



Universidad
Nacional
de Córdoba



FAMAFA
Facultad de Matemática,
Astronomía y Física



INSTITUTO UNIVERSITARIO AERONÁUTICO

**UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA
FACULTAD DE MATEMÁTICA ASTRONOMÍA Y FÍSICA
INSTITUTO UNIVERSITARIO AERONÁUTICO**

Especialidad en Sistemas de Radar e Instrumentación

TRABAJO INTEGRADOR:

Influencia del Medio Atmosférico en la Atenuación del Haz de RADAR

Autor: Lic. Denis Alexander Poffo
Director: Dr. Giorgio M. Caranti

Revisión:

Dra. Mirta Iriondo
Dr. Raúl A. Comes
Dr. Guillermo Aguirre Varela

Resumen

En este trabajo se presenta un algoritmo para corregir por atenuación (absorción y “scattering”) el factor de reflectividad horizontal Z_h usando los datos del radar polarimétrico de la estación experimental INTA ubicada en la localidad de Anguil, La Pampa del día 8 de noviembre de 2011. La corrección se realiza teniendo en cuenta gases atmosféricos, partículas de nube y precipitación. El método de cálculo está basado en la recuperación de los parámetros que definen la distribución de tamaños de gotas en una nube dados por (Λ, μ, N_0) . Para dicho propósito se utilizan las relaciones empíricas $\Lambda - \mu$ y $\mu - N_0$ dadas por Zhang et al. (2001). Los resultados obtenidos muestran correcciones, para regiones de alto factor de reflectividad $Z_h > 50 \text{ dB}$, de aproximadamente $\sim 6 \text{ dB}$. Correcciones de este estilo, en estas regiones aumentan la tasa de precipitación en un factor apreciable con respecto al método empírico Z-R propuesto para INTA Castelar.

Palabras Claves: *atenuación, absorción, scattering, reflectividad, radar polarimétrico, hidrometeoros, backscattering, precipitación.*

Clasificación: *51.90.+r, 82, 84.40.-x*

Índice general

Resumen	2
Lista de Figuras	5
I Informe	6
Introducción	7
1. Desarrollo	11
1.1. Radar Meteorológico: definición de parámetros	11
1.1.1. Hidrometeoros	11
1.1.2. Variables Polarimétricas	14
1.1.3. Estimación de la Precipitación R	16
1.1.4. Atenuación Específica k	17
1.2. Modelado de Datos	18
1.2.1. Factor de Reflectividad, Variables Polarimétricas y Cálculo de Precipitación	18
1.2.2. Atenuación Atmosférica	20
1.2.3. Atenuación por Nube	22
1.2.4. Atenuación por Precipitación	24
1.2.5. Algoritmo de Corrección	26
2. Resultados	29
2.1. Corrección Atmosférica	29
2.1.1. Atenuación por Nube	31
2.1.2. Parámetros DSD	31
2.1.3. Atenuación por Precipitación	31
2.1.4. Corrección de Parámetros	33
2.1.5. Corrección de Precipitación	36
3. Conclusiones	41
4. Recomendaciones	42

II	Anexos	43
A.	HITRAN	44
B.	Sección eficaz de partículas de Nube	46
C.	Sección eficaz de partículas Obladas	48
III	Bibliografía	50

Índice de figuras

1.	Relación empírica $Z - R$	9
1.1.	Deformación teórica de una gota	13
1.2.	Ajuste de las funciones f_h y f_v	20
1.3.	Diagrama de obtención de K_v^a y k_O^a	22
1.4.	Coefficientes de de correlación $\mu - \Lambda$ y $\mu - N_0$	27
2.1.	Atenuación atmosférica de Microondas	30
2.2.	Refracción Atmosférica	30
2.3.	Atenuación por Nube	32
2.4.	Factor de Reflectividad de INTA vs Calculado	33
2.5.	Atenuación por Precipitación	34
2.6.	Corrección del factor de reflectividad	35
2.7.	Factor de corrección por atenuación	37
2.8.	Corrección $Z_h^c - Z_h^{INTA}$	38
2.9.	Corrección por contornos	39
2.10.	Tasa de Precipitación	40

Parte I
Informe

Introducción

El radar, es un dispositivo que se utiliza como un sistema para la detección, localización y caracterización de objetos por medio de la transmisión y recepción de microondas. Los objetos detectados varían en una amplia gama de tamaños, desde un avión de pasajeros hasta los hidrometeoros que constituyen las nubes de tormentas (gotas de lluvia, granizo, nieve). La detección y caracterización de hidrometeoros se realiza mediante la reflexión que sufren las microondas que emite el radar sobre los blancos a estudiar en función del tiempo que tarda en ir y volver la señal. Dicho parámetro, se denomina factor de Reflectividad (Z).

El factor de Reflectividad representa la única magnitud física con la que se puede trabajar a la hora de cuantificar y calificar los distintos factores meteorológicos. Esto es importante debido a que la magnitud de Z establece, de una manera no muy bien determinada, una relación con la cantidad de lluvia que cae sobre una región por unidad de área y por unidad de tiempo, denominada Tasa de Precipitación R (mm/h).

La precisión con que se determina esta última magnitud puede ser la diferencia entre la determinación de una simple precipitación o la de una inundación (Meischner, 2004). Sin ir más lejos, puede tomarse como ejemplo lo que sucedió en la ciudad de La Plata el 2 de Abril de 2013 cuando precipitaron cerca de 400 mm de agua en aproximadamente 2 horas, causando varias víctimas y heridos. Estas consecuencias llevaron a plantear el objetivo de este trabajo. El mismo se basa en formular un algoritmo para mejorar la determinación de la tasa de precipitación. Para ello, es necesario contemplar y cuantificar la disminución de intensidad que sufre el pulso electromagnético enviado por el radar a lo largo de su trayectoria, ya que la radiación que pasa a través de cualquier medio, reduce su potencia en una cantidad que depende del tipo y densidad del material que esta atravesando (Collier, 1996). Este concepto denominado atenuación del haz de radar será el eje de estudio de este trabajo, abordando casos como el de un ambiente limpio, en que sólo se tendrá en cuenta atenuación de gases atmosféricos, así como también el caso de que exista una cobertura de nubes que se interponga entre el radar y el blanco de estudio específico.

El aporte más importante en la implementación del radar como herramienta para la estimación cuantitativa de la precipitación quizás estuvo en

el desarrollo de Marshall & Palmer (1948). Ellos demostraron la existencia de una distribución de tamaños de gotas $N(D)$ como una función simple de la intensidad de la lluvia y por lo tanto, de una relación sencilla entre el factor de reflectividad Z (mm^6/m^3) y la tasa de precipitación R (mm/h).

Ulbrich & Atlas (1997), en estudios posteriores, demostraron que esta relación no era tan simple debido a las variaciones de la distribución de tamaños de las gotas de un sitio a otro y de una tormenta a otra con la consiguiente dificultad de obtener una relación única entre R y Z , pues la misma depende de al menos dos parámetros: tamaño y número de gotas por unidad de volumen y ambos parámetros varían en el tiempo y en el espacio. De esta manera, se puede afirmar que Z como parámetro informativo es insuficiente en el estudio meteorológico de los Hidrometeoros.

Como la principal dificultad estaba relacionada con el diámetro de las gotas, se incorporaron los Radares polarimétricos. Estos, tienen la capacidad de emitir microondas con doble polarización, lo que incorpora nuevas variables de medición, además de Z , denominadas variables polarimétricas, la diferencia específica de fase (K_{DP}) y la reflectividad diferencial (Z_{DR}). La primera de estas variables, K_{DP} , da una estimación de la diferencia de fase específica entre las señales recibidas. Esto se logra, cuando las gotas son grandes y se encuentran deformadas generando una diferencia de caminos ópticos entre la radiación con polarización horizontal y vertical. Por otro lado, Z_{DR} se define como el cociente entre la reflectividad horizontal Z_h y la vertical Z_v que recibe el radar brindando una estimación de la forma de los Hidrometeoros. Esta medición muestra que mientras mayor sea el valor de Z_{DR} más grandes y más deformadas serán las gotas y cuando más cercanos a uno estén estos valores, más pequeñas y más esféricas serán (Ryzhkov et al., 2004).

Las variables polarimétricas permiten expresar distintas relaciones para determinar la precipitación, la Eq. (1) por ejemplo hace referencia a la relación empírica encontrada entre Z_h y R , mientras que (2), (3) y (4) determinan R por medio de otras relaciones entre estas variables:

$$R(Z_h) = aZ_h^b, \quad (1)$$

$$R(K_{DP}) = a|K_{DP}|^b \text{sign}(K_{DP}), \quad (2)$$

$$R(Z_h, Z_{DR}) = aZ_h^b Z_{DR}^c, \quad (3)$$

$$R(K_{DP}, Z_{DR}) = a|K_{DP}|^b Z_{DR}^c \text{sign}(K_{DP}), \quad (4)$$

donde Z_h y K_{DP} tienen unidades de ($mm^6 m^{-3}$) y ($^\circ/km$) respectivamente, mientras que Z_{DR} es adimensional.

Los parámetros a , b y c son constantes que se ajustan entre otras cosas, en función de la región geográfica y las estaciones del año. La Figura 1 muestra la relación empírica Z-R obtenida del trabajo de Ulbrich & Atlas

(1997) obtenida luego de invertir la ecuación (1). Notar que para este caso particular las constantes pueden tomar distintos valores; ($a = 386.3$, $b = 1.04$), ($a = 102.0$, $b = 1.05$), ($a = 28.2$, $b = 1.12$).

Ryzhkov et al. (2004) muestra, por medio de la Tabla 1 que los parámetros anteriormente mencionados son variables de autor en autor, demostrando una incertidumbre en el momento la determinación de R .

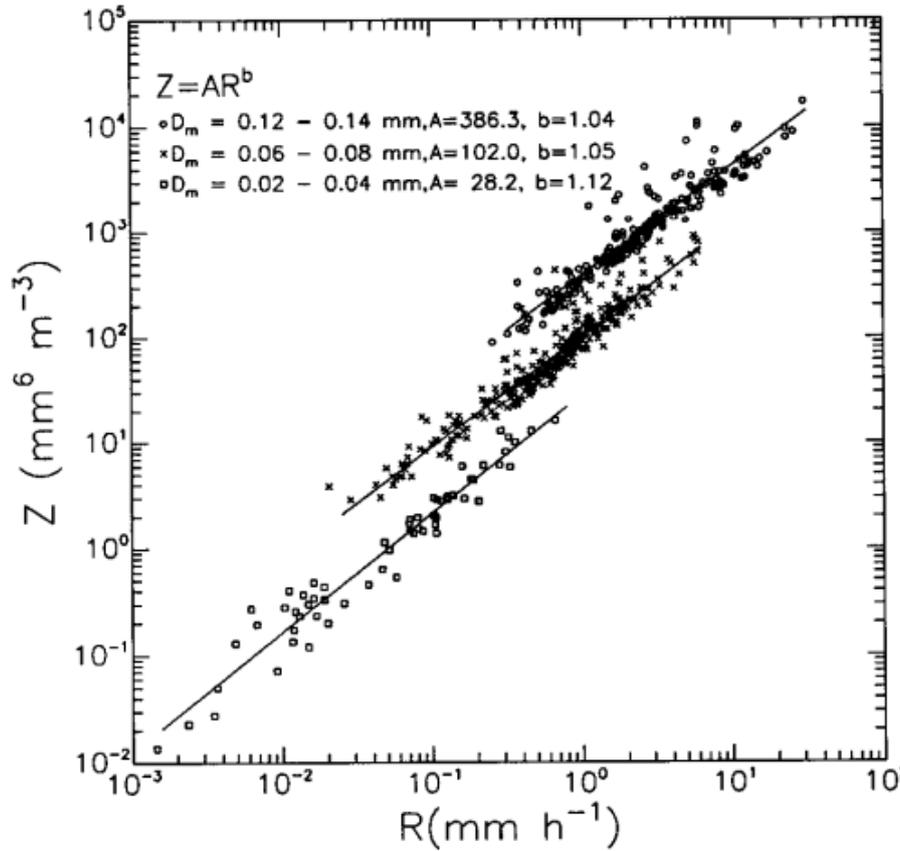


Figura 1: Reflectividad (polarización horizontal a 5.5 GHz) versus tasa de lluvia para el experimento TOGA COARE (Ulbrich & Atlas, 1997).

Por otro lado, en el trabajo de Sharma et al. (2008), se introducen los conceptos de lluvia de transición, de lluvia estratiforme y de lluvia convectiva a partir de los cuales se realiza un análisis de la relación $Z - R$ observando que los coeficientes son predominantemente más grandes durante la lluvia convectiva y estratiforme en comparación con la lluvia de transición.

El trabajo realizado por estos autores antes mencionados muestran las limitaciones existentes en la estimación de la precipitación R . Comentado esto, se propone un aporte a esta línea de investigación por medio de un

Tabla 1: Algoritmos polarimétricos usados para estimar precipitación

$R(K_{DP}) = a K_{DP} ^b \text{sign}(K_{DP})$				
	a	b	suposiciones	
1	50.7	0.85	DSD Simulado, equilibrio de shape	
2	54.3	0.806	DSD Medido, Brandes' shape	
3	51.6	0.71	DSD Simulado, Goddard's shape	
4	44.0	0.822	DSD Medido, equilibrio de shape	
5	50.3	0.812	DSD Medido, Bringi's shape	
6	47.3	0.791	DSD Medido, Brandes' shape	
$R(Z, Z_{DR}) = aZ^b Z_{DR}^c$				
	a	b	c	suposiciones
7	6.70×10^{-3}	0.927	-3.43	DSD Simulado, equilibrio de shape
8	7.46×10^{-3}	0.945	-4.76	DSD Medido, Brandes' shape
9	7.11×10^{-3}	1.0	*	DSD simulado, Goddard's shape
10	1.42×10^{-2}	0.770	-1.67	DSD Medido, equilibrio de shape
11	1.59×10^{-2}	0.737	-1.03	DSD Medido, Bringi's shape
12	1.44×10^{-2}	0.761	-1.51	DSD Medido, Brandes' shape
$R(K_{DP}, Z_{DR}) = a K_{DP} ^b Z_{DR}^c \text{sign}(K_{DP})$				
	a	b	c	suposiciones
13	90.8	0.93	-1.69	DSD Simulado, equilibrio de shape
14	136	0.968	-2.86	DSD Medido, Brandes' shape
15	52.9	0.852	-0.53	DSD simulado, Goddard's shape
16	63	0.851	-0.72	DSD Medido, equilibrio de shape

$$*c = -8.14 + 1.385Z_{DR} - 0.1039Z_{DR}^2$$

estudio detallado de la interacción de la radiación emitida por el radar con los elementos que constituyen nuestra atmósfera: gases, hidrometeoros, aerosoles y partículas en suspensión. Nuestro trabajo desarrolla un método distinto para estimar la precipitación y las correspondientes correcciones de absorción basado en la recuperación de los parámetros que definen la distribución de tamaños de gotas. Para recuperar los parámetros se utilizan los datos de reflectividad brindados por el radar polarimétrico de la estación experimental INTA de la localidad de Anguil, La Pampa.

