



Universidad
Nacional
de Córdoba



Facultad
de Matemática,
Astronomía, Física
y Computación



INSTITUTO UNIVERSITARIO AERONAUTICO

Tesis para obtener el Grado de Magister en Sistemas de Radar e
Instrumentación

Aplicaciones no convencionales del RMA0: detección, caracterización y seguimiento de plumas volcánicas

Autor: Lic. Esp. Denis Alexander Poffo

Director: Dr. Giorgio M. Caranti

Revisión:

Dr. Marcelo Caputo

Dr. Néstor Vendramini

Dra. Nesvit Castellano

Este documento esta realizado bajo licencia Creative Commons
"Reconocimiento-NoCommercial-CompartirIgual 4.0 Internacional".



Dedicado a mi compañera y cómplice María José y a mi hijo Noah que todos los días me brindan su contención y ayuda para superarme.

A mis padres que dieron todo lo que estaba a su alcance para permitirme mi desarrollo profesional.

Quiero agradecer especialmente a mi amigo y director Giorgio Caranti por todas sus enseñanzas.

También agradezco a Raúl Comes por toda la ayuda brindada para escribir esta tesis.

Índice general

<i>Índice de figuras</i>	VI
<i>Índice de tablas</i>	VIII
<i>Abreviaturas y notación</i>	VIII
<i>Resumen</i>	X
<i>Introducción</i>	1
<i>1.. Descripción del Sistema de Radar</i>	5
1.1. Radar Meteorológico Argentino Prototipo (RMA0)	5
1.2. Estrategias utilizadas por el RMA0	8
1.3. Datos Obtenidos por el Radar	11
1.3.1. Datos N1, I/Q y L2	11
<i>2.. El Volcán Calbuco</i>	13
2.1. Primera erupción: 21:04 UTC	15
2.2. Segunda erupción: 04:00 UTC	17
2.3. Tercera erupción: 10:30 UTC	17
<i>3.. Ceniza Volcánica</i>	20
3.1. Propiedades de la Ceniza Volcánica	20
<i>4.. Marco Teórico</i>	24
4.1. Parámetros Principales	24
4.2. La Ceniza Volcánica Como Blanco de Radar	29
4.3. Modelado de Datos	30
4.3.1. Variables polarimétricas y concentración de cenizas.	30
4.3.2. Uso del radar para medir la altura de la pluma volcánica	31
4.4. Correcciones Asociadas a los Datos de Radar	33
4.4.1. Corrección por bloqueo parcial del haz	33
4.4.2. Corrección sobre el factor de reflectividad	35

4.4.3. Corrección sobre la reflectividad diferencial	37
4.4.4. Corrección sobre la diferencia específica de fase	38
4.5. Modelo Balístico de Volcán (MBV)	39
4.6. Errores asociados a las mediciones de radar	41
5.. <i>Análisis y Discusión de los Resultados</i>	43
5.1. Volúmenes de datos	43
5.1.1. Factor de reflectividad	43
5.1.2. Altura de la pluma volcánica	51
5.1.3. Variables Polarimétricas	51
5.1.4. Concentración de Ceniza	55
6.. <i>Conclusiones</i>	62
A.. <i>Teoría de Dispersión</i>	65
B.. <i>Diferencia específica de fase (modelado del medio heterogéneo)</i>	70
C.. <i>Algoritmo de interpolación esf2cart</i>	74
D.. <i>Modelo Balístico de Volcán (MBV)</i>	76
<i>Bibliografía</i>	81

Índice de figuras

1.1.1.	Radar meteorológico Argentino Prototipo	6
1.2.1.	Diagramación de una estrategia de barrido del RMA0	8
1.2.2.	Modos de barrido espacial del RMA0	10
2.0.1.	Modelo digital de elevación (DEM) de la región del volcán Calbuco .	14
2.1.1.	Primera erupción del Cabuco-RMA0	16
2.1.2.	Imagen satélital de la primera erupción del volcán Cabuco	16
2.2.1.	Segunda erupción del Cabuco-RMA0	18
2.2.2.	Imagen infrarroja satelital de la segunda erupción del volcán Cabuco	18
2.2.3.	Imagen satelital de la segunda erupción del volcán Cabuco	19
3.1.1.	Ceniza Volcánica	21
3.1.2.	Formas de particulado de ceniza volcánica	22
3.1.3.	Deposición esquemática de Ceniza	22
4.1.1.	Comportamiento de Z_{DR} según la geometría del blanco	25
4.1.2.	Valores típicos de Z_{DR}	26
4.1.3.	Valores típicos de ρ_{hv}	27
4.1.4.	Efecto del medio sobre la polarización de las ondas	28
4.3.1.	Imagen interpolada de datos de radar	32
4.3.2.	Altura de plumas volcánicas versus la tasa de erupción	33
4.3.3.	Determinación de altura en la pluma volcánica	34
4.4.1.	Corrección por bloqueo parcial del haz de radar	35
4.4.2.	Backscattering de partículas esféricas asociadas a gotas de agua y partículas de ceniza volcánica	36
4.4.3.	Backscattering de partículas esféricas para distintos tamaños	37
4.4.4.	Corrección aplicada a la diferencia específica de fase	39
4.4.5.	Diferencia entre los valores de K_{dp} dados por el radar y el obtenido .	40
4.4.6.	Método para obtener la variable K_{dp}	41
5.1.1.	Secuencia primera erupción volcán Calbuco	44
5.1.2.	Secuencia segunda erupción volcán Calbuco	46
5.1.3.	Corte tipo RHI de la pluma del volcán Calbuco	47

5.1.4.	Valores máximos de factor de reflectividad de la primera erupción para cada volumen de radar.	48
5.1.5.	Valores máximos de factor de reflectividad de la segunda erupción para cada volumen de radar.	49
5.1.6.	Distribución de la columna de ceniza asociada a la primera erupción para distintos PPIs, haciendo superposición de imágenes.	50
5.1.7.	Distribución de la columna de ceniza asociada a la segunda erupción para distintos PPIs, haciendo superposición de imágenes.	52
5.1.8.	Estimación de la altura máxima de la pluma volcánica por medio de los datos del RMA0	53
5.1.9.	Variación de los valores de Z_{dr} por la turbulencia de la pluma volcánica	53
5.1.10.	Variación de los valores de ϕ_{dp} por la turbulencia de la pluma volcánica	54
5.1.11.	Variación de los valores de ρ_{hv}	55
5.1.12.	Variación de los valores de ρ_{hv} en distintas alturas	56
5.1.13.	Concentración de ceniza asociada al 22 de abril de 2015 a las 22:02 UTC.	57
5.1.14.	Variaciones temporales de la concentración media	58
5.1.15.	Distribución de concentración de ceniza asociada a la primera erupción para distintos PPIs, haciendo superposición de imágenes.	59
5.1.16.	Distribución de concentración de ceniza asociada a la segunda erupción para distintos PPIs, haciendo superposición de imágenes.	60
A.1.	Interacción de onda plana con partícula esférica	67
B.1.	Esfera dieléctrica polarizada. Aproximación de Maxwell-Garnet	71
D.1.	Variación de distintos coeficientes para para el modelo MVB	78
D.2.	Trayectorias de partículas generada por el modelo MBV	80

Índice de tablas

1.1.1.Especificaciones técnicas RMA0	7
1.3.1.Estructuración de los datos N1	12
1.3.2.Estructuración de los datos IQ	12
2.0.1.Características del volcán Calbuco	15
3.1.1.Densidad de las partículas individuales de ceniza	23

Abreviaturas y notación

dBi: Ganancia en decibels referidos a una antena isotrópica.

dBm: Decibels referidos a 1 mili-watio de potencia.

NEXRAD: Next-Generation Radar.

NWS: National Weather Service.

PRF: Pulse Repetition Frecuency.

PRP: Pulse Repetition Period.

RMA0: Radar Meteorológico Argentino Prototipo.

SiNaRaMe: Sistema Nacional de Radares Meteorológicos.

VEI: Volcanic Explosion Index.

K : Número de onda en un medio heterogéneo.

K₀ : Número de onda para atmósfera limpia.

K_ε : Factor dieléctrico.

K_{dp} : Diferencia específica de fase.

V_D : Velocidad Doppler.

Z_h : Factor de reflectividad horizontal en mm⁶ m⁻³.

Z_H : Factor de reflectividad horizontal en dBZ.

Z_v : Factor de reflectividad vertical en mm⁶ m⁻³.

Z_V : Factor de reflectividad vertical en dBZ.

Z_{dr} : Factor de reflectividad vertical.

Z_{DR} : Factor de reflectividad vertical en dB.

φ_{dp} : Diferencia de fase en grados.

ρ_{hv} : Coeficiente de correlación.

Resumen

En este trabajo se presenta un estudio detallado de la pluma volcánica generada durante la doble erupción del volcán Calbuco los días 22 y 23 de abril del año 2015. Dicha investigación, se realizó con el Radar Meteorológico Argentino Prototipo (RMA0) ubicado en la localidad de Bariloche a unos 120 km en dirección este respecto del volcán. La técnica de estudio y de caracterización de la pluma volcánica se desarrolló utilizando las variables polarimétricas ϕ_{dp} , Z_{dr} , ρ_{hv} y K_{dp} , sumadas al factor de reflectividad horizontal Z_h que posee el radar meteorológico RMA0. Este estudio permitió el desarrollo de una nueva técnica para obtener la concentración de ceniza que compone la pluma volcánica dentro del radio de cobertura del radar. Los resultados alcanzados manifiestan que el radar tiene la suficiente sensibilidad para observar fenómenos de esta naturaleza obteniendo factores de reflectividad superiores a 60 dBZ y brindando información sobre características dieléctricas y morfológicas que poseen las partículas de ceniza. Sumado a esto, y mediante la distribución espacial de la nube de ceniza se pudo determinar que la altura máxima de la pluma, alcanzada durante la erupción fue levemente superior a los 25 Km, permitiendo con este último dato, estimar que la cantidad de material arrojado a la atmósfera fue de $(4.4 \pm 0.7) \times 10^{11}$ kg para la primera erupción y $(1.9 \pm 0.3) \times 10^{12}$ kg para la segunda. La polarimetría, además, permitió cuantificar la concentración de ceniza volcánica en la nube considerando que la forma de las partículas expulsadas durante la erupción no dependen del diámetro de las mismas.

Palabras Claves: *Radar polarimétrico, scattering, ceniza volcánica, volcanes, variables polarimétricas, pluma volcánica, concentración de ceniza.*

Clasificación: *70.07 Df, 42.68 Ay, 84.40 Xb, 91.40 Vg, 92.60 Ta.*

Introducción

El campo de acción de los radares meteorológicos polarimétricos, como los que se están instalados en nuestro país mediante el Programa denominado Sistema Nacional de Radares Meteorológicos (SiNaRaMe), está principalmente destinado u enfocado al estudio de la meteorología. A pesar de ello, el potencial de estos instrumentos permite, además, utilizarlos como elementos de sensado remoto, convirtiéndolos en instrumentos muy versátiles. Dentro de estas aplicaciones no convencionales se pueden mencionar: incendios forestales, detección de vientos y seguimiento de plumas volcánicas.

Para el caso de incendios forestales, Kurum (2015), utiliza radares de apertura sintética en banda C para caracterizar y monitorear incendios en la región de Gallipoli (Turkia), mientras que Jones et al. (2009) y Jones and Christopher (2010) utilizaron los radares del WSR-88D en banda S para el seguimiento de incendios forestales ocurridos en Alabama y norte de Texas. Ambos trabajos se complementan con las imágenes satelitales, demostrando que es posible la detección de incendios en distintas bandas de frecuencia.

En su versión Doppler, el radar pulsado moderno tiene la sensibilidad suficiente para detectar ecos provenientes de zonas con ausencia de nubes. Al presente se identifican varias fuentes responsables de generar esta reflectividad, las más comunes resultan: la turbulencia atmosférica y las partículas en suspensión. Durante una tormenta de polvo el viento levanta partículas del suelo hasta alturas variables desde cientos de metros hasta unos 4 o 5 km tal como lo reportan Hannesen and Weipert (2003). Las velocidades observadas van de 10 ms^{-1} a 30 ms^{-1} siendo notable la turbulencia apreciada visualmente. Esta turbulencia es causada por la interacción del aire frío con el suelo y con el aire caliente ascendiendo justo adelante del frente de polvo. Este tipo de flujo turbulento es eficiente en la extracción de sólidos del suelo.

El sensado de plumas volcánicas por medio de radares data de los años 70'. Una de las observaciones más importantes hace referencia a la erupción del Monte St. Helens el 18 de mayo de 1980, tal como lo reporta el trabajo de Lipman and Mullineaux (1981). Esta erupción fue monitoreada por tres radares: dos de la Aviación Federal (FAA) en Seattle y el radar NWS en Portland, Oregon. Las mediciones de radar, en este caso, fueron especialmente útiles para determinar la existencia, la altura,

y la duración de la columna eruptiva, y la dirección y las tasas de movimiento de cenizas en la nube. También permitieron realizar estimaciones de la masa de la nube de ceniza y de la potencial precipitación de particulado en áreas específicas. Las observaciones realizadas por Harris et al. (1981) en Lipman and Mullineaux (1981), Harris and Rose (1983) y Rose and Kostinski (1994) facilitaron seguir la posición de la nube de cenizas del 19 de marzo de 1982, y estimar: su volumen en $2000 \pm 500 \text{ km}^3$, la concentración de cenizas (desde $0,2$ hasta $0,6 \text{ gr m}^{-3}$), factores de reflectividad de $4\text{-}5 \text{ mm}^6 \text{ m}^{-3}$ ($6\text{-}7 \text{ dBZ}$), y la masa total de cenizas que resultaron de la erupción $(3\text{-}10) \times 10^8 \text{ kg}$.

En 1991, Oswalt et al. (1996) utilizaron la información de dos radares de banda C para determinar la tasa de ascenso de la columna eruptiva y la deriva horizontal de la nube de cenizas del Monte Pinatubo, en Filipinas. Durante el segunda erupción del 12 de junio de 1991, los radares indicaron una tasa de aumento de la columna aparente de más de 400 ms^{-1} .

Rose et al. (1995) utilizando un radar meteorológico banda C encontraron que las reflexiones más intensas en una nube de ceniza del Monte Spurr en 1992 provenían de partículas de 2 a 20 mm de diámetro que se encontraban en una concentración $< 0,01$ a 1 gr m^{-3} . Maki and Doviak (2001) observaron columnas de ceniza del Monte Oyama en la isla Miyake, Japón, en 2000, con un radar banda C y propusieron un método para obtener la distribución de tamaño de las partículas que componen la nube en función del tiempo utilizando una dependencia temporal del factor de reflectividad. Por otro lado, Lacasse et al. (2004) reportaron observaciones de la nube de cenizas del volcán islandés Hekla, en 2000, con un radar de banda C en el aeropuerto internacional de Keflavik. Ellos obtuvieron factores de reflectividad entre 30 a 60 dBZ , caracterizando la columna de la erupción por encima de la boca del volcán. Ellos asignan los valores elevados de reflectividad encontrados a la influencia dominante de lapilli y la tephra, mientras que los valores entre 0 y 30 dBZ los asignan a la caracterización de la nube de advección a favor del viento. La cabeza de la pluma registró una velocidad de ascenso de 30 a 50 ms^{-1} hasta los 12 km de altitud (límite superior del radar). Utilizando el mismo radar, Marzano et al. (2006a, 2010a) encontraron reflectividades máximas de 34 dBZ para la nube de cenizas que generó el volcán Grímsvötn en 2004. Utilizando una técnica de inversión basada en un esquema de clasificación de partículas, estimaron concentraciones de ceniza de hasta 6 gr m^{-3} y tasas de lluvia de ceniza de hasta 31 kg h^{-1} . Del mismo modo, para la erupción del Eyjafjöll de 2010, Marzano et al. (2011) determinaron una masa de cenizas de hasta $15 \times 10^8 \text{ kg}$ el 16 de abril y de $8 \times 10^7 \text{ kg}$ para el 5 de mayo. Posteriormente, Marzano et al. (2010b) utilizaron datos de un radar banda S de la Next-Generation Radar (NEXRAD)* que monitoreó el volcán Agustín en Alaska en 2006. Mediante el uso de su técnica, basada en el modelo anteriormente descrito, se encontraron concentraciones totales de ceniza de hasta $0,2 \text{ gr m}^{-3}$ para corresponder

*Red de 159 radares meteorológicos de alta resolución Doppler operados por el "Servicio Nacional del Tiempo", una agencia de la Administración Nacional Oceánica y Atmosférica (NOAA) junto al "Ministerio de Comercio de Estados Unidos". Su nomenclatura técnica es WSR-88D, que significa Weather Surveillance Radar, 1988, Doppler.

a reflectividades medidas de hasta 55 dBZ a una altura de la columna de cenizas de unos 4 km.

Más recientemente, Crouch et al. (2014) analizaron la erupción del monte Tongariro el 6 de agosto de 2012, en Nueva Zelanda, utilizando un radar meteorológico de banda C. Este estudio determinó que el radar tuvo la sensibilidad suficiente para detectar partículas por debajo de los 0.5 mm de diámetro. Se estimó que la altura de la pluma fue de 8 ± 1 km sobre el nivel medio del mar. Al ser un radar polarimétrico, el coeficiente de correlación y la reflectividad diferencial aportaron información extra sobre la estructura y composición de la columna eruptiva, como ser, diversidad de ceniza y tamaño de partículas.

Los trabajos citados anteriormente demuestran la versatilidad de los radares banda C para ser utilizados en la detección, caracterización y seguimiento de plumas volcánicas en distintas regiones del planeta. Es importante notar, que el contar con esta información resulta indispensable para dar alertas tempranas sobre la caída de cenizas en los alrededores del punto de erupción. Para exponer este último concepto, se puede citar la erupción del complejo volcánico Puyehue-Cordón Caulle de 2011. Este sistema generó una nube de cenizas que alcanzó a las ciudades de Villa La Angostura, Villa Traful, San Carlos de Bariloche, Buenos Aires, Montevideo, Puerto Argentino, Porto Alegre, Ciudad del Cabo, Perth, Melbourne y Auckland forzando a las aerolíneas a cancelar vuelos locales e internacionales. Las cenizas, el 18 de junio del mismo año retornaron a su tierra luego de dar la vuelta al mundo, forzando a las aerolíneas de Chile a cancelar los vuelos al sur del país. La erupción generó problemas económicos para el Cono Sur, tanto turísticos como ganaderos, además del impacto negativo inmediato sobre los ecosistemas de la región.

Si bien estas aplicaciones expuestas resultan de interés de estudio, esta tesis tiene como objetivo realizar un ensayo específico de seguimiento y caracterización de plumas volcánicas. Este interés surge a causa de la explosión del volcán Calbuco el 22 de abril de 2015.

Específicamente, se busca conocer la base teórica que sustenta la detección de plumas volcánicas por medio de radares banda C utilizando todos los datos polarimétricos disponibles y desarrollar un nuevo método para estimar concentración de partículas en la pluma volcánica dentro del radio de cobertura del radar.

Para llevar a cabo este trabajo, se utilizaron los datos (un promedio de 22 volúmenes por hora) registrados por el Radar RMA0 en los días 22 y 23 de abril de 2015. Se cuenta, además, con imágenes satélites y fotografías del momento de la explosión. El trabajo se estructura en 6 Capítulos. El primero da una caracterización del radar, mostrando el principio de funcionamiento, las estrategias utilizadas por el radar y los tipos de datos que brinda. El segundo Capítulo, hace referencia al volcán Calbuco, explayando características geológicas e información general. En el Capítulo 3 se caracteriza la ceniza volcánica expulsada durante una erupción. Se establecen propiedades geométricas, morfológicas y químicas de la ceniza utilizando resultados de otras erupciones. El marco teórico utilizado para la caracterización de la erupción del volcán se expone en el Capítulo 4. Por último, se establecen los resultados y las conclusiones del trabajo en los Capítulos 5 y 6 respectivamente. Dentro de esta

estructura mencionada también se establecen 3 apéndices que aportan información más detallada a determinados conceptos utilizados durante el trabajo.

Descripción del Sistema de Radar

Los radares meteorológicos y sus sistemas asociados permiten la identificación, análisis, monitoreo, pronóstico y evaluación de los fenómenos hidrometeorológicos y de los procesos físicos involucrados en eventos atmosféricos.

1.1 Radar Meteorológico Argentino Prototipo (RMA0)

El radar, es un dispositivo que se utiliza para la detección, localización y caracterización de objetos por medio de la transmisión y recepción de microondas. Los objetos detectados varían en un amplio espectro de tamaños. La detección y caracterización de hidrometeoros se realiza mediante el efecto de backscattering que sufren las microondas que emite el radar al incidir sobre los blancos. 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 y recepción del pulso 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.

El RMA0 es un radar meteorológico Doppler de doble polarización simultánea. Opera en banda C (a una frecuencia de 5.625 GHz), transmitiendo y recibiendo microondas simultáneamente en dos polarizaciones lineales ortogonales, denominadas horizontal (H) y vertical (V). Estos dos canales definen el carácter polarimétrico del radar permitiendo calcular los productos de radar definidos como: reflectividad equivalente horizontal y vertical (Z_H y Z_V), la velocidad Doppler V_D , el ancho espectral W y las variables polarimétricas: factor de reflectividad diferencial (Z_{dr}), diferencia específica de fase (K_{dp}) y el coeficiente de correlación (ρ_{hv}). Todos estos productos se utilizan para identificar y caracterizar hidrometeoros dentro de un radio de cobertura que va desde los 480 km en modo vigilancia, 240 km en modo convencional y 120 km en alta resolución.



Fig. 1.1.1: Ubicación física del RMA0 cercana al aeropuerto internacional Teniente Luis Candelaria (Bariloche).

El radar tiene una potencia pico de trabajo de hasta 250 kW con un ciclo de trabajo del orden de 0.001 (0.1 %), esto es, la fracción de tiempo que el sistema está en un estado “activo”. La duración de los pulsos es configurable, desde pulsos largos de hasta 3 μ s, los cuales permiten detectar hidrometeoros de baja reflectividad, hasta pulsos cortos de 0.4 μ s, con los que se aumenta la resolución del instrumento. Combinando pulsos cortos con una mayor frecuencia de repetición (PRF) es posible medir velocidades doppler de los hidrometeoros con más resolución que usando pulsos mas largos. La PRF se puede ajustar desde los 300 Hz hasta los 2000 Hz.

Toda la potencia emitida por el radar se direcciona en un haz bien definido por el reflector parabólico de 4.45 metros de diámetro que le proporcionan una ganancia de más de 45 dBi. Estas características permiten lograr un haz de radiación muy fino, de aproximadamente 1 grado. Dicha antena se monta sobre un pedestal que permite apuntar tanto en elevación (entre -1 y 90 grados) como en acimut (360 grados), girando hasta un máximo de 6 rpm.

Las señales captadas por la antena, proveniente de los hidrometeoros interceptados, se bajan a una frecuencia intermedia en el receptor polarimétrico para ser inmediatamente digitalizadas en el Receptor Digital y posteriormente procesadas en la unidad de procesamiento. Esta unidad cuenta con una sensibilidad del orden de los -110 dBm y un rango dinámico* de aproximadamente 93 dB.

Una descripción mas completa de este sistema se presenta en la Tabla(1.1.1), donde se presentan valores y especificaciones técnicas de los distintos módulos que componen el RMA0.

*El rango dinámico especifica el máximo valor posible de medición del radar respecto al menor valor posible de medición.

Especificaciones Técnicas RMA0	
Sistema	
Frecuencia de Operación	5450 a 5820 MHz (banda C)
Duración de los pulsos	entre 0.4 y 3 μ s
Resolución máxima	celdas de 60 m a pulsos de 0.4 μ s
PRF	configurable entre 300 y 2000 Hz dependiendo de la duración de los pulsos.
Alcance no ambiguo	480 Km
Alcance operacional típico	240 Km
filtro de clutter	>23 dB
Salida de Datos	DBZH o TH, Reflectividad horizontal corregida o sin corregir, VRAD (Velocidad radial), WRAD (Ancho espectral), ZDR (Reflectividad diferencial), PHIDP (corrimiento de fase diferencial), KDP (Corrimiento de fase diferencial específico), RHOHV (coeficiente de correlación polarimétrico), CLUT (Mapa de clutter de tierra).
Transmisor	
Tipo	magnetron coaxial sintonizable
Modulador	digital de estado sólido
Potencia pico	250 KW
Receptor	
Tipo	superheterodino, de doble conversión
Rango dinámico	93 dB
Sensibilidad (MDS)	-110dBm @ pulsos de 3 μ s
Antena	
Diámetro externo	4,45 m
Laminado Optimat	carbono + cobre-níquel
Masa	182 kg.
Frecuencia de trabajo	5.45 GHz a 5.82 GHz
Ganancia	min: 45 dBi a 5.635 GHz
Ancho lobulo principal	max: 1° a 5.635 GHz
Nivel de lobulos laterales	min: 25 dBi a 5.635 GHz
Nivel de lobulos traseros	min: 25 dBi a 5.635 GHz
Pedestal	
Giro acimutal	360°
Giro en elevación	de -5° a 100° desde la horizontal
Velocidad máxima	40°/s en acimut y elevación
Precisión de apuntamiento	0.1°
Radomo	
Paneles	tipo sándwich de materiales compuestos (fibra de vidrio y resina).
Material cobertor	Geoltac
Viento (a -17.8 °C)	240 km/h (estatico)
Carga de nieve o hielo	hasta 350 Kg/m ²
Adhesion de hielo	<0.048 Kg/cm ²

Tab. 1.1.1: Datos técnicos del Radar Meteorológico Argentino Prototipo obtenidos de Si-NaRaMe.

