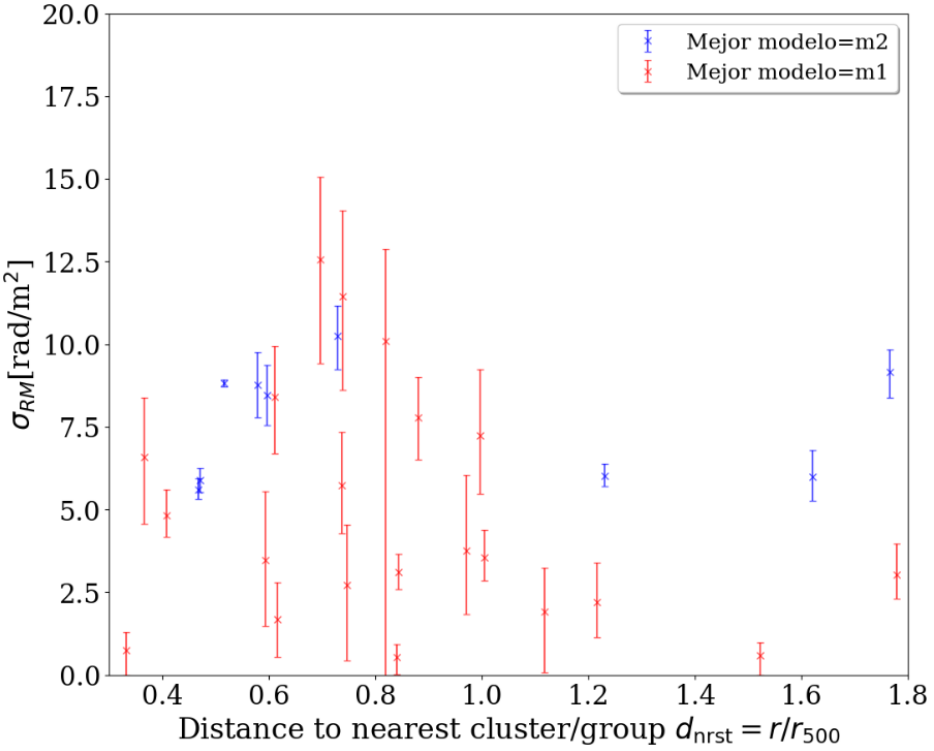


Figura 11: Gráfica σ_{RM} vs d_{nrst}. También se muestran las barras de error de σ_{RM}. Hay 2 tipos de puntos: aquellos para los que m2 es el mejor modelo de ajuste (puntos azules) y aquellos para los que m1 es el mejor modelo de ajuste (puntos rojos).

Factor de Bayes (BF_{10})	1 – 3	3 – 10	10 – 30	30 – 100	100 – 300	> 300
Diferencia ln(EVIDENCE)	0 – 1.1	1.1 – 2.3	2.3 – 3.4	3.4 – 4.6	4.6 – 5.7	> 5.7
Evidencia (Held & Ott)	Débil	Moderada	Sustancial	Fuerte	Muy Fuerte	Decisiva

Cuadro 3: Nivel de evidencia a favor del mejor modelo según el Factor de Bayes y la diferencia de ln(EVIDENCE) entre modelos.

6. Discusión

6.1. Discusión sobre los 2 modelos

En la Sección 5.2, se observa que hay muchas más fuentes que se ajustan mejor al modelo m1 que al m2. Esto implica que en la mayoría de los casos no es necesaria la mayor complejidad del modelo m2, basado en la despolarización, para explicar el RM correspondiente a las distintas radiogalaxias. Aún así, el modelo m2 explica un gran número de estas mejor que el m1, por lo que, gracias al modelo m2, podemos entender y describir mejor el RM. Su inclusión ha sido satisfactoria.