Este informe se divide en tres partes: la Parte I, plantea los antecedentes y el marco teórico que dieron lugar a esta investigación, así como también los resultados y las conclusiones obtenidas, en la Parte II y III se presentan los anexos y la bibliografía que se utilizaron en el desarrollo del marco teórico.

Capítulo 1

Desarrollo

En esta sección se detalla de manera específica el entorno necesario para comenzar la investigación. Se presentan: el modelo cualitativo utilizado para caracterizar los hidrometeoros, las expresiones que sustentan a las variables polarimétricas del radar y la expresión que determina la tasa de precipitación. La última sección de este capítulo está destinada a tratar el fenómeno de atenuación especificando los factores a tener en cuenta por el modelo desarrollado.

1.1. Radar Meteorológico: definición de parámetros

El Radar en meteorología es un instrumento que se utiliza para la detección y caracterización de tormentas y fenómenos climáticos. La mayoría de los radares meteorológicos son del tipo pulsante, transmitiendo pulsos de energía electromagnética del orden del μs con potencias muy elevadas, llegando en algunos casos a los MW . La antena del radar transmite esta energía hacia los blancos de estudio, estos objetos la interceptan y la dispersan en todas direcciones, regresando una pequeña porción de la misma, del orden de los pW hacia la antena. La señal recibida es amplificada y digitalizada en el receptor del radar para su observación en pantallas y dispositivos de registro. El tiempo transcurrido entre la emisión del pulso y la recepción de la señal reflejada se emplea para determinar la distancia del blanco ya que la velocidad a la que viaja el pulso en ambos sentidos es igual a la de la luz (Richards, 2004).

1.1.1. Hidrometeoros

Para realizar un estudio meteorológico detallado, resulta imprescindible adoptar un modelo cualitativo de los hidrometeoros, ya que éstos son los ac-

tores encargados de brindar la información por medio del eco que devuelven de la onda incidente enviada por el radar.

Green (1975) asume un modelo hidrostático para caracterizar los hidrometeoros. El mismo establece que las gotas modifican su forma a medida que aumentan su tamaño, comenzando, para diámetros chicos, con una forma esférica y terminando, a medida que aumenta el diámetro y se incrementa su velocidad de caída, en forma oblada esferoidal (ver Figura 1.1).

Es posible realizar una parametrización en forma empírica de la distorsión de las gotas pensando en una relación entre semiejes $r = b/a$, donde a es el semieje mayor y b el semieje menor. La relación entre semiejes se puede definir en forma empírica por medio de un ajuste polinomial en función del diámetro medio D obtenido de Beard & Chuang (1987) como:

$$r = 1.0048 + 5.7 \times 10^{-4}D - 2.628 \times 10^{-2}D^2 + 3.682 \times 10^{-3}D^3 - 1.677 \times 10^{-4}D^4; \quad 1 \leq D \leq 7mm. \quad (1.1)$$

La ecuación (1.1) permite definir la excentricidad de la gota como:

$$e = \sqrt{1 - r^2}. \quad (1.2)$$

Como las simetrías que presentan las gotas de lluvia distan mucho de ser esféricas, se define el parámetro ξ como el factor de despolarización. Esta magnitud, no es más que un término geométrico que especifica el factor de polarización que sufre la intensidad de campo eléctrico horizontal con respecto al vertical dentro de la gota debido a que ésta al caer adopta una forma oblada. Este factor se puede definir en función de la excentricidad según Hogan et al. (2011) como:

$$\xi = \frac{1}{e^2} \left(1 - r \frac{\sin^{-1} e}{e} \right). \quad (1.3)$$

En el interior de las nubes, el espectro de tamaños de gotas denominado DSD (Drop Size Distribution) parece seguir un patrón tipo “*casaca de cebolla*” en el cual las gotas más grandes, de aproximadamente 7 mm se encuentran en el centro y las más pequeñas se distribuyen hacia los límites periféricos. Ulbrich (1983) sugiere el uso de la función gama para representar el espectro de gotas de lluvia. Dicha función que describe la distribución de probabilidad de tamaños de gotas de lluvia dentro de una nube, queda parametrizada con las variables (μ, Λ, N_0) , de forma que:

$$N(D) = N_0 D^\mu e^{-\Lambda D} \quad (0 < D < D_{max}), \quad (1.4)$$

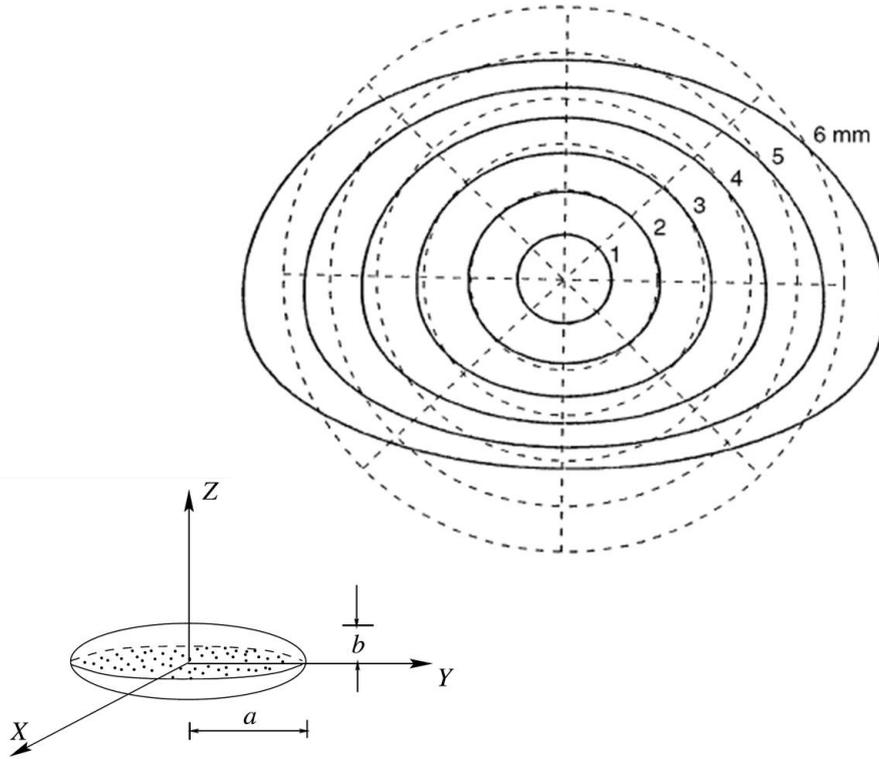


Figura 1.1: Forma de equilibrio de gotas con diámetros de 1-6 mm. Imagen modificada de Bringi & Chandrasekar (2004)

donde, D es el diámetro de equivolumen* dado en mm , $N(D)$ es la distribución de gotas de lluvia por intervalo de diámetro entre D y $D + \Delta D$ (mm/m^3) y por unidad de volumen, N_0 es la ordenada al origen ($mm^{-1-\mu} m^{-3}$), Λ es la pendiente de exponencial (mm^{-1}) y μ es un parámetro de forma adimensional (Zhang et al., (2001)).

El principio de medición del radar polarimétrico está basado en la no esfericidad de las gotas de lluvia (ver figura 1.1). Esto genera que los dos ecos (horizontal y vertical) recibidos por el radar sean distintos debido a que la gota presenta distintas secciones eficaces. La sección eficaz de “backscattering” se puede considerar como el área efectiva que presenta el hidrometeoro a la radiación emitida por el radar causante del eco. En la aproximación de Rayleigh ($\lambda \gg D$), Seliga & Bringi (1976) definen la sección eficaz de “backscattering” horizontal σ_B^h y vertical σ_B^v como :

*Hace referencia al volumen equivalente de la gota si esta fuese esférica.

$$\sigma_B^h = \frac{\pi^5 D^6}{9\lambda^4} |f_h(D, \epsilon_r)|^2 \quad [mm^2], \quad (1.5)$$

$$\sigma_B^v = \frac{\pi^5 D^6}{9\lambda^4} |f_v(D, \epsilon_r)|^2 \quad [mm^2], \quad (1.6)$$

donde f_h y f_v son funciones que especifican y caracterizan los hidrometeoros, ya que ambas contienen información sobre la geometría (tamaño, simetría) y sobre la composición química de los mismos. La longitud de onda del radar queda establecida por λ [mm], mientras que ϵ_r es la constante dieléctrica compleja relativa del agua. Estas funciones complejas vienen dadas por:

$$f_h(D, \epsilon_r) = \frac{\epsilon_r - 1}{1 + \xi'(\epsilon_r - 1)}, \quad (1.7)$$

$$f_v(D, \epsilon_r) = \frac{\epsilon_r - 1}{1 + \xi(\epsilon_r - 1)}, \quad (1.8)$$

siendo $\xi' = (1 - \xi)/2$. Notar que (1.5) y (1.6) se reducen a la sección eficaz de una esfera cuando $\xi = \xi' = \xi_{esfera} = 1/3$.

1.1.2. Variables Polarimétricas

Las variables polarimétricas, K_{DP} y Z_{DR} , junto con Z_h son las magnitudes que dan toda la información que se puede obtener con el radar polarimétrico.

A partir de la sección eficaz de “backscattering” horizontal, definida en (1.5) se obtiene la reflectividad del conjunto de hidrometeoros que el radar ilumina. La reflectividad denotada como η no debe confundirse con el factor de reflectividad Z , ya definido anteriormente, dado que:

$$\eta_h = \int_0^{D_{med}} \sigma_B^h N(D) dD, \quad (1.9)$$

$$= \frac{\pi^5}{9\lambda^4} \underbrace{\int_0^{D_{med}} D^6 N(D) |f_h(D, \epsilon_r)|^2 dD}_{Z_h}, \quad (1.10)$$

por lo que el factor de reflectividad horizontal es:

$$Z_h = \int_0^{D_{med}} D^6 N(D) |f_h(D, \epsilon_r)|^2 dD \quad [mm^6/m^3]. \quad (1.11)$$

De manera análoga se define el factor de reflectividad vertical Z_v como:

$$Z_v = \int_0^{D_{med}} D^6 N(D) |f_v(D, \epsilon_r)|^2 dD \quad [mm^6/m^3]. \quad (1.12)$$

Estas expresiones establecen que para gotas de lluvia que carecen de simetría esférica, el factor de reflectividad es un parámetro cuasi-geométrico ya que no podemos independizarnos de la función f_h .

La reflectividad diferencial se define como el cociente entre los factores de reflectividad horizontal y vertical respectivamente, definidas de acuerdo con (1.11) y (1.12). Esta magnitud suele expresarse en dB (*decibeles*) de manera que:

$$Z_{DR} = 10 \log \frac{\int_0^{D_{med}} D^6 |f_h(D, \epsilon_r)|^2 N(D) dD}{\int_0^{D_{med}} D^6 |f_v(D, \epsilon_r)|^2 N(D) dD} \quad [dB]. \quad (1.13)$$

Por otro lado, el comportamiento diferencial del medio (hidrometeoros) se puede expresar cuantitativamente considerando la diferencia entre las constantes de fase para cada polarización del pulso de radiación emitido por el radar. La fase de una onda que viaja desde el radar hasta el blanco de estudio en cuestión, queda establecida por el producto escalar entre el vector de onda en el medio y el vector posición en el punto de observación, $(\vec{k}_0 \cdot \vec{r})$. Aquí, es necesario considerar dos regiones bien diferenciadas: la región de atmósfera limpia, donde $k_0 = \nu/c$ y la región con gotas de precipitación, donde $k = \nu n/c$. La variable $n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ hace referencia al índice de refracción relativo del medio heterogéneo en cuestión.

Utilizando la doble polarización de los radares polarimétricos, podemos obtener las relaciones anteriores para cada polarización, siendo:

- Caso horizontal;

$$k_{horizontal} = k_0 n_h r, \quad (1.14)$$

- Caso vertical

$$k_{vertical} = k_0 n_v r. \quad (1.15)$$

La diferencia entre (1.14) y (1.15) cuando r se mide en (km) da como resultado la variable polarimétrica K_{DP} , representada por:

$$K_{DP} = \frac{k_0 \pi}{12} \Re \left[\int_0^{D_{med}} D^3 [(f_h(D, \epsilon_r) - f_v(D, \epsilon_r))] N(D) dD \right] \quad [rad/km]. \quad (1.16)$$

Para llegar a obtener (1.16) es necesario pensar en una constante dieléctrica para cada polarización que represente la unidad de volumen de un medio con mezcla heterogénea entre gotas y aire claro.

1.1.3. Estimación de la Precipitación R

Las variables obtenidas por el radar, mencionadas en la sección anterior, permiten mediante un adecuado tratamiento establecer en forma aproximada la precipitación. Para ello hay que tener en cuenta que ciertas consideraciones tales como: los efectos del viento, las turbulencias y la interacción entre gotas son despreciables. De esta manera, la tasa de precipitación R puede definirse en términos del espectro de tamaños de gotas $N(D)$ y de la velocidad terminal de caída de las gotas $v(D)$ como el volumen de flujo de agua que cae por unidad de área sobre una superficie, siendo:

$$R = 6\pi \times 10^{-4} \int_0^{\infty} D^3 v(D) N(D) dD, \quad [mm/hr] \quad (1.17)$$

donde, $v(D)$ está en unidades de (m/s) .

La estimación de R mediante las mediciones realizadas por el radar está basada fundamentalmente en modelos empíricos generados por distintas relaciones entre las variables polarimétricas. El NEXRAD[†] plantea tres escenarios posibles para calcular precipitaciones (Zhang et al., 2001):

- Estimación dada por; $R(Z_h)$

$$R(Z_h) = a_1 Z_h^{b_1} \quad [mm/hr], \quad (1.18)$$

- Estimación dada por; $R(Z_h, Z_{DR})$

$$R(Z_h) = a_2 Z_h Z_{DR}^{b_2} \quad [mm/hr], \quad (1.19)$$

- Estimación dada por; $R(K_{DP})$

$$R(K_{DP}) = a_3 K_{DP}^{b_3} \quad [mm/hr], \quad (1.20)$$

donde las constantes a_i y b_i son factores que se ajustan entre otras cosas (como ya se mencionó en la introducción) en función de la posición geográfica y las estaciones del año.

1.1.4. Atenuación Específica k

El medio por el cual los radares polarimétricos estudian los fenómenos meteorológicos es nuestra atmósfera. La interacción atmosférica que sufren, tanto el pulso de radiación enviado por el radar, como el eco que posteriormente el mismo recibe debido al “backscattering” del blanco en estudio,

[†]El NEXRAD es una red de 159 radares meteorológicos de alta resolución Doppler operados por la agencia de la “Administración Nacional Oceánica y Atmosférica” (NOAA) junto al “Ministerio de Comercio de Estados Unidos”.

genera una disminución de la potencia efectiva de la señal en ambas direcciones. Esta disminución de señal denominada atenuación atmosférica es debida principalmente a dos mecanismos bien diferenciados, atenuación por “scattering” k_s y atenuación por absorción k_a . El primero de estos procesos genera una atenuación aparente debido a que las partículas, cuando interactúan con la radiación, generan dispersión en todas las direcciones. Mientras que el segundo es un proceso distinto ya que la molécula absorbe parte de la energía de la señal para luego re-emitirla en distintas frecuencias.