1.2 Estrategias utilizadas por el RMA0

La información obtenida por el radar se estructura en barridos previamente cargados por un operador de radar. Los barridos se agrupan dentro de un volumen de datos. Cada volumen de datos se caracteriza por el tipo de procesamiento, tipo de barrido, la resolución espacial, la PRF, el alcance en rango y la cantidad de pulsos que se quiere transmitir. Posteriormente, los volúmenes se ordenan por medio de estrategias de radar. Dentro de una estrategia de radar se pueden cargar n volúmenes de datos definidos por el usuario. Una estrategia se caracteriza por un número de 4 cifras inserto dentro del nombre del archivo. Los nombres de los archivos hacen referencia al radar que lo generó, al volumen dentro de la estrategia, al producto que contiene ese archivo y a la hora que se inició el volumen. El formato del nombre del archivo es de la forma `RADAR_ESTRATEGIA_VOLUMEN_PRODUCTO_FECHA.BUFR`. Un ejemplo de este nombre generado esta dado por: `RMA_4003_02_TH_20150508T041541Z.BUFR`.

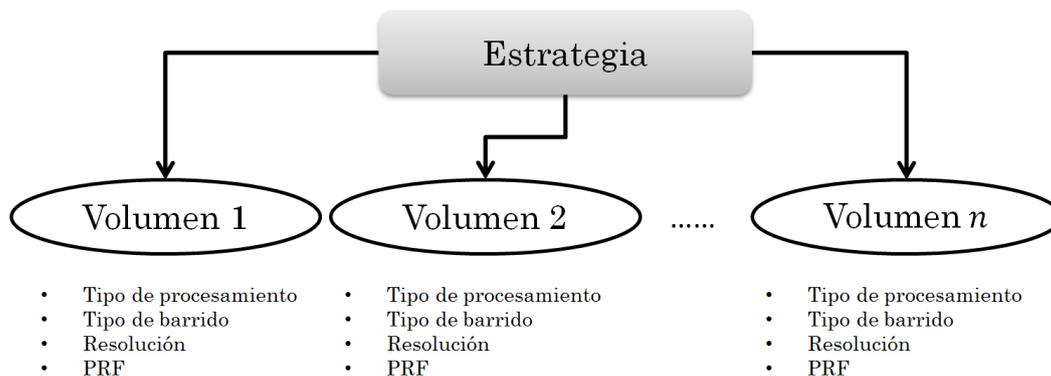


Fig. 1.2.1: Diagrama de jerarquías que define una estrategia de barrido del RMA0.

La Fig.(1.2.1) muestra que los volúmenes que definen una estrategia están caracterizados por:

1. **Tipos de procesamiento:** Los elementos de procesamiento actualmente soportados por el RMA0 son: “int” (Intensidad), “surv” (Vigilancia), “doppler” (Doppler), “dual-prf” (DualPRF) y “staggered” (Staggered).
 - **INTENSIDAD:** Este programa es el modo de trabajo más común del RMA. Las variables que aquí se definen (PRF, ancho de pulso, resolución, etc) están pensadas para obtener la mejor sensibilidad de medición hasta 240 km de distancia respecto del radar sin generar un volumen doppler.
 - **VIGILANCIA:** En este programa normalmente se transmiten pulsos largos a una frecuencia de repetición baja para obtener el mayor alcance posible. El procesamiento consiste en obtener la reflectividad equivalente de las celdas de resolución en función de la cantidad de energía reflejada

por la celda. Generalmente, el volumen generado por este tipo de procesamiento posee dos o tres ángulos de elevación bajos. Normalmente no se calcula Doppler por ser muy chica la máxima velocidad que se puede medir sin ambigüedad.

- **DOPPLER:** En este programa se transmiten pulsos cortos a una frecuencia de repetición alta. El procesamiento consiste en calcular la velocidad radial de las celdas de resolución a partir de la técnica de corrimiento Doppler de la fase de la señal tomando pares de pulsos. Además de Doppler se puede calcular la reflectividad, pero normalmente no se hace para elevaciones bajas, por el corto alcance que se obtiene al utilizar frecuencias de repetición de pulsos altas.
 - **DUAL-PRF:** Este programa alterna la transmisión de pulsos con dos PRF distintas, intercaladas de a grupos, dentro del ancho del haz. Se transmite en forma alternada un grupo de pulsos con un PRP y a continuación un grupo de pulsos con un PRP menor y luego se repite la secuencia. El PRP menor está dado por una frecuencia de repetición alta (para medir Doppler), mientras que el PRP mayor está dado por una frecuencia de repetición baja (para medir reflectividad). Por lo general, el conjunto de pulsos que conforman el primer grupo no es el mismo que el que conforman el segundo grupo.
 - **STAGGERED:** Este programa alterna el uso de pulsos con dos PRP distintos, intercalados en la misma vuelta de antena. Se transmite un pulso con un PRP y a continuación un pulso con un PRP menor y luego se repite la secuencia. El PRP menor es el correspondiente al período de una frecuencia de repetición alta (para medir Doppler), mientras que el PRP mayor es el correspondiente al período de una frecuencia de repetición baja (para medir reflectividad). Este tipo de procesamiento se utiliza para calcular reflectividad y velocidad doppler en un único barrido PPI, maximizando el rango para la reflectividad y la máxima velocidad no ambigua para Doppler.
2. **Tipo de barrido:** Los tipos de barrido soportados por el RMA0 son: PPI (Plan Position Indicator) y RHI (Range Height Indicator). Cada programa de procesamiento tiene una cantidad de volúmenes establecidos por el usuario. Dentro de un volumen se especifican los barridos. En el modo PPI, cada barrido se establece con una elevación definida para cada giro completo de la antena en acimut mientras se transmiten los pulsos. En el modo RHI, el radar mantiene constante el ángulo de acimut variando el ángulo de elevación. Los sectores en elevación tienen una discretización de 1 grado. Una noción más gráfica de estos modos se exponen en la Fig.(1.2.2).
 3. **Resolución:** Aquí se establece el ancho de pulso que se desea tener en rango. El RMA0 tiene una resolución mínima de 450 mts y una máxima de 60 mts.

Este parámetro queda establecido en el momento en que se fija el ancho del pulso.

4. **PRF:** La frecuencia de repetición de pulso es el número de pulsos que el radar emite por segundo. El usuario puede configurar al RMA para transmitir con frecuencias de repetición de pulsos que varían entre 300Hz y 2000Hz, siempre que no exceda el ciclo de trabajo del transmisor. La PRF (o equivalentemente su inversa, la PRP= PRF^{-1}) afecta la velocidad ambigua[†] del procesamiento Doppler, ya que a mayor PRF, mayor velocidad ambigua, de esta manera:

- Para el programa DOPPLER:
 $V_a = \pm\lambda/(4 \text{PRP})$
- Para los programas DUAL-PRF y STAGGERED:
 $V_a = \pm\lambda/(4 (\text{PRP}_{\text{max}} - \text{PRP}_{\text{min}}))$

donde λ es la longitud de onda del radar asociada a la frecuencia de transmisión. Es de notar que a mayor PRF, menor alcance no ambiguo R_a [‡] por solapamiento de pulsos de segunda vuelta, esto es:

- Para DUAL-PRF y STAGGERED, $R_a = c \text{PRP}_{\text{min}}/2$.
- Para el resto de los programas, $R_a = c \text{PRP}/2$.

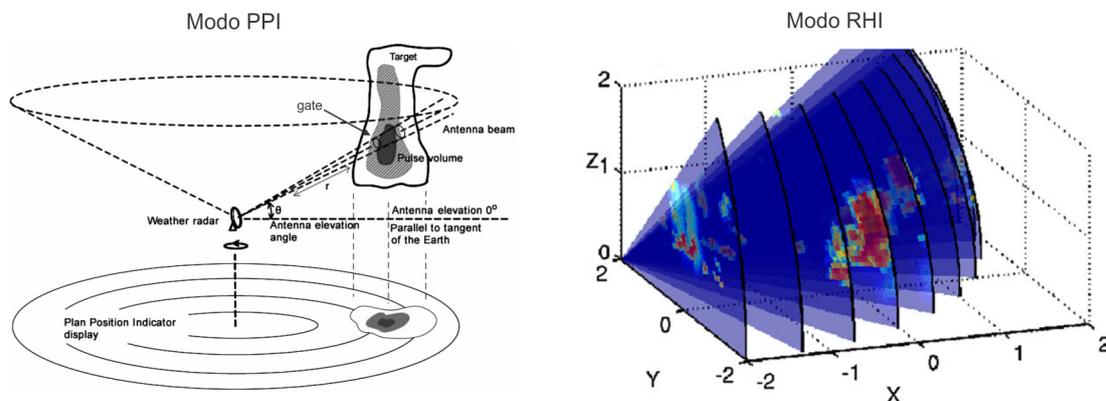


Fig. 1.2.2: Modos principales de barrido del RMA0. En el panel izquierdo se especifica el modo PPI mostrando referencias como el ángulo de elevación, el concepto de celda de resolución o gate, el haz de la antena, etc (imagen obtenida de Fielding et al. (2013)). En el panel derecho se muestra como es la obtención de datos en el modo RHI (imagen obtenida de Daliakopoulos and Tsanis (2012)). La principal diferencia entre ambos modos es que en el primer caso, la antena rota 360° en azimut, mientras que en el segundo pivotea entre dos ángulos definidos en elevación.

[†]La velocidad ambigua se define como la máxima velocidad radial que puede tener el blanco con respecto al radar que sea detectable por el procesamiento doppler del instrumento.

[‡]Esto hace referencia la máximo alcance que tiene el radar sin solapamientos de blancos.

1.3 Datos Obtenidos por el Radar

1.3.1 Datos N1, I/Q y L2

Configurada la estrategia de sensado del radar, los datos obtenidos se categorizan según su nivel de procesamiento. El primer nivel de procesamiento se da en la etapa de digitalización. Aquí, los datos se denominan de nivel 1 (N1) y no contienen ningún algoritmo de corrección ni de filtrado. Un conjunto de datos N1 forma un archivo de datos .IQ que es un archivo de datos binario. El formato de 1 (un) dato N1 se muestra en la Tabla(1.3.1) y el conjunto de datos N1 que forman el IQ se muestra en la Tabla(1.3.2). Estos datos tienen el más bajo nivel de procesamiento y por lo tanto son datos de mucho volumen informático (1 hora de datos puede ser equivalente a 300 Gb). Por lo general, estos datos se utilizan para realizar desarrollos de filtros tales como de clutter[§] y ruido (Singh and Lubecke, 2012, 2013; Werner, 2014; Uysal et al., 2014).

Una vez que los datos IQ están creados, estos ingresan a la unidad de procesamiento del radar (UP) y allí se generan los datos de nivel 2 denominados L2. Estos datos tienen varios post-procesamientos entre los cuales podemos nombrar: Filtro de Clutter, Filtro de Ruido y Corrección por ensanchamiento de haz con la distancia. De esta manera los datos L2 obtenidos son: factor de reflectividad (TH), velocidad doppler (VRAD), ancho espectral (WRAD), reflectividad diferencial (ZDR), diferencia específica de fase (KDP), corrimiento diferencial de fase (PHIDP) y factor de correlación (RHOHV). Estas variables se definen rigurosamente en la Sección(4.1) del Capítulo 4.

[§]Clutter es un término usado para ecos de radar no deseados. Particularmente en radares meteorológicos este término se utiliza para determinar ecos fijos de terreno alrededor del radar.

Nombre	Tipo	Bytes	Descripción
version	unsigned int	2	versión del dato n1
drxVersion	unsigned int	2	version del DRX que generó el dato n1
RESERVADO	-	4	
initCW	double	8	inicio de la ventana de recepción, en segundos
azimuth	float	4	apuntamiento acimut en grados
elevation	float	4	apuntamiento elevación en grados
idVolumen	unsigned int	2	identificador de volumen
idBarrido	unsigned int	2	identificador de barrido
idConjunto	unsigned int	2	identificador de conjunto
idGrupo	unsigned int	2	identificador de grupo
idPulso	unsigned int	2	identificador de pulso
iniBarrido	bool	1	bandera de primer pulso de barrido
finBarrido	bool	1	bandera de último pulso del barrido
finGrupo	bool	1	bandera de últimopulso
inhibido	bool	1	bandera de transmisión de pulso inhibido
validSamples	unsigned int	2	# muestras complejas válidas por canal
nroAdquisicion	unsigned int	2	contador de adquisiciones del DRX
RESERVADO	-	2	
nroSecuencia	unsigned int	4	número de secuencia enviada
readTime high	unsigned int	8	campo alto de la estampa de tiempo
readTime low	unsigned int	8	campo bajo de la estampa de tiempo
RESERVADO	-	64	
V_I[1]	float	4	muestra 1 polaridad vertical en fase
V_Q[1]	float	4	muestra 1 polaridad vertical en cuadratura
V_I[2]	float	4	muestra 2 polaridad vertical en fase
V_Q[2]	float	4	muestra 2 polaridad vertical en cuadratura
⋮	⋮	⋮	⋮

Tab. 1.3.1: Formato de dato N1

Dato	Numero de pulso
DataN1[1]	Primer pulso almacenado en el archivo
DataN1[2]	Segundo pulso almacenado en el archivo
⋮	⋮
DataN1[N]	Último pulso almacenado en el archivo

Tab. 1.3.2: Formato de archivo .IQ

El Volcán Calbuco

Un volcán es una estructura geológica en elevación desde la que emergen magma en forma de lava, ceniza volcánica y gases provenientes del interior de la Tierra. El ascenso de magma ocurre en episodios de actividad violenta denominados erupciones, que pueden variar en intensidad, duración y frecuencia, desde suaves corrientes de lava hasta explosiones extremadamente destructivas. En ocasiones, por la presión del magma subterráneo y la acumulación de material de erupciones anteriores, los volcanes adquieren una forma cónica.

El proceso de subducción entre la placa de Nazca* y la placa sudamericana genera materiales líquidos y gaseosos a alta temperatura que comienzan a migrar a zonas más elevadas donde la presión es menor. Este material llamado magma puede alcanzar la superficie y ser expulsado violentamente a través de aperturas del terreno, lo que comúnmente se denomina volcán. Este proceso entre ambas placas generó una extensa cantidad de volcanes a lo largo de toda la cordillera de los Andes. Chile, en este contexto, presenta más de 2000 volcanes, de los cuales más de 500 son considerados geológicamente activos según informes del Servicio Nacional de Geología y Minería (SERNAGEOMIN) de la República de Chile.

Existen diversas maneras de clasificar las erupciones volcánicas y su magnitud. Uno de los esquemas más utilizados internacionalmente es el llamado Índice de Explosividad Volcánica (VEI) por sus siglas en inglés. Con índices que van de 0 a 8, el VEI asociado con una erupción depende de la cantidad de material volcánico que se lanza hacia fuera, a qué altura llega la pluma con respecto al piso, y cuánto tiempo dura la erupción. La escala es logarítmica, por lo que una erupción VEI 5 como Chaiten 2008 es 1000 veces mayor que una erupción VEI 2 (número más alto mayor volumen eruptivo)†.

Dentro del conjunto de volcanes cordilleranos se encuentra el volcán Calbuco (ver Fig.2.0.1). Este volcán se caracteriza por ser un cono truncado, de perfil irregular,

*La placa de Nazca es una placa tectónica oceánica que se encuentra frente a la costa norte y centro de Chile y la totalidad del litoral de Perú, Ecuador y Colombia.

†Para más información sobre el criterio se puede tomar del trabajo de Newhall and Self (1982).

y, a diferencia de los volcanes de los Andes del Sur, se emplaza al oeste de la traza principal de la zona de falla Liquiñe-Ofqui, sin estar claramente controlado por estructuras regionales. Está categorizado como un estratovolcán.[‡] Se ubica a unos 30 km al este de Puerto Varas y Puerto Montt en la denominada Región de los Lagos como se describe en la Tabla(2.0.1).

Su historia holocena incluye numerosas erupciones muy explosivas con generación de flujos piroclásticos[§] que se han extendido más de 40 km al oeste (Lopez-Escobar et al., 1992).

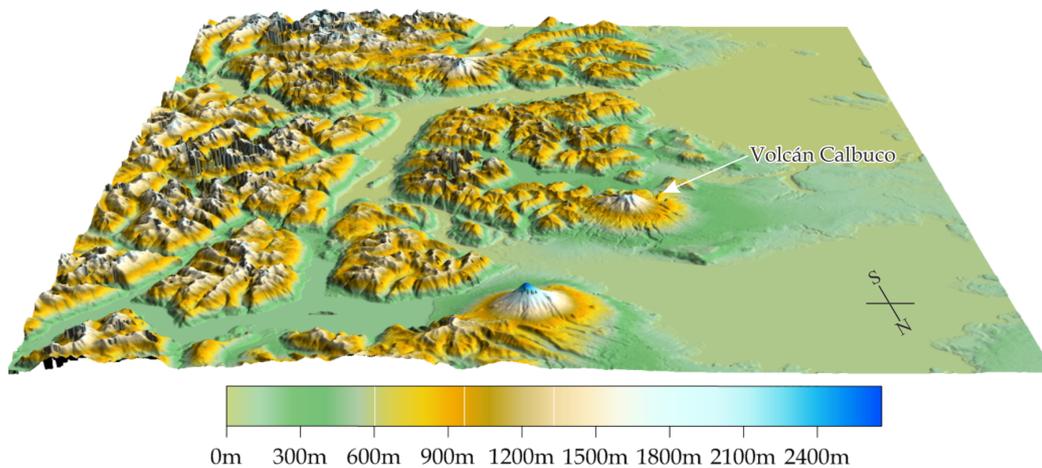


Fig. 2.0.1: *Modelo Digital de elevación de la zona alrededor del volcán Calbuco*

La actividad histórica documentada incluye al menos 12 ciclos eruptivos. Los flujos piroclásticos históricos han afectado principalmente al sector noreste del volcán y en menor medida hacia el lago Chapo ubicado a unos 10 km al sur del volcán. La erupción histórica más importante ocurrió en 1893-95, a partir de la cual, se comenzó a formar el domo[¶] que ha crecido hasta alcanzar el borde del escarpe originado por la avalancha.

[‡]Un estratovolcán es un tipo de volcán cónico y de gran altura, compuesto por múltiples capas de lava endurecida, piroclastos alternantes (surgidos por una alternancia de épocas de actividad explosiva y de corrientes de lava fluida) y cenizas volcánicas.

[§]Se denomina flujo piroclástico a una mezcla de gases volcánicos calientes, materiales sólidos calientes y aire atrapado, que se mueve a nivel del suelo y resulta de ciertos tipos de erupciones volcánicas.

[¶]El domo de un volcán es una estructura en forma de cúpula. Está formado por capas de lava que no llegan a abandonar el conducto de emisión, por lo que crecen en él desde dentro hacia fuera.

Volcán Calbuco	
Ubicación	Región de los lagos
Traducción	Agua azul
Provincia	Llanquihue
País	Chile
coordenada	41°20' S - 72°37' W
Altura	2003 m snm
Diámetro basal	16,5 km
Área basal	180 km ²
Volumen estimado	95 km ³

Tab. 2.0.1: *Características del volcán Calbuco*

2.1 Primera erupción: 21:04 UTC

Según el informe del Observatorio Volcanológico de los Andes del Sur (OVDAS), la primera erupción se inició el día 22 de abril de 2015 a las 18:04 hora local (21:04 UTC), generando una columna eruptiva mayor a los 15 Km, con una duración aproximada de 1 hora 30 minutos. La actividad eruptiva produjo flujos piroclásticos con un alcance máximo de 7 km y lahares^{||} que viajaron hasta una distancia cercana a los 15 km, por cauces que descienden del volcán. Se registró caída de piroclastos gruesos (pómez) en la Región de Los Lagos piroclastos finos (cenizas) en las regiones de Los Ríos y Araucanía. Adicionalmente, el material piroclástico de caída alcanzó territorio Argentino ubicado al NE del volcán.

En la Fig(2.1.1) se presentan los primeros datos de factor de reflectividad de la erupción del volcán registrados por el RMA0 para dos instantes temporales sucesivos. En la misma se muestran dos PPI de la erupción del volcán Calbuco a 3.46° y a 2.99° de elevación. En ambas imágenes, la cruz en el origen de coordenadas representa la posición del radar, mientras que el círculo negro hace referencia a la posición del volcán.

Esta erupción no sólo fue captada por el RMA0, sino que también satélites como el GOES-13 tomaron datos del fenómeno. La Fig(2.1.2) muestra una imagen del 22 de abril de 2015 a la 21:38 UTC. Aquí puede apreciarse la importante columna eruptiva generada en ese momento, si bien es complicado determinar la altura de la columna partir de esta imagen, la sombra generada hacia la derecha de la flujo eruptivo muestra la magnitud del mismo.

El informe de OVDAS, asociado a la primera erupción, estableció que la actividad eruptiva del volcán finalizó su fase más energética a las 22:39 UTC, desarrollando una columna eruptiva que alcanzó unos 15 km por sobre el cráter principal que se propagó por una hora y 30 minutos. La dispersión piroclástica en la atmósfera se registró esencialmente hacia el noreste del volcán. Sin embargo, la ceniza fina en

^{||}Un lahar es un flujo de sedimento y agua que se moviliza desde las laderas de volcanes.

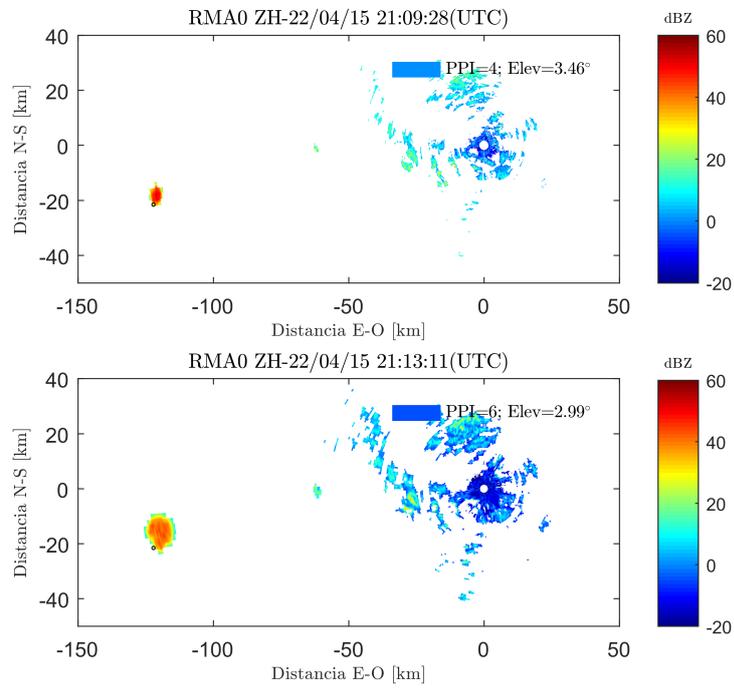


Fig. 2.1.1: Factor de reflectividad horizontal de la zona del volcán Calbuco obtenido con el RMA0 en dos instantes consecutivos de tiempo asociados a la primera erupción el día 22 de abril de 2015.

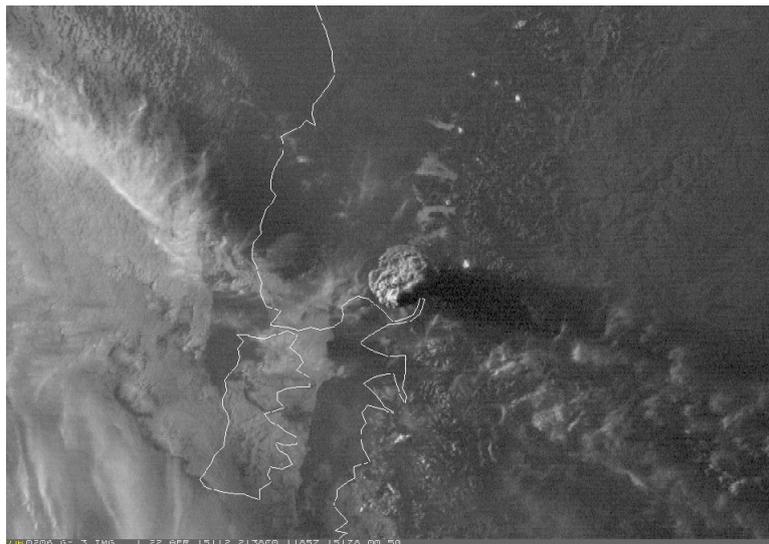


Fig. 2.1.2: Imagen tomada en el visible por el satélite GOES-13, el 22 de abril de 2015 a las 21:38 UTC. Fuente: Dan Lindsey, CIRA.

suspensión fue transportada hacia el norte y noroeste alcanzando las regiones de Los Ríos, Araucanía y Bio-Bio próximas a la erupción.

2.2 Segunda erupción: 04:00 UTC

La información que brindó el Servicio Nacional de Geología y Minería (SERNAGEOMIN) y el Observatorio Vulcanológico de los Andes del Sur (OVDAS), La segunda erupción ocurrió el 23 de abril a la 01:00 hora local (04:00 UTC). Según estos organismos, esta erupción fue más energética que la anterior y de mayor duración (~ 6 Horas), generando una columna eruptiva que alcanzo alturas mayores a los 15 Km. Estuvo acompañada por un tremor sísmico continuo de baja frecuencia y mucha actividad relacionada con fracturas de rocas a nivel superficial.

Los registros del RMA0 establecen los primeros datos asociados a la erupción a las 04:00:25 (UTC), concordando con SERNAGEOMIN y OVDAS. La Fig(2.2.1) muestra estos resultados. Aquí, el panel superior refleja datos de las 03:51:33 (UTC) mostrando sólo el clutter que genera la topografía alrededor del radar (cruz negra). Aproximadamente nueve minutos más tarde se observan los primeros datos asociados a la segunda erupción.