Fijándonos ahora en la primera gráfica de la Sección 5.3 (véase Figura 8), observamos que para la mayoría de fuentes el mejor modelo tiene mucha evidencia a favor. Para ser más precisos conviene usar el factor de Bayes (Held & Ott 2018). Este es igual a la exponencial de la diferencia de ln(EVIDENCE) entre modelos calculada anteriormente (básicamente, la EVIDENCE del mejor modelo dividida por la EVIDENCE del peor). Según el trabajo de Held & Ott (2018), el valor del factor de Bayes a favor del mejor modelo (siempre mayor que 1 e inverso al factor de Bayes en contra del peor modelo) nos indica el nivel de evidencia a favor de dicho modelo a través de Tabla 3. Usando nuestros datos y esta tabla, obtenemos la Tabla 4, que nos indica el número de fuentes

Evidencia (Held & Ott)	Débil	Moderada	Sustancial	Fuerte	Muy Fuerte	Decisiva
Número de fuentes	11	15	13	15	11	81

Cuadro 4: Número de fuentes asociado a cada nivel de evidencia.

asociado a los distintos grados de evidencia a favor del mejor modelo.

Podemos observar que en la mayoría de fuentes la evidencia es completamente decisiva a favor del mejor modelo (véase Cuadro 4). Lo cual quiere decir que, en general, podemos descartar el peor modelo para cada radiogalaxia. Algo a destacar es que, a pesar de que hay muchas menos fuentes con modelo m2 que m1 (véase Cuadro 1), las fuentes con modelo m2 tienen asociadas los factores de Bayes más grandes. Con factores de Bayes mayores que 10^6, tenemos 22 fuentes con modelo m2 y solo 3 con modelo m1. Esto nos hace pensar que, aunque el modelo m2 no es el más adecuado en la mayoría de los casos, cuando sí lo es, suele ser muchísimo mejor que el modelo m1. Sin embargo, el modelo m1 no muestra tanta superioridad cuando es el mejor modelo. Esto se debe a que el modelo m1 no tiene en cuenta la despolarización; por lo tanto, no puede explicar bien los casos en los que la despolarización está muy presente. Sin embargo, el modelo m2 incluye dentro de sí el modelo m1 (cuando σ_{RM}=0); es decir, sí puede explicar los casos en los que no hay despolarización.

Si miramos ahora a la segunda gráfica de la Sección 5.3 (véase Figura 9), vemos que solo 10 fuentes de las 146 tienen un χ^2_{red} mayor que 1.2, y que además, la distribución está centrada en 1, con 0.67 como el valor más pequeño de χ^2_{red} de entre todas las fuentes. Por consiguiente, en general, los mejores modelos para cada radiogalaxia se ajustan muy bien a los datos.

6.2. Evidencia de campos magnéticos en el medio intracúmulo (ICM)

Como se puede observar en la Sección 5.5 las medianas de σ_{RM} y del valor absoluto de RRM son bastante más grandes en el gas del interior del supercúmulo de Shapley que en el del exterior (véase Cuadro 2). Esto claramente se debe a que el gas del medio intracúmulo es más denso debido a la atracción gravitatoria de los cúmulos y también a que el campo magnético en la zona interna es más intenso debido a la presencia de cientos de galaxias, cuyo campo magnético, por procesos internos, se extiende hasta el gas que rodea las galaxias.

En el ICM, como los campos magnéticos son más intensos y hay mayor densidad electrónica, estas magnitudes también tienen mayor variabilidad y desviación; por ello, no solo la mediana del valor absoluto de RRM es mayor, sino que la mediana de la σ_{RM} también.

Estas conclusiones se ven reforzadas por las Secciones 5.4 y 5.6. En las gráficas de dichos apartados (véanse Figuras 10 y 11), se puede observar una tendencia decreciente en |RRM| y en σ_{RM}, respectivamente, según aumenta la distancia al centro del cúmulo más cercano. La dispersión de RRM en la gráfica de la Sección 5.4 también disminuye con d_{nrst}. Como hay muchos RRMs positivos y negativos, su mediana para los distintos *bins* se aproxima a 0 y por lo tanto, el MAD y en definitiva, la dispersión de RRM, no son tan diferentes de la mediana de los valores absolutos de RRM para los distintos *bins*; por lo tanto, no es raro que la dispersión decrezca con la d_{nrst} al igual que lo hace el |RRM|. Se pueden observar resultados parecidos a estos para muchos grupos de galaxias distintos en Anderson et al. (2024).