La atenuación por “scattering” depende principalmente de la relación entre el tamaño de las partículas y la longitud de onda de la radiación electromagnética. Los aerosoles, con radios típicos cercanos a $1 \mu m$, no producen un “scattering” significativo ya que su tamaño no es comparable con la longitud de onda a la que trabaja un típico radar de banda C^\ddagger , razón por la cual puede despreciarse el “scattering” producido por los gases atmosféricos y por gotitas de nube con diámetros inferiores a $30 \mu m$ (Burrows et al., 2011).

En cuanto a la atenuación por absorción de los gases atmosféricos, el O_2 y el vapor de agua son los que más contribuyen en la región de banda C , mientras que el efecto que producen los demás gases puede ser considerado despreciable (Papatsoris & Watson, 1993).

La atenuación por gases es uno de los componentes que contribuyen a la disminución de la señal, pero no el único, ya que también deben tenerse en cuenta los efectos que introducen las nubes y la lluvia. De esta manera, la atenuación total para un radar a una distancia \vec{r} de observación puede ser expresada como:

$$k(r) = \exp \left[\int_0^r (k_g + k_n + k_p) ds \right], \quad (1.21)$$

donde, los subíndices g , n y p denotan, atenuación específica ($1/km$) por gases, por nubes y por precipitación respectivamente.

La Eq (1.21) muestra que para estimar la atenuación total es necesario abordar caso por caso los distintos componentes atmosféricos. Este particular estudio se llevó a cabo utilizando la base de datos espectrales de HITRAN (High Resolution Transmission) desde donde se puede realizar un tratamiento de absorción para los gases por medio de la técnica denominada línea por línea (Rothman et al., 2013). Para el tratamiento de los coeficientes de absorción de nubes k_n se tubo en cuenta el contenido de agua líquida de la nube, la temperatura y la frecuencia, mientras que para el de precipitación k_p , además de estos últimos parámetros, se tubo también en cuenta la distribución de tamaños de las gotas.

[‡]Los radares banda C operan según IEEE en un rango de frecuencias entre $4 - 8 GHz$, o lo que es lo mismo para longitudes de onda entre $7.5 - 3.7 cm$ respectivamente.

1.2. Modelado de Datos

En esta sección se delinea el marco teórico utilizado para realizar el algoritmo de corrección por atenuación. Se presentan cinco apartados: el primero, expone la forma en que se van a tratar las ecuaciones de las variables polarimétricas y de la precipitación, el segundo, tercero y cuarto dan tratamiento a la atenuación atmosférica, a la atenuación por nubes y a la atenuación por precipitación respectivamente, mientras que en el último apartado se presenta la descripción del algoritmo utilizado para realizar la corrección de la precipitación debido a la atenuación.

1.2.1. Factor de Reflectividad, Variables Polarimétricas y Cálculo de Precipitación

Una manera de corroborar que los parámetros DSD recuperados con el algoritmo desarrollado son consistentes, se da por medio de la comparación entre los datos obtenidos a partir de la solución analítica de (1.11), (1.13) y (1.16) con los datos reales obtenidos por el radar de Anguil.

Para llegar a las primitivas de las integrales anteriores se procedió a aproximar las funciones $f_h(D, \epsilon_r)$ y $f_v(D, \epsilon_r)$ a una frecuencia fija $\nu = 5.65 \text{ GHz}$ [§] que dependen tanto del diámetro D como de la temperatura, en funciones que solo dependan de D una vez que se fija la temperatura. Las funciones de aproximación son polinomios en D con un grado p no mayor a cuatro (ver Figura 1.2). Estas aproximaciones permiten expresar Z_v , Z_h , Z_{DR} y K_{DP} de la siguiente manera:

$$Z_h = N_0 \sum_{k=0}^3 a_k \int_0^{D_{max}} D^{\mu+k+6} e^{-\Lambda D} dD \quad (1.22)$$

$$Z_v = N_0 \sum_{k=0}^4 b_k \int_0^{D_{max}} D^{\mu+k+6} e^{-\Lambda D} dD \quad (1.23)$$

$$Z_{DR} = \frac{Z_h}{Z_v} \quad (1.24)$$

$$K_{DP} = N_0 \frac{\pi k_0}{6} \sum_{k=0}^4 c_k \int_0^{D_{max}} D^{\mu+k+3} e^{-\Lambda D} dD. \quad (1.25)$$

donde a_k , b_k y c_k son los coeficientes de los ajustes obtenidos por medio de los polinomios en D . Las primitivas de estas integrales son simples y vienen dadas por la función gama incompleta γ , ya que los límites de integración

[§]La mayoría de los radares de banda C, tanto nacionales como extranjeros, operan a frecuencias muy cercanas a la utilizada aquí.

quedan truncados por el diámetro máximo hasta donde se realiza la integración. De esta manera:

$$Z_h = N_0 \sum_{k=0}^3 a_k \frac{\gamma(\mu + k + 7, \Lambda D_{max})}{\Lambda^{\mu+k+7}} \quad (1.26)$$

$$Z_{DR} = \sum_{k=0}^4 \frac{a_{k-1}}{b_k} \frac{\gamma(\mu+k+6, \Lambda D_{max})}{\Lambda^{\mu+k+6}} \frac{\gamma(\mu+k+7, \Lambda D_{max})}{\Lambda^{\mu+k+7}} \quad (1.27)$$

$$K_{DP} = N_0 \frac{\pi k_0}{6} \sum_{k=0}^4 c_k \frac{\gamma(\mu + k + 4, \Lambda D_{max})}{\Lambda^{\mu+k+4}}. \quad (1.28)$$

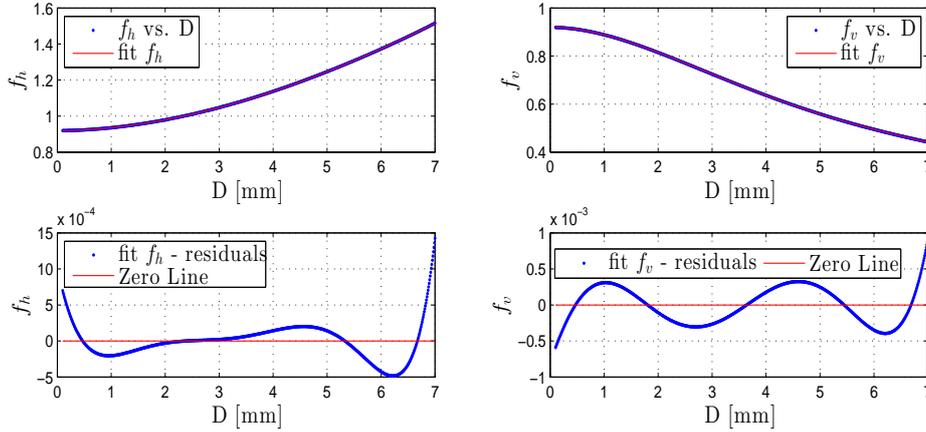


Figura 1.2: Esta imagen muestra el comportamiento de las funciones f_h a la izquierda y f_v a la derecha. En ambos casos en la parte superior se muestra la función (curva azul) con su polinomio de aproximación (curva roja). En la parte inferior se especifican los respectivos errores. Ambas funciones se aproximaron utilizando una frecuencia $\nu = 5.65 \text{ GHz}$ y un valor particular de temperatura $T = 10^\circ \text{C}$.

Utilizando el mismo razonamiento se puede tratar la expresión de la precipitación dada por (1.17) tomando la velocidad de caída $v(D) = 3.778D^{0.67}$ de Zhang et al. (2001) obteniendo:

$$R = 6\pi \times 10^{-4} N_0 3.778 \frac{\gamma(\mu + 4.67, \Lambda D_{max})}{\Lambda^{\mu+4.67}}. \quad (1.29)$$

La relación de ligadura que evidencian las ecuaciones anteriores entre Λ y μ tanto dentro de la función gamma como en el caso de que una variable sea potencia de la otra, imposibilitan determinarlas independientemente y por lo tanto llegar a la relación deseada entre R y la distribución DSD. En el apartado 1.2.5 se brinda el método de resolución adoptado.

1.2.2. Atenuación Atmosférica

Para calcular la atenuación y el espectro de dispersión que generan los gases atmosféricos, es necesario conocer la concentración de los mismos a lo largo de todo el camino que recorre el haz de radar. La técnica utilizada, denominada "línea por línea" (ver Apéndice A) necesita tener en cuenta además de la concentración de gases, variaciones en presión y temperatura a medida que nos desplazamos en forma vertical en nuestra atmósfera. Para ello, se realizó una simulación que consistió en dividir a la atmósfera de la Tierra en 20 capas esféricas equidistantes que simulen una troposfera de unos 12 km de longitud compuesta por 21 % de oxígeno, 78 % de nitrógeno, 0.0365 % de dióxido de carbono y una cantidad variable de vapor de agua. De esta manera, cada una de las capas queda caracterizada por un valor de presión p y temperatura T como:

$$T(z) = -0.0065z + T_{sup}, \quad [K] \quad (1.30)$$

$$p(z) = \left(\frac{T(z)}{T_{sup}} \right)^{\frac{g}{0.065R_{aire}}}, \quad [atm] \quad (1.31)$$

donde T_{sup} es la temperatura superficial en el momento de realizar la medición, g es la aceleración de la gravedad [m/s^2], $R_{aire} = 286.9$ [$Nm/kg K$] es la constante universal de los gases ideales y el factor 0.065 [K/m] es una constante que especifica la tasa de cambio de la temperatura con respecto a la altura, válida dentro de los límites establecidos.

La técnica "línea por línea" consiste en analizar el comportamiento de las moléculas gaseosas cuando son interceptadas por el campo electromagnético. La interacción genera transiciones entre los distintos niveles de energía electrónicos de las moléculas. Las transiciones electrónicas, cuando ocurren, generan líneas espectrales discretas, causantes de absorción, que pueden ser calculadas por medio del coeficiente de absorción gaseoso k_g , como (Rothman et al., 2013):

$$k_g(\nu, z) = S(z)f(\nu - \nu_0, z)N \quad [1/km] \quad (1.32)$$

aquí, S es la intensidad de la línea espectral [$cm^{-1}/molecula\ cm^{-2}$], f es el factor de forma de la línea [$1/cm^{-1}$], ν y ν_0 son la frecuencia de transición y la frecuencia a la cual se encuentra centrada la línea respectivamente [cm^{-1}], mientras que N especifica el número de moléculas por unidad de volumen del gas que genera la absorción [$moleculas/m^3$]. Todas las variables espectroscópicas de los gases con que se simula la atmósfera, necesarias para determinar la intensidad de línea y el factor de forma se obtuvieron de la base de datos de HITRAN.

El coeficiente de absorción anteriormente determinado será una matriz cuyo tamaño dependerá del rango de frecuencia que nos interese mirar y del número de capas que tomemos para integrar nuestra atmósfera. En este caso, k_g será una matriz de $(1000 \times N_c)$. Aquí, las 1000 filas representan el rango de frecuencias utilizado que va desde 0 a 30 GHz . Mientras que el número de capas ($N_c = 20$) utilizado para dividir la atmósfera queda representado en las columnas.

Al momento de corregir la atenuación del haz de radar causado por los gases, deben tenerse en cuenta dos factores: que los radares meteorológicos tienen un rango máximo de cobertura radial de aproximadamente 240 km y que la refracción atmosférica curva el haz haciendo que éste recorra una distancia mayor que la de una línea recta. Dicho recorrido se especifica por medio de la variable de curvatura l_k , contemplando la corrección de la siguiente manera:

$$l_k = -R_{k-1}\alpha_k + \sqrt{R_{k-1}^2\alpha_k^2 + \Delta z(2R_T + (2k - 3)\Delta z)} \quad (1.33)$$

donde, $R_{k-1} = R_T + z_{k-1}$. Aquí, z establece la altura de la capa k , R_T el radio de la Tierra y Δz la longitud de la capa. El parámetro α_k queda establecido según:

$$\alpha_k = \sin \left[\csc \left(\frac{m}{R_k n_k} \right) \right] \quad (1.34)$$

donde $m = R_T n_1 \cos(\theta_e)$. Para este caso, n_1 y n_k establecen el índice de refracción para la capa 1 y k respectivamente, mientras que θ_e determina el ángulo de elevación del radar.

Esta corrección permite definir la región en que se calculan los coeficientes de absorción, debido a que cuando $\sum_{k=1}^{N_c} l_k \geq 240 \text{ km}$ el algoritmo no contempla absorción. Esto se esquematiza a continuación en la Figura 1.3. Esta figura, muestra el procedimiento del algoritmo para obtener los coeficientes de absorción de los gases tenidos en cuenta. En la primera etapa del diagrama se especifican los datos de entrada: el número de capas (N_c), la altura del radar (H_R), el ángulo de elevación del radar (θ_e) y la temperatura superficial (T_{sup}). En la siguiente etapa, se especifican los valores de presión (p), temperatura (T) e índice de refracción (n) para cada una de las (N_c) capas en que se dividió la atmósfera. El índice de refracción se toma del trabajo de Doviak & Zrnica (1993). Obtenidas estas magnitudes, se determina l_k por medio de (1.33). En esta última etapa, se computa la suma de los distintos l_k con $k = 1 \dots N_c$. Mientras esta suma no supere los 240 km, el algoritmo calcula los coeficientes de absorción k_v^a y k_O^a tomando el bucle de la derecha, de lo contrario se toma el bucle de la izquierda y no se realiza el computo.

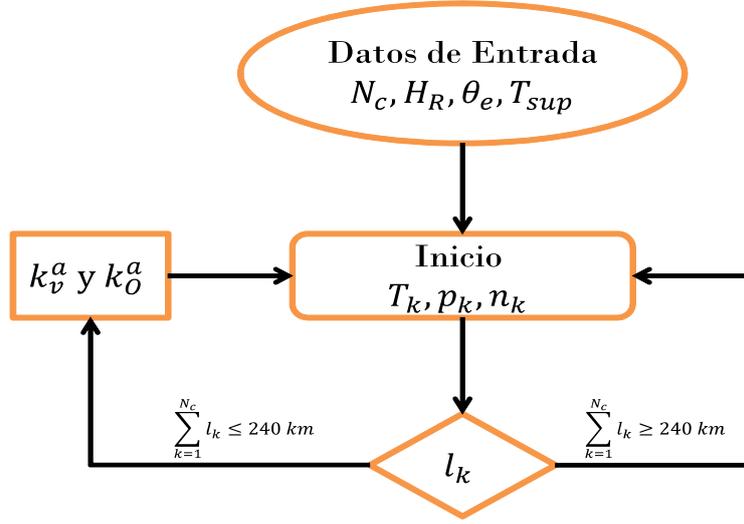


Figura 1.3: Diagrama que especifica la forma de calcular los coeficientes de absorción para el vapor de agua k_v^a y para el oxígeno k_o^a teniendo en cuenta la condición de rango máximo de cobertura radial.