Los instrumentos abordo de los satélite Suomi NPP y TERRA también adquirieron imágenes de la segunda erupción como se muestra en las Fig(2.2.2 y 2.2.3). La primera figura muestra la imagen tomada con la cámara VIIRS (Visible Infrared Imaging Radiometer Suite) del Suomi NPP en la cual se muestra la distribución de ceniza tomada por un canal en el infrarrojo de onda larga ($11.45 \mu m$). En ella se observa la nube provocada por la segunda erupción, y sobre la parte superior derecha, la nube de cenizas sobre territorio argentino, proveniente de la primera erupción, mientras que en la segunda imagen se detalla la nube de cenizas avanzando sobre territorio argentino. Es importante diferenciar las nubes blancas (Vapor de agua) de las más oscuras, conformadas por cenizas. Esta imagen fue tomada a las 14:20 (UTC), el 23 de abril, con el Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) del satélite TERRA de la NASA, en modo imagen de color natural.

2.3 Tercera erupción: 10:30 UTC

El Tercer pulso eruptivo del volcán Calbuco comenzó el 30 de abril a las 10:30 (UTC). Los informes realizados por OVDAS exponen que la actividad de esta fase fue mínima y que sólo se observó una pequeña columna de material particulado que alcanzó una altura máxima de dos kilómetros, con una dispersión con preferencias hacia el noreste variando al este-sureste. También se observó la incipiente emisión de un flujo de lava desde el cráter principal y hacia su costado este, alcanzando distancias que no superaron los 50 metros.

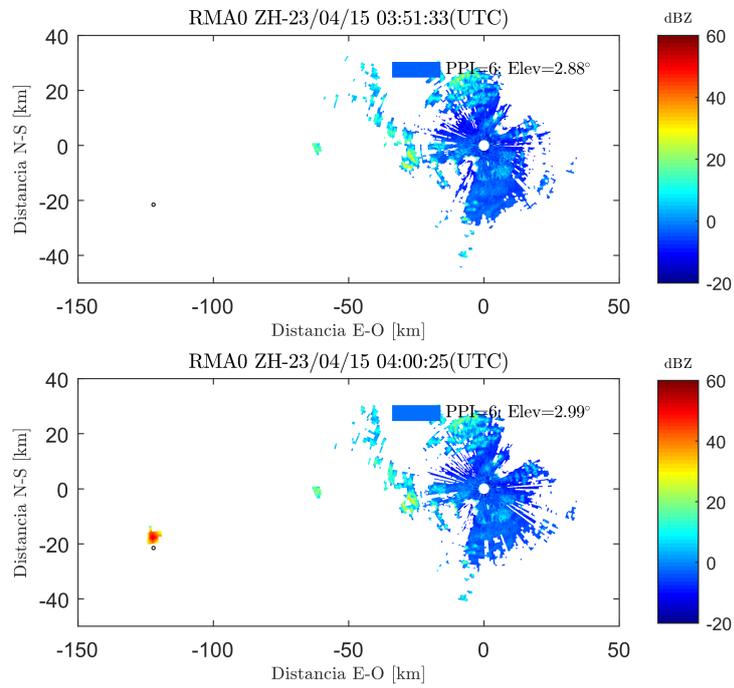


Fig. 2.2.1: Factor de reflectividad horizontal de la zona del volcán Calbuco obtenido con el RMA0 en dos instantes consecutivos de tiempo asociados a la segunda erupción el día 23 de abril de 2015.

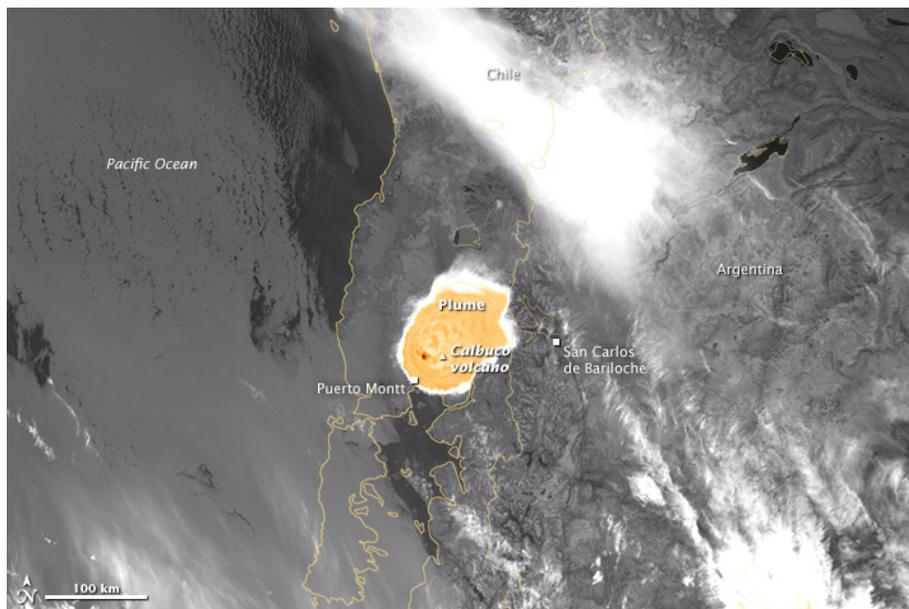


Fig. 2.2.2: Imagen en el infrarrojo tomada por el satélite Suomi npp viirs alrededor 05:15 UTC el 23 de abril de 2015 por la NOAA.

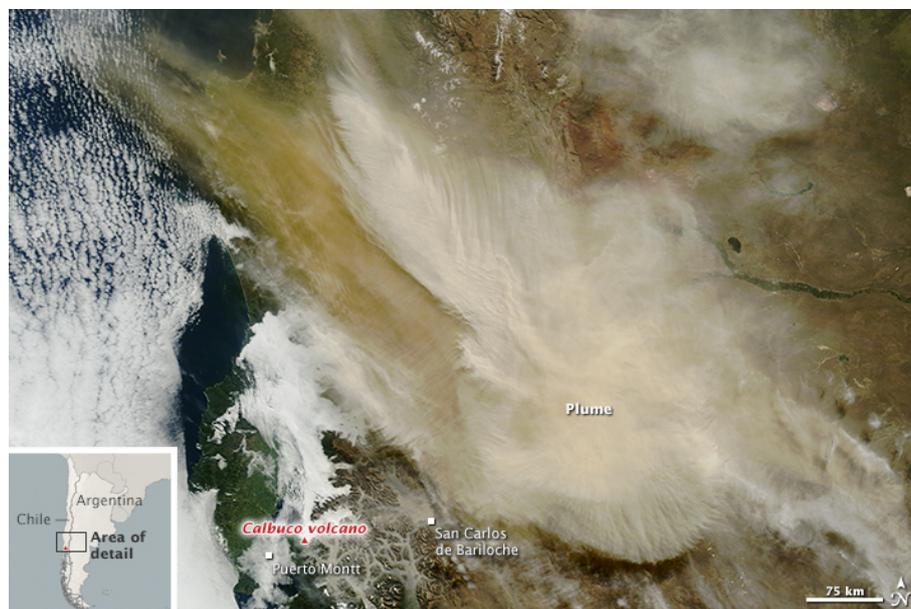


Fig. 2.2.3: Imagen tomada con la cámara MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer) del satélite TERRA de la NASA asociada a la pluma formada durante la segunda erupción, donde se detalla la nube de cenizas avanzando sobre territorio argentino afectando a las localidades de Bariloche y Villa la Angostura, así como también gran parte de la provincia de Río Negro.

Ceniza Volcánica

La ceniza volcánica está caracterizada por fragmentos de roca pulverizada, minerales y particulados de vidrios que se crean durante la erupción de un volcán. En promedio, el tamaño de estas partículas se encuentra por debajo de los 2 mm de diámetro equivalente (D_e). El término ceniza volcánica se utiliza comúnmente para referirse a todos los fragmentos expulsados durante la erupción, siendo esto incorrecto, dado que existen partículas con tamaños mayores a 2 mm de diámetro equivalente. El término correcto para definir los compuestos expulsados durante la erupción es TEPHRA.*

3.1 Propiedades de la Ceniza Volcánica

Durante la erupción de un volcán, se expulsan partículas de diversos tipos y proporciones como resultado de la fragmentación de rocas en su interior. Dichos fragmentos denominados Tephra se caracterizan según su tamaño como: Bloques ($D_e > 64$ mm), Lapilli ($D_e < 64$ mm), Ceniza Volcánica ($D_e \leq 2$ mm) y Polvo Volcánico ($D_e \leq 63$ μ m)(Wright et al., 1980).

Las partículas de ceniza volcánica consisten generalmente en fragmentos angulares de rocas con formas irregulares. Riley et al. (2003) proponen categorizarlas como vesiculares, no-vesiculares e irregulares como se observa en la Fig.(3.1.1 y 3.1.2). Ambas imágenes muestran la morfología que tienen las partículas que componen una nube de cenizas, tomando distintas erupciones. Esta jerarquización se utiliza, entre otras cosas, para determinar la velocidad terminal de caída y la distribución espacial de las partículas que forman la nube de ceniza volcánica. La velocidad terminal de caída es un parámetro importante debido a que determina la distancia a la que una partícula puede ser transportada por el viento (Riley et al., 2003). De esta manera, se espera que tanto la concentración como el diámetro equivalente de las

*Se utiliza la palabra diámetro equivalente ya que estas partículas, en promedio, distan mucho de ser esféricas.

partículas dentro de la nube volcánica decrecerá con la distancia respecto del cráter del volcán, debido a que las partículas más grandes caerán primero (ver Fig.(3.1.3)). Por lo general, las partículas finas ($D_e < 10 \mu\text{m}$) pueden estar suspendidas por largos periodos con la posibilidad de ser transportadas por corrientes de vientos por cientos de kilómetros. Partículas gruesas ($D_e < 64 \mu\text{m}$) permanecen solo algunas horas suspendidas, mientras que las denominadas Bloques ($D_e > 64 \text{mm}$) caen en forma rápida, en algunos minutos, a unos pocos kilómetros de la erupción (Marzano et al., 2006b).

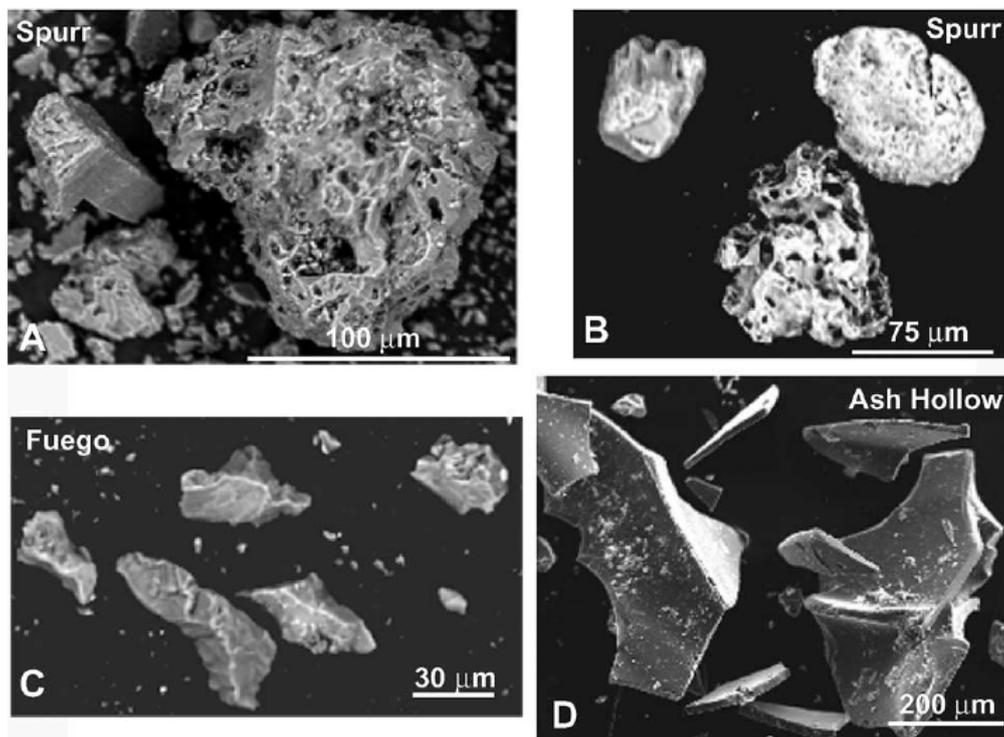


Fig. 3.1.1: Imágenes obtenidas del trabajo de Riley et al. (2003). Aquí se observan las diferentes formas de las partículas que componen la ceniza volcánica, para distintas erupciones volcánicas. (A y B) Erupción del monte Spurr (Alaska) en agosto de 1992, (C) Erupción del volcán Fuego (Costa Rica) en octubre de 1974 y (D) Ceniza obtenida del Parque Ash Hollow de Nebraska.

La densidad aparente de cualquier nube volcánica puede ser variable, teniendo mucha dependencia con la composición química del magma del volcán (Marzano et al., 2006b). La densidad de las partículas individuales pueden variar de $700\text{--}1200 \text{ kg m}^{-3}$ para piedra pómez, $2350\text{--}2450 \text{ kg m}^{-3}$ para los fragmentos de vidrio, desde 2700 hasta 3.300 kg m^{-3} para cristales y 2.600 a 3.200 kg m^{-3} para partículas líticas como se muestra en la Tabla(3.1.1). Bajo estas consideraciones, se puede catalogar que la ceniza volcánica consiste típicamente en pequeñas partículas compuestas de proporciones variables de vidrio volcánico, minerales o cristales y líticas. El primero de estos compuestos, es un fragmento de magma fundido que se enfrió y solidificó durante la erupción. Más específicamente, los fragmentos de vidrio son

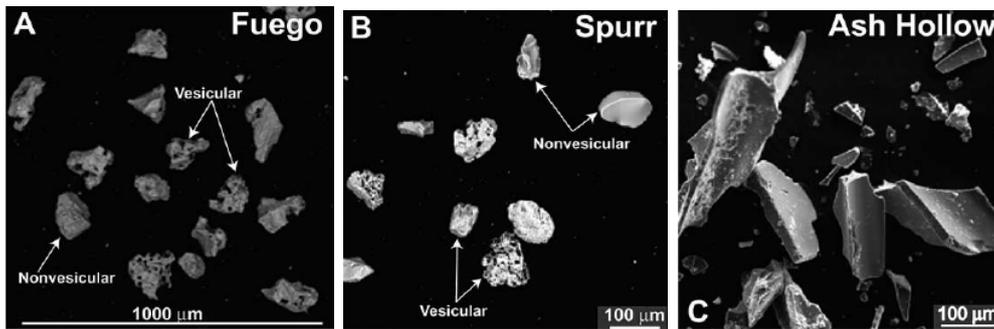


Fig. 3.1.2: Imágenes obtenidas del trabajo de Riley et al. (2003). Aquí se distinguen las formas Vesiculares, no-vesiculares e irregulares.

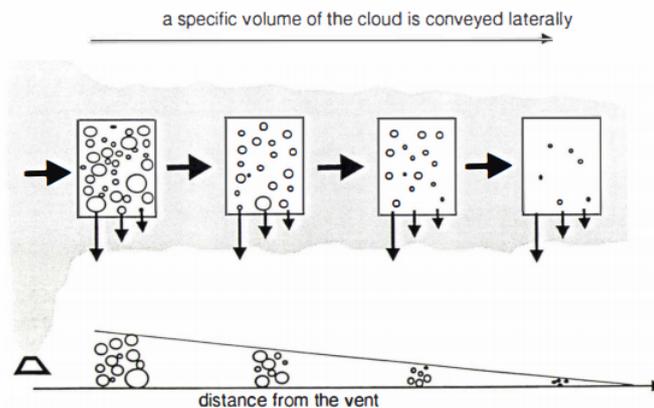


Fig. 3.1.3: Esquema de deposición de thephra en función de la distancia al volcán obtenido del trabajo de Johnston (1997).

restos de diminutas burbujas de gas que se desarrollan y aumentan de tamaño en el interior del volcán durante el ascenso de material que genera la erupción, hasta que llegan a la superficie del cráter. Durante el ascenso, el gas en expansión rompió las burbujas y el material se solidificó formando fragmentos de vidrio de diferentes tamaños y formas. Los minerales dentro de la ceniza volcánica se derivan principalmente del magma. Estos minerales cristalizan y crecen dentro del magma en distintos reservorios dentro del volcán, antes que se produzca la explosión, lo cual establece que la mezcla de minerales dentro de la nube es directamente proporcional a la composición química del magma, como se mencionó anteriormente. Los compuestos líticos surgen como parte del mismo proceso eruptivo por un mecanismo de arrastre de material del mismo volcán. Estos fragmentos de rocas no se encuentran en mayor o menor abundancia dentro de depósitos de cenizas y con frecuencia tienen una forma y textura claramente diferente de los fragmentos de vidrio (Cas and Wright, 1987).

Además de Tephra, durante las erupciones volcánicas, los principales gases expulsados son el vapor de agua (H_2O), el dióxido de carbono (CO_2), el azufre como

dióxido de azufre (SO_2), sulfuro de hidrógeno (H_2S), argón, helio, neón, metano, monóxido de carbono e hidrógeno. Otros compuestos detectados en los gases volcánicos son, el cloruro de hidrógeno, el fluoruro de hidrógeno, el bromuro de hidrógeno, el óxido de nitrógeno (NO_x), el hexafluoruro de azufre y el sulfuro de carbonilo, observando que la abundancia de estos compuestos varían considerablemente de volcán a volcán, siendo el vapor de agua el más común representando más del 60 % de las emisiones totales, mientras que el dióxido de carbono representa típicamente entre el 10 y el 40 % de las emisiones (Sigurdsson et al., 2015). Las erupciones más significativas tienen la capacidad de generar nuevos productos químicos a través de la reconversión de elementos primigenios como ser, dióxido de azufre en ácido sulfúrico (H_2SO_4), que se condensa rápidamente en la estratosfera para formar aerosoles finos de sulfato. Los aerosoles de sulfato también promueven reacciones químicas complejas en sus superficies que alteran las especies químicas de cloro y nitrógeno en la estratosfera. Este efecto, junto con el aumento de los niveles de cloro estratosférico a partir de la contaminación por clorofluorocarbono, genera monóxido de cloro (ClO), que destruye el ozono (O_3) (Simarski, 1992).

Para analizar la altura máxima de pluma, las velocidades eruptivas iniciales son de gran interés debido a que controlan la altura alcanzada por los piroclastos y están relacionados con el exceso de presión de gas. Los radares doppler tienen un gran potencial para medir las velocidades radiales de las partículas de forma continua, aunque resulta muy complicado recuperar velocidades absolutas (Gouhier y Donnadieu, 2011). Estos autores analizaron dos explosiones Estrombolianas durante la fase paroxística del 04 de julio 2001 dadas en el cráter sureste del Monte Etna.

Tipo de Partícula de Ceniza	Densidad (kg m^{-3})
Piedra pómez	700-1200
vidrio volcánico	2350-2450
Cristales y minerales	2700-3300
Otros	2600-3200

Tab. 3.1.1: *Densidad de las partículas individuales de ceniza obtenida del trabajo de Sarna-Wojcicki et al. (1981).*

Una propiedad fundamental a tener en cuenta de la ceniza volcánica, cuando se la intenta estudiar con radares meteorológicos, es la constante dieléctrica ϵ , ya que ésta representa una medida de la polarizabilidad de un material. Como ya se mencionó, el concepto de ceniza volcánica involucra partículas de materiales muy diversos (vidrios, piedra pome, cerámicos, entre otros) por lo que el valor de ϵ será una especie de promedio pesado para las observaciones que realice el radar.

Diversas investigaciones (Adams et al., 1996; Oguchi et al., 2009; Rogers et al., 2010) han analizado las propiedades dieléctricas de la ceniza volcánica tomando erupciones de volcanes de América central, América del Norte y Japón. Los resultados obtenidos en los trabajos arrojan constante dieléctricas promedios con valores de $\epsilon' \approx 5 - 6$ para la parte real y $\epsilon'' \approx 0.08 - 0.27$ para su parte imaginaria.

4

Marco Teórico

En este capítulo se presentan las ecuaciones que describen el modelo propuesto para la caracterización de la erupción del volcán Calbuco.

4.1 Parámetros Principales

Esta sección introduce y describe el principio físico de las variables polarimétricas utilizadas en este estudio tales como: el factor de reflectividad Z_h , el factor de reflectividad diferencial Z_{dr} , la diferencia específica de fase K_{dp} y el coeficiente de correlación ρ_{hv} . Estas variables son estimadas para un radar que transmite en doble polarización simultánea y recibe por canales horizontales y verticales.

Factor de Reflectividad Horizontal

Es la medición más comúnmente realizada por los radares tanto de doble o simple polarización. Esta medición corresponde a la potencia retrodispersada por los hidrometeoros iluminados por el haz de radiación con polarización horizontal. Este factor es proporcional a la sección eficaz de los blancos que se encuentran dentro del volumen de resolución del haz de radar y se puede escribir como:

$$Z_h = \frac{\lambda^4}{\pi^5} \eta_h = \int \sigma_H(D, \epsilon_r) N(D) dD \quad [\text{mm}^6 \text{ m}^{-3}], \quad (4.1.1)$$

donde η_h es la reflectividad del radar, σ_H la sección eficaz de backscattering a la polarización horizontal, $N(D)$ es la concentración de partículas como función del diámetro, λ es la longitud de onda del radar, ϵ_r es la constante dieléctrica relativa de los hidrometeoros y D es el diámetro de equivolumen en milímetros. Si se considera que en todo momento se cumple la condición ($\lambda \gg D$), la sección eficaz horizontal para esferoides queda establecida según (A.1).

Por lo general, todos los radares presentan sus mediciones suponiendo que los blancos son gotas esféricas de agua líquida, para lo cual (4.1.1) se transforma en:

$$Z_h = \frac{\lambda^4}{\pi^5 |K_\epsilon|^2} \eta_h = \int D^6 N(D) dD \quad [\text{mm}^6 \text{ m}^{-3}], \quad (4.1.2)$$

donde $K_\epsilon = \epsilon_r - 1/\epsilon_r + 2$ es el factor dieléctrico asociado al blanco. Es indispensable notar que para el caso en que los hidrometeoros no sean gotas de agua, se debe aplicar una corrección al factor de reflectividad obtenido, debido a que el mismo está calibrado para el factor dieléctrico de agua líquida ($|K_\epsilon|_{\text{agua}}^2 = 0.93$). Las unidades del factor de reflectividad en escala lineal son las que se muestran en (4.1.2), pero dado el rango dinámico que presenta esta variable, se la suele expresar también en un relación logarítmica denominada decibel (dBZ), donde $Z_H = 10 \log(\frac{Z_h}{1 \text{ mm}^6 \text{ m}^{-3}})$.

Reflectividad Diferencial

Los radares meteorológicos polarimétricos tienen la capacidad de transmitir pulsos de radiación en dos polarizaciones, una en sentido horizontal y otra en forma perpendicular a la anterior, mas comúnmente conocidas como polarizaciones horizontal y vertical. Esta capacidad permite definir la reflectividad diferencial entre las dos polarizaciones como:

$$Z_{dr} = \frac{Z_h}{Z_v}. \quad (4.1.3)$$

Aquí, Z_h y Z_v representan los factores de reflectividad en escala lineal calculados a partir de las polarizaciones horizontal y vertical respectivamente. Esta variable, que también puede representada en decibeles considerando $Z_{DR} = Z_H - Z_V$, da información sobre la forma y la orientación que tienen los blancos a estudiar. Un ejemplo de esto se puede obtener en la observación de gotas de lluvia que superan los 5 mm, debido a que las mismas, cuando caen, adoptan una forma oblada que genera un $Z_{DR} > 0$ ya que la radiación retrodispersada es mayor en la polarización horizontal que en la vertical. Esta simple pero importante característica se detalla en la Fig.(4.1.1) en forma esquemática.

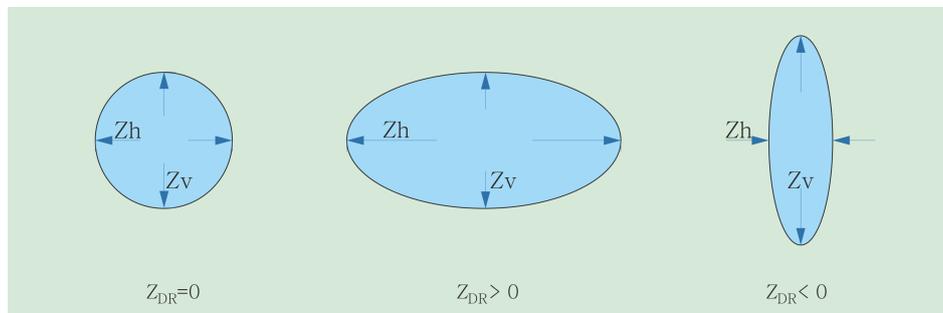


Fig. 4.1.1: Diagrama esquemático que muestra el comportamiento de la variable polarimétrica Z_{DR} asociado a la forma del blanco iluminado.

Hay que tener en cuenta que cuando se analiza una imagen de radar, cada dato recibido corresponde a una celda de resolución cuyo tamaño es variable con la distancia, por lo que cuando se dice que Z_{DR} tiene un valor establecido, lo que ese valor representa es una especie de promedio asociado a las orientaciones de las partículas dentro del volumen de resolución de un determinado bin del radar. Los valores típicos dependen del tipo de blanco a estudiar pero por lo general rondan entre los -2 y 6 dB como se muestra en la Fig.(4.1.2).