6.3. Campos magnéticos a pequeña escala

El RRM corresponde al campo magnético a gran escala, el cual es relativamente uniforme en escalas de alrededor de 100 kpc, mientras que la σ_{RM} se debe a la variación a muy pequeña escala de dichos campos, escalas mucho menores que la resolución del telescopio, es decir, $\ll$ 20 kpc. Dicha variación es la causa de la despolarización y el porqué resulta útil emplear el modelo m2.

Ahora, vamos a comparar el campo magnético a gran escala con sus variaciones a pequeña escala. Para ello empleamos la siguiente ecuación:

$$B \simeq 1\mu\mathrm{G}\left(\frac{\sigma_{\mathrm{RM}}[\mathrm{rad/m^2}]}{30}\right)\left(\frac{\bar{n}_e[\mathrm{cm^{-3}}]}{4\times10^{-4}}\right)^{-1}\left(\frac{L[\mathrm{Mpc}]}{1.8}\frac{\Lambda[\mathrm{kpc}]}{50}\right)^{-1/2} \tag{9}$$

Sustituimos nuestra mediana de σ_{RM} *on-target* (8.47 rad/m^2); la densidad electrónica la tomamos como $2.62 \cdot 10^{-4}$[cm^{-3}] (valor de la densidad electrónica universal en el supercúmulo de Shapley); la longitud de la línea de visión, L, es 1.8 Mpc; y por último, la longitud de coherencia, Λ, se toma como 1 kpc (estamos estimando el campo magnético para escalas menores que la resolución del telescopio, es decir, <20 kpc). Todos estos datos junto a la ecuación (8) provienen de la Sección 4.1 y de la Tabla A.2. de Alonso-López et al. (2026). El campo magnético a pequeña escala nos queda 3.05 μG, que es mayor que el campo magnético a gran escala en el supercúmulo de Shapley, el cual vale 1.65 μG (este dato lo hemos extraído también de la tabla A.2. de Alonso-López et al. (2026)). Esto quiere decir que las variaciones del campo magnético a pequeña escala son más grandes que el campo magnético global; por lo tanto, la componente del campo magnético en la línea de visión llega incluso a cambiar de sentido a pequeña escala, lo cual produce una gran despolarización al combinarse las distintas líneas de visión que el telescopio no puede resolver o distinguir. El modelo de campo magnético turbulento es el que mejor explica este comportamiento a nivel físico.

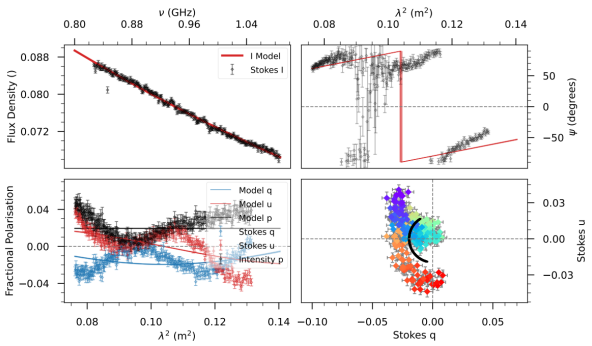
6.4. Comparación con estudios previos del RM de cúmulos y supercúmulos

En la Sección 5 de Alonso-López et al. (2026), se comenta que su perfil de dispersión de RM para el supercúmulo de Shapley (el cual no tiene en cuenta la despolarización) es más plano de lo que cabría esperar y que el modelo que mejor se ajusta a dicho perfil de dispersión es aquel con B_{rms}= 2.5 μG y $\eta = 0$, siendo η un parámetro que relaciona el campo magnético y la densidad electrónica a través de la siguiente expresión: $|B| \propto n_e^{\eta}$. Si η=0, implicaría que el campo magnético se mantiene constante al variar la densidad electrónica, lo cual no tiene sentido a nivel físico. En general, los modelos con $\eta < 0.5$ son consistentes con los datos, en contra de lo esperado. Otros estudios también apoyan esto como Osinga et al. (2025).