1.2.3. Atenuación por Nube

Las nubes, como ya se mencionó, contienen partículas de diversos tamaños y formas. La distribución de tamaños de estas partículas está muy bien esquematizada por Pruppacher & Klett (1980) quienes demuestran por medio de mediciones in-situ que las gotitas de menor diámetro siempre se encuentran en las regiones más externas de la nube y las más grandes y por lo tanto precipitables en la región central. De acuerdo a esto, definimos como partículas de nubes a gotitas con un diámetro medio $D_m = 20 \mu m$.

La atenuación más significativa por parte de una nube o de niebla será mediante el mecanismo de absorción. Este proceso está asociado a las pérdidas dieléctricas y a la masa de gotitas que interceptan el frente de onda. La masa interviene en dos aspectos: en el valor de la constante dieléctrica de cada partícula, considerada homogénea y en la concentración de partículas. En el Apéndice B se expone un tratamiento más riguroso que permite determinar la sección eficaz de absorción por nube (σ_n^a), obteniendo :

$$\sigma_n^a = 3\pi^2 \frac{D^3}{\lambda} \frac{\epsilon_{rI}}{(\epsilon_{rR} + 2)^2 + \epsilon_{rI}^2} \quad [mm^2], \quad (1.35)$$

donde, λ es la longitud de onda del radar, ϵ_{rI} y ϵ_{rR} son la parte imaginaria y real respectivamente de la constante dieléctrica del agua.

Para estimar la atenuación del haz de radar se debe tener en cuenta que la nube está compuesta por un gran número de gotitas y que sus tamaños

poseen una cierta distribución no monodispersa. La atenuación por unidad de longitud (K_n) será el número de gotitas por unidad de volumen por la sección eficaz de cada gotita sumada sobre todos los tamaños, de forma que:

$$K_n = \int_0^{\infty} N(D) \sigma_n^a(D) dD. \quad (1.36)$$

Aquí debemos especificar la distribución de tamaños $N(D)$. Los resultados de Pruppacher & Klett (1980), sugieren utilizar una distribución exponencial de la forma:

$$N(D) dD = \frac{N_0}{D_m} e^{-\frac{D}{D_m}} dD \quad (1.37)$$

donde N_0 y D_m son el número total de gotitas por unidad de volumen y el diámetro medio respectivamente. Reemplazando (1.37) en (1.36) se obtiene un interesante resultado:

$$K_n = \alpha(\nu, T) \int_0^{\infty} \frac{N_0}{D_m} e^{-\frac{D}{D_m}} D^3 dD \quad (1.38)$$

con $\alpha(\nu, T)$ englobando todo lo que no depende del diámetro. Realizando el cambio de variable $x = D/D_m$ la integral da el tercer momento de la distribución exponencial. De manera que:

$$K_n = \alpha(\nu, T) 3! N_0 D_m^3. \quad (1.39)$$

Finalmente, reemplazando el valor de $\alpha(\nu, T)$ se obtiene:

$$K_n = 3\pi^2 N_0 3! D_m^3 1000 \frac{\epsilon_{rI}}{\lambda((\epsilon_{rR} + 2)^2 + \epsilon_{rI}^2)} \quad [1/km]. \quad (1.40)$$

Es decir, que si se supone una distribución exponencial todo ocurre como si tuviéramos una monodispersa de concentración N_0 y diámetro único D_m .

Establecida la frecuencia o la longitud de onda a la que va a operar el radar (1.40) sólo depende de la constante dieléctrica del agua por medio de la temperatura que tenga la zona donde se está estableciendo la corrección.

1.2.4. Atenuación por Precipitación

Las nubes también están constituidas por partículas de precipitación con diámetros en el rango milimétrico. En efecto, esta convivencia de gotas de distintos tamaños dentro de la nube genera el crecimiento de las mismas por

coalescencia[¶] incrementando su tamaño hasta llegar al diámetro de inestabilidad $D_{max} \approx 8 \text{ mm}$ (Pruppacher & Klett, 1980). El espectro de tamaños resultante en el interior será una distribución gama dada por (1.4).

Cuando las gotas alcanzan tamaños que permiten que precipite, las mismas en su caída sufren fuerzas aerodinámicas que se comienzan a equiparar con las de tensión superficial haciendo que pierdan la forma esférica como se muestra en la Figura 1.1. La forma adquirida es semejante a un esferoide de rotación cuyo achatamiento es mayor cuanto mayor es el diámetro volumétrico equivalente.

Los párrafos anteriores muestran que: la atenuación por precipitación (al ser gotas no esféricas) tendrá una componente horizontal y una vertical. Además, al ser partículas con diámetros milimétricos ya no se podrá despreciar la atenuación por “scattering”. En el apéndice C se realiza el tratamiento para la determinación de las secciones eficaces de absorción, horizontal ($\sigma_{h,p}^a$) y vertical ($\sigma_{v,p}^a$) en precipitación. Obteniendo:

$$\begin{pmatrix} \sigma_{h,p}^a \\ \sigma_{v,p}^a \end{pmatrix} = \frac{\pi k_0}{6} D^3 \begin{pmatrix} g_h(D, \epsilon_r) \\ g_v(D, \epsilon_r) \end{pmatrix} \quad (1.41)$$

donde:

$$\begin{pmatrix} g_h(D, \epsilon_r) \\ g_v(D, \epsilon_r) \end{pmatrix} = \frac{\epsilon_{rI}}{[1 + (\xi')(\epsilon_{rR} - 1)]^2 + (\xi')^2 \epsilon_{rI}^2} \quad (1.42)$$

para el caso de absorción horizontal/vertical. Aquí, $k = 2\pi/\lambda$ es el vector de onda y ξ, ξ' los factores de despolarización definidos en (1.3). Notar que la ecuación anterior se reduce a la sección eficaz de una gota esférica dada en (1.35) cuando $\xi = \xi' = 1/3$ en ambos casos.

La sección eficaz de atenuación por “scattering” para precipitación horizontal ($\sigma_{h,p}^s$) y vertical ($\sigma_{v,p}^s$) se obtiene de las expresiones (1.5) y (1.6) como:

$$\begin{pmatrix} \sigma_{h,p}^s \\ \sigma_{v,p}^s \end{pmatrix} = \frac{2}{3} \begin{pmatrix} \sigma_B^h \\ \sigma_B^v \end{pmatrix} \quad [mm^2], \quad (1.43)$$

esta relación que surge entre la sección eficaz de “backscattering” σ_B y la de “scattering” total σ^s puede pensarse de la siguiente manera: la sección eficaz de “backscattering” resulta mayor que la sección eficaz de “scattering” total, algo que en principio resulta anti intuitivo porque mientras la total surge de la integración del diagrama dipolar caracterizado por un seno cuadrado la de “backscattering” se interpreta como proveniente de un centro dispersor isotrópico de magnitud igual al máximo del diagrama dipolar.

[¶]La coalescencia es la posibilidad de que dos o más materiales se unan en un único cuerpo.

Obtenidas las secciones eficaces y aceptada la distribución de tamaños sugerida por Ulbrich (1983) es posible derivar los coeficientes de atenuación por absorción para el caso vertical ($K_{h,p}^a$) y horizontal ($K_{v,p}^a$) como:

$$\begin{pmatrix} K_{h,p}^a \\ K_{v,p}^a \end{pmatrix} = \int_0^{D_{max}} N(D) \begin{pmatrix} \sigma_{h,p}^a \\ \sigma_{v,p}^a \end{pmatrix} (D, \epsilon_r) dD. \quad (1.44)$$

La primitiva de la integral queda en términos de la función gama incompleta con $D_{max} = 7$ [mm] como el diámetro de inestabilidad mencionado, por lo que la atenuación queda completamente determinada conociendo los parámetros DSD de la función de distribución, dado que:

$$\begin{pmatrix} K_{h,p}^a \\ K_{v,p}^a \end{pmatrix} = N_0 \frac{\pi k_0}{6} \int_0^{D_{max}} D^{\mu+3} e^{-\Lambda D} \begin{pmatrix} g_h(D, \epsilon_r) \\ g_v(D, \epsilon_r) \end{pmatrix} dD. \quad (1.45)$$

Para el caso de “scattering”, la atenuación se puede derivar a partir de (1.43) de manera similar a (1.45) obteniendo:

$$\begin{pmatrix} K_{h,p}^s \\ K_{v,p}^s \end{pmatrix} = \frac{2 \pi^5}{3 \lambda^4} N_0 \int_0^{D_{max}} D^{\mu+6} e^{-\Lambda D} \begin{pmatrix} |f_h(D, \epsilon_r)|^2 \\ |f_v(D, \epsilon_r)|^2 \end{pmatrix} dD. \quad (1.46)$$

Las funciones f_h , f_v , g_h y g_v se pueden aproximar por polinomios con el método expuesto en el Apartado (1.2.1), por lo que:

$$\begin{pmatrix} K_{h,p}^a \\ K_{v,p}^a \end{pmatrix} = N_0 \frac{\pi k_0}{6} \sum_{i=0}^4 \begin{pmatrix} d_{i-2} \\ j_k \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\gamma(\mu+i+2, \Lambda D_{max})}{\Lambda^{\mu+i+2}} \\ \frac{\gamma(\mu+i+4, \Lambda D_{max})}{\Lambda^{\mu+i+4}} \end{pmatrix}, \quad (1.47)$$

$$\begin{pmatrix} K_{h,p}^s \\ K_{v,p}^s \end{pmatrix} = \frac{2 \pi^5}{3 \lambda^4} N_0 \sum_{i=0}^4 \begin{pmatrix} a_{i-1} \\ b_k \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\gamma(\mu+i+6, \Lambda D_{max})}{\Lambda^{\mu+i+6}} \\ \frac{\gamma(\mu+i+7, \Lambda D_{max})}{\Lambda^{\mu+i+7}} \end{pmatrix}, \quad (1.48)$$

donde a_i , b_i y c_i son los coeficientes de ajuste obtenidos por medio de los polinomio en D .

1.2.5. Algoritmo de Corrección

El algoritmo de corrección aquí planteado tiene como variables de ingreso la temperatura superficial en ese momento T_{sup} ($^{\circ}C$), la altura del radar H_R (m), el número de capas en que se ha dividido la atmósfera N_c y el ángulo de elevación del radar θ_e ($^{\circ}$).

Luego de incorporar las variables de ingreso, se calculan dos sub-rutinas diferentes: **Datos_INTA** y **Cor_Atm**. La primera de ellas, está diseñada para leer los archivos *.vol* obtenidos del radar de INTA y estructurarlos

como un arreglo de datos de 480 compuertas por 360 grados de recorrido azimutal por 12 valores de elevaciones. Mientras que la segunda calcula los coeficientes de atenuación por absorción de los gases atmosféricos en la condición de rango máximo de cobertura radial dada en el apartado 1.2.2.

Una vez cargado el arreglo de datos, es necesario ingresarlo a la subrutina **Comparacion1**, la cual va a establecer cómo se distribuyen las 480 compuertas del radar para cada θ_e en las distintas capas atmosféricas. Esto se logra por medio de la variable de curvatura (l_k) que nos da la información, corregida por refracción, dependiente de θ_e , de la distancia por capa que puede recorrer el pulso del radar. Esto último es muy importante porque el valor de la corrección del pulso depende de la temperatura. El dato de salida de esta subrutina es la temperatura T_k de la capa para un determinado pulso.

A continuación, la subrutina **fun_aprox** fija la frecuencia ν en 5.65 GHz y utiliza la temperatura T_k obtenida anteriormente para aproximar las funciones f_h, f_v, g_h y g_v para un rango de diámetros entre $0.1 < D < 7[\text{mm}]$. En esta etapa, también se obtienen las constantes dieléctricas correspondientes por medio de las expresiones tomadas de Meissner & Wentz (2004), para ser utilizadas en la determinación de los coeficientes a_i, b_i, c_i, d_i, j_i y en la obtención de la absorción por nube K_n . Los coeficientes anteriores son ahora el dato de entrada para la subrutina **recuperacion_DSD**.

recuperacion_DSD es la parte más importante del algoritmo ya que es aquí donde se realizan los cálculos de las integrales polarimétricas (1.26), (1.27) y (1.28), y de las integrales de atenuación por precipitación (1.47) y (1.46). Dentro de esta etapa del código se utilizaron relaciones empíricas entre las variables DSD mostradas en la Figura 1.4 encontradas por Zhang et al. (2001) como:

$$\mu = -0.016\Lambda^2 + 1.213\Lambda - 1.957 \quad (1.49)$$

$$N_0 = \exp(0.0365\mu^2 + 0.540\mu + 9.367) \quad (1.50)$$

Haciendo uso de estas relaciones, junto con (1.26), es posible encontrar una función entre Z_h y Λ de forma que $Z_h = Z_h(\Lambda)$.

A la salida de esta rutina el algoritmo utiliza el arreglo de reflectividades de INTA Z_h^{INTA} obtenida de **Datos_INTA** e invierte la relación $Z_h(\Lambda)$ de la subrutina anterior. De esta manera, para cada valor de factor de reflectividad, se puede encontrar el correspondiente valor de Λ y con la ayuda de (1.49) y (1.50) recuperar todos los parámetros DSD. A continuación, por medio de estos parámetros se calculan las primitivas de las integrales de atenuación por precipitación dadas anteriormente.

La corrección de la atenuación por todas las causas tratadas (gases, nube y lluvia) se debe hacer pensando que el haz disminuye su intensidad según (1.21) es decir con los coeficientes de las distintos tipos de atenuación sumados en el exponente. Los datos de radar vienen en coordenadas esféricas

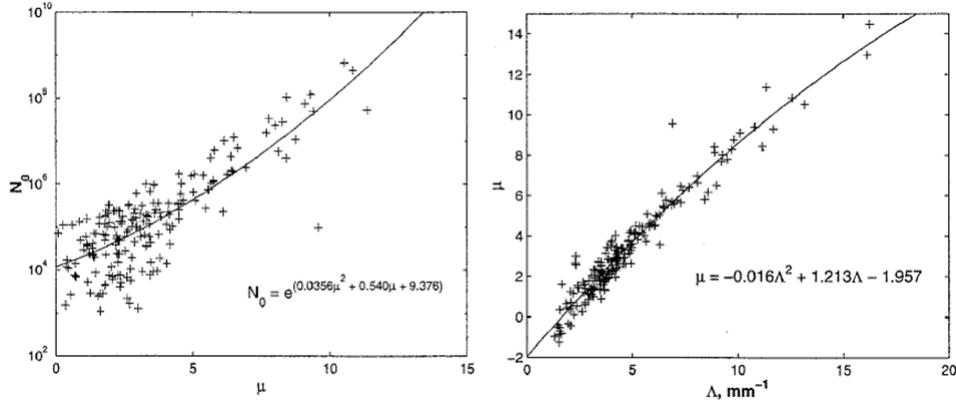


Figura 1.4: Funciones de correlación obtenidas por Zhang et al. (2001) entre las variables DSD para precipitaciones $R > 5 \text{ mmh}^{-1}$. El coeficiente de correlación entre $\Lambda - \mu$ es de 0.97, mientras que el de $\mu - N_0$ es de 0.85.

ya corregidos por el factor geométrico de $1/r^2$, por lo que nuestro algoritmo debe realizar la corrección en coordenadas polares y rayo por rayo. Supongamos entonces que Q representa el flujo de la onda emitido por el radar. Si hay variación de Q con la coordenada radial será por atenuación dando una $Q = Q(r)$. En forma discreta si Q_j es el valor del flujo en la compuerta j y hay material causante de atenuación entre j y $j + 1$, será:

$$\begin{aligned}
 Q_{j+1} &= Q_j \exp(-2 \sum_j K_j(r_{j+1} - r_j)), \\
 Q_{j+2} &= Q_{j+1} \exp(-2 \sum_j K_{j+1}(r_{j+2} - r_{j+1})), \\
 &\vdots \\
 Q_{j+n} &= Q_{j+(n-1)} \exp(-2 \sum_j K_{j+(n-1)}(r_{j+n} - r_{j+(n-1)})),
 \end{aligned}$$

donde K_j incorpora todas las atenuaciones (gases, nubes y precipitación) en la compuerta j y $(r_{j+n} - r_{j+(n-1)})$ establece el ancho de la compuerta que se está evaluando. El factor 2 que aparece antes de la sumatoria hace referencia a que el haz sufre atenuación tanto en el camino de ida como en el de vuelta.