ZDR (dB)	-4	-2	-0.5	0.25	1	1.5	2	2.5	3	4	5	6
Lluvia					<i>se incrementa con el tamaño</i>							
Granizo			<i>aumenta con derretimiento (gotas con núcleo de hielo)</i>									
Nieve			<i>aumenta con la humedad disponible</i>									
Cristales de Hielo												
Clutter												
Blancos Biológicos												

Fig. 4.1.2: Valores típicos adoptados por la variable Z_{DR} para distintos tipos de blancos.

El factor de reflectividad diferencial es independiente de los errores asociados a la medición del radar y de la concentración de las partículas, pero depende de la forma, del tamaño y del material de la partícula que cumple el rol de blanco bajo estudio. Sin embargo, hay que tener en cuenta que si los receptores polarimétricos del radar no están calibrados con la misma ganancia, se tendrá un impacto directo sobre el valor de Z_{DR} que ocasionara una falsa lectura y por lo tanto una errónea interpretación del blanco de estudio.

Coefficiente de Correlación

El coeficiente de correlación ρ_{hv} es una medida normalizada de la correlación entre las señales con polarización horizontal y vertical que provienen de cada elemento dispersor dentro del volumen iluminado por el radar. Esta variable es sensible a la diversidad de tamaños de las partículas, a las orientaciones, formas e irregularidades y composiciones de fase que se puedan dar dentro del volumen de muestreo. En otras palabras, la correlación disminuye si las componentes verticales y horizontales de la energía dispersada no se ven afectados de la misma manera. Esta variable es relativamente independiente de la calibración del radar e inmune a los efectos de propagación. Valores no nulos de la fase relativa δ implican efectos de resonancias dados por dispersión de Mie. Al ser una correlación normalizada, los valores de ρ_{hv} están entre 0 y 1.

El coeficiente de correlación puede ser expresado como:

$$\rho_{hv} = \frac{|\langle \sigma_H \sigma_V e^{i\delta_j} \rangle|}{\sqrt{\langle |\sigma_H|^2 \rangle \langle |\sigma_V|^2 \rangle}}, \quad (4.1.4)$$

donde δ_j es la diferencia de fase media entre el canal horizontal y vertical de la j -ésima partícula luego del scattering y $\sigma_{H,V}$ es la sección eficaz de backscattering del canal horizontal y vertical respectivamente. Los brackets representan el promedio, sobre el ensamble, de los tamaños y las formas (relaciones de ejes) de la distribución de los hidrometeoros (Balakrishnan and Zrníc, 1990).

Blancos no meteorológicos, como las aves y los insectos tienen formas complejas y altamente variables dando lugar a ecos de pulsos horizontales y verticales que se comportan de manera muy diferente. Esto hace que ρ_{hv} pueda estar entre 0,9 y 0,75. Para ecos meteorológicos que tienen formas complejas, como ser fases mixtas*, los impulsos horizontales y verticales se comportan de manera algo diferente, pero más parecida de ecos no meteorológicos que resulta en ρ_{hv} entre 0,85 y 0,95. En el caso particular de lluvia, para radares de banda S ($\lambda = 10$ cm), ρ_{hv} no difiere significativamente de la unidad mientras que en banda C ($\lambda = 5.4$ cm) el valor ronda cerca de 0.98 (Ryzhkov and Zrníc, 2005).

En general los valores de ρ_{hv} asociados a blancos, se pueden discriminar de la siguiente manera (ver Fig.(4.1.3)):

- Valores altos de ρ_{hv} , en el rango de 0.96 a 1, indican pequeñas diversidades de blancos, lo que se traduce en la detección de un sólo tipo de blanco que puede ser, sólo gotas de lluvia o sólo partículas de hielo, o partículas de ceniza de tamaño y forma similares, dentro del volumen de la muestra.
- Valores moderados de ρ_{hv} , desde 0.85 a 0.95, indican una gran diversidad de blancos o hidrometeoros, es decir, el radar está detectando una serie de objetivos (por ejemplo, una mezcla de partículas de lluvia y hielo, o posiblemente una mezcla de cenizas de diferentes tamaños y formas y partículas de lapilli) dentro del volumen muestreado.
- Valores bajos de ρ_{hv} , por lo general menores de 0.85, indican, además de una gran diversidad en los objetivos, muchos efectos de resonancias que se generan por blancos cuyos tamaños superan el umbral necesario para un régimen de Mie.

RHO _{hv}	0.2	0.65	0.8	0.9	0.95	0.98	1
Lluvia						decrece el tamaño de las gotas	
Granizo		granizo gigante (resonancias)		disminuye la humedad y tamaño			
Nieve		copos grandes agregado de humedad			disminuye la humedad		nieve seca
Cristales de Hielo					decrecen los cristales, menos diversidad		
Clutter							
Blancos Biológicos							

Fig. 4.1.3: Valores típicos adoptados por la variable ρ_{hv} para distintos tipos de blancos.

*Este termino se refiere a la coexistencia de agua sobre enfriada o al momento en que el hielo comienza a fundirse.

Diferencia de Fase y Diferencia Específica de Fase

El uso de la polarimetría en los radares RMA permite tener información adicional sobre la composición del medio por la cual se traslada la onda. En otras palabras, si el medio presenta un obstáculo a la onda emitida por el radar, ésta podrá sufrir un corrimiento diferencial entre las fases de ambas polarizaciones. Este defasaje esta generado básicamente por la morfología asociada al obstáculo. El caso más conocido, es el efecto que introducen las gotas de lluvia. Dado que las gotas de lluvia son oblatas manteniendo el eje mayor horizontal, la onda que se propaga polarizada horizontalmente a través de la precipitación se encuentra efectivamente con un mayor contenido de agua líquida que la onda polarizada verticalmente. Esto hace que la onda polarizada horizontalmente experimente un cambio de fase mayor por unidad de longitud y se desplace más lentamente que la onda polarizada verticalmente, tal como lo muestra la Fig.(4.1.4). Esto contribuye a un desplazamiento de fase positivo, cuyo valor acumulado a lo largo de la dirección radial es la denominada diferencia de fase $\phi_{dp} = \phi_h - \phi_v$ en grados. Este efecto de propagación es medible y es independiente de la calibración de radar, de los efectos de atenuación, del sesgo de ruido y de la obstrucción parcial del haz (Zrníc and Ryzhkov, 1999). La magnitud de ϕ_{dp} depende de la constante dieléctrica del medio y por lo tanto es mucho más eficaz con partículas de agua líquida que con las partículas de hielo, ya que $\epsilon_{agua} \gg \epsilon_{hielo}$ para frecuencias de microondas.

La fase de una onda que viaja desde el radar hasta el blanco bajo estudio, queda establecida por el producto escalar del vector de onda en el medio y el vector posición en el punto de observación, $(\vec{k} \cdot \vec{r})$. Es necesario considerar dos regiones bien diferenciadas, la región de atmósfera limpia, donde $k_0 = 2\pi f/c$ y la región que contiene las partículas en suspensión, donde $k = 2\pi f n/c$, donde n es el índice de refracción relativo efectivo del medio heterogéneo.

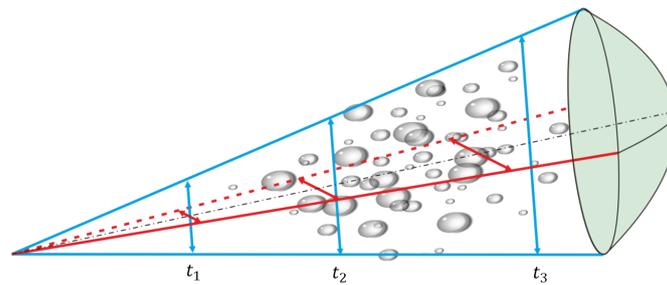


Fig. 4.1.4: Diagrama esquemático que muestra el retraso sucesivo de la onda polarizada horizontalmente (rojo) con relación a la onda con polarización vertical (celeste) cuando las ondas pasan a través de las gotas de agua líquida. En el momento inicial (t_1) las dos polarizaciones están en fase, pero a medida que el tiempo transcurre (t_2 y t_3) las dos ondas se desfasan debido a que la onda horizontal encuentra mas contenido de agua líquida que la horizontal.

Para cuantificar el comportamiento diferencial del medio es necesario pensar en una constante dieléctrica para cada polarización que represente la unidad de

volumen de un medio con mezcla heterogénea entre partículas y aire claro. Bringi and Chandrasekar (2001) modelan esta situación por medio de la aproximación Clausius-Mosotti (ver ApéndiceB). A partir de esta generalización se obtiene:

$$k_{dp} = \frac{k_0\pi}{12} \Re \left\{ \int D^3 [f_h(D, \epsilon_r) - f_v(D, \epsilon_r)] N(D) dD \right\} \quad [\text{rad km}^{-1}]. \quad (4.1.5)$$

Si bien ésta es una formulación teórica que describe el comportamiento de la variable K_{dp} , en la práctica su cálculo se realiza por medio de rutinas numéricas que toman los datos de ϕ_{dp} entre dos celdas para obtener K_{dp} por medio de la expresión:

$$K_{dp} = \frac{1}{2} \frac{\phi_{dp}(r_j) - \phi_{dp}(r_i)}{r_j - r_i}, \quad (4.1.6)$$

donde r_i y r_j representan la posición en rango de dos celdas de radar que pueden o no ser consecutivas, mientras que $\phi_{dp}(r_j)$ y $\phi_{dp}(r_i)$ representan el valor de la diferencia de fase en dichas celdas de resolución.

4.2 La Ceniza Volcánica Como Blanco de Radar

Como ya se mencionó en el Capítulo 3, un nube de ceniza volcánica está constituida por diversos tipos de partículas; éstas varían tanto en forma como en composición química. Los tamaños van desde algunos centímetros (tienen una duración temporal muy limitada en la nube) hasta partículas muy finas con diámetros del orden del μm . Trabajos como Okamoto (2002) y Bonadonna et al. (2011) hacen referencia a los efectos que introducen la forma y rugosidad de las partículas volcánicas en el factor de reflectividad. El efecto de la no esfericidad y orientación fue analizado por Okamoto (2002) utilizando cristales de hielo a una frecuencia de 95 GHz ($\lambda \approx 3\text{mm}$) obteniendo diferencias de entre 5 y 8 dB respecto al caso esférico. En el caso de particulado volcánico, el análisis se complica aún más dado que el material sufre modificaciones en vuelo y cambia su orientación en forma permanente, sobre todo cerca de la fuente. Cabe mencionar también que los fragmentos de lava de gran tamaño se deforman durante el vuelo debido a su naturaleza plástica, como lo atestiguan las formas específicas de bombas volcánicas. Así, esta tesis pretende brindar una primera aproximación del estudio fenomenológico de plumas volcánicas por medio de un radar meteorológico banda C, motivo por el cual se realizan las siguientes consideraciones:

1. Se consideran que las partículas que forman la nube de ceniza son esferoides dieléctricos con $\epsilon_a = 5$. Dado que la parte imaginaria es muy chica, no se la toma en cuenta.
2. Se considera que el forma de la partícula no es un función del diámetro de la misma.

3. La concentración de masa de una esfera equivalente de partículas de ceniza puede ser expresada como (Marzano et al., 2006a):

$$C_a = 10^{-9} \int_{D_{min}}^{D_{max}} m_a(D) N_a(D) dD \quad [\text{gr m}^{-3}], \quad (4.2.1)$$

donde $m_a = \pi/6 \rho_a D^3$ es la masa de la ceniza, la cual queda establecida como una función de la densidad de la ceniza ρ_a (en gramos por metro cúbico) y del diámetro equivalente D (en milímetros). Teniendo en cuenta esto último, y que $N_a(D)$ representa la distribución de tamaños de las partículas de ceniza volcánica, la concentración queda establecida:

$$C_a = \frac{10^{-9}\pi}{6} \rho_a \int_{D_{min}}^{D_{max}} D^3 N_a(D) dD \quad [\text{gr m}^{-3}]. \quad (4.2.2)$$

4.3 Modelado de Datos

4.3.1 Variables polarimétricas y concentración de cenizas.

A partir de los datos obtenidos por el radar se modelan las variables L2 dadas en la Sección (1.3) del Capítulo 1, utilizando un sistema de ecuaciones establecido a partir de las hipótesis fijadas anteriormente; el factor de reflectividad queda establecido por (4.1.1), mientras que la reflectividad diferencial puede ser expresada como:

$$Z_{dr} = \frac{\int \sigma_H N_a(D) dD}{\int \sigma_V N_a(D) dD}. \quad (4.3.1)$$

Aquí, σ_H y σ_V son las secciones eficaces de backscattering o retrodispersión horizontal y vertical respectivamente calculadas bajo el régimen de Rayleigh (ver Apéndice A). De esta manera, utilizando (A.1) para la polarización horizontal y vertical respectivamente y haciendo uso de la segunda hipótesis presentada anteriormente, se obtiene:

$$Z_{dr} = \frac{|f_h(\epsilon)|^2}{|f_v(\epsilon)|^2}. \quad (4.3.2)$$

Las funciones f_h y f_v contienen información sobre la geometría y las propiedades dieléctricas del blanco. Es importante destacar que la segunda hipótesis adoptada solo vale en el caso particular en que los blancos de radar son partículas de Tephra, ya que el tamaño y la morfología de las mismas no pueden ser caracterizadas en función de un diámetro medio (Taylor and Lichte, 1980; Harris and Rose, 1983; Riley et al., 2003), como sí sucede para el caso de las gotas de lluvia (Poffo et al.,

2017). Dicho esto, y haciendo uso de las expresiones (A.2) y (A.3), la reflectividad diferencial queda establecida por,

$$Z_{dr} = \frac{|(\epsilon_r - 1)\xi' + 1|^2}{|(\epsilon_r - 1)\xi + 1|^2}. \quad (4.3.3)$$

La relación existente entre los factores de despolarización dada por $\xi' = (1 - \xi)/2$, válida sólo para el caso de esferoides (Hogan et al., 2012) permite expresar la reflectividad diferencial como una función de una sola variable dada por:

$$Z_{dr} = \frac{|2 + 2\xi(\epsilon_r - 1)|^2}{|2 + (\epsilon_r - 1)(1 - \xi)|^2}. \quad (4.3.4)$$

Dado que los factores de despolarización son funciones que van entre 0 y 1 y $\epsilon_r > 0$, podemos obviar los módulos y obtener así el factor de despolarización vertical como:

$$\xi = \frac{\sqrt{Z_{dr}}(\epsilon_r + 1) - 2}{(\epsilon_r - 1)(2 + \sqrt{Z_{dr}})}. \quad (4.3.5)$$

Otro producto generado por el radar a considerar en este estudio, es la diferencia específica de fase k_{dp} . Esta variable da un idea del comportamiento diferencial del medio con respecto a las polarizaciones horizontal y vertical tal y como se hace referencia en la Sección (4.1). Haciendo uso nuevamente de la segunda hipótesis, la diferencia específica de fase dada en (4.1.5) se puede reescribir como:

$$k_{dp} = \frac{k_0\pi}{12} [f_h(\epsilon_r) - f_v(\epsilon_r)] \int D^3 N(D) dD \quad [\text{rad km}^{-1}]. \quad (4.3.6)$$

En esta última expresión no se tuvo en cuenta la restricción de tomar la parte real de la integral debido a que todas las variables involucradas son reales. Es interesante notar que el término integral que figura a la derecha de la ecuación (4.3.6) es el mismo que figura en la ecuación (4.2.2). La vinculación entre estos términos permite obtener la variable concentración C_a como una función de la diferencia específica de fase K_{dp} y de los factores de despolarización como:

$$C_a = k_{dp} \frac{\lambda \rho_a}{1.8 \times 10^5 (\xi' - \xi)} \quad [\text{gr m}^{-3}]. \quad (4.3.7)$$

4.3.2 Uso del radar para medir la altura de la pluma volcánica

Además de los datos obtenidos desde la interacción microonda-partícula, el radar permite adquirir información adicional de la geometría de la pluma volcánica, permitiendo estudiar el fenómeno de manera más completa. Dado que el modo normal de barrido o “escaneo” de los RMA es el modo PPI, la información que se puede obtener de la pluma volcánica es dada por una especie de cono que atraviesa la región de interés. Este tipo de escaneos permiten delimitar las regiones donde se esta produciendo el evento dando lugar a estimar la morfología.

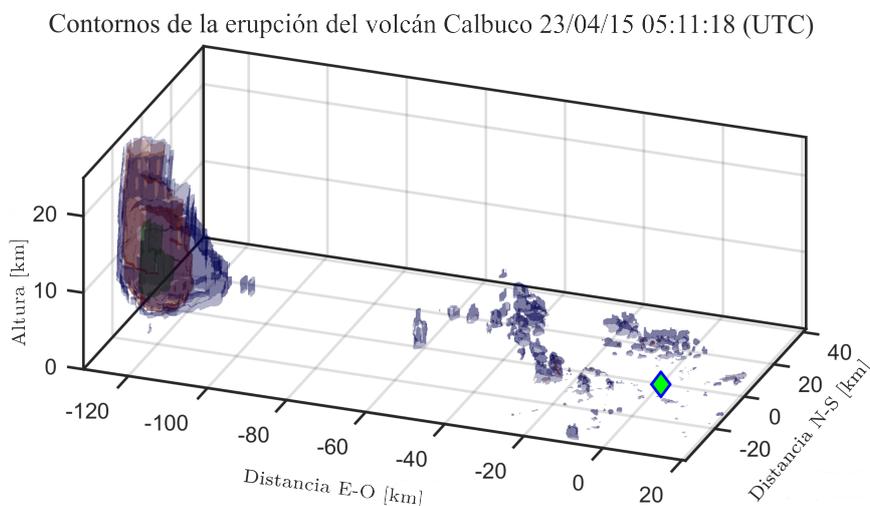


Fig. 4.3.1: Tipo de imágenes que se pueden obtener desde la representación cartesiana de los datos. Esta imagen hace referencia al día 23 de abril de 2015 y a la hora 05:11:18 (UTC). Los colores azul rojo y verde, referencian contornos de reflectividades de 20 (azul), 30 (rojo) y 40 (verde) dBZ respectivamente. La radar esta posicionado en la coordenada (120,120) (representado por un rombo verde). Las demás reflectividades observadas fuera de la columna del radar están asociadas a Clutter.

El radar toma datos en coordenadas polares, pues, va dibujando un cono alrededor de su eje de rotación a medida que aumenta los ángulos de elevación obteniendo valores del factor de reflectividad como una función de elevación angular θ y la posición radial r (ver Fig.1.2.2). Para obtener una imagen representativa en 3D del la pluma volcánica es necesario trabajar Z_h en forma cartesiana por lo que se le aplicará un algoritmo de interpolación denominado *esf2cart* (ver Apéndice C). Mediante *esf2cart* es posible obtener la estructura geométrica de la pluma del volcán para cada set temporal de datos. La Fig.(4.3.1) muestra un ejemplo para el set de datos RMA0_4003_03_TH_20150423T051118Z en la que se representa un gráfico tri-dimensional para tres contornos de datos: 20 dBZ (azul), 30 dBZ (rojo) y 40 dBZ (verde).

Este tipo de representación gráfica permite, entre otras cosas, obtener la altura máxima de la pluma volcánica. Este dato puede ser utilizado para conocer la tasa de material expulsado por la erupción y mediante el análisis de la secuencia temporal, obtener la cantidad total de material arrojado. Ignorando los efectos de incorporación de aire húmedo proveniente de la atmósfera circundante durante el ascenso de la pluma Rose et al. (1995) proponen utilizar una forma simplificada de la ecuación de Morton dada por:

$$H = 236.6 Q^{1/4}. \quad (4.3.8)$$

Aquí, H es la altura de la pluma en metros y Q es la tasa de erupción en kg s^{-1} . La constante 236.6 es un valor calibrado que se utiliza para adecuar las dimensiones de (4.3.8). La relación anterior está basada en una justificación empírica que se

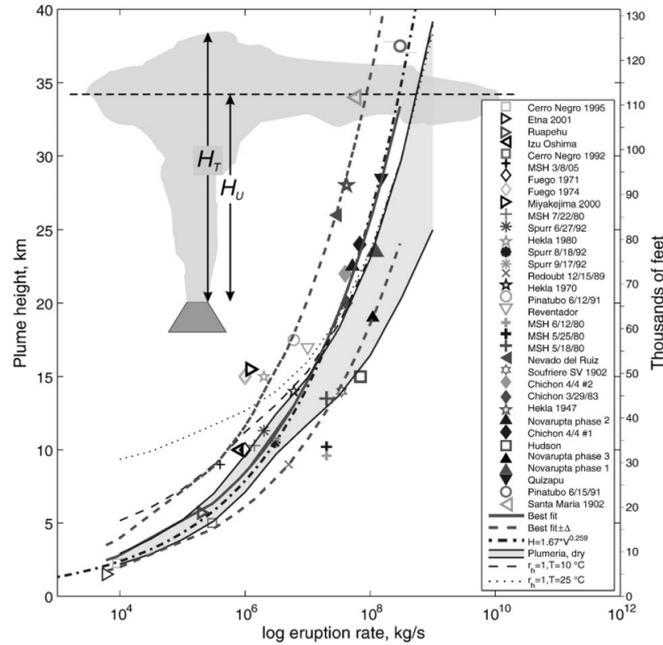


Fig. 4.3.2: *Altura de plumas volcánicas versus la tasa de erupción. Los símbolos para cada erupción se dan en la leyenda y están basados en el trabajo de Mastin et al. (2009). La línea continua negra da el mejor ajuste a los datos. La figura recuadro ilustra la diferencia entre la altura de la parte superior de la columna eruptiva (H_T) y la altura de la nube tipo paraguas (H_U).*

obtiene a partir de observaciones históricas de otras erupciones volcánicas. En la Fig.(4.3.2) se muestra el gráfico de alturas de plumas volcánicas en función de la tasa de erupción presentado por Mastin et al. (2009). Hay que tener en cuenta que (4.3.8) no incluye condiciones de vientos en las calibraciones.

El procedimiento para determinar la altura H de la pluma a través de los datos de radar se basa en tomar planos Π de corte a distintas alturas centrados en la posición del volcán como se muestra esquemáticamente en la Fig.(4.3.3). Cada plano está compuesto por una grilla de $m \times n$ elementos en la cual se evalúa la posición $\Pi_{i,j}$ del plano y se computa si existe algún dato numérico asociado a ese lugar. Las opciones son dos: dato numérico o dato no numérico (NaN). De esta manera, el algoritmo comienza a evaluar datos con un plano que comienza a los 7.5 km buscando el plano que contenga todos sus elementos con dato no numérico $\Pi_{i,j} = \text{NaN}$.

4.4 Correcciones Asociadas a los Datos de Radar

4.4.1 Corrección por bloqueo parcial del haz

El bloqueo parcial del haz puede ser una de las principales preocupaciones cuando se utilizan datos de radar, sobre todo cuando éste está en una región de terreno complejo. Más allá de la generación de clutter debido a ecos de la geografía de

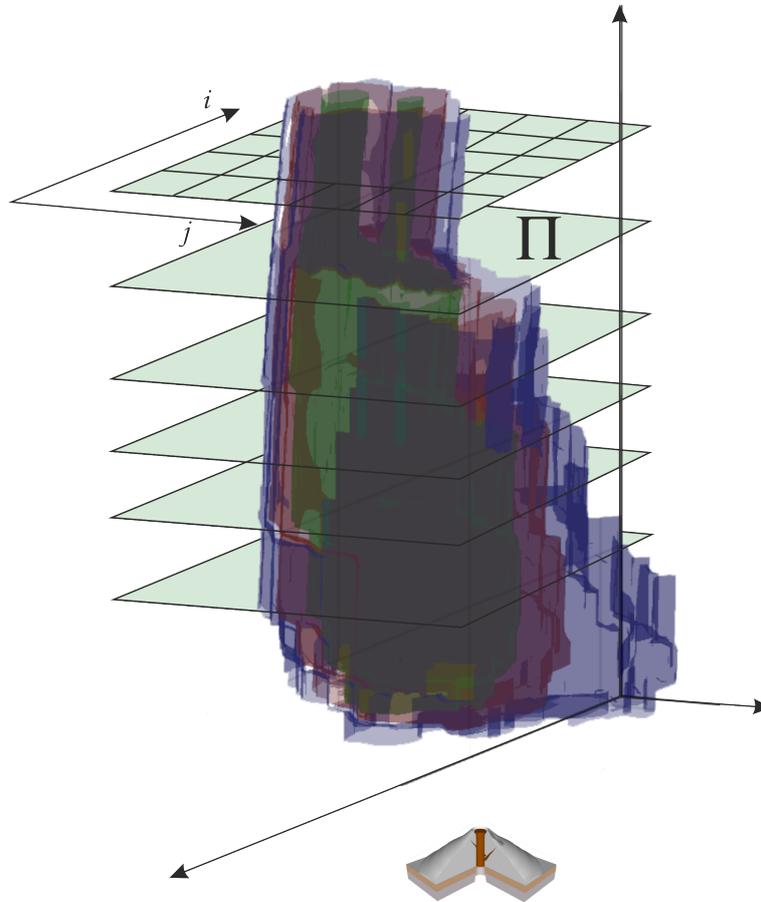


Fig. 4.3.3: Procedimiento para determinar altura en la pluma volcánica. Aquí se muestran los planos de corte Π y la grilla con las posiciones i, j respectivamente.

los alrededores del radar, la intercepción del haz de radar para bajas elevaciones provoca un sesgo en el factor de reflectividad, e incluso puede conducir a la pérdida total de la señal como se muestra en el trabajo de Germann and Joss (2004). Por ejemplo, los efectos sobre la estimación de la precipitación pueden ser drásticos, ya que incluso una pérdida de 3 dB en la señal reduce a la mitad la estimación del factor de reflectividad, lo que claramente repercute en cualquier algoritmo que utilice este dato como parámetro de entrada.