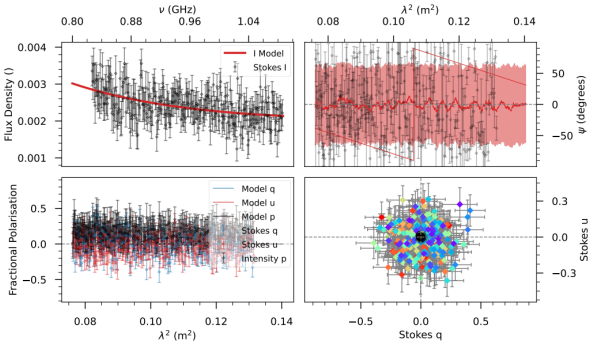
El marco teórico que más se acerca a explicar esto es el escenario de velocidad turbulenta, en el que el campo magnético se ve amplificado en zonas con una alta desviación de velocidades (mucha variación de velocidades). Sin embargo, no se ajusta del todo al perfil de dispersión observado.

Cuando en vez de estudiar cientos de radiogalaxias no resueltas, se han estudiado unas pocas resueltas ($\lesssim 10$) los modelos con $\eta \geq 0.5$ salen favorecidos frente a los de $\eta < 0.5$ (por ejemplo, Stuardi et al. (2021)). Aunque usen un menor número de radiogalaxias, al ser radiogalaxias resueltas, pueden evitar con mayor facilidad errores debidos a la interacción de sistemas y a apilar estudios. El problema también podría residir en no haber tenido en cuenta la despolarización, lo cual podría haber reducido significativamente la dispersión de RRM cerca del centro de los cúmulos. Aunque se piensa que teniéndola en cuenta, los datos no habrían cambiado lo suficiente como para ajustarse al marco teórico de velocidad turbulenta ($B_{\mathcal{F}}$) mencionado anteriormente.

El perfil de dispersión de RRM para el supercúmulo de Shapley que se ha graficado en este trabajo (véase Figura 10) sí tiene en cuenta la despolarización. Este perfil tiene una tendencia decreciente de $\mathfrak{S}_{\mathrm{RM}}$ con la d_{nrst} más marcado (menos plano) que el de la Figura 5 de Alonso-López et al. (2026). Por lo que se considera que se debería rehacer la comparación de modelos con distinto B_{rms} y distinto η para comprobar si los modelos con $\eta < 0.5$ (más planos), especialmente el de $\eta = 0$, siguen siendo los más adecuados y los que mejor se ajustan al perfil o por el contrario, los de $\eta \geq 0.5$ (menos planos) les superan. En un primer vistazo a la Figura 7 de Alonso-López et al. (2026), parece que nuestro perfil de dispersión se ajustaría relativamente bien al caso de B_{rms}= 1.5 μG y $\eta = 0.5$.



(a) Diagrama *specfit* de la radiogalaxia 142 para el modelo m1. Caso con relación señal-ruido alta (SNR_PI=167.5 y $\chi^2_{red} = 7.29$).



(b) Diagrama *specfit* de la radiogalaxia 104 para el modelo m2. Caso con relación señal-ruido baja (SNR_PI=6.5 y $\chi^2_{red} = 0.98$).

Figura 12: Casos complejos de rotación de Faraday

Además, sí parece que el perfil que hemos obtenido no se ajustaría mal al escenario de velocidad turbulenta ($B_{\mathcal{F}}$). En la Sección 5.2 de Alonso-López et al. (2026) se explica que se necesitaría añadir 50 rad/m^2 a la primera *bin* de su perfil de dispersión para que se ajustase al modelo de $B_{\mathcal{F}}$; pero nuestro perfil de dispersión es más estrecho que el suyo situándose nuestra primera *bin* en $d_{nrst} \simeq 0.6$, mientras que su primera *bin* se encuentra en $d_{nrst} \simeq 0.45$ (esto se debe a que tras filtrar las fuentes mediante los criterios explicados en la Sección 4.3, han quedado pocas fuentes en los valores más pequeños de d_{nrst}, lo cual ha conducido a que la mediana de d_{nrst} de la primera *bin* esté adelantada frente a la suya). Gracias a eso, nuestra primera *bin* sí coincidiría, más o menos, con el modelo de $B_{\mathcal{F}}$ sin necesidad de contribuciones extra; aunque probablemente si se incluyesen más fuentes a d_{nrst} pequeñas tendríamos el mismo problema que en su perfil de dispersión, es decir, la primera *bin* tendría un valor de $\mathfrak{S}_{\mathrm{RM}}$ bastante más pequeño que lo que predice el modelo de $B_{\mathcal{F}}$. Por otro lado, nuestro perfil de dispersión se ajusta mejor para $d_{nrst} \gtrsim 0.8$ que el suyo, el cual presenta una gran discrepancia a esas escalas.