El flujo en cualquier punto del haz queda determinado por:

$$Q_j = Q_1 \prod_{i=1}^{j-1} \exp(-2 \sum_i K_i \Delta r), \quad (1.51)$$

suponiendo las compuertas equiespaciadas en $\Delta r = 0.5 \text{ km}$.

Capítulo 2

Resultados

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos para el volumen de datos 2011110805000200 del radar INTA de Anguil. Dicho volumen corresponde a la $05^h00^m02^s$ de tiempo local del día 8 de noviembre de 2011. Los resultados expuestos siguen la misma secuencia de funcionamiento del algoritmo que se planteó en el apartado 1.2.5. Los datos de estrada ingresados al algoritmo son: $N_c = 20$, $H_R = 30\text{ m}$, $\theta_e = 0.9^\circ$ y $T_{sup} = 10^\circ C$.

2.1. Corrección Atmosférica

Los resultados de esta sección corresponden a la subrutina **Cor_Atm**. Esta etapa del código calcula todas las variables atmosféricas necesarias para determinar la atenuación por gases dada por la expresión (1.32). La Figura 2.1 muestra las variaciones de los parámetros de atenuación para los gases a dos temperaturas distintas, a $0^\circ C$ y a $20^\circ C$ en función de la frecuencia. En línea roja y azul se exponen los coeficiente de atenuación del oxígeno y del vapor de agua respectivamente a $0^\circ C$, mientras que en línea de puntos con los mismos colores se muestra la variación de los coeficientes con respecto a la otra temperatura utilizada.

En esta figura se observa que para una frecuencia $\nu = 5.65\text{ GHz}$ (nuestra zona de interés) la absorción por gases más significativa es producida por el oxígeno con un valor $k_O = 6.8 \times 10^{-3}\text{ 1/km}$.

Cuando se calculó la atenuación por gases, se tomó en cuenta la corrección por rango máximo y la corrección por refracción atmosférica dada por (1.33). La Figura 2.2 exhibe estos resultados. En su diagrama superior, en azul, se muestra el espesor por capa, representado por la longitud de cada barra, que recorre un pulso de radiación con las condiciones iniciales planteadas al inicio del capítulo. La parte inferior de la Figura 2.2 presenta la diferencia ente los espesores recorridos por capa a dos temperaturas distintas, $20^\circ C$ y $0^\circ C$, manteniendo invariable el resto de las condiciones iniciales.

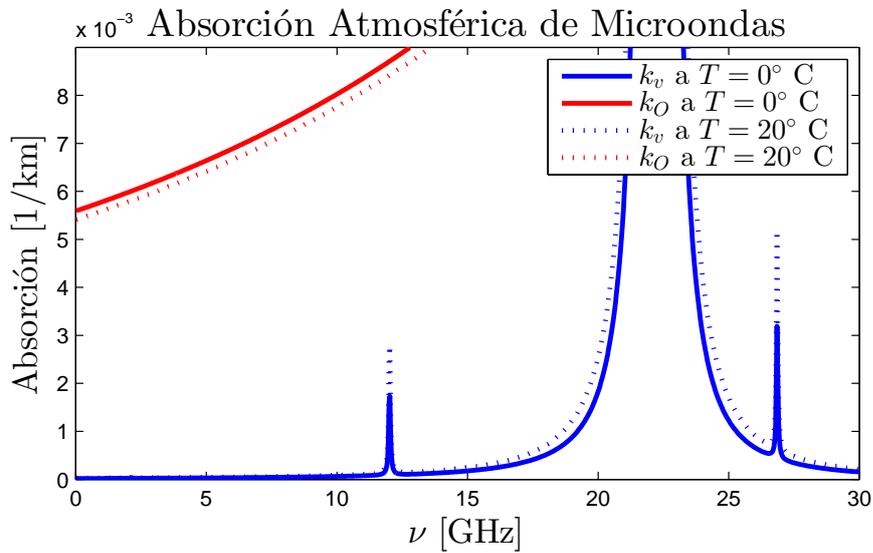


Figura 2.1: Coeficientes de absorción del oxígeno k_O (rojo) y del vapor de agua k_v (azul) para 0°C y 20°C como función de la frecuencia.

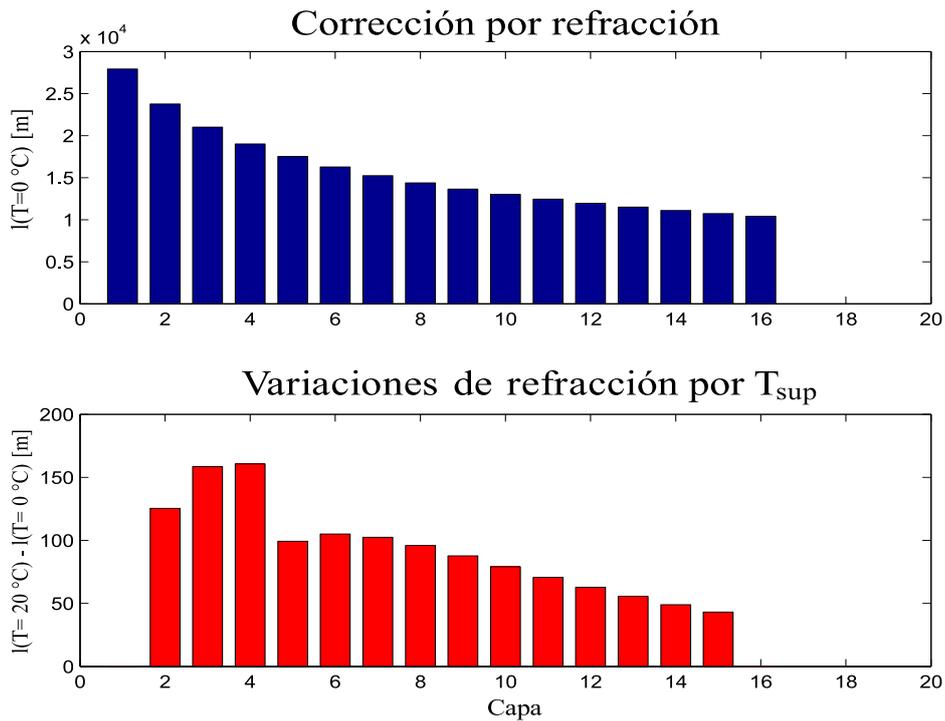


Figura 2.2: El diagrama superior, en azul, expone el espesor por capa que se recorre para un pulso de radar con las condiciones iniciales citadas en el texto. La parte inferior muestra la diferencia ente los espesores recorridos por capa cuando para dos temperaturas distintas, 20°C y 0°C , manteniendo el resto de las condiciones iniciales.

Esto muestra que la radiación recorre mayor distancia en la atmósfera cuando mayores son las temperaturas, a coincidencia con la ley de refracción. También es de notar que, en ambos casos, si bien tomamos una división de 20 capas no llegamos a cubrir toda la región. Esto se debe a lo explicado en la Figura 1.3 ya que el algoritmo deja de calcular atenuación por gases cuando la suma de l_k supera el límite establecido por el rango máximo del radar. Las diferencias observadas entre la capa 3 y 5 en el gráfico inferior son causadas por el tratamiento que el modelo le da a la presión parcial del vapor de agua.

2.1.1. Atenuación por Nube

La corrección por gotitas de nube se realiza de acuerdo a (1.36) para todo el rango de cobertura radial del radar, dentro de la subrutina **fun.aprox.** Esta corrección se da bajo la condición $Z_h^{INTA} > 1dB$, que se introduce para tratar de no incluir ruido generado por “clutter” dentro de la corrección. La Figura 2.3 muestra como se genera esta corrección para distintos ángulos azimutales, $\phi = 47^\circ$, $\phi = 130^\circ$ y $\phi = 240^\circ$. La forma tipo escalón que presenta es debido a que se supuso una distribución exponencial de tamaños de partículas, lo cual genero según (1.40) que el coeficiente de atenuación sólo dependa de la temperatura, a través de la constante dieléctrica a la que se encuentra la zona donde se esta realizando la corrección.

2.1.2. Parámetros DSD

Los parámetros DSD obtenidos por el modelo aquí planteado, se recuperan por medio de la subrutina **recuperacion_DSD** dada en el apartado 1.2.5, gracias al factor de reflectividad obtenido de los datos de INTA y a las relaciones empíricas dadas en (1.49) y (1.50). La Figura 2.4 muestra los resultados obtenidos para el ángulo azimutal $\phi = 47^\circ$ en la parte superior y para $\phi = 162^\circ$ en la parte inferior. La curva roja representa el factor de reflectividad generado por el modelo (Z'_h) mientras que la curva negra establece el factor de reflectividad obtenido por el radar de INTA Z_h^{INTA} . Ambas imágenes muestran la buena correspondencia lograda por el algoritmo en las regiones donde el factor de reflectividad tiene valores positivos. El umbral por debajo de cero decibeles no se tomó en cuenta debido a que estos valores no representan datos útiles. Los ángulos azimutales escogidos reflejan valores bien diferentes de reflectividad y por lo tanto de precipitación demostrando la solides del método para recuperar los parámetros DSD.

2.1.3. Atenuación por Precipitación

La buena correspondencia mostrada en la Figura 2.4, permite de manera solida utilizar los parámetros DSD obtenidos para calcular la atenuación

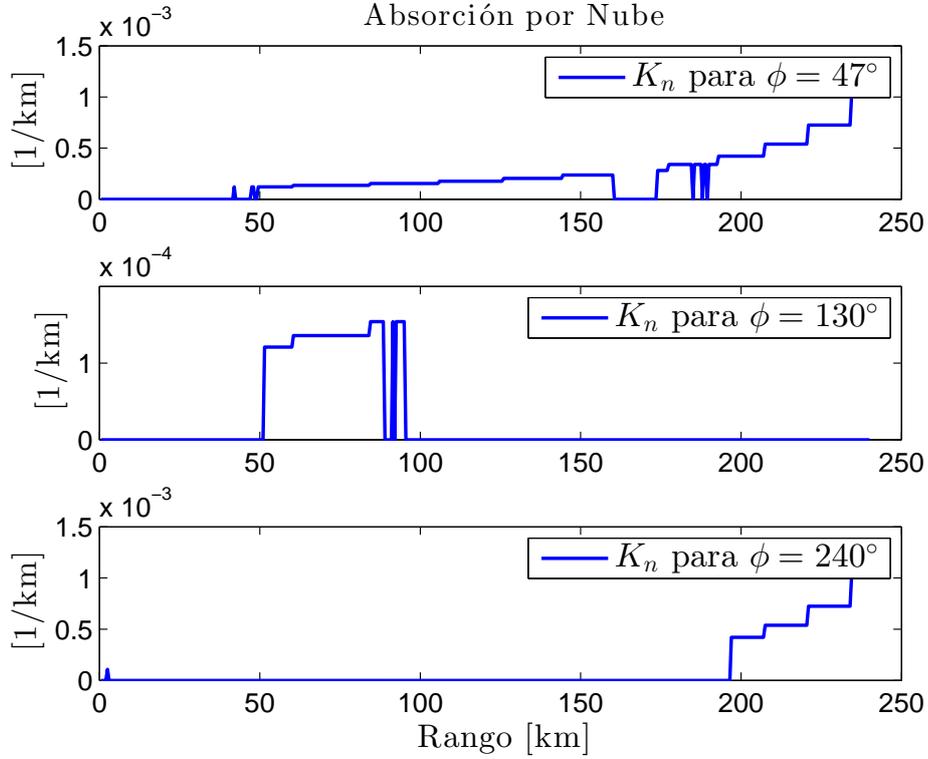


Figura 2.3: Esta figura muestra la variación del coeficiente de atenuación de nube K_n^a para tres ángulos azimutales distintos en función del rango de cobertura del radar.

por precipitación, tanto para el caso horizontal como para el vertical. Ambas magnitudes quedan establecidas por medio de (1.47) y de (1.48). Los resultados se manifiestan en la Figura 2.5 para un ángulo azimutal $\phi = 47^\circ$. En la parte superior de la figura, se muestran los resultados obtenidos para el caso de absorción mientras que el caso de “scattering” se lo expone en la parte inferior. En ambas figuras, la línea roja indica la atenuación vertical, ya sea por absorción o por “scattering”, mientras que la negra lo hace para el caso horizontal.

El factor dominante en los términos de atenuación están debidos principalmente al diámetro volumétrico de las gotas de lluvia. Es importante resaltar que, tanto en la parte superior como en la inferior, la atenuación horizontal es mayor que la vertical. Este resultado era esperado debido a que por la deformación, las gotas presentan una mayor sección eficaz a la polarización horizontal que a la vertical.