La orografía alrededor del RMA0 es muy compleja, por lo que esta consideración es tomada en cuenta a la hora de corregir los datos del factor de reflectividad. Para exponer este concepto, en la Fig.(4.4.1) se muestran cuatro paneles a distintas elevaciones, la primera y la más baja (asociada al PPI 1) muestra un bloqueo total en la región de color rojo (factor de corrección mayor que 20 dBZ) y bloqueos parciales en las demás regiones. La figura muestra que a medida que se aumenta la elevación del radar, el bloqueo comienza a disminuir permitiendo la observación de regiones anteriormente ocultas. Es de notar que el volcán Calbuco, representado por el triángulo blanco, comienza a hacerse visible a partir del tercer PPI.

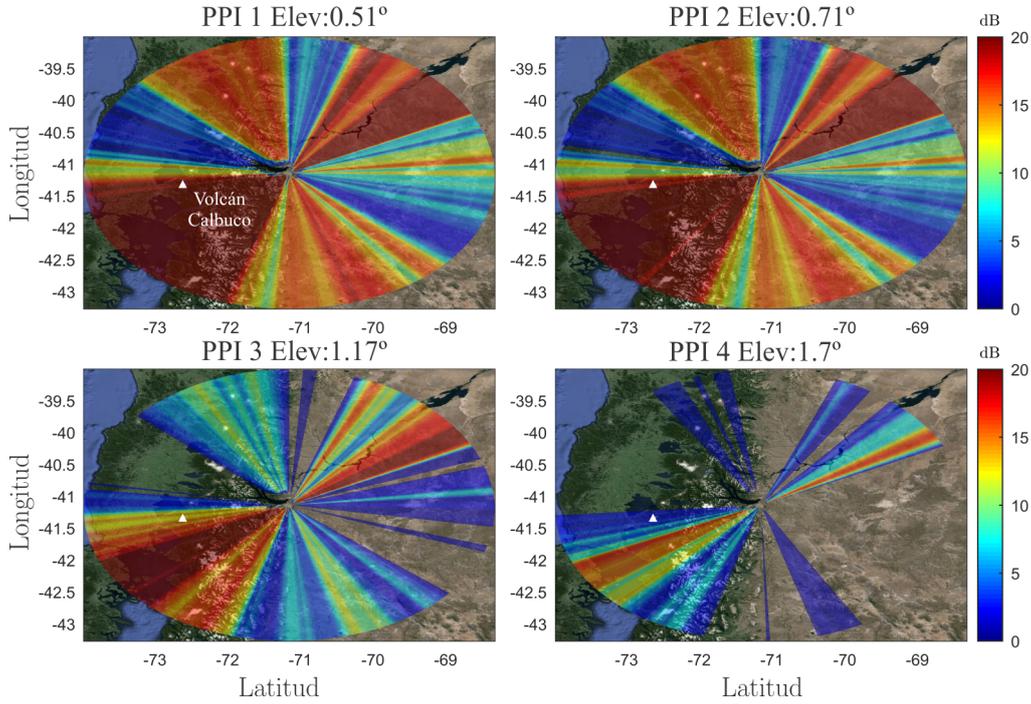


Fig. 4.4.1: Esta imagen muestra como la orografía del terreno alrededor del RMA0 (Bari-loche) bloquea en forma parcial el haz de radar. Los colores establecen el factor de corrección en dBZ. El color rojo intenso (20 dBZ) establece las regiones de bloqueo total del haz. La posición del volcán esta dada por el triángulo blanco.

4.4.2 Corrección sobre el factor de reflectividad

Como se mencionó anteriormente, es necesario corregir el factor dieléctrico K_ϵ que interviene en (4.1.2) cuando los blancos de radar no son hidrometeoros compuestos por agua. Para el caso de interés (ceniza volcánica), el factor dieléctrico deberá corregirse según Marzano et al. (2006a) por $(|K_\epsilon|_{ceniza}^2 = 0,39)$, teniendo en cuenta que por lo tanto:

$$Z_H(ceniza) = \frac{|K_\epsilon|_{agua}^2}{|K_\epsilon|_{ceniza}^2} Z_H(agua) = 2.38 Z_H(agua). \quad (4.4.1)$$

La forma del factor de reflectividad dado por (4.1.2) solo es válida bajo la aproximación de Rayleigh ($\lambda \gg D$). La Fig.(4.4.2) muestra el comportamiento de la sección eficaz de backscattering para el caso de esferas con constante dieléctrica $\epsilon = 72 + 22i$ (agua) en azul y para esferas con constante dieléctrica $\epsilon = 5 + 0.1i$ (ceniza volcánica) en rojo para un radar de banda C ($\lambda = 5.3$ cm). Para ambos elementos, se delimitan las zonas de Rayleigh y Mie. De éste gráfico, se puede ver que las resonancias para el caso de ceniza volcánica comienzan para valores mayores a 1 cm de diámetro efectivo. Según lo definido en la Sección (3.1) del Capítulo (3), la aproximación de Rayleigh es válida para todos los fragmentos de Tephra salvo para los denominados “Bloques”, los cuales no resultan de interés para este trabajo.

De esta manera, la aproximación de Rayleigh es perfectamente válida en la región donde se obtuvieron los datos dado que según lo que se muestra en el Apéndice D por encima de los 5 km solo llegan partículas con diámetros menores al centímetro.

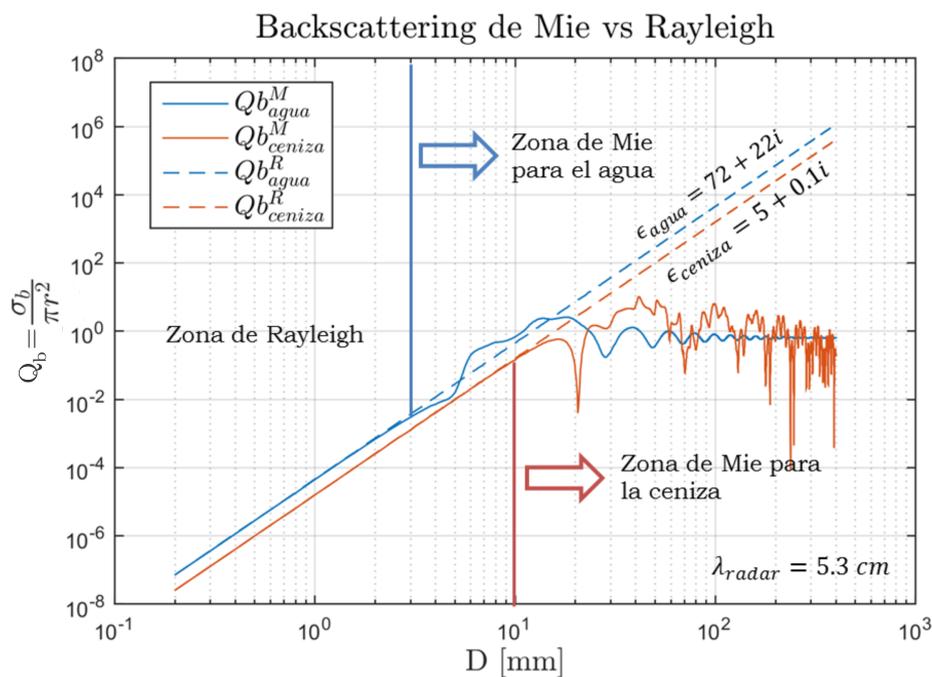


Fig. 4.4.2: Comportamiento de la sección eficaz de backscattering para el caso de esferas con constante dieléctrica $\epsilon = 72 + 22i$ (agua) en azul y para esferas con constante dieléctrica $\epsilon = 5 + 0.1i$ (ceniza volcánica) en rojo para un radar de banda C ($\lambda = 5.3$ cm). Para ambos elementos, se delimitan las zonas de Rayleigh y Mie. Q_b es la sección eficaz de backscattering normalizada al área transversal de la partícula

La importancia de analizar la región de validez de (4.1.2) se expone en la Fig.(4.4.3). En la misma se evidencia en forma esquemática el comportamiento de la dispersión que generan distintos tamaños de partículas para una determinada longitud de onda. La dispersión asociada a las dos primeras esferas se pueden aproximar por el scattering de Rayleigh en el cual la dispersión hacia adelante y hacia atrás son simétricas. Mientras que para las últimas dos esferas, existe un factor de asimetría que modifica la magnitud de la dispersión en ambas direcciones (Fu and Sun, 2001).

Como aplicación de radar, si no se tiene en cuenta este principio, se puede estar sub-estimando o sobre-estimando el tamaño del blanco y cometiendo errores en los sucesivos productos de radar generados a partir de la sección eficaz de backscattering.

Otro concepto a corregir es el de la atenuación que sufre el haz de radar en su trayectoria por la atmósfera. El mecanismo de atenuación, al igual que el bloqueo parcial del haz, produce un sesgo del factor de reflectividad generando un sub-estimación del eco de radar. Muchos son los mecanismos que degradan al haz en su trayectoria por la atmósfera, dentro de los cuales, los más importantes a mencionar son el de gotas de nube con una atenuación de 2×10^{-3} dB km⁻¹, el de gases atmosféricos con una atenuación de 1.3×10^{-2} dB km⁻¹ (en condiciones normales

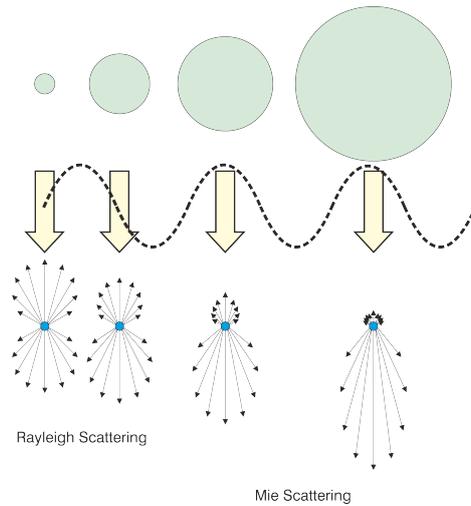


Fig. 4.4.3: Comportamiento esquemático de la dispersión generada por partículas de distintos tamaños para una determinada longitud de onda.

de presión y temperatura) y el que produce las gotas de precipitación con una atenuación de $4 \times 10^{-2} \text{ dB km}^{-1}$ (Poffo et al., 2017). En éste trabajo no se tuvo en cuenta ningún mecanismo de atenuación debido a que en el momento de la erupción, el cielo estaba sin cobertura de nubes, con lo cual sólo quedaba por considerar la atenuación por gases atmosféricos, factor que se consideró despreciable por la distancia a la que se encontraba el evento (a 120 km y tomando en cuenta la altura del haz, es tan sólo 0.48 dB de atenuación).

4.4.3 Corrección sobre la reflectividad diferencial

El factor de reflectividad diferencial, como se ve en (4.1.3) esta determinado por la relación entre la potencia del eco que reciben el canal horizontal y el canal vertical. Claramente, esta variable no se ve afectada por fenómenos como la atenuación o la obstrucción parcial del haz, pero si susceptible a la calibración individual de los receptores en los respectivos canales. En otras palabras, si los receptores están calibrados con distintas ganancias, la relación que da origen a la reflectividad diferencial sería errónea y por lo tanto se incurriría en un falso análisis.

Durante el progreso de este trabajo, se encontraron incongruencias en los datos de la variable polarimétrica Z_{DR} por lo que se contactó con personal de INVAP S.E. (encargados del desarrollo y construcción de los radares). Mediante varios análisis se llegó a la conclusión de que la ganancia entre canales receptores era distinta, siendo la del vertical 4.8206 dB por debajo de la del canal horizontal que era el canal calibrado. Esto permitió corregir todos los volúmenes de datos sumándole dicho factor al canal vertical.

4.4.4 Corrección sobre la diferencia específica de fase

Para poder estimar la concentración de ceniza volcánica por medio de (4.3.7) es necesario una correspondencia entre las celdas de las variables K_{dp} y Z_{dr} . Debido a las características de las distintas estrategias de barrido del RMA0, la variable K_{dp} comienza a registrar datos un intervalo posterior al comienzo de Z_{dr} . Para ser más precisos, la variable K_{dp} comienza a registrar datos a partir de los 4620 m respecto del radar, mientras que Z_{dr} comienza a registrar desde 1620 m. Es decir hay un desfase entre las celdas de radar que debe ser corregido antes de correlacionar las variables. También se debe mencionar, que no sólo el problema se encuentra al comienzo de la medición, sino también al final dado que la longitud de ambas variables es distinta, conteniendo siempre más datos Z_{dr} . La Fig.(4.4.4) muestra esquemáticamente como difieren las dimensiones de las dos variables involucradas (Z_{dr} y K_{dp}) y como queda fabricada la variable auxiliar para realizar los cálculos.

Para cualquier estrategia de barrido del RMA0, los anchos de las celdas de radar o gate asociados a las distintas variables polarimétricas siempre son los mismos, razón por la cual se aplica la siguiente corrección:

$$\text{offset}(K_{dp}) = \text{round}\left(\frac{\text{ini}K_{dp} - \text{ini}Z_{dr}}{\text{ancho de gate}}\right), \quad (4.4.2)$$

la función **round**, se utiliza para redondear al entero mas próximo. Así, a partir de (4.4.2) se obtiene el número de gates que se deben incorporar al inicio de la nueva variable corregida $K_{dp\text{new}}$ (ver Fig.(4.4.4)). Estos gates iniciales que se agregan serán valores bajo el formato NaN. Para rellenar la parte final de la variable, sólo es necesario conocer el número de celdas de Z_{dr} y agregar lo que sea necesario al final de $K_{dp\text{new}}$ bajo el formato de datos NaN. Esta corrección es posible de llevar a cabo ya que los datos de interés no se encuentran en los extremos de las variables, sino mas bien en la zona central.

Por medio de (4.4.2) es posible obtener la correspondencia necesaria entre los gates de las variables k_{dp} y Z_{dr} . Sin embargo, los valor que arroja la variable K_{dp} dada por el radar son erróneos ya que no presentan una correspondencia con la variable ϕ_{dp} . Recordemos que, la diferencia específica de fase es la derivada espacial de ϕ_{dp} , es decir que si ϕ_{dp} no varía en función de la coordenada radial, o en realidad varía poco, no deberían esperarse grandes cambios en K_{dp} . La Fig.(4.4.5), asociada al volumen de datos 20150422T213735 muestra tres PPIs asociados a un mismo ángulo de elevación, en su panel superior se presenta la variable ϕ_{dp} . En la misma se puede apreciar que la diferencia de fase no varía significativamente salvo en una pequeña región a la izquierda de la pluma. En el panel central se presenta la variable K_{dp} dada por el radar, observando regiones de elevada magnitud sin corresponderse esto con el panel superior. En el panel inferior, se presenta la variable K_{dp} obtenida con un algoritmo desarrollado para este trabajo que se explicara a continuación. Antes de entrar en estos detalles, podemos observar que el panel inferior de la Fig.(4.4.5) de las variaciones radiales de ϕ_{dp} obteniendo valores bajos (color azul de la imagen) en la región principal de la nube de cenizas y valores más elevados en la región donde la diferencia de fase aumenta.

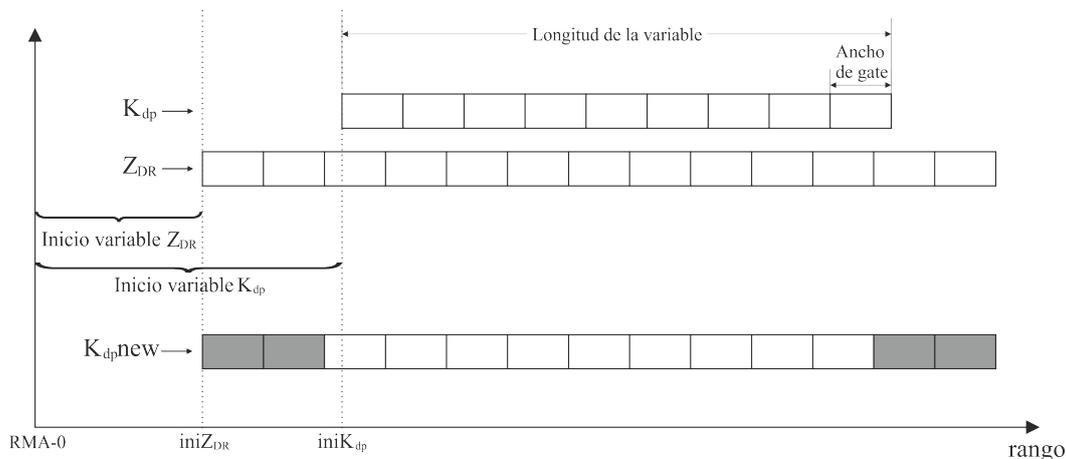


Fig. 4.4.4: Corrección Aplicada a la diferencia específica de fase por falta de coincidencia entre la posición de los gates con la variable de reflectividad diferencial. Para cualquier estrategia de barrido del RMA0, los anchos de los gates asociados a las distintas variables polarimétricas siempre son los mismos. Sin embargo, la posición en que comienza la medición de cada variable es distinta. Los gates sombreados en la variable K_{dpnew} corresponden a valores NaN .

Para obtener la variable K_{dp} desde la diferencia de fase se utilizó un método de ventana dinámica en donde se separó el conjunto de datos que obtiene el radar en cada azimut en dos regiones. La primera región o ventana de trabajo va desde los 38 km hasta 98 km de rango y la segunda va desde 98 km hasta los 240 km. En cada región se realiza un proceso de control de los datos teniendo en cuenta que la diferencia de fase en una variable acumulativa que vuelve a cero después de 360° , teniendo en cuenta que hay puntos que es necesario descartar y que la aproximación se realiza por medio de un polinomio de cuarto orden. Un ejemplo de esto se ve en la Fig.(4.4.6), donde en el primer panel (de izquierda a derecha) se muestra la variable ϕ_{dp} mostrando un comportamiento muy ruidoso, en el segundo panel se muestra el ajuste realizado por medio de la línea roja, mientras que por último en el tercer panel se muestra la variable K_{dp} obtenida.

El método para obtener K_{dp} desde la curva ajustada que se muestra en el segundo panel de la Fig.(4.4.6) es derivar punto a punto la curva y asignar el correspondiente valor de rango. Como se puede observar este método mejora la estimación de la variable con respecto al dado en (4.1.6).

4.5 Modelo Balístico de Volcán (MBV)

Para poder determinar si la teoría utilizada para cuantificar información de la erupción del volcán Calbuco por medio del RMA0 fue necesario realizar un modelo balístico de volcán en el cual se estudiara a primera aproximación el comportamiento de las partículas expulsadas durante la erupción. Según (Mastin, 2011), durante

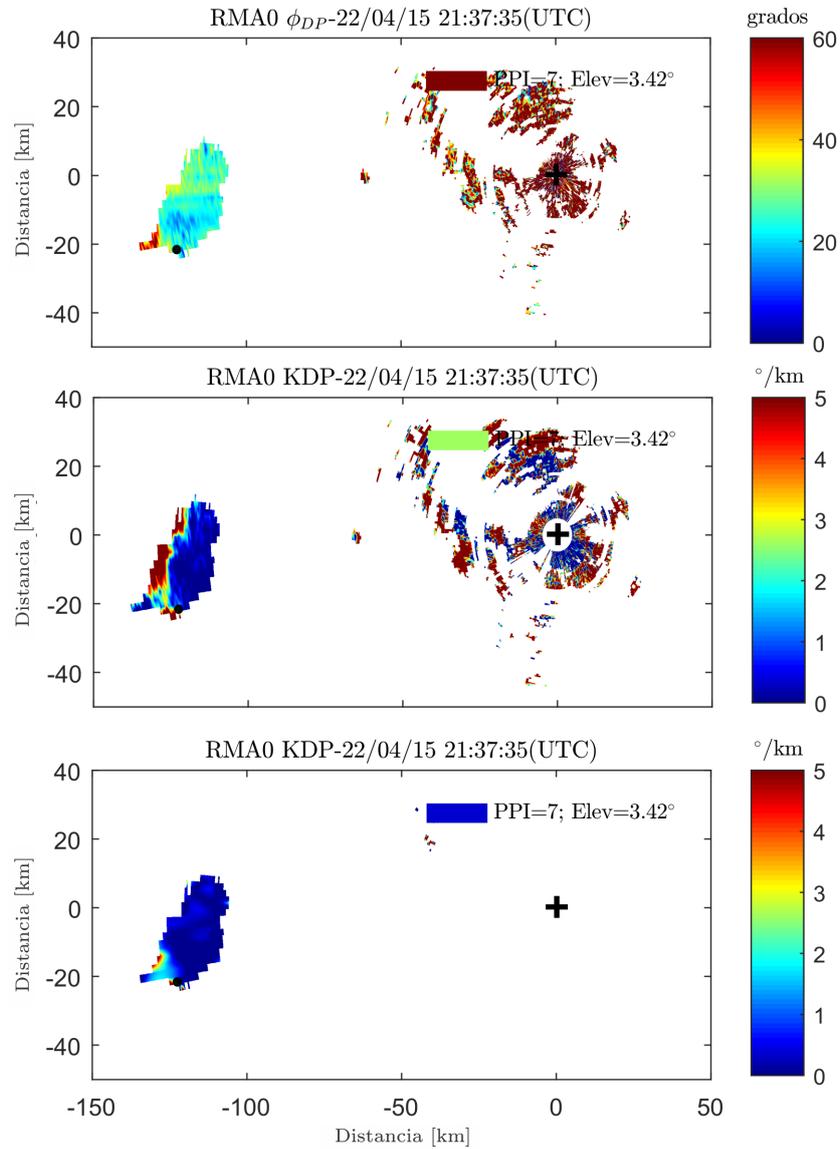


Fig. 4.4.5: Esta imagen muestra la diferencia entre los valores K_{dp} generado por el radar en el panel central y K_{dp} obtenido en el panel inferior, ambas referidas a la variable ϕ_{dp} del panel superior. Tener en cuenta que todas corresponden al mismo instante temporal

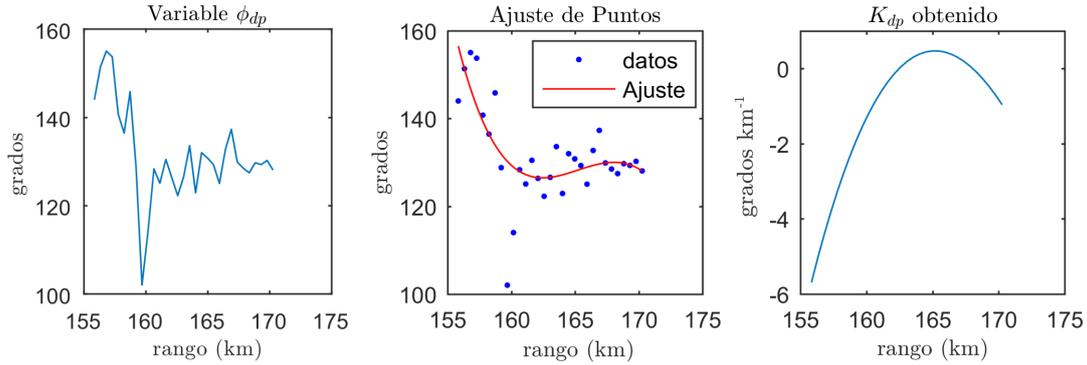


Fig. 4.4.6: Esta figura muestra el proceso para obtener la variable K_{dp} desde la diferencia de fase por medio de una curva de ajuste. El primer panel describe el comportamiento de la diferencia de fase, el segundo muestra el mejor ajuste obtenido por medio de un polinomio de cuarto orden (curva roja), mientras que el tercero es el resultado de derivar punto a punto la curva de mejor ajuste.

las erupciones volcánicas se producen explosiones discretas que expulsan nubes de ceniza, lapilli, bloques y bombas, gas volcánico y, en algunas circunstancias, agua externa. La erupción comienza con un frente que evoluciona desde una forma más o menos esférica a proyecciones en forma de dedos en cuyo ápice se encuentran los fragmentos más grandes (bloques, bombas). Detrás de la parte frontal del dedo se agrupan las partículas más chicas de Tephra y ceniza mezclada con gas. Esta configuración dura unos pocos segundos, ya que los bloques se separan rápidamente de la nube que se mueve verticalmente.

El estudio de las partículas que se transportan durante la erupción es importante ya que la teoría de dispersión a utilizar en el modelo depende de la relación que existe entre la longitud de onda del radar y el diámetro efectivo de las partículas iluminadas. Este modelo denominado MBV, desarrollado en el Apéndice D, muestra que las partículas que superan los 5 km de altura son menores al centímetro de diámetro, como se muestra en la Fig.(D.2). En la misma se realizan varias simulaciones, con distintos diámetros iniciales de partículas obteniendo su trayectoria como función del tiempo para una densidad media de 1800 kgm^{-3} . Este desarrollo permite asegurar que la aproximación de Rayleigh es correcta en nuestro modelo de dispersión de partículas que se expone en el Apéndice A.