6.5. Limitaciones de los datos y del análisis

Para ciertas fuentes, se ha observado que ni el modelo m1 ni el m2 logran explicar su RM de forma adecuada. Estas fuentes pueden ser de 2 tipos: con $\chi^2_{red} > 1.2$ y con $\chi^2_{red} < 1.2$ pero errores de RM altísimos. En el primer caso, la relación señal-ruido en intensidad polarizada (SNR_PI) suele ser alta (> 10) y simplemente nuestros modelos se ajustan mal a los datos.

En el segundo caso, el ajuste suele ser bueno (la χ^2_{red}, muchas veces, es muy próxima a 1); sin embargo, proporciona errores altísimos de RM ($\simeq \pm 700[rad/m^2]$). Este tipo de fuentes siempre tiene como mejor modelo el m2, es decir, el modelo m2 presenta mayor ln(EVIDENCE) que el m1; aunque en muchos de ellos, el RM del modelo m1 posee menos error (aunque sigue siendo muy grande, excepto para la fuente 110 mencionada en la Sección 4.3). Además, tienen valores de σ_{RM} mucho más altos de lo normal, de aproximadamente 60 $[rad/m^2]$. La SNR_PI de estas fuentes sí es más pequeña; en algunas es menor que 7 (señal ruidosa) y en otras es aproximadamente 8 o ligeramente mayor (señal semirruidosa). En concreto, de las 146 fuentes de las que partimos, 6 tienen errores enormes de RM (si contamos el modelo m2 de la fuente 110). De esas, 3 tienen SNR_PI$\gtrsim$8 y las otras 3, 6<SNR_PI<7.

Estos casos se han etiquetado como *casos complejos de rotación de Faraday*. Se deben emplear modelos más sofisticados para tratar de entender su comportamiento; el modelo m1 y el m2 no son suficientes.

Como ejemplo de las gráficas obtenidas para dicho tipo de fuentes, mostramos la gráfica *specfit* de la radiogalaxia 142 para el modelo m1 (véase Figura 12) en representación de los casos con relación señal-ruido alta y la gráfica *specfit* de la radiogalaxia 104 para el modelo m2 (véase Figura 12) en representación de los casos con relación señal-ruido baja (tiene un SNR_PI de 8.5).

7. Conclusiones y futuro trabajo

7.1. Resumen de principales hallazgos

Tras el estudio del RM del gas magnetizado alrededor del supercúmulo de Shapley (SSC), hemos llegado a varias conclusiones:

1. Aunque para la mayoría de las fuentes el modelo m1 es más adecuado que el modelo m2, para muchas, el modelo m2 sí explica mejor el comportamiento del RM; por lo tanto, su uso ha sido provechoso y gracias a él, hemos conseguido entender mejor la estructura de los campos magnéticos en el SSC (véase Sección 6.1).

2. Se ha hallado una prueba clara del mayor campo magnético y la mayor densidad del gas magnetizado en las áreas internas del SSC: las medianas de RRM y de σ_{RM} *on-target* son bastante mayores que las medianas de RRM y de σ_{RM} *off-target*, como se puede ver en la Tabla 2 (véase Sección 6.2)

3. Se ha observado un comportamiento multiescala del campo magnético en el gas del interior del SSC, siendo mayores las variaciones del campo a pequeña escala (3.05 μG) que el valor relativamente uniforme del campo a gran escala (1.65 μG). Este escenario favorece el modelo de campo magnético turbulento. Véase la Sección 6.3.

4. Tras crear un perfil de dispersión de RRM *on-target*, se ha comparado superficialmente con otros perfiles provenientes de distintos modelos teóricos. Y previo a un análisis más detallado, parece ser que nuestros resultados se ajustan bien a ciertos modelos teóricos con sentido físico ($B_{\mathcal{F}}$ y η=0.5), mientras que otros artículos (por ejemplo, Alonso-López et al. (2026)) mostraban una mayor discrepancia con dichos modelos (véase Sección 6.4).