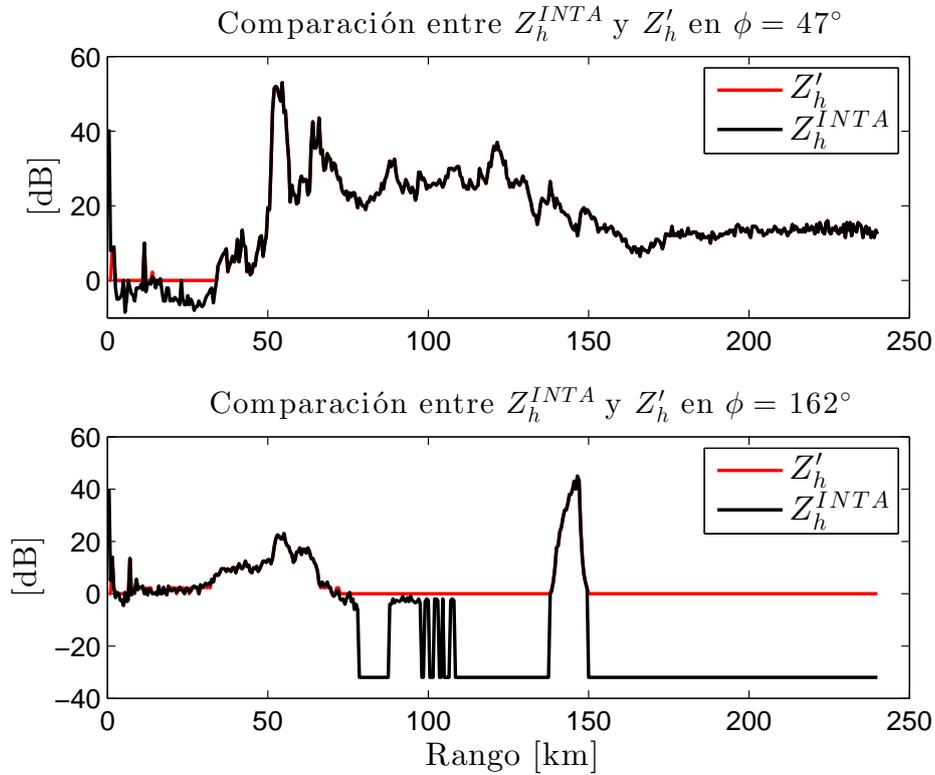


Figura 2.4: Esta imagen muestra los resultados obtenidos para dos ángulos azimutales, $\phi = 47^\circ$ en la parte superior y $\phi = 162^\circ$ en la parte inferior. La curva roja representa el factor de reflectividad generado por el modelo (Z'_h), mientras que la curva negra establece el factor de reflectividad obtenido por el radar de INTA Z_h^{INTA} .

2.1.4. Corrección de Parámetros

Con todos los factores de corrección obtenidos aplicamos (1.51) para determinar el cambio generado en el factor de reflectividad Z_h y en la precipitación. En la Figura 2.6 se manifiesta por medio de la curva negra el factor de reflectividad para los datos de INTA y por medio de la curva roja el factor de reflectividad corregido por el algoritmo. Aquí, puede verse la forma gradual de corrección que sigue el algoritmo ya que en la región donde el rango es menor que 50 km no se distingue ningún tipo de corrección. Luego de pasar por el primer pico intenso de $\sim 54 \text{ dB}$ dado a los 53 km , la corrección comienza a ser notoria y acumulativa. Obviamente debido a este proceso, las zonas más alejadas del radar serán las más corregidas. Para este particular ángulo azimutal de observación, la corrección máxima es $\sim 4 \text{ dB}$ para rango entre 200 y 240 km .

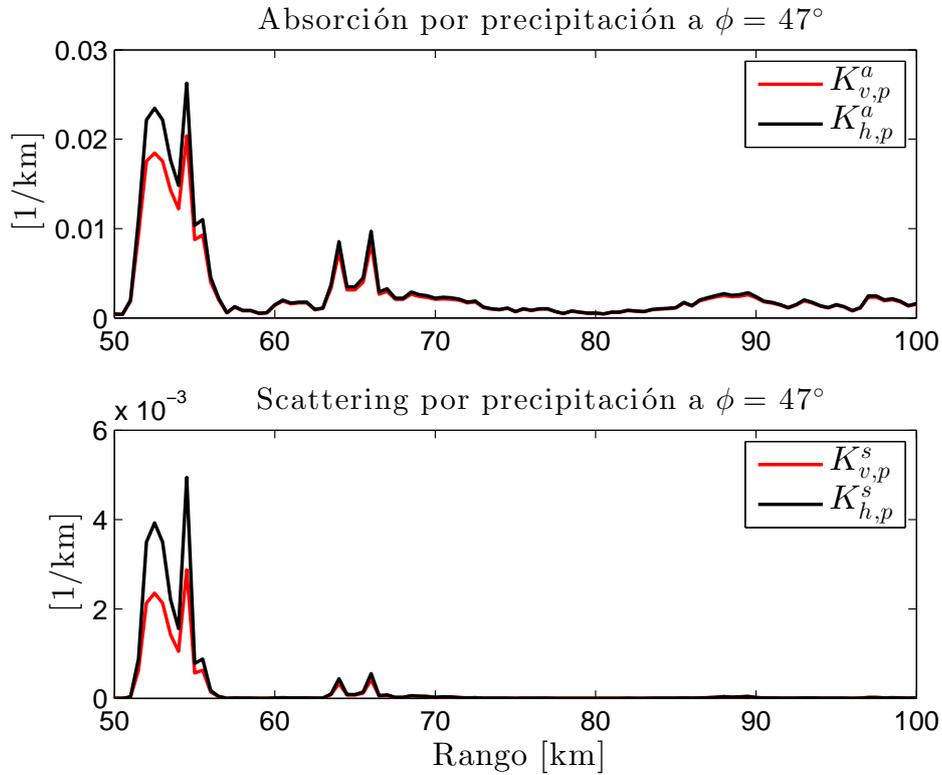


Figura 2.5: En la parte superior se muestran los resultados obtenidos para el caso de absorción mientras que el caso de “scattering” se lo expone en la parte inferior. En ambas figuras, la línea roja indica la atenuación, ya sea por absorción o por “scattering”, vertical, mientras que la negra lo hace para el caso horizontal.

La Figura 2.7 muestra en la parte superior los contornos del factor de reflectividad Z_h^{INTA} para un ángulo de elevación del radar $\theta_e = 0.9^\circ$. En la parte inferior, se muestra el factor de corrección para distintas posiciones azimutales. En todos los casos se observa la corrección gradual que va realizando el algoritmo. Resulta interesante observar el comportamiento del factor de corrección para el ángulo azimutal $\phi = 70^\circ$ (línea roja). Aquí se expone que la corrección comienza a darse luego de los 50 km de rango. Para este particular ángulo, el algoritmo incrementa el nivel de corrección por aproximadamente 100 km, para luego estabilizarse en un factor de corrección cercano a 2.5. Es importante notar que la brusca caída en la corrección dada cerca de los 230 km concuerda con la zona sin reflectividad que se detecta en el gráfico superior de la Figura 2.7.

La corrección total generada para el volumen 2011110805000200 queda mejor representada cuando se toma la diferencia entre el volumen corregido y el volumen de datos sin corregir dado por la Figura 2.8. Esta imagen muestra

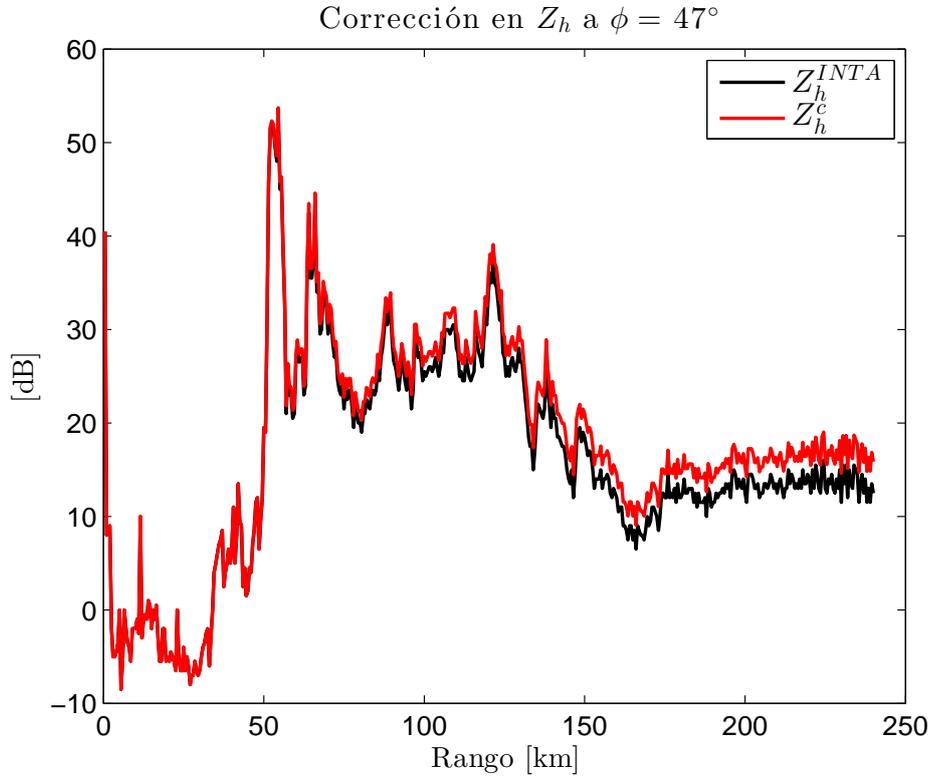


Figura 2.6: Esta imagen muestra el factor de reflectividad dado por los datos de INTA en la curva negra y el factor de reflectividad corregido por el algoritmo en la curva roja.

las diferencias de contornos entre el factor de reflectividad corregido Z_h^c y el obtenido de INTA Z_h^{INTA} . Aquí se especifican muy bien las zonas donde el algoritmo realiza las correcciones al factor de reflectividad. Estas zonas concuerdan con las regiones de alta reflectividad evidenciadas en la parte superior de la Figura 2.7.

El factor de corrección se expone de manera óptima en la Figura 2.9. En ella se exhiben mediante etiquetas, para los diferentes contornos del volumen de datos, los valores corregidos del factor de reflectividad en decibeles asociados a cada contorno de la imagen. Las etiquetas reafirman el concepto de corrección gradual que genera el algoritmo, dado que las mismas muestran que las correcciones aumentan desde las regiones externas hasta las internas, llegando en este caso a lograr correcciones de ~ 6 dB.

2.1.5. Corrección de Precipitación

Las modificaciones inferidas por el algoritmo en el factor de reflectividad permiten obtener correcciones en precipitación mediante la utilización de los nuevos parámetros DSD corregidos $(\Lambda'_c, \mu'_c, N_{0c}')$ obtenidos con la nueva matriz de datos corregida Z_h^c . Con estos nuevos parámetros es posible ahora comparar la corrección que se lleva a cabo en la precipitación por medio de la expresión (1.29). La Figura 2.10 en su parte superior muestra la tasa de precipitación en la región comprendida entre los 50 y 150 km para $\phi = 47^\circ$. En ella se muestran tres curvas de precipitación, la curva roja representando la precipitación obtenida por el modelo pero no corregida por atenuación, la curva azul mostrando los resultados de la precipitación corregida por el modelo y curva negra correspondiente a un trabajo realizado para INTA Castelar en donde se calibro una relación Z-R, dada por $R = (Z_h^{inta}/360.8)^{(1/1.57)}$, obtenida mediante la utilización del radar y de un Disdrómetro. Las dos imágenes inferiores muestran regiones ampliadas de la gráfica superior que permiten visualizar mejor la corrección que se está realizando. En el primer pico, evidenciado en la figura inferior izquierda, el algoritmo muestra correcciones de $\sim 40 \text{ mm/h}$ con respecto a la relación utilizada en INTA Castelar, para una región que evidencia factores de reflectividades de $\sim 50 \text{ dB}$. Por otro lado, la corrección que se realiza a la tasa de precipitación obtenida con el algoritmo (mirando la misma zona) es de $\sim 4 \text{ mm/h}$. Una zona con menor tasa de precipitación es evidenciada en la figura inferior derecha. En un rango de aproximadamente 122 km encontramos una diferencia de $\sim 6 \text{ mm/h}$ entre la corrección y el valor calculado por la relación Z-R de INTA Castelar, mientras que la diferencia entre la tasa de precipitación corregida y la no corregida por el modelo es de $\sim 4 \text{ mm/h}$.

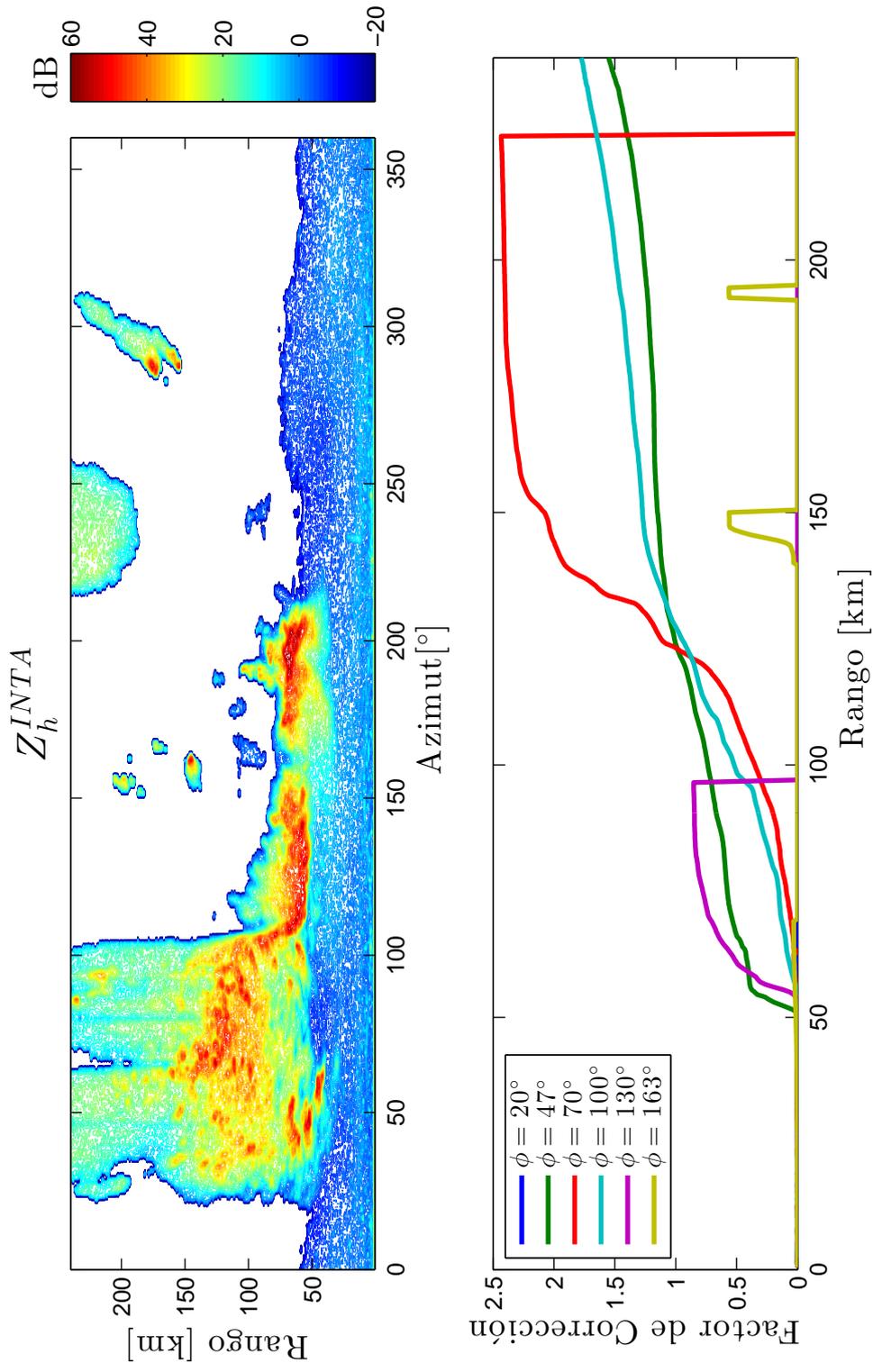


Figura 2.7: Este grafico muestra en la parte superior los contornos de reflectividad Z_h^{INTA} para un ángulo de elevación del radar $\theta_e = 0.9^\circ$, mientras que en la parte inferior se muestra el factor de corrección para distintas posiciones azimutales.