4.6 Errores asociados a las mediciones de radar

Las mediciones de radar tienen una serie de errores intrínsecos como el apuntamiento del haz y los valores de dispersión obtenidos de los hidrometeoros, este último causado por la interferencia de la radiación de retrodispersión. El haz de radar tiene un ancho angular de 1° al salir de la antena, luego este se expande aproximadamente a 2 km de diámetro a 124 km de distancia con respecto al radar; por lo tanto, la

altura de la nube de cenizas tendrá una incertidumbre de aproximadamente ± 1 km. Así, el flujo de cenizas debe escribirse como $\delta Q/Q = 4\delta H/H$, donde δQ es el valor del error asociado a la tasa de material arrojado a la atmósfera por el volcán determinado por Q , calculado por medio de (4.3.8) y δH es el error estimado para la medición de la altura H realizada por el radar. Posteriormente, estos errores deben ser propagados a Q_{total} para la estimación final de la cantidad de material arrojado a la atmósfera durante el tiempo que duro la erupción. El otro error mencionado tiene que ver con un problema estadístico. Cada partícula re-emite con su propia fase (dada su posición), por lo que la señal que llega a la antena, será la suma de un conjunto de partículas. A medida que las partículas cambian sus posiciones relativas (y fase) esta suma varía enormemente. El promedio sobre pulsos infinitos daría la reflectividad correcta; sin embargo, es poco práctico. Por otro lado, un número finito de pulsos da una respuesta razonable pero con cierta incertidumbre. Un análisis simple muestra que la desviación estándar tiene la misma magnitud que la media, y por lo tanto el error será $Z_{err} = 10/\ln(10) N^{-1/2}$ dBZ, siendo N el número de pulsos que envía el radar para promediar un valor de medición. Así pues, el factor de reflectividad se entenderá expresado por $\bar{Z} \pm 0,75$ dBZ. Otras variables polarimétricas como ϕ_{dp} y K_{dp} tienen errores más difíciles de estimar. Estas variables miden las propiedades efectivas del medio por el que atraviesa el haz de radar, y aunque son ruidosas, son independientes de la interferencia. Por otro lado, Z_{dr} , al ser un cociente, cambiará relativamente menos que Z_h pulso a pulso dado que la señal en los canales H y V se modificará en forma simultánea y proporcional.

Dado que los errores de medición en fase no están bien estimados, no se puede caracterizar un error en la concentración de cenizas dada por C_a en (4.3.7). Sin embargo, para validar los resultados obtenidos, los mismos serán comparados con mediciones realizadas por varios autores que estudiaron volcanes utilizando métodos distintos.

Análisis y Discusión de los Resultados

En este Capítulo se presentan los volúmenes de datos que se utilizaron para realizar el trabajo y los resultados obtenidos al aplicar los conceptos del Capítulo, anterior haciendo uso de la polarimetría del radar y de un modelo balístico aplicado a las partículas expulsadas por el volcán durante la erupción. También se analizan y discuten los resultados obtenidos.

5.1 Volúmenes de datos

Se analizaron 97 volúmenes de datos de radar para los días 22 y 23 de abril de 2015. Dichos datos fueron obtenidos a partir de dos estrategias distintas. La primera de las estrategias de barrido contiene 12 ángulos de elevación: 0.51° , 0.72° , 1.17° , 1.89° , 2.22° , 2.99° , 3.41° , 4.93° , 6.84° , 9.04° , 11.78° , 15.01° y un ancho de gate de 480 m. La segunda estrategia contiene 8 ángulos de elevación: 0.51° , 1.12° , 2.26° , 3.34° , 4.84° , 11.8° , 14.94° , 19.2° y un ancho de gate de 240 m.

5.1.1 Factor de reflectividad

Los volúmenes de datos analizados se presentan en las Fig.(5.1.1) y la Fig.(5.1.2). La primera imagen corresponde a la erupción del 22 de abril de 2015 y consta de 26 PPIs de datos obtenidos entre las 21:09:28 y las 22:50:43 (UTC). De esta figura, puede observarse la evolución del factor de reflectividad Z_H de la erupción captada por el radar para una elevación de 3.4° (≈ 8 km de altura sobre el volcán). En la misma, puede notarse que la columna principal de la erupción (delimitada por el contorno amarillo, entre el rojo y el verde) mantiene aproximadamente la superficie desde el panel número 7 (contando de izquierda a derecha) hasta el panel número 20 indicando toda la etapa de apogeo de la erupción. Los primeros 7 paneles presentan

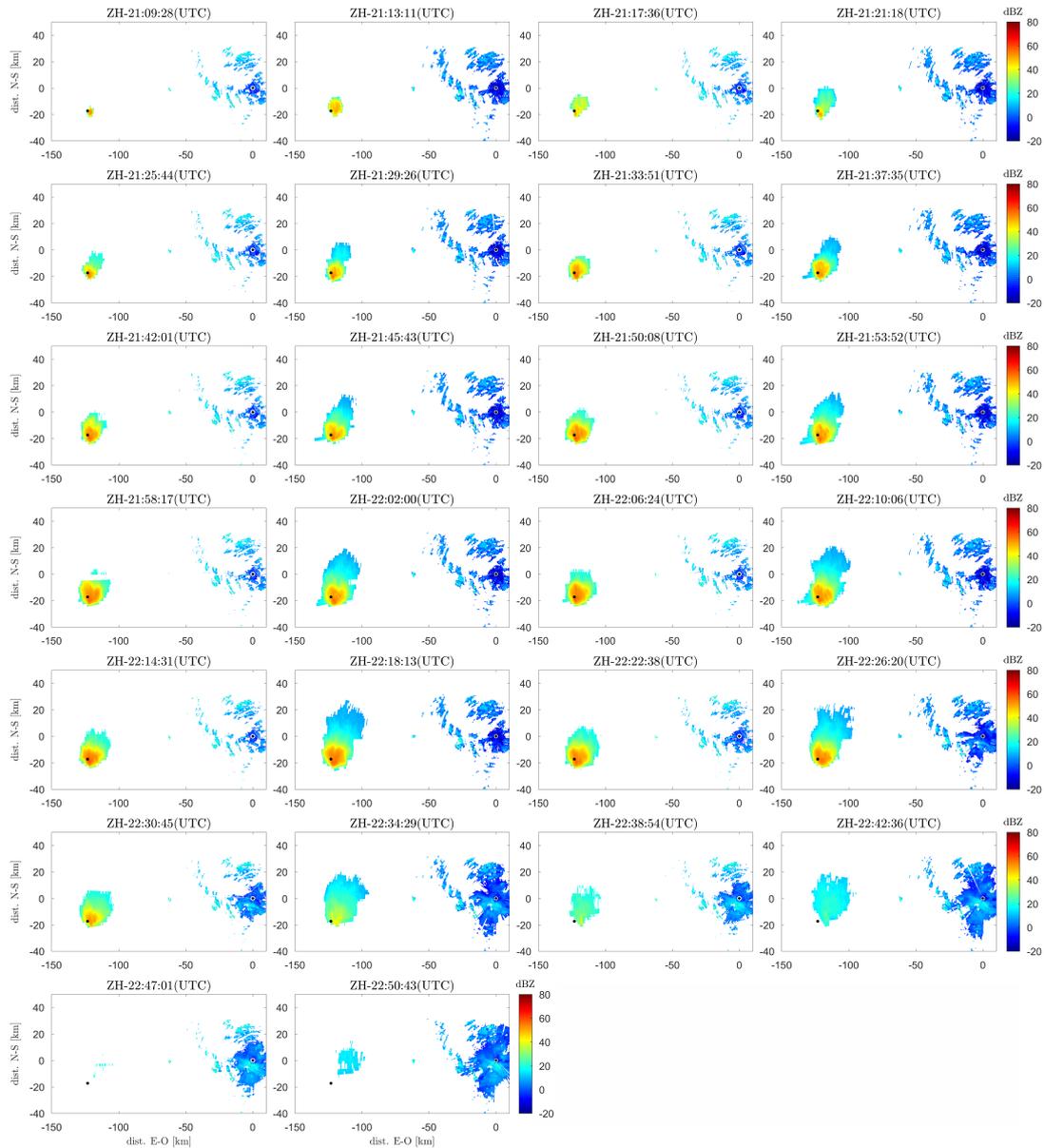


Fig. 5.1.1: PPIs de los 26 volúmenes de datos asociados a la evolución de la primera erupción del volcán Calbuco el 22 de abril de 2015. Cada uno de los paneles representa el factor de reflectividad Z_H para el PPI 7 cuyo ángulo de elevación es de 3.4° . La altura de observación de las imágenes es de aproximadamente 8 kilómetros snm.

el comienzo de la erupción, mientras que los últimos 4 evidencian la culminación. Esta imagen consta de 4 columnas, la primera y la tercera (contando de izquierda a derecha) están asociadas a la segunda estrategia de barrido, mientras que la segunda y cuarta columna a la estrategia número 1 (ver Capítulo 1). Es importante observar la dependencia de la forma de la nube volcánica con la estrategia utilizada de barrido. Esto se debe básicamente al ancho del gate utilizado para la observación. En otras palabras, la potencia recibida por el radar es directamente proporcional a la suma de todos los elementos que producen scattering y por lo tanto, si se aumenta el ancho de la celda de radar, se incluyen más dispersores y aumenta la potencia recibida lo cual permite mejorar la relación señal/ruido y detectar objetos más débiles pero a expensas de la resolución espacial.

La segunda erupción (día 23 de abril de 2015) se referencia en la Fig.(5.1.2) con un total de 71 volúmenes de datos comprendidos entre las 03:51:33 y las 09:54:48 hs(UTC). Esta imagen, también refleja la evolución del factor de reflectividad Z_H para un ángulo de elevación de 3.4° correspondiente al PPI 7.

Aquí, el apogeo de la erupción se evidencia desde el panel número 5 hasta el panel número 60, aproximadamente. Los primeros 4 paneles manifiestan el comienzo de la erupción, mientras que los últimos 11 evidencian la culminación. Esta imagen, indica el mismo comportamiento que la imagen de la Fig.(5.1.1) en cuanto a la dependencia de la morfología de la nube con la estrategia utilizada del radar, en este caso, la primera, tercera y quinta columna están asociadas a la primera estrategia de barrido, mientras que las restantes lo están a la segunda estrategia.

En ambas figuras, el punto negro que se observa sobre la erupción en todos los paneles exhibe la posición del volcán respecto del radar. El diámetro del punto representa en forma escalada al diámetro del cráter del volcán (≈ 1.5) km. El radar se encuentra en el origen de coordenadas de cada panel y alrededor del mismo se observan ecos de bajo factor de reflectividad (color azul) los cuales están asociados al clutter de terreno dado por la geografía que se encuentra en las inmediaciones del radar. Los datos analizados muestran que la primera erupción duro un poco más de 1 hora, mientras que la segunda se extendió por más de 6 hs registrando ecos correspondientes a partículas de ceniza ($0.063 \text{ mm} \leq D_e \leq 2 \text{ mm}$) suspendidas a aproximadamente 8 km de altura tal como se observa en la la Fig.(5.1.3). Esta imagen muestra un corte realizado sobre un volumen de datos cartesiano por medio de un plano en dirección E-O posicionado 20 km la sur del radar. Dentro de la figura se destacan, en primer lugar, las elevaciones de sensado del radar para ese volumen y la elevación del terreno asociada a esa dirección particular. De esta manera, se observa que los primeros datos registrados se logran recién a partir de 1.8° de elevación y que las partículas dispersoras se encontraban a casi 5 km de altura sobre el nivel del mar. Según el Modelo Balístico de Volcán (MBV), presentado en la Sección (4.5), el factor de reflectividad asociado a observaciones por encima de los 5 km pertenece a partículas con diámetros menores a los 5 milímetros.

Los valores del factor de reflectividad observados en las Fig.(5.1.1, 5.1.2 y 5.1.3) fueron corregidos por el factor dieléctrico de la ceniza dado en (4.4.1) y por la obstrucción parcial del haz debido a la orografía del terreno como se muestra en la



Fig. 5.1.2: PPIs de los 71 volúmenes de datos asociados a la evolución de la segunda erupción del volcán Calbuco el 23 de abril de 2015. Cada uno de los paneles representa el factor de reflectividad Z_H para un ángulo de elevación de 3.4° correspondiente al PPI 7.

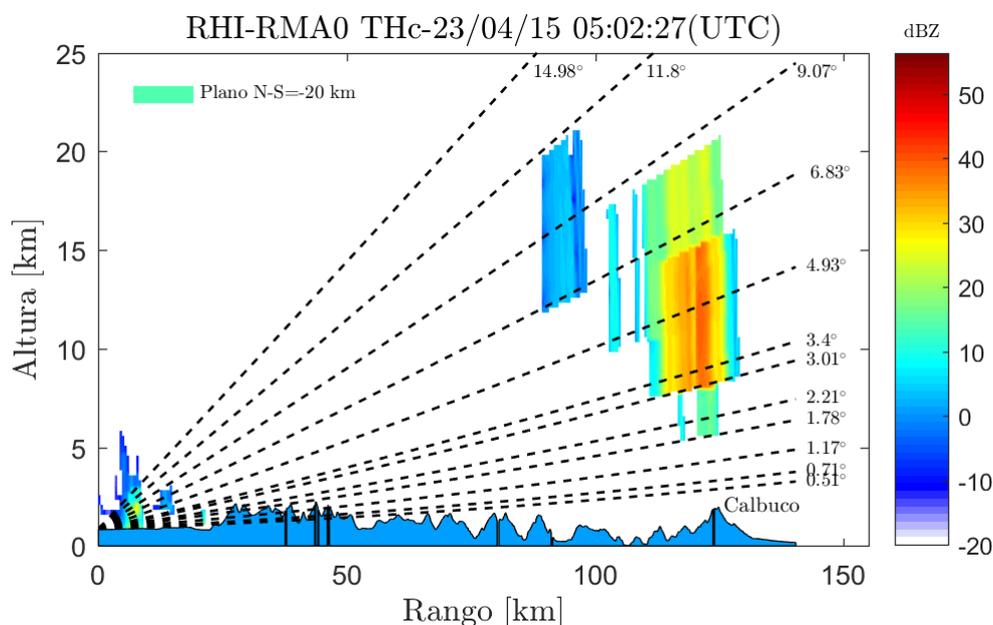


Fig. 5.1.3: Corte RHI realizado con el algoritmo de interpolación implementado en el Apéndice (C). Esta imagen ofrece en la parte inferior la orografía de terreno asociada al azimuth de observación y los ángulos de elevación del radar en líneas de puntos. En la misma se representa el factor de reflectividad horizontal en dB de la pluma del volcán Calbuco para el día 23 de abril de 2015 a las 05:02 UTC.

Fig.(4.4.1) de la Sección (4.4).

La Fig.(5.1.4) muestra los valores máximos de factor de reflectividad para cada volumen de datos analizado. En esta figura se observa que: el valor máximo que toma el factor de reflectividad durante la primera erupción del volcán es de 64.34 dBZ para un ángulo de elevación de 3.4° y se genera a las 22:06:2 UTC. De la misma forma, los máximos de factor de reflectividad asociados a la segunda erupción se muestran en la Fig.(5.1.5). Aquí, el valor máximo que toma el factor de reflectividad es de 60.83 dBZ a las 04:31:26 UTC.

En ambos casos, dichos valores se obtienen por medio de una rutina que busca los valores más altos para cada elevación y luego entre ellos se busca el máximo. Los máximos asociados a ambas figuras siempre se dan al mismo ángulo de elevación $\theta_e \approx 3.5^\circ$. Esto dista de ser una casualidad y es consecuencia de que a dicha elevación el haz de radar realiza la observación plena (ver Fig.(5.1.3)), es decir, sin ningún bloqueo parcial debido al terreno.

Para poder observar la distribución espacial de la columna de ceniza se grafican en la Fig.(5.1.6) una superposición de los PPI 3, 4, 5, 7, 9, 10, 11 y 12 para toda la secuencia de datos de la primera erupción. Cada panel contiene círculos concéntricos de 10 km de radio para estimar la distribución espacial de la nube de cenizas. Los primeros dos paneles de esta imagen no señalan datos significativos respecto de la pluma del volcán. A partir del PPI 5 (~ 6 km de altitud respecto del radar) comienza a observarse la nube de cenizas con una distribución tipo penacho extendiéndose unos

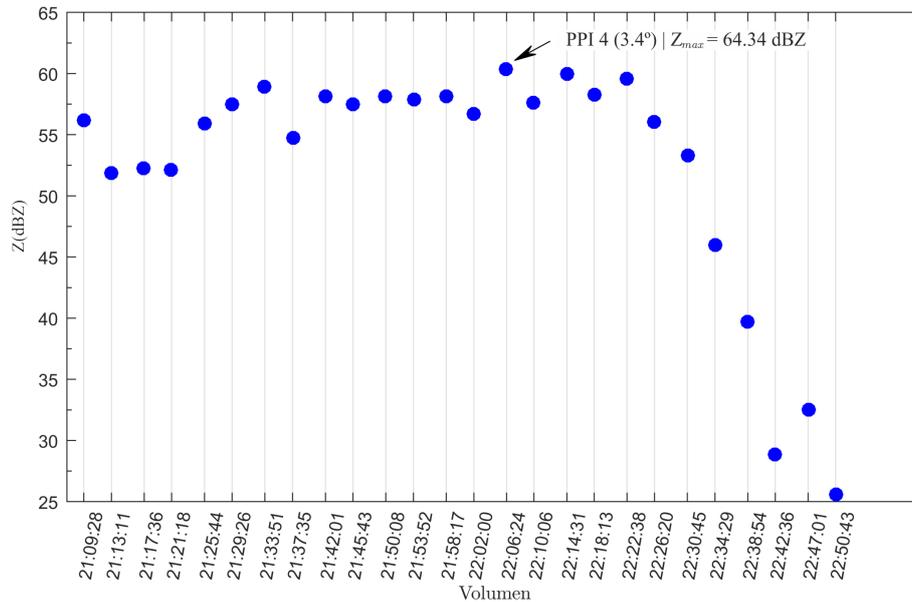


Fig. 5.1.4: Esta figura expone para cada tiempo de registro de datos, el valor máximo de Z_H (puntos azules). Este registro pertenece a la primera erupción del volcán Calbuco. Se resalta el punto de máximo factor de reflectividad que en este caso alcanza los 64.34 dBZ para las 22:06:24 de UTC.

40 km de longitud hacia el norte con una ligera inclinación en dirección este. El PPI 7 advierte una distribución de ceniza más densa manteniendo la dirección observada en el PPI 5 pero con una estructura más compacta tipo gradiente radial (intensidades altas en la zona central y más bajas hacia los bordes). La extensión horizontal de la nube en este caso superó los 40 km. La superposición de imágenes sobre el PPI 9 (~ 17 km de altura respecto del radar) señala una estructura más desvanecida que supera los 60 km de extensión con una dirección noreste bien definida. El PPI 10 (por encima de los 20 km); el último importante ya que el PPI 11 y 12 no brindan datos, expone una nube de ceniza que se desplaza en dirección este hacia la ciudad de Bariloche.

Los distintos paneles de la figura evidencian el comportamiento de la nube de ceniza durante toda la primera erupción. Así, el hecho que la nube tenga un desplazamiento en dirección noreste brinda una observación indirecta de la dirección de los vientos a distintas alturas, pudiendo afirmar que a los 5 km el viento tenía dirección norte y a medida de aumentaba la altura comenzó a rotar en sentido horario como se demuestra la nube que se mueve en dirección este, hacia Bariloche en el PPI 10.

El mismo tratamiento se realizó para la segunda erupción tomando los mismos ángulos de elevación, tal como se muestra en la Fig.(5.1.7). Nuevamente se puede observar que los dos primeros paneles asociados al PPI 3 y PPI 4 presentan actividad casi nula asociada a la erupción. El PPI 5 indica, también para este caso una distribución tipo penacho que se extiende por unos 50 km de longitud en dirección Noreste. En el PPI 7 se observa un estructura compacta en la que se puede ver en

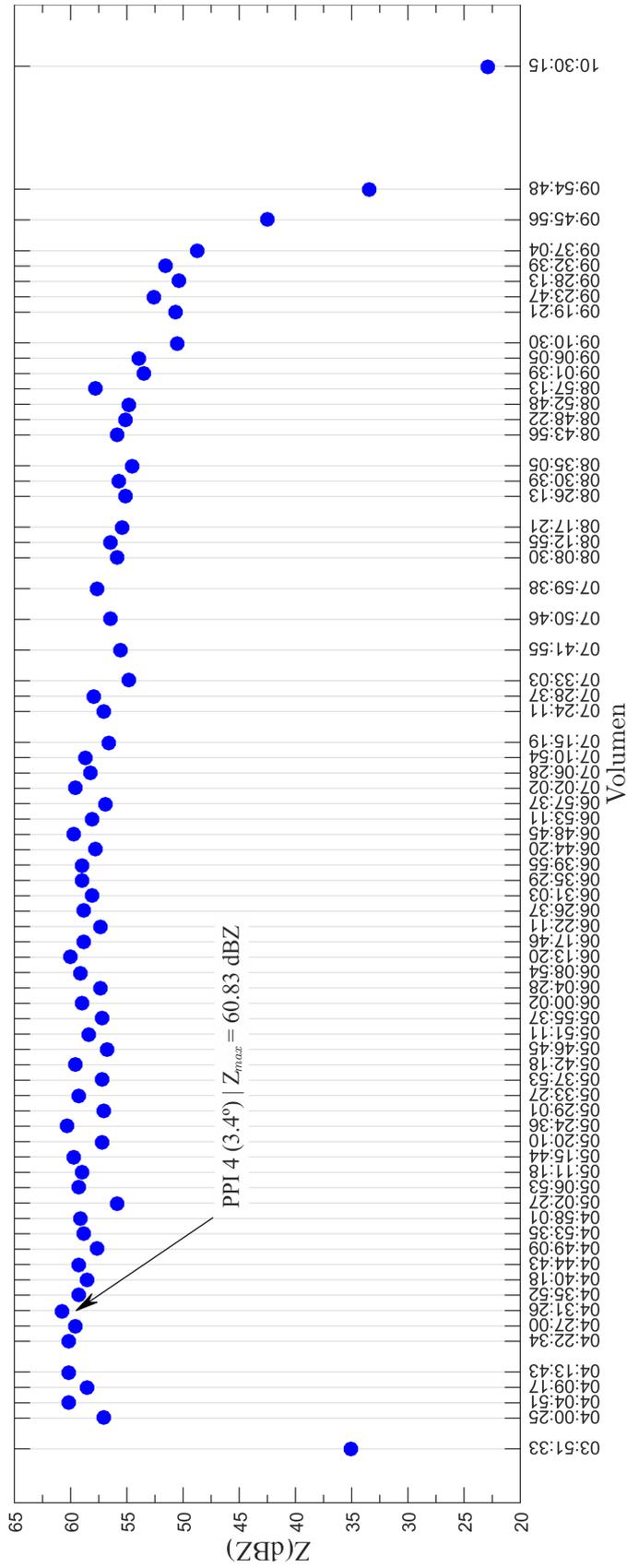


Fig. 5.1.5: Esta figura expone para cada tiempo de registro de datos, el valor máximo de Z_H y el PPI asociado a dicho valor. Este registro pertenece a la segunda erupción del volcán Calbuco.

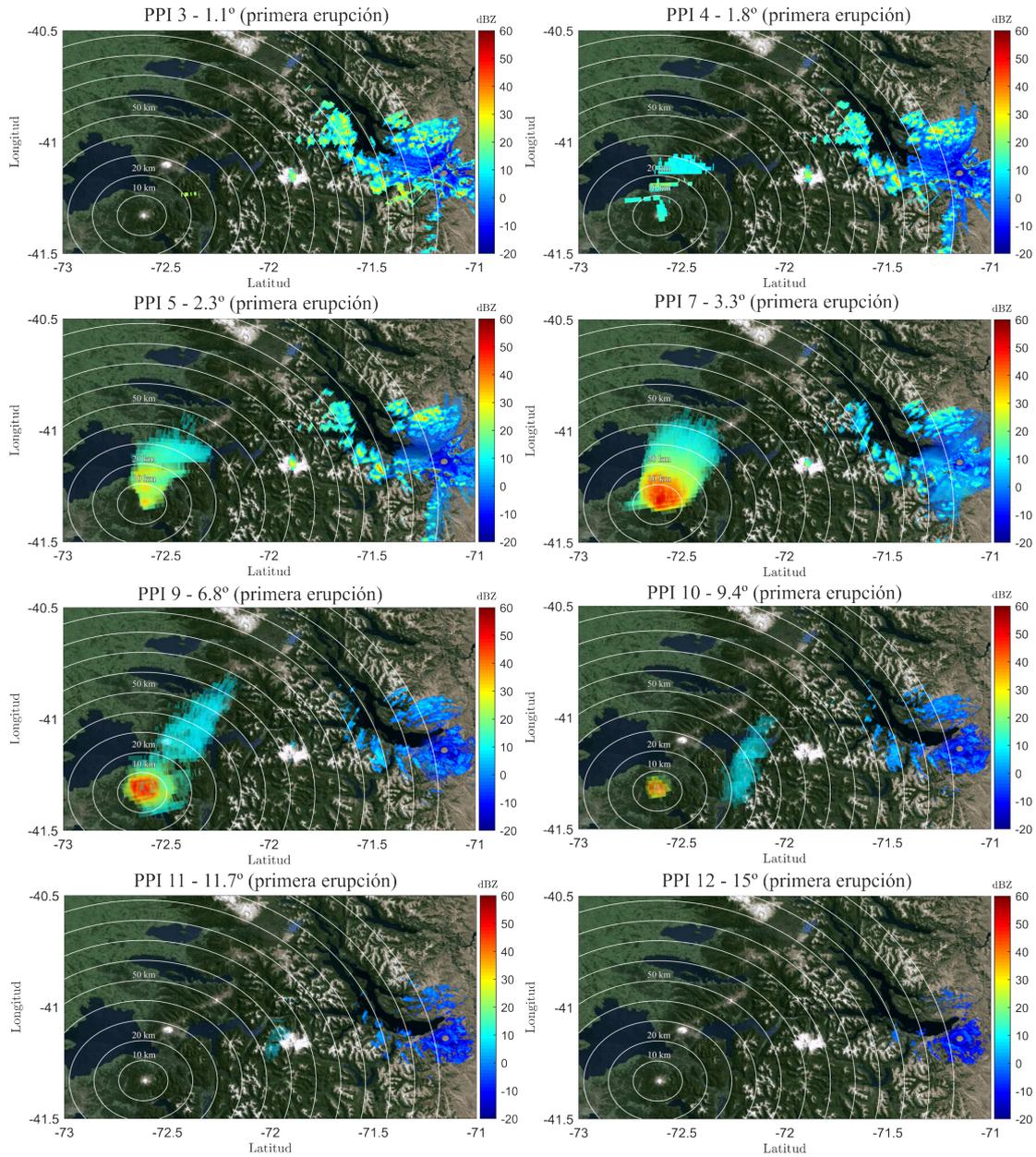


Fig. 5.1.6: *Distribución de la columna de ceniza asociada a la primera erupción para distintos PPIs, haciendo superposición de imágenes. Cada panel muestra un determinado ángulo de elevación con la superposición de las 26 imágenes asociadas al factor de reflectividad Z_H de la primera erupción. Los círculos blancos centrados en el volcán se utilizan para estimar la distribución de la pluma volcánica.*

detalle la columna principal de la erupción (color rojo) con una nube de cenizas que se mueve en dirección noreste y que superó los 120 km en dirección radial al volcán. En el PPI 9, la nube de cenizas adquiere una componente de movimiento más importante con dirección este, mientras se continua observando la erupción debido a su larga duración temporal. Para una elevación de 9.4° (PPI 10) la columna principal de la erupción comienza a desvanecerse y la nube de cenizas rota completamente hacia el este. Este movimiento puede ser corroborado por los dos paneles sucesivos (PPI 11 y 12) donde también se ve la distribución de la nube mostrando como va precipitando la ceniza en la región de Bariloche. La precipitación de la ceniza se observa en forma indirecta por la disminución del factor de reflectividad desde el PPI 9 ($\sim 10\text{-}15$ dBZ) al PPI 12 (~ 5 dBZ).