5. Por último, se ha encontrado evidencia de *casos complejos de rotación de Faraday*, los cuales no son explicados satisfactoriamente ni por el modelo m1 ni por el m2, ya que estos arrojan errores de RM altísimos o valores de $\chi^2_{red} > 1.2$ (véase Sección 6.5).

7.2. Sugerencias para futuros estudios

De este trabajo, se pueden extraer varias líneas de futura investigación. Se enumeran las siguientes:

1. Hacer un análisis estadístico de σ_{RM} incluyendo las fuentes que tienen m2 como mejor modelo pero también las que tienen m1 como el mejor. Para dicho análisis, podría usarse el estimador Kaplan-Meier (KM) como se hace en la Sección 5 de Osinga, E. et al. (2022). Haciendo esto, entenderíamos mejor el comportamiento de σ_{RM} a lo largo del SSC.

2. Estudiar los *casos complejos de rotación de Faraday* en profundidad y emplear nuevos modelos teóricos que puedan explicar su RM.

3. Contrastar el perfil de dispersión de RM obtenido en este trabajo (véase Figura 10) con los modelos teóricos expuestos en Alonso-López et al. (2026). En este informe, se han comparado de manera muy superficial (véase Sección 6.4).

4. Por último, el telescopio ASKAP (véase Sección 3.1) sigue avanzando en el mapeo del cielo del sur de la Tierra con longitudes de onda del orden del centímetro. Así que, cuando se complete dicho mapeo, habrá una mayor cantidad de supercúmulos y cúmulos para analizar, lo que hará que los estudios de RM ganen precisión al emplear más datos.

8. Apéndice

8.1. Enlaces relevantes

Coloquio Shane P. O'Sullivan: https://www.youtube.com/live/g66nSUhKiyU
Estado actual POSSUM: https://www.mso.anu.edu.au/~cvaneck/possum/
Datos empleados para el análisis: https://fta-cloud.fis.ucm.es/index.php/s/fkR8ofJHqw6ZnkS
Código de RM-Tools: https://github.com/CIRADA-Tools/RM-Tools/wiki/QUfitting

Referencias

Alonso-López, D., O'Sullivan, S. P., Bonafede, A., et al. 2026, A&A, 705, A143

Anderson, C. S., McClure-Griffiths, N. M., Rudnick, L., et al. 2024, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 533, 4068

Bonafede, A., Feretti, L., Murgia, M., et al. 2010, A&A, 513, A30

Brentjens, M. A. & de Bruyn, A. G. 2005, A&A, 441, 1217

Carretti, E., Vazza, F., O'Sullivan, S. P., et al. 2025, A&A, 693, A208

Ferrière, K., West, J. L., & Jaffe, T. R. 2021, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 507, 4968

Gaensler, B. M., Heald, G. H., McClure-Griffiths, N. M., et al. 2025, The Polarisation Sky Survey of the Universe's Magnetism (POSSUM): Science Goals and Survey Description

Govoni, F., Murgia, M., Vacca, V., et al. 2017, A&A, 603, A122

Held, L. & Ott, M. 2018, Annual Review of Statistics and Its Application, 5, 393

Klein, U. & Fletcher, A. 2015, Galactic and Intergalactic Magnetic Fields (Cham, Switzerland: Springer International Publishing)

Mroczkowski, T., Nagai, D., Basu, K., et al. 2019, Space Science Reviews, 215, 17

Osinga, E., van Weeren, R. J., Rudnick, L., et al. 2025, A&A, 694, A44

Osinga, E., van Weeren, R. J., Andrade-Santos, F., et al. 2022, A&A, 665, A71

O'Sullivan, S. P., Brown, S., Robishaw, T., et al. 2012, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 421, 3300–3315

Stuardi, C., Bonafede, A., Lovisari, L., et al. 2021, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 502, 2518

Van Eck, C. L., R. Purcell, C., Baidoo, L., et al. 2026, The Astrophysical Journal Supplement Series, 283, 28