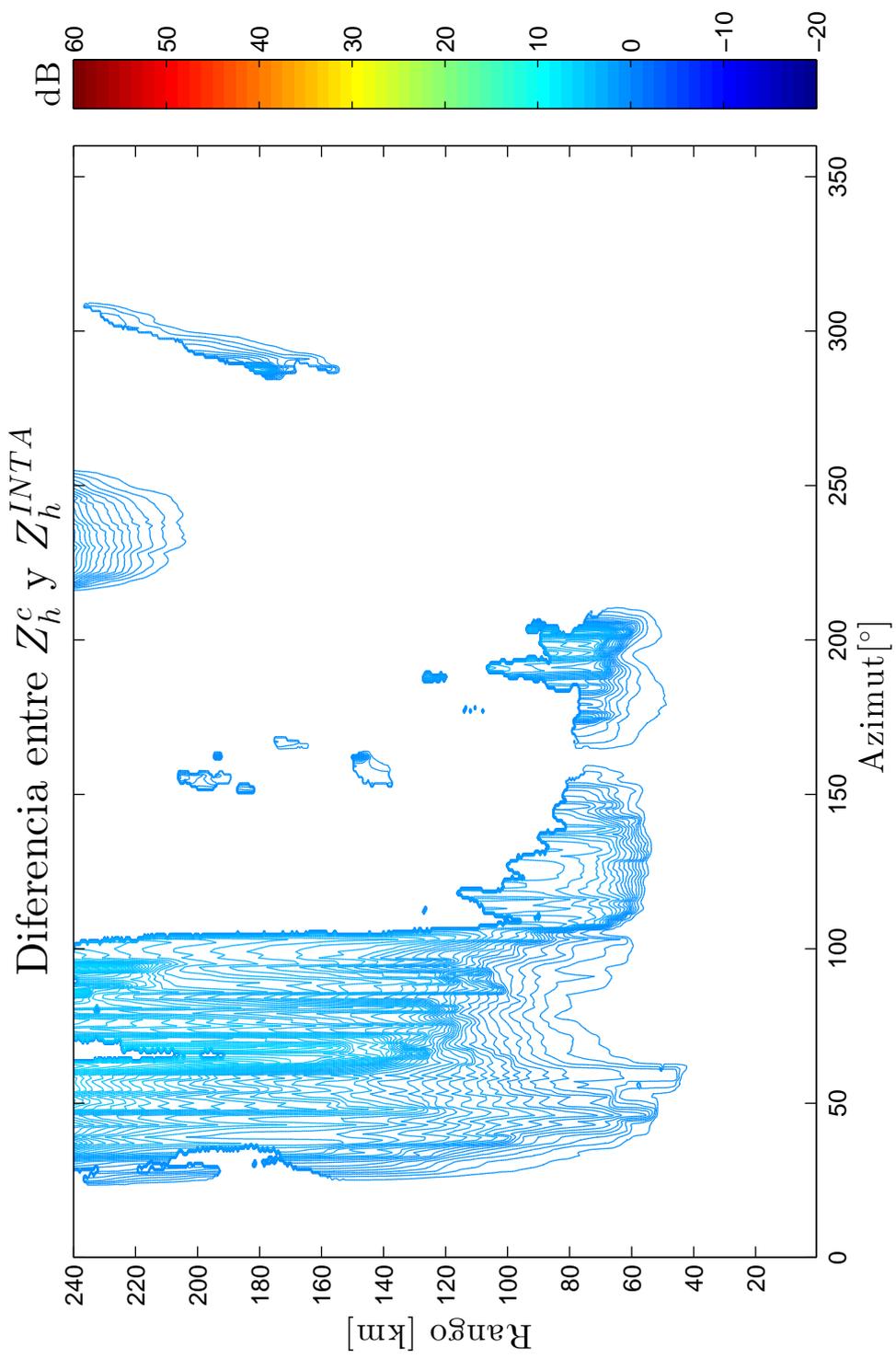


Figura 2.8: Esta figura expone las diferencias de contornos entre el factor de reflectividad corregido Z_h^c y el factor de reflectividad de INTA Z_h^{INTA} .

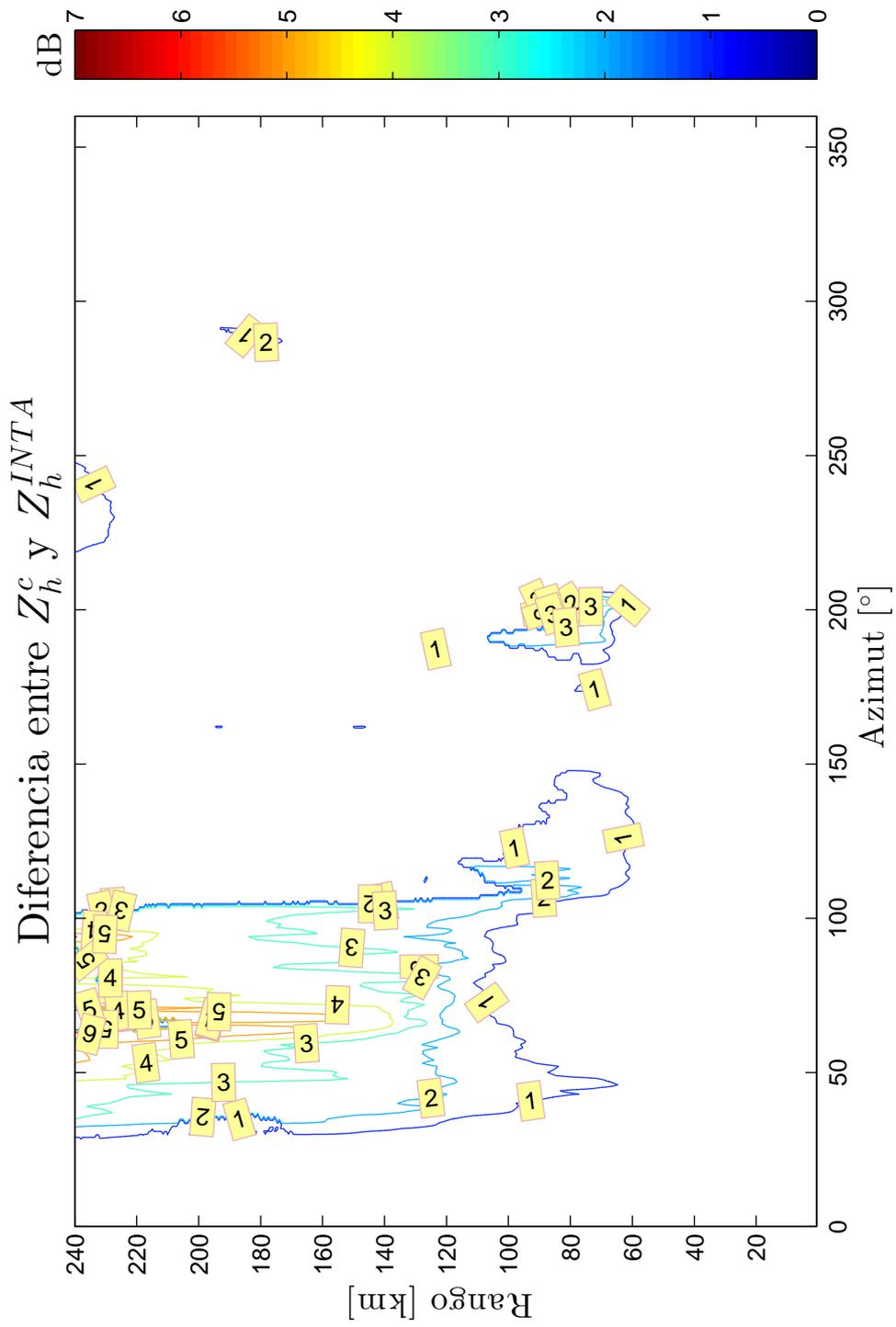


Figura 2.9: Esta figura expone las diferencias de contornos entre el factor de reflectividad corregido Z_h^c y el factor de reflectividad de Z_h^{INTA} .

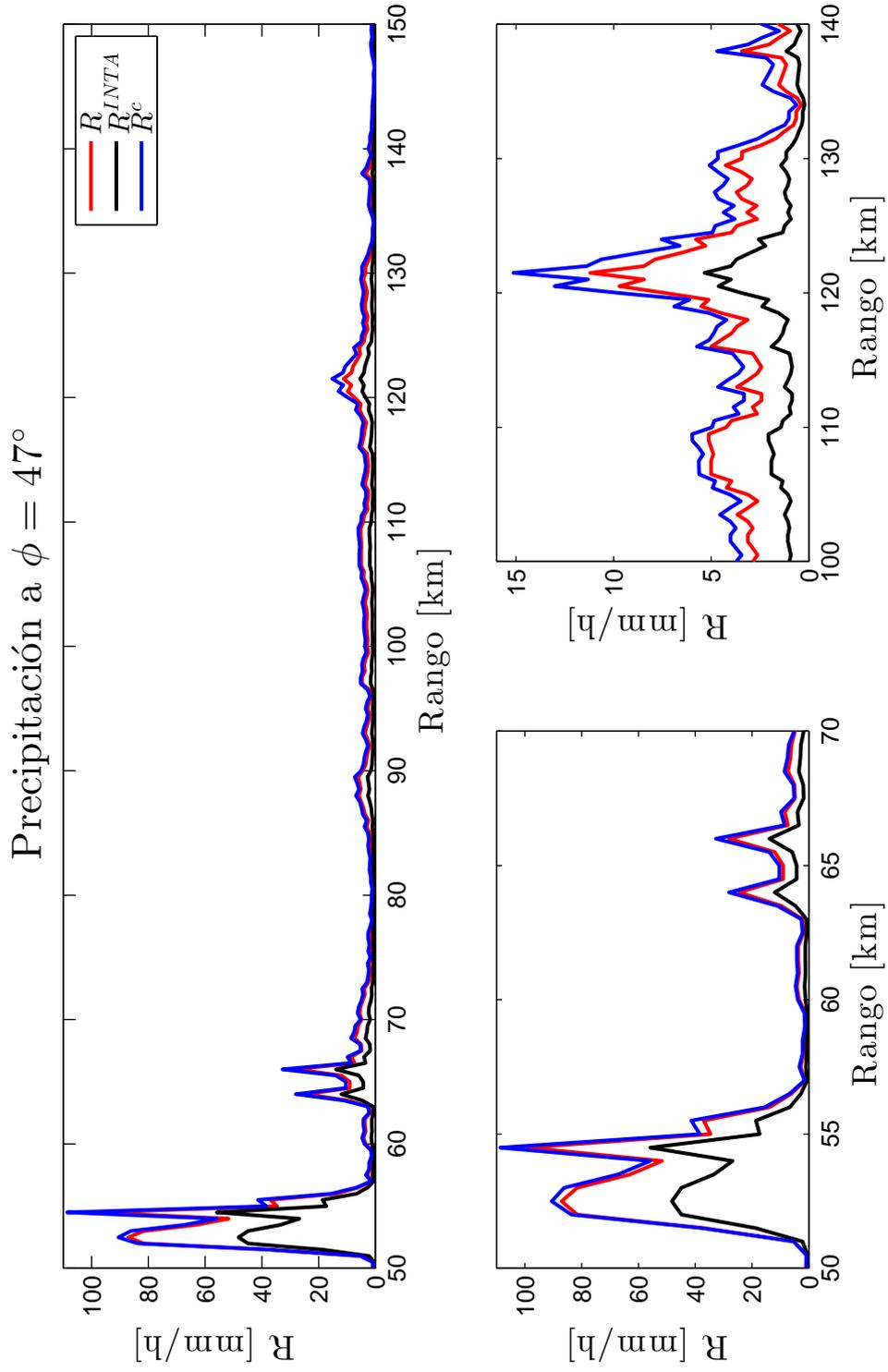


Figura 2.10: Tasa de precipitación entre dos rangos determinados para tres cálculos distintos, curva roja (R sin corregir), curva negra (relación Z-R INTA Castelar y curva azul (R corregida))

Capítulo 3

Conclusiones

El objetivo de este trabajo consistió en la realización de un algoritmo de corrección que actuase sobre los datos de radar para mejorar la precisión con que se determina la precipitación.

El estudio realizado generó:

- Un algoritmo de corrección por atenuación que incorpora todos los procesos físicos más relevantes de la atmósfera. Este algoritmo realiza la corrección en forma gradual con la distancia al radar.
- La atenuación por gases atmosféricos mostró en la región de banda C (5.65 GHz) que la contribución del vapor de agua puede ser despreciable con respecto a la atenuación que genera el oxígeno $k_O = 6.8 \times 10^{-3} (1/km)$.
- La atenuación generada por nubes manifiesta ser del mismo orden que la generada por gases atmosféricos.
- La precipitación domina el proceso de atenuación sobre gases y nubes en la región planteada, siendo mayor el mecanismo de atenuación por absorción en relación con el de atenuación por “scattering”. La diferencia encontrada entre ambas es de casi un orden de magnitud. La atenuación por precipitación presenta componentes horizontales y verticales debido al tamaño de las gotas. La componente horizontal manifiesta en todos los casos tratados ser mayor que la vertical en casi un orden de magnitud.
- El volumen de datos tratado manifiesta correcciones de hasta 6 dB en el factor de reflectividad, lo que genera una corrección entre la tasa de precipitación obtenida con el modelo y la corregida por el modelo de $\sim 4 \text{ mm/h}$. Hay que tener en cuenta que Z_h^{INTA} nunca supera los 55 dB. Esto es importante dado que nuestro modelo en esta etapa no aplica a granizo, nieve o hielo.

- La significativa diferencia existente entre la tasa de precipitación calculada teóricamente por medio de la recuperación de los parámetros DSD y la obtenida con la relación Z-R de INTA Castelar merece una interpretación aparte. Esta discrepancia que presentan las curvas puede deberse a la diferencia en las condiciones climáticas que presentan las localidades de INTA Anguil e INTA Castelar.

Capítulo 4

Recomendaciones

Para continuar mejorando los resultados obtenidos por este trabajo resulta importante conseguir datos de Disdrómetros de las distintas regiones donde se encuentran los radares. Esto permitiría alcanzar relaciones $\Lambda - \mu$ y $\mu - N_0$ regionales independizandonos de la calibración de constantes utilizada en el método empírico Z-R. Lograda esta etapa, resultaría necesaria la validación del algoritmo con datos pluviométricos de Anguil para el 11 de noviembre de 2008.