5.1.2 Altura de la pluma volcánica

Por lo que se mostró en la Sección 4.3, es posible, mediante la determinación de la altura de la pluma durante la erupción, obtener la tasa de material expulsado hacia la atmósfera. La Fig.(5.1.8) muestra la altura máxima que fue obteniendo la columna eruptiva en función del tiempo. La misma se obtiene por el método propuesto en la Sección (4.3.2) del Capítulo 4. Como puede notarse, los valores máximos de factor de reflectividad en ambas erupciones son parecidos, siendo levemente mayor el asociado a la primera erupción como lo presentan las Fig.(5.1.4 y 5.1.5). En función de esto, se obtuvo para la primera erupción una tasa máxima de material arrojado $\dot{Q} = 1.297 \times 10^8 \text{ kg s}^{-1}$, que integrado durante el tiempo que duró la erupción se obtiene un total $Q_{total} = (4.4 \pm 0.7) \times 10^{11} \text{ kg}$. Para la segunda erupción la tasa de material expulsado fue la misma, pero la cantidad total varió en un orden de magnitud debido a la extensa duración de la segunda etapa eruptiva, siendo $Q_{total} = (1.9 \pm 0.3) \times 10^{12} \text{ kg}$.

5.1.3 Variables Polarimétricas

De los volúmenes de datos analizados, se encuentra que los valores de reflectividad diferencial asociados tanto a la primera como a la segunda erupción se encuentran entre 0 y 5 unidades, en escala lineal, con una media de entre 1 y 2. Sin embargo, un análisis más profundo revela el comportamiento diferencial que tienen las partículas que son expulsadas por el volcán debido a la turbulencia del chorro principal. La Fig.(5.1.9) muestra dos PPIs de reflectividad diferencial para dos instantes temporales distintos de la primera erupción; una etapa al comienzo del evento en el panel izquierdo y una etapa más avanzada en el panel derecho. En este gráfico, puede observarse un color más homogéneo de Z_{dr} con un valor promedio de 1 en el panel izquierdo, mostrando que la dinámica de la erupción genera que las partículas se presenten en promedio con una forma esférica ante el sensado del radar, mientras que el panel derecho evidencia que cuando las cenizas se alejan de la zona turbulenta comienzan a mostrar una forma prolada con valores de $Z_{dr} > 2$.

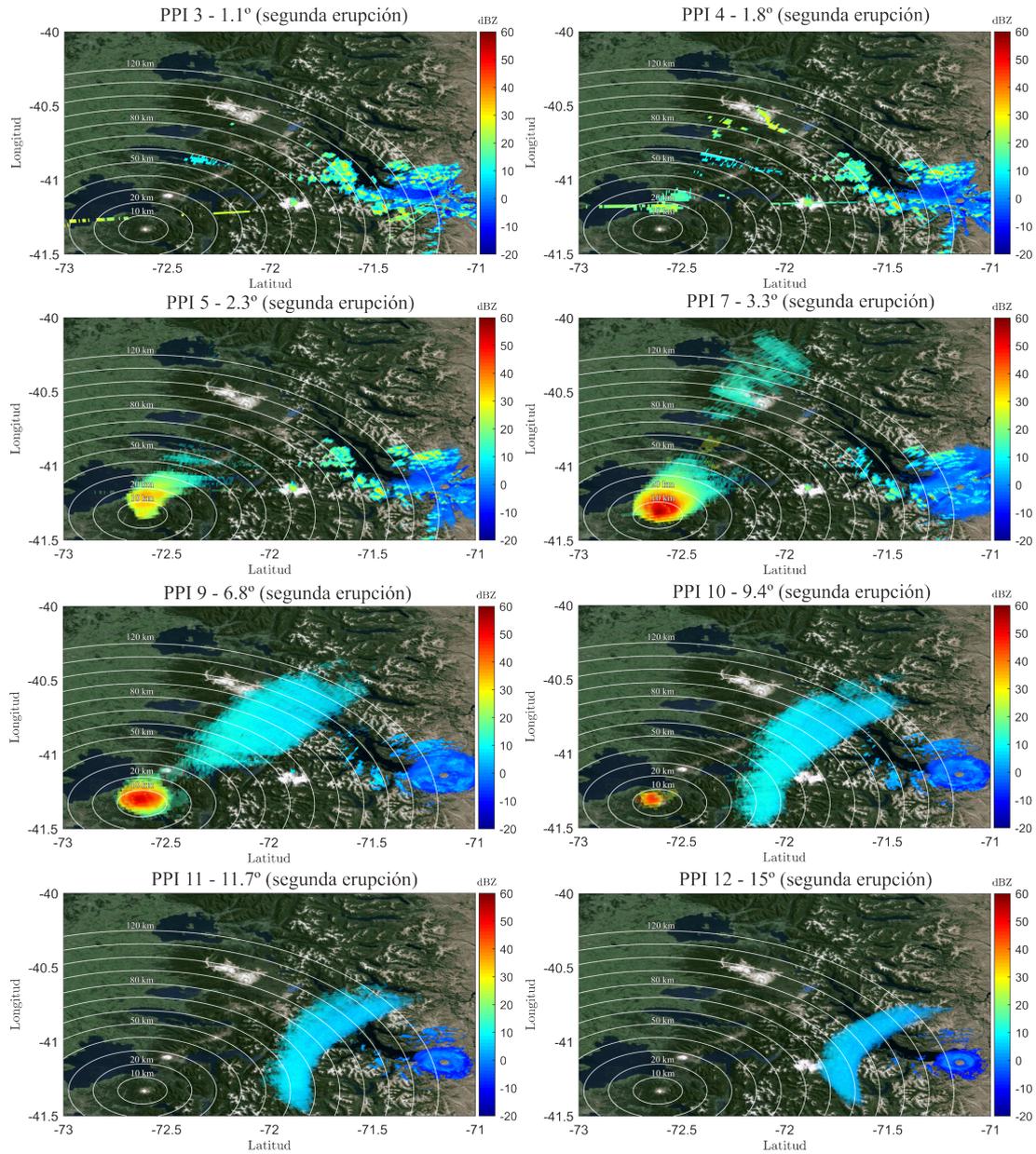


Fig. 5.1.7: Distribución de la columna de ceniza asociada a la segunda erupción para distintos PPIs, haciendo superposición de imágenes. Cada panel muestra un determinado ángulo de elevación con la superposición de las 71 imágenes asociadas al factor de reflectividad Z_H de la segunda erupción. Los círculos blancos centrados en el volcán se utilizan para estimar la distribución de la pluma volcánica.

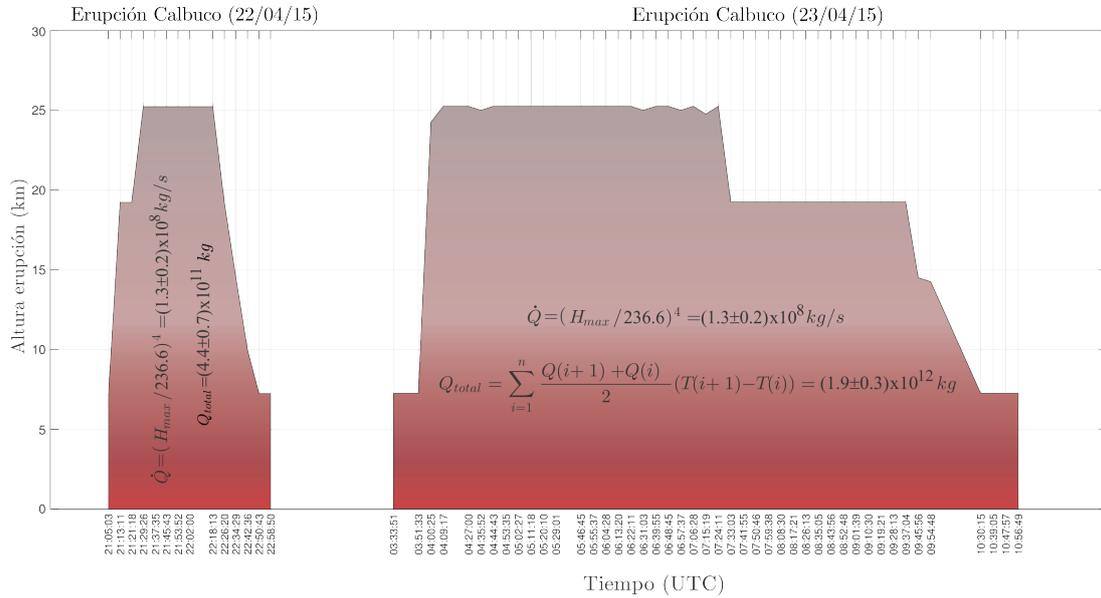


Fig. 5.1.8: Esta imagen muestra la tasa de material arrojado al ambiente en $kg\ s^{-1}$ durante los dos días de erupción volcánica, por medio de la estimación de la altura máxima de la pluma.

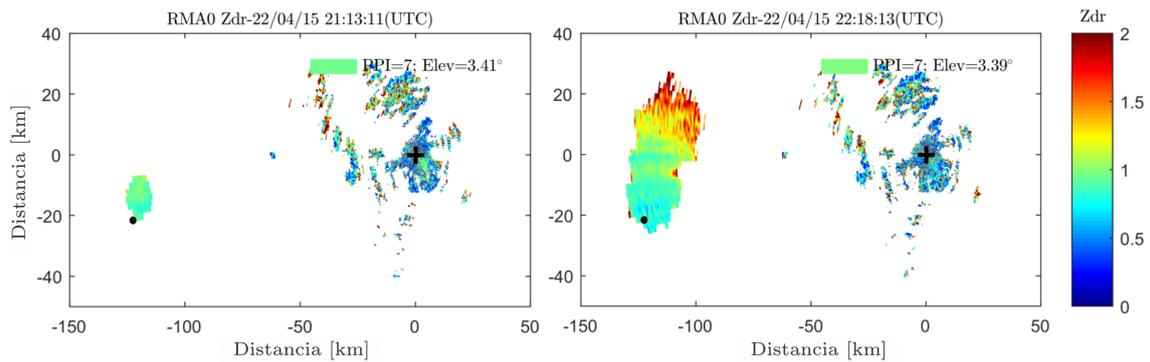


Fig. 5.1.9: Esta imagen muestra dos momentos de la erupción separados aproximadamente por una hora de diferencia exponiendo como la turbulencia de la pluma volcánica modifica la variable polarimétrica Z_{dr} .

Otra variable polarimétrica como ϕ_{dp} indica un comportamiento similar a Z_{dr} como se puede ver en la Fig.(5.1.10). Esta muestra 4 PPIs distintos, asociados a la variable ϕ_{dp} ilustrando dos instantes temporales distintos para ambas erupciones. La imagen denota que la diferencia de fase que se observa entre ambas polarizaciones en una etapa temprana de las dos erupciones (ver paneles superiores) es prácticamente constante (colores homogéneos), mientras que en etapas más tardías (paneles inferiores), las regiones de la nube de ceniza más alejadas de la posición del cráter revelan un comportamiento distinto, ya que ϕ_{dp} comienza a aumentar mostrando claramente que la componente horizontal de la onda se ve más afectada que la componente vertical. Como puede apreciarse, esta característica se nota tanto para la primera como para la segunda erupción.

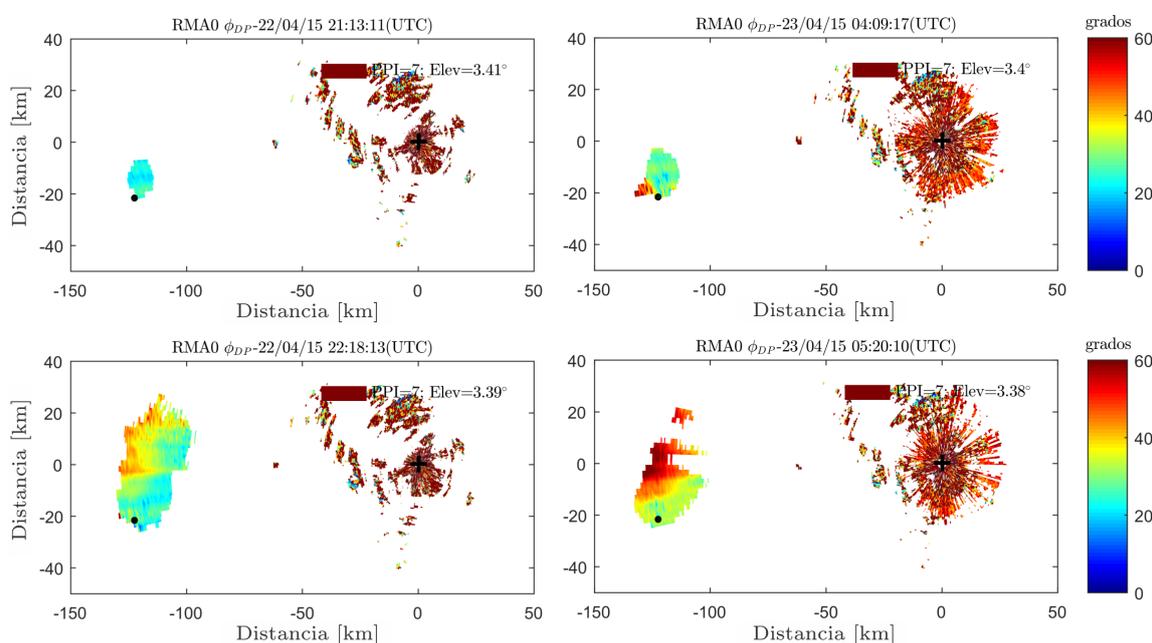


Fig. 5.1.10: Esta imagen muestra dos momentos temporales distintos asociados a la primera y segunda erupción del volcán para observar como la turbulencia en distintos estadios modifica la variable polarimétrica ϕ_{dp} .

El coeficiente de correlación ρ_{hv} definido en (4.1.4) también se puede utilizar para obtener información de lo que está ocurriendo en la pluma volcánica. La Fig.(5.1.11) presenta dos PPIs con los mismos dos instantes temporales que la Fig.(5.1.9). En el panel izquierdo (etapa temprana de la erupción), se observa una muy buena correlación del eco de radar mostrando que las partículas que producen el eco tienen, además de una forma que promedia esférica, cualidades dieléctricas muy similares y una distribución de tamaños tipo monodispersa que no supera los 10 mm de diámetro efectivo. En el panel derecho, ρ_{hv} evidencia una estructura tipo gradiente, baja correlación en la zona central de la pluma y alta correlación en las zonas más alejadas. Aquí, la baja correlación en la zona central se puede explicar debido a la variabilidad de materiales expulsados (tener en cuenta que en este momento, un poco más de una hora después del inicio, la erupción expulsa al ambiente una gran

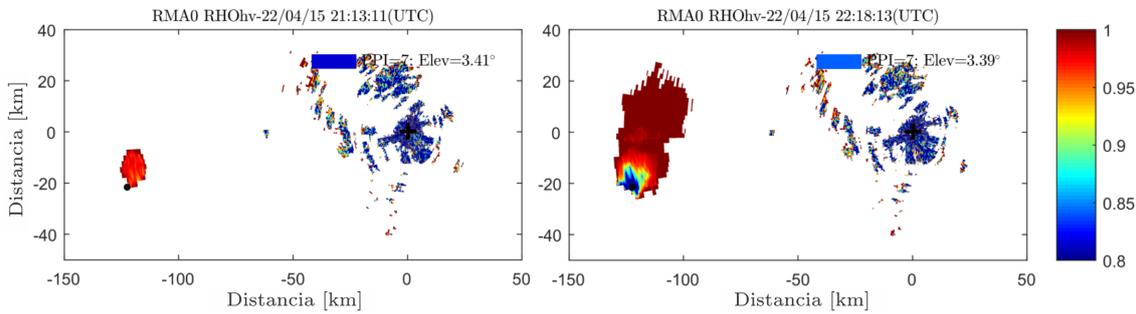


Fig. 5.1.11: Esta imagen muestra dos momentos de la erupción separados aproximadamente por una hora de diferencia exponiendo como la turbulencia de la pluma volcánica y la variabilidad de materiales expulsados modifica la variable polarimétrica ρ_{hv} .

variabilidad de materiales con distintas constantes dieléctricas (ver Capítulo 3) que van a modificar la correlación de la señal.

Para reforzar esta última afirmación, se analizaron los datos de 6 elevaciones distintas de ρ_{hv} para el día 22 de abril a las 22:18:13 UTC, comenzando desde el PPI 7 hasta el PPI 12 como se muestra en la Fig.(5.1.12). Aquí, se observa como la variable cambia en elevación, reflejando que la región de mayor descorrelación se encuentra en la parte central de la pluma, adquiriendo mayor correlación hacia los extremos de la nube, evidenciando el efecto que produce el flujo principal de material expulsado.

5.1.4 Concentración de Ceniza

Según se expresa en el Sección (4.3), es posible cuantificar la concentración de ceniza en la nube volcánica por medio de las variables polarimétricas del radar. Ésto se logra por medio de la ecuación (4.3.7) y su resultado da en gramos por metro cúbico. La Fig.(5.1.13) muestra un PPI de datos generado por medio de ecuación (4.3.7) que denota los valores típicos de concentración de ceniza volcánica obtenidos.

La Fig.(5.1.14) es una imagen multipanel donde se analiza la variación media de la concentración \hat{C}_a . En la parte superior de ésta imagen, el análisis se realiza en función de la elevación del haz (o en función del PPI) para ambas erupciones, mientras que en la parte inferior, la concentración media, se analiza en función del tiempo. Esta figura, en el panel superior izquierdo, muestra por medio de la línea de tendencia roja, que la concentración media en la primera erupción aumenta rápidamente a partir del PPI 4 para luego mantenerse en promedio cerca de los 3.0 gr m^{-3} . En el panel superior derecho, asociado a la segunda erupción, también la concentración media crece rápidamente desde el PPI 4, pero a diferencia de la anterior, \hat{C}_a decae desde el PPI 5 hasta el PPI 9 para luego aumentar hasta el PPI 12.

Para mostrar en detalle el comportamiento de las líneas de tendencia, analicemos los dos paneles de la parte inferior de la Fig.(5.1.14). En ambos paneles se muestran los valores máximos de la concentración media por volumen, en otras palabras, cada

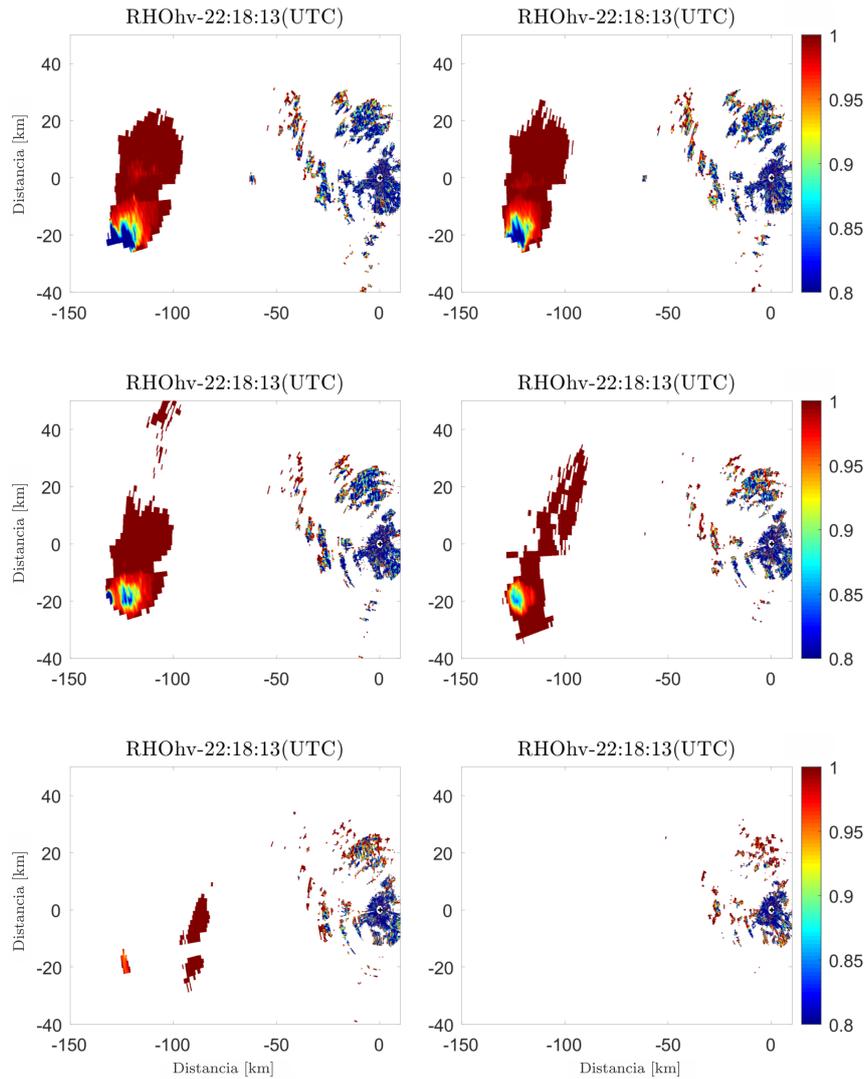


Fig. 5.1.12: Esta imagen muestra la variación de los valores de correlación en distintos PPI para el volumen de datos del día 22 de abril de 2015 a las 22:18:13 UTC.

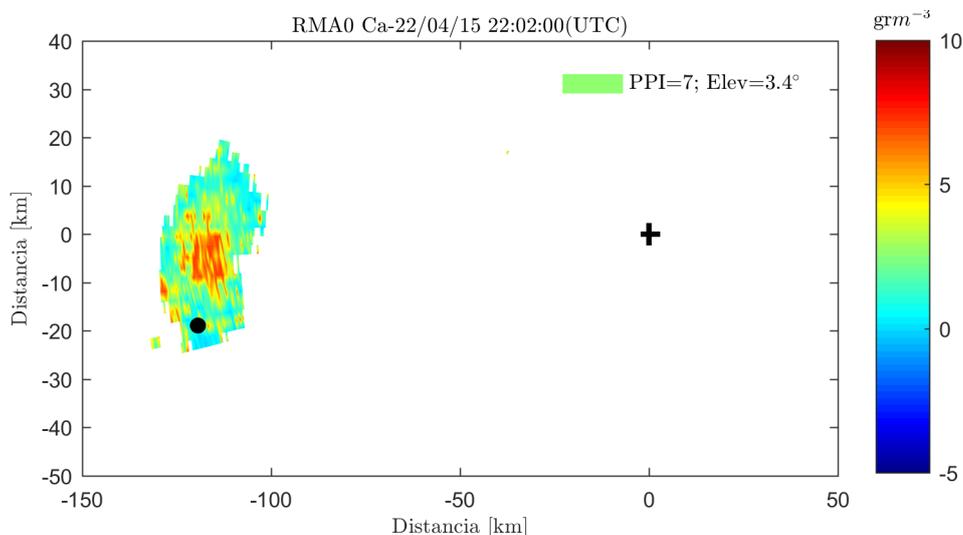


Fig. 5.1.13: Distribución de la concentración de ceniza asociada al PPI 7 para el día 22 de abril de 2015 a las 22:02 UTC.

volumen de datos tiene 12 valores de \hat{C}_a de los cuales se gráfica el máximo. El panel inferior izquierdo, asociado a la primera erupción, muestra que la concentración media aumenta con el tiempo hasta un valor cercano a los 4.0 gr m^{-3} para luego decaer hasta los 3.5 gr m^{-3} . El panel inferior derecho asociado a la segunda erupción evidencia que al principio, la concentración media alcanza un valor máximo que ronda los 4.0 gr m^{-3} y comienza a decaer hasta alcanzar un valor que oscila entre 3.0 y 3.5 gr m^{-3} . Esta oscilación se mantiene estable por un intervalo de casi 4 horas para luego comenzar a aumentar hasta llegar a un valor cercano a los 3.5 gr m^{-3} en aproximadamente 130 min.