También, es de especial interés, incorporar al modelo el fenómeno de granizo; para lo cual es necesario buscar nuevas relaciones que permitan ligar los parámetros DSD a los productos polarimétricos que brinda el radar de doble polarización.

La implementación de los ítems anteriores permitiría, al algoritmo, establecer no sólo una etapa de corrección de datos del radar, sino también funcionar como calibrador de los productos Z_{DR} y K_{DP} .

Parte II
Anexos

Apéndice A

HITRAN

HITRAN (High Resolution Transmission) es una base de datos de parámetros espectroscópicos generados por una variedad de códigos de computadora. La misma cubre principalmente la región espectral infrarroja extendiéndose a rangos espectrales desde las microondas hasta la región ultravioleta del espectro (Rothman et al., 2013).

La base de datos permite realizar cálculos de perfiles de líneas espectrales para moléculas de gases. Este método denominado *línea por línea* trabaja individualmente cada transición espectral que se genera cuando la radiación interactúa con las moléculas. Por regla general, las líneas simbolizan transiciones rotación-vibración que se agrupan en bandas vibracionales.

La corrección de intensidad de línea por temperatura queda establecida por:

$$S_{\eta\eta'} = S_{\eta\eta'}(T_{ref}) \frac{Q(T_{ref}) \exp(-c_2 E_{\eta}/T)}{Q(T) \exp(-c_2 E_{\eta}/T_{ref})} \frac{1 - \exp(-c_2 \nu_{\eta\eta'}/T)}{1 - \exp(-c_2 \nu_{\eta\eta'}/T_{ref})} \quad (\text{A.1})$$

donde, $S_{\eta\eta'}$ es la intensidad de la línea espectral cuando se realiza la transición desde el estado inferior η al superior η' . Q es la función de partición de los gases involucrados en los cálculos, $\nu_{\eta\eta'}$ es la frecuencia de transición a la que se produce la absorción del fotón con energía E_{η} y $c_2 = 1.4388 \text{ (cm.K)}$ es la segunda constante de radiación.

La expresión A.1 permite, conociendo los valores de referencia calcular la intensidad para cualquier valor de temperatura. Los valores de referencia pueden ser obtenidos directamente de la base de datos de HITRAN.

Conocida la intensidad de línea a la temperatura deseada, se procede a corregir por la forma por factores de presión y temperatura para un gas a presión p , temperatura T y presión parcial p_s por medio de:

$$\gamma(p, T) = \left(\frac{T_{ref}}{T} \right)^n \{ \gamma_{air}(p_{ref}, T_{ref})(p - p_s) + \gamma_{self}(p_{ref}, T_{ref}) \}. \quad (\text{A.2})$$

Aquí, n es un coeficiente del aire que depende de la temperatura, γ_{air} es la corrección a mitad de altura que hay que aplicarle a la línea espectral del

gas que se esta tratando por la influencia del aire, mientras que γ_{self} es una auto corrección del mismo gas.

La forma de la línea queda representada por el perfil de Lorentz, el cual se adecua a las condiciones de la región atmosférica que se esta tratando en este trabajo. El perfil queda establecido por:

$$f(\nu, \nu_{\eta\eta'}) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma(p, T)}{\gamma(p, T)^2 + (\nu - \nu_{\eta\eta'})^2} \quad (\text{A.3})$$

De esta manera y por medio de (A.1) y (A.3) se define el coeficiente de absorción monocromático durante una transición como:

$$k_{\eta\eta'}(\nu, T, p) = S_{\eta\eta'}(T) f(\nu, \nu_{\eta\eta'}) N_{molec} \quad [1/m] \quad (\text{A.4})$$

donde, N_{molec} es el número de moléculas por unidad de volumen de gas que están absorbiendo.

Apéndice B

Sección eficaz de partículas de Nube

Las gotitas de nube o niebla en estado líquido pueden sobreenfriarse hasta una o dos decenas de grados según el tamaño y las impurezas en el agua que las constituye. Esto hace que se deba tener en cuenta un amplio rango de temperaturas al momento de calcular la absorción. En efecto, la constante dieléctrica del agua es una función de la temperatura y esta varía dentro de una nube según la altura que estemos considerando. Como se vió, el haz de radar va pasando capas atmosféricas en su avance y cada capa está caracterizada por la temperatura media de la misma. En la región de microondas el agua presenta una constante dieléctrica compleja, es decir que podemos escribirla como $\epsilon(T) = \epsilon_R(T) - i\epsilon_I(T)$ donde ϵ_R , ϵ_I son las partes real e imaginaria de la permitividad. La otra dependencia que tiene la permitividad es con la frecuencia así que es mas correcto pensarla como $\epsilon = \epsilon(\nu, T)$

La tensión superficial es la fuerza dominante frente a las fuerzas aerodinámicas que actúan sobre una gotita que cae en el aire. Eso hace que la forma de la misma sea esencialmente esférica por lo tanto el problema que enfrentamos es el de esferas dieléctricas frente a el campo de ondas planas provenientes del radar, esto último justificado por las grandes distancias radar-blanco.

Una esfera dieléctrica en el campo eléctrico de una onda plana se comportara diferentemente según la relación entre la longitud de onda λ y su diámetro D . El caso que nos ocupa es el de $\lambda \gg D$. De manera que se puede considerar que el campo de la onda es uniforme a lo largo de la gotita. De este modo y suponiendo que el material es homogéneo se puede demostrar que el campo en el interior será:

$$\vec{E}_{int} = \frac{3}{\epsilon/\epsilon_0 + 2} \vec{E}_0, \quad (\text{B.1})$$

donde \vec{E}_0 es la amplitud del campo de la onda incidente y ϵ_0 la permitividad del vacío. Con este campo dentro de la gotita la polarización \vec{P} vendrá dada por:

$$\vec{P} = 3 \epsilon_0 \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \vec{E}_0, \quad (\text{B.2})$$

donde $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$ es la permitividad relativa o constante dieléctrica del agua. Si ahora, reemplazamos la permitividad en forma compleja se obtiene:

$$\vec{P} = 3 \epsilon_0 \frac{(\epsilon_{rR} - 1)(\epsilon_{rR} + 2) + i 3 \epsilon_{rI}}{(\epsilon_{rR} + 2)^2 + \epsilon_{rI}^2} \vec{E}_0. \quad (\text{B.3})$$

Si suponemos que el campo eléctrico de la onda incidente es armónico y varía en el tiempo como $e^{-i\omega t}$, con $\omega = 2\pi\nu$, la energía disipada promedio se escribe como la parte real de $\frac{1}{2} \vec{J}^* \cdot \vec{E}$. La densidad de corriente será la de desplazamiento $\vec{J} = \partial \vec{D} / \partial t$ con $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ donde todos los campos varían con $e^{-i\omega t}$. Derivando \vec{D} , conjugando, multiplicando por \vec{E} y tomando la parte real se obtiene:

$$\Re \left\{ \frac{1}{2} \vec{J}^* \cdot \vec{E} \right\} = \frac{9}{2} \epsilon_0 \omega \frac{\epsilon_{rI}}{(\epsilon_{rR} + 2)^2 + \epsilon_{rI}^2} |\vec{E}_0|^2, \quad (\text{B.4})$$

como la energía disipada en calor por unidad de volumen de la gotita cuando es sometida a un campo $\vec{E}_0 e^{-i\omega t}$. Por otro lado el flujo de energía incidente \vec{S} viene dado por:

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \vec{E} \times \vec{H}^* = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} |\vec{E}_0|^2, \quad (\text{B.5})$$

donde \vec{H} es el campo magnético de la onda y μ es la permeabilidad del medio que en el caso del agua se puede tomar como muy cercana a la μ_0 del vacío. La relación entre la energía total disipada por la gotita de diámetro D y el flujo incidente, da la sección transversal de absorción σ_a . Esta sección transversal queda establecida por:

$$\sigma_a = \frac{\pi}{6} D^3 \frac{\Re \left\{ \frac{1}{2} \vec{J}^* \cdot \vec{E} \right\}}{\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} |\vec{E}_0|^2}, \quad (\text{B.6})$$

$$= 3\pi^2 \frac{D^3}{\lambda} \frac{\epsilon_{rI}}{(\epsilon_{rR} + 2)^2 + \epsilon_{rI}^2}, \quad (\text{B.7})$$

donde se hizo uso de $c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$ y de $\omega/c = k = 2\pi/\lambda$ con k el número de onda.

Apéndice C

Sección eficaz de partículas Obladas

Como se mencionó en el texto, las gotas de tamaños milimétricos se deforman adoptando la forma oblada. Esta forma resulta del balance de las fuerzas aerodinámicas con las de tensión superficial generando que la orientación este dada por la dirección de caída. Esta dirección puede suponerse vertical respecto del aire (no importa si hay viento lateral porque la gota en la dirección horizontal acompaña al aire). Por supuesto puede haber variaciones de la forma si se excitan oscilaciones en las gotas las cuales pueden hacerlas ver un poco más esféricas en promedio.

Tanto en las gotas obladas como en las gotas de nube, la perdida por calor se debe al campo interior y a la constante dieléctrica compleja. El campo interior se intensifica cuando el exterior es paralelo al eje mayor y disminuye cuando es paralelo al eje menor del elipsoide. De manera que se tiene una relación tensorial entre el campo interior y el aplicado. El tensor que liga a ambos se diagonaliza y las direcciones principales coinciden con los ejes del elipsoide si el material es homogéneo. Una expresión para el campo interior para cuando el exterior coincide con uno de los ejes principales es:

$$\vec{E}_{int} = \frac{1}{1 + (\epsilon_r - 1)L} \vec{E}_0, \quad (C.1)$$

Donde L es el llamado factor de despolarización que varia entre 0 y 1 y toma el valor 1/3 cuando la gota toma la forma esférica. Conviene ver un caso extremo: si se tiene un elipsoide muy achatado un campo vertical dará $E_{int} = E_0/\epsilon_r$ (L=1) y un campo horizontal dará $E_{int} = E_0$ (L=0) de allí el origen del nombre.

Con la expresión para el campo eléctrico y siguiendo el razonamiento planteado desde (B.3) hasta (B.5) se puede obtener la expresión para la sección eficaz de atenuación para el caso de partículas obladas como:

$$\sigma_a = \frac{\pi}{6} D^3 k \frac{\epsilon_{iI}}{[1 + L(\epsilon_{rR} - 1)]^2 + L^2 \epsilon_{rI}^2}. \quad (\text{C.2})$$

En este caso, L representa el factor de despolarización, el cual tomara el valor de ξ o de ξ' dependiendo de la polarización de la onda incidente.

Parte III

Bibliografía

- Beard, K.V., Chuang, C.: A new model for the equilibrium shape of raindrops. *J. Atmos. Sci.*, **44**: 1509-1524, 1987.
- Bringi, N. V., Chandrasekar, V.: Polarimetric Doppler Weather RADAR. *Cambridge University Press*, 2004.
- Burrows, J.P., Ulrich, P., Borrell, P.: The Remote Sensing of Tropospheric Composition from Space. : *Springer Verlag, Heidelberg*, 153-230, 2011.
- Collier C.G.: Applications of Weather RADAR Systems. *John Wiley and Sons: England*, 1996.
- Doviak, R.J., Zrnic, D.S.: Doppler Radar and Weather Observations. *Dover Publications, INC*, 1993.
- Green, A.W.: An approximation for the shape of large raindrops. *J. Appl. Meteor.*, **14**: 1578-1583, 1975.
- Hogan, R.J., Lin Tian, Brown, P.R., Westbrook, C.D., Heymsfield, A.J., Eastment, J.D.: Radar Scattering from Ice Aggregates Using the Horizontally Aligned Oblate Spheroid Approximation. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **51**: 655-671, 2011.
- Marshall, J.S., Palmer, W.McK.: The Distribution of Raindrops With Size. *J. Meteor.*, **5**: 165-166, 1948.
- Meischner, P.: Weather RADAR. *Springer*, 2004.
- Meissner, T., Wentz F.J.: The Complex Dielectric Constant of Pure and Sea Water From Microwave Satellite Observations. *IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing*, **42**: 1836-1849, 2004.
- Papatsoris, A.D., Watson, P.A.: Calculation of absorption and dispersion spectra of atmospheric gases: at millimetre-wavelengths. *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings H*, **140**: 461-468, 1993.
- Pruppacher, H.R., Klett, J.D.: Microphysics Clouds and Precipitation. *D. Reidel Publishing Company*, 1980.

- Richards, A.M.: Fundamentals of Radar Signal Processing. *McGraw-Hill*, 2004.
- Rothman, L.S., I.E. Gordon, Y. Babikov, A. Barbe, D. Chris Benner, P.F. Bernath, M. Birk, L. Bizzocchi, V. Boudon, L.R. Brown, A. Campargue, K. Chance, E.A. Cohen, L.H. Coudert, V.M. Devi, B.J. Drouin, A. Fayt, J.-M. Flaud, R.R. Gamache, J.J. Harrison, J.-M. Hartmann, C. Hill, J.T. Hodges, D. Jacquemart, A. Jolly, J. Lamouroux, R.J. Le Roy, G. Li, D.A. Long, O.M. Lyulin, C.J. Mackie, S.T. Massie, S. Mikhailenko, H.S.P. Müller, O.V. Naumenko, A.V. Nikitin, J. Orphal, V. Perevalov, A. Perrin, E.R. Polovtseva, C. Richard, M.A.H. Smith, E. Starikova, K. Sung, S. Tashkun, J. Tennyson, G.C. Toon, Vl.G. Tyuterev, G. Wagner: The HITRAN2012 molecular spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **130**: 4-50, 2013.
- Ryzhkov, A.V., Giangrande, S. and Schuur, T.J.: Rainfall Estimation With a Polarimetric Prototype of WSR-88D. *Journal of Applied Meteorology*, 2004.
- Seliga, T.A., Bringi, V.N.: Potencial use of radar differential reflectivity Measurements at Orthogonal Polarizations for Measuring Precipitation. *Journal of Applied Meteorology*, **15**: 69-76, 1976.
- Sharma, S., Konwar, M., SARMA D.K.: Characteristics of Rain Integral Parameters during Tropical Convective, Transition, and Stratiform Rain at Gadanki and Its Application in Rain Retrieval. *American Meteorological Society*, 2008.
- Ulbrich, C.W.: Natural variations in the analytical form of the raindrop size distribution. *J. Climate Appl. Meteorol.*, **22**: 1764-1775, 1983.
- Ulbrich, C.W., Atlas, D.: Rainfall Microphysics and RADAR Properties: Analysis Methods for Drop Size Spectra. *Journal of Applied Meteorology*, 1997.
- Zhang, J.G., Vivekanandad, J., Brandes E.: A Method For Estimation Rain Rate and Drop Size Distribution From Polarimetric Radar Measurements. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Society*, **39**: 830-841, 2001.