Resulta interesante exhibir la distribución espacial de la nube de cenizas generada por el volcán Calbuco en sus dos consecutivas erupciones con valores de concentración. Este tratamiento ya se realizó para valores del factor de reflectividad como se puede observar en la Fig.(5.1.1) y la Fig.(5.1.2). La Fig.(5.1.15) presenta la distribución espacial de la nube de ceniza con valores de concentración para la primera erupción. Aquí se grafica una superposición temporal de datos para los PPI 3, 4, 5, 7, 9, 10, 11 y 12. Cada panel contiene círculos concéntricos de 10 km de radio para observar la distribución espacial de la nube de cenizas. Los primeros dos paneles de esta imagen no revelan datos significativos respecto de la pluma del volcán. A partir del PPI 5 (~ 6 km de altitud respecto del radar) comienza a observarse la nube de cenizas con valores de concentración bajos en la zona central con aumento hacia la dirección de movimiento de la pluma. El PPI 7 manifiesta niveles de concentración elevados desplazados en la dirección de movimiento de la pluma, estructura que posteriormente se hace mas homogénea con la altura, como lo muestra el PPI 9 (~ 17 km de altura respecto del radar). El PPI 10 (por encima de los 20 km); el último importante ya que el PPI 11 y 12 no exponen dato, sugiere una nube de ceniza que se desplaza en dirección este hacia la ciudad de Bariloche.

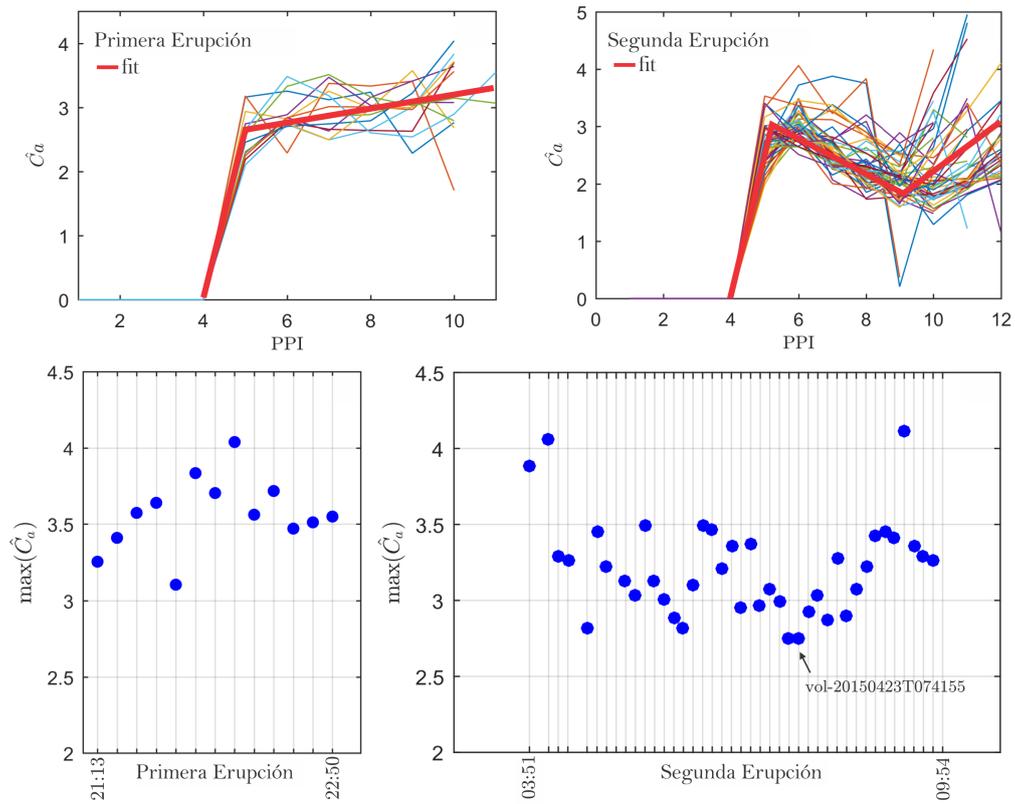


Fig. 5.1.14: Esta figura expone como varía la concentración media \hat{C}_a en función de la altura (paneles superiores) y como varía el máximo de concentración media como función del tiempo (paneles inferiores).

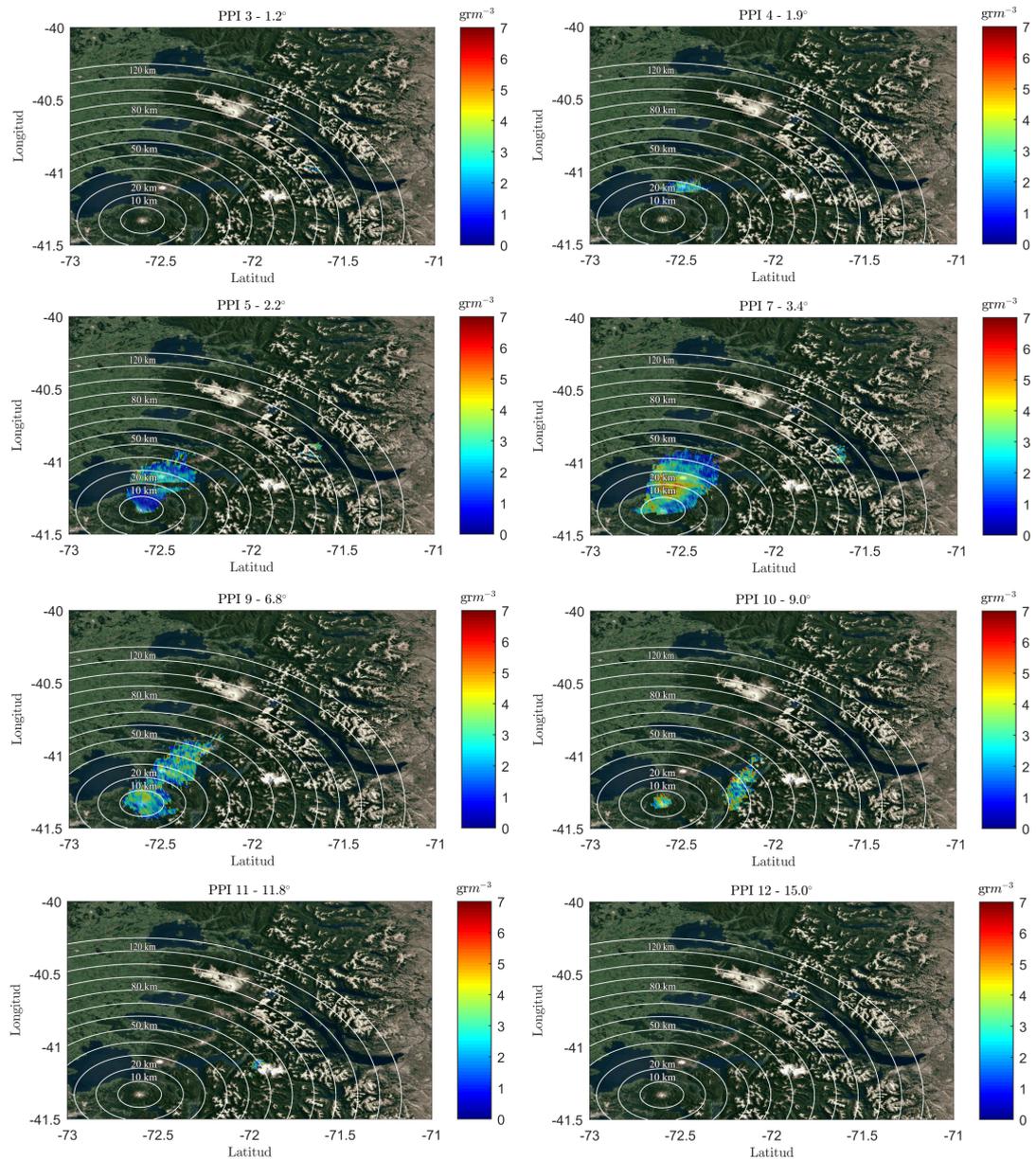


Fig. 5.1.15: Distribución de la concentración de ceniza asociada a la primera erupción para distintos PPIs, haciendo superposición de imágenes. Cada panel muestra un determinado ángulo de elevación con la superposición promediada de 13 imágenes asociadas a la primera erupción. Los círculos blancos centrados en el volcán se utilizan para estimar la distribución espacial de la pluma volcánica.

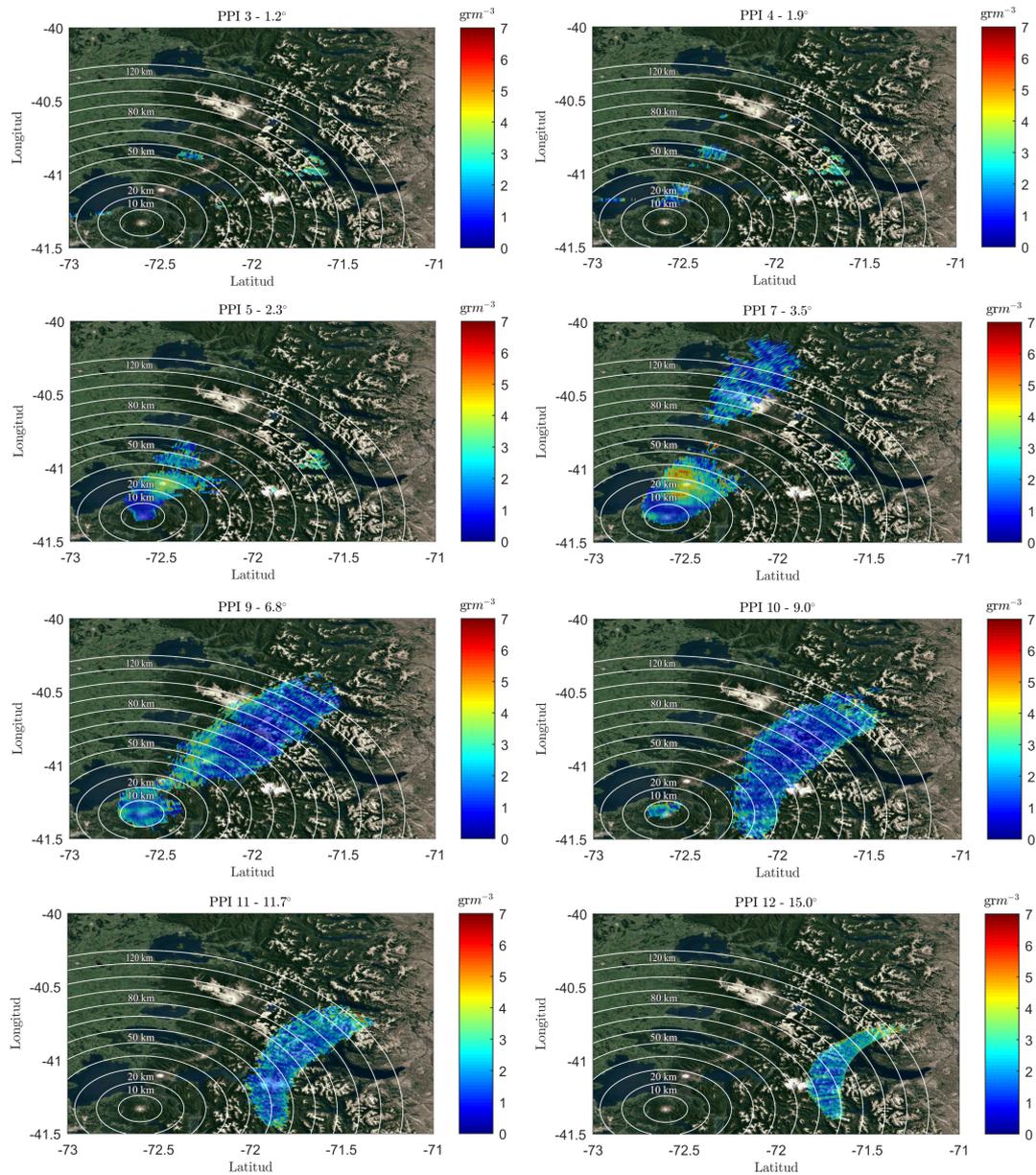


Fig. 5.1.16: Distribución de la concentración de ceniza asociada a la segunda erupción para distintos PPIs, haciendo superposición de imágenes. Cada panel muestra un determinado ángulo de elevación con la superposición promediada de 41 imágenes asociadas a la segunda erupción. Aquí también, los círculos blancos centrados en el volcán estiman la distribución espacial de la pluma volcánica.

El mismo tratamiento se realizó para la segunda erupción tomando los mismos ángulos de elevación, tal como se ve en la Fig.(5.1.16). El PPI 5 muestra, para este caso un concentración homogénea en la zona central con un aumento hacia la dirección de movimiento de la pluma. El PPI 7 exhibe que el chorro principal esta desplazado en dirección norte-este con valores de concentración media que oscilan entre los 4.0 y 7.0 gr m⁻³. En el PPI 9, la nube de cenizas adquiere una concentración mas homogénea, tanto en la zona central como en una segunda estructura en dirección norte-este. Esta segunda estructura también muestra una interfase radial respecto del radar donde la concentración aumenta. Para una elevación de 9.0° (PPI 10) desaparece la interfase de cambio de concentración y los valores se tornan más uniformes. Sin embargo, los siguientes paneles evidencian un aumento en el valor de la concentración que presenta la nube de cenizas.

6

Conclusiones

En continuación de estudios previos realizados a plumas volcánicas por medio de radares meteorológicos, se llevó a cabo la investigación y caracterización de la pluma volcánica generada por la erupción del volcán Calbuco por medio del radar meteorológico RMA0. El primer Capítulo muestra características de funcionamiento del radar haciendo especial énfasis en sus estrategias de barrido. Es interesante notar que para la observación de este fenómeno el barrido caracterizado por un ancho de gate de 480 m arrojó más detalle de la estructura de la nube que el barrido con un gate de 240 m. Esto puede observarse en la secuencia temporal de las Fig.(5.1.1) y la Fig.(5.1.2) en las que se muestran los datos de reflectividad. En el Capítulo 2, se presenta una caracterización del volcán Calbuco en la cual según el índice de explosividad volcánica (VEI) esta erupción puede ser catalogada con un VEI 4 o 5 basados en que la cantidad de material arrojado a la atmósfera fue de $(2.3 \pm 0.7) \times 10^{12}$ kg, la altura de la pluma obtenida con el radar llegó a los 25 km y la duración total del evento superó las 6 horas entre las dos erupciones.

El estudio de los tipos de ceniza volcánica y de sus propiedades en el Capítulo 3, permitió establecer entre otras cosas, la morfología que pueden tener las partículas dependiendo en que región de la nube se encuentren, y las características dieléctricas de las mismas. Esta información, sumado al modelo MBV descrito en el Capítulo 4 posibilitó asegurar que la teoría de la dispersión electromagnética correcta para ser utilizada en la reducción de datos es la de Rayleigh, lo cual permitió una importante simplificación en cuanto a cálculos numéricos.

Los resultados obtenidos a partir del marco teórico descrito en el Capítulo 4 muestran que el radar tiene la suficiente sensibilidad para observar fenómenos de esta naturaleza obteniendo factores de reflectividad superiores a 60 dBZ como se observan en las Fig.(5.1.4) y Fig.(5.1.5). Luego, mediante la distribución espacial de la nube de ceniza se pudo determinar el movimiento de la pluma volcánica, destacando la rotación en sentido horario con la altura que sufrió en las dos erupciones.

Usando el factor de reflectividad y el algoritmo **esf2car** fue posible estimar la altura de la pluma volcánica para ambas erupciones obteniendo, una cantidad de material expulsado de $(4.4 \pm 0.7) \times 10^{11}$ kg para la primera erupción y $(1.9 \pm 0.3) \times 10^{12}$ kg para la segunda. Como bien se puede observar en la Fig.(5.1.8), la altura

máxima obtenida por la pluma es la misma para ambas erupciones, permitiendo asegurar que la intensidad de ambas erupciones fue muy similar.

La polarimetría del radar permitió determinar algunas conjeturas respecto a lo que sucede en el interior de una nube de ceniza volcánica. En un estadio temprano de la erupción, donde la pluma se encuentra sobre el flujo principal del volcán, puede verse que Z_{dr} muestra valores muy cercanos a la unidad (ver panel derecho de la Fig.(5.1.9)), indicando que la turbulencia genera, que en promedio, las partículas se vean esféricas por el radar. Este efecto también es observado por ϕ_{dp} en los paneles superiores de la Fig.(5.1.10) donde se muestran los momentos iniciales de las dos erupciones. En ambos instantes, la diferencia de fase se mantiene cuasi constante con la distancia, indicando simetría esférica de las partículas de la región. El coeficiente de Correlación ρ_{hv} para este estadio inicial (ver panel izquierdo de la Fig.(5.1.11)) toma valores muy cercanos a la unidad con lo que no sólo refuerza la idea de partículas que promedian esféricas por la turbulencia sino que establece que los tamaños de ceniza de la región de pluma sensada no pueden ser muy distintos. Este resultado también expresa que la constante dieléctrica de los dispersores debe ser muy similar.

Para un estadio más evolucionado de la erupción, el coeficiente de correlación muestra resultados inversos, es decir, muy baja correlación en la zona central y alta correlación para la región de la nube que se está alejando del flujo principal como se observa en el panel derecho de la Fig.(5.1.11) y los sucesivos PPI expuestos en la Fig.(5.1.12). Este efecto se puede explicar por el comportamiento que tiene la reflectividad diferencial en el panel derecho de la Fig.(5.1.9) y la diferencia de fase en el panel inferior de de la Fig.(5.1.10). Estas figuras muestran, que en estadio avanzado de la erupción, en la zona central, la turbulencia continua trabajando sobre los dispersores, generando que estos se vean cuasi esféricos por el radar. Sin embargo, en la región más alejada de la pluma se evidencian cambios que denotan incrementos en las magnitudes, lo cual demuestra que las partículas que componen la nube de ceniza en regiones alejadas del centro del volcán tiene una forma prolada pues $Z_{dr} > 1$ en promedio y ϕ_{dp} aumenta en forma radial con la distancia. Dicho esto, el único efecto que posibilita la baja correlación en la zona central es que exista una gran variabilidad de dispersores en dicha región con distintas constantes dieléctricas que modifique la correlación. Ahora bien, la alta correlación de la región más alejada de la nube sólo es posible de explicar si los dispersores tienen la capacidad de condensar vapor de agua sobre su superficie, en otras palabras, dispersores irregulares prolados pasarían a ser dispersores prolados pero con simetría esferoidal, forma que aumentaría el valor de ρ_{hv} sin modificar los resultados de las demás variables.

El uso de las variables polarimétricas, además de permitir obtener información específica sobre las partículas que componen la pluma volcánica, también permite estimar la concentración de ceniza de la nube. Los valores encontrados van desde algunas décimas a unidades gramos por metro cúbicos, según los datos brindados por la Fig.(5.1.14). En la parte superior de esta imagen se muestra como cambia la concentración en función del ángulo de elevación del radar para cada volumen de datos. Aquí se ve que durante la primera erupción la concentración media de ceniza tiende a aumentar levemente en función de la altura mostrando que en este caso

la tasa de material que ingresa a la parte alta de la nube es mayor que la tasa de pérdida de ceniza que genera por precipitación. Este proceso parece mantenerse en el tiempo hasta que se llega a una especie de estado estacionario según lo exhibe el panel inferior izquierdo de dicha figura ya que los valores máximos de concentración media por volumen decaen hasta un determinado momento para luego mantenerse en valores entre 3.5 gr m^{-3} .

El comportamiento de la concentración media de ceniza para la segunda erupción expone un decaimiento hasta el PPI 9 para luego repentinamente aumentar hasta el PPI 12, mostrando que la relación entre la tasa de material que ingresa a la nube y la que se pierde por precipitación es negativa hasta el PPI 9 pero se invierte para regiones más elevadas, permitiendo suponer que las partículas que se encuentran en regiones por encima de los 17 km (PPI 9) de altura no precipitan tanto como la que se encuentran por debajo. Los valores máximos asociados a la concentración media por volumen que se muestra en el panel inferior derecho de la Fig.(5.1.14) presenta al comienzo, la misma tendencia que se observa en la primera erupción (panel inferior izquierdo), pero mostrando una variabilidad de esta magnitud entre los 3.0 y 3.5 gr m^{-3} hasta el 20150423T074155. Este último volumen coincide con una nueva etapa energética del volcán durante la segunda erupción como lo muestra la Fig.(5.1.8), en la cual se observa que a partir de dicho volumen la altura de la pluma se volvió a mantener constante luego de una disminución de aproximadamente 6 km. Esta inyección extra de material generó el aumento que se observa en la etapa final del gráfico asociado al panel inferior derecho.

Todos estos análisis permiten concluir que: los radares meteorológicos, como el RMA0, son instrumentos muy sensibles, que permiten analizar la naturaleza de una gran variedad de eventos atmosféricos.

Teoría de Dispersión

Cuando un radar meteorológico emite pulsos de ondas electromagnéticas, las ondas de transmisión se propagan a través de la atmósfera y pueden encontrarse partículas en suspensión. Dichas partículas se modelan como esferoides de revolución y por lo tanto se representan como dos dipolos cruzados orientadas a lo largo de los ejes principales de la partícula proyectada sobre el plano de polarización. Si la onda plana de propagación se encuentra con un blanco, esta excitará un momento dipolar sobre la partícula convirtiéndola en una fuente de radiación secundaria. La señal recibida por el radar será proporcional al campo eléctrico retrodispersado o de "backscattering" proveniente desde el volumen de muestreo del radar. La señal es representada en forma compleja dando información sobre la amplitud y la fase. El backscattering $\sigma_{H,V}$ se expresa en la dirección de los ejes principales de la partícula, el cual, depende de propiedades tales como el tamaño, la forma y el índice de refracción. Este último, a su vez depende de las propiedades físicas del blanco iluminado - composición de la fase, densidad, contenido de agua líquida, temperatura, etc.-, así como también la longitud de onda λ de la onda incidente.

Aproximaciones para la dispersión producida por la partícula

Existen dos aproximaciones bien establecidas para definir el comportamiento de la sección eficaz de backscattering. La primera, denominada aproximación de Rayleigh, establece que si se cumple la condición de ($\lambda \gg D$) la sección eficaz de backscattering horizontal σ_H y vertical σ_V queda establecida según Seliga and Bringi (1976), por:

$$\sigma_{H,V} = \frac{\pi^5 D^6}{9\lambda^4} |f_{h,v}(D, \epsilon_r)|^2 \quad [mm^2], \quad (A.1)$$

donde f_h y f_v son funciones que contienen información sobre la geometría y las propiedades dieléctricas del blanco. λ [mm] es la longitud de onda y ϵ_r es la constante

dieléctrica compleja relativa como una función de λ y de la temperatura T . Estas funciones quedan expresadas como:

$$f_h(D, \epsilon_r) = \frac{\epsilon_r - 1}{1 + \xi'(\epsilon_r - 1)}, \quad (\text{A.2})$$

$$f_v(D, \epsilon_r) = \frac{\epsilon_r - 1}{1 + \xi(\epsilon_r - 1)}, \quad (\text{A.3})$$

donde $\xi' = (1 - \xi)/2$. Notar que (A.1) se reduce a la sección eficaz de una esfera cuando $\xi = \xi' = \xi_{esfera} = 1/3$, obteniendo:

$$\sigma_{H,V} = \frac{\pi^5 D^6}{\lambda^4} \left| \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \right|^2. \quad (\text{A.4})$$

Cuando no se cumple la condición del régimen de Rayleigh, caso en que ($\lambda \leq D$), aparecen efectos de resonancias que magnifican los campos internos de los blancos lo cual introduce una modificación en el momento dipolar que se induce en las partículas. En relación a esto, en 1908, el físico alemán Gustav Mie formuló una teoría completa de la dispersión/absorción, que describe la interacción de las ondas electromagnéticas con partículas esféricas conductoras (Mie, 1908). Este trabajo demostró que una solución a la dispersión podría darse en términos de una serie infinita de multipolos eléctricos y magnéticos.

Una onda plana dispersada que se transmite por un medio homogéneo queda representada por:

$$\nabla^2 \vec{E} + \omega^2 \epsilon \mu \vec{E} = 0, \quad (\text{A.5})$$

$$\nabla^2 \vec{H} + \omega^2 \epsilon \mu \vec{H} = 0. \quad (\text{A.6})$$

Aquí, \vec{E} y \vec{H} representan el campo eléctrico y magnético respectivamente, ϵ es la permitividad dieléctrica, μ es la permitividad magnética y ω es la frecuencia angular. Los campos dentro de la partícula son denotados por (\vec{E}_1, \vec{H}_1) , mientras que el campo en el medio que rodea a la partícula (\vec{E}_2, \vec{H}_2) es la superposición del campo incidente (\vec{E}_i, \vec{H}_i) y el campo dispersado (\vec{E}_d, \vec{H}_d) (ver Fig.(A.1)). En otras palabras:

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_i + \vec{E}_d, \quad \vec{H}_2 = \vec{H}_i + \vec{H}_d. \quad (\text{A.7})$$

Si asumimos que el campo es generado en el infinito, en general, la onda en el plano incidente puede ser expandida en multipolos (Barber and Hill, 1990) de la forma:

$$\vec{E}_i(k_0, \theta, \phi) = \sum_{\sigma, m, n} (a_{\sigma, m, n} R_g \vec{M}_{\sigma, m, n} + b_{\sigma, m, n} R_g \vec{N}_{\sigma, m, n}), \quad (\text{A.8})$$

donde, $a_{\sigma, m, n}$ y $b_{\sigma, m, n}$ son coeficiente de expansión en la base de los armónicos esféricos y \vec{M}, \vec{N} son las expansiones multipolares que vienen dadas por las funciones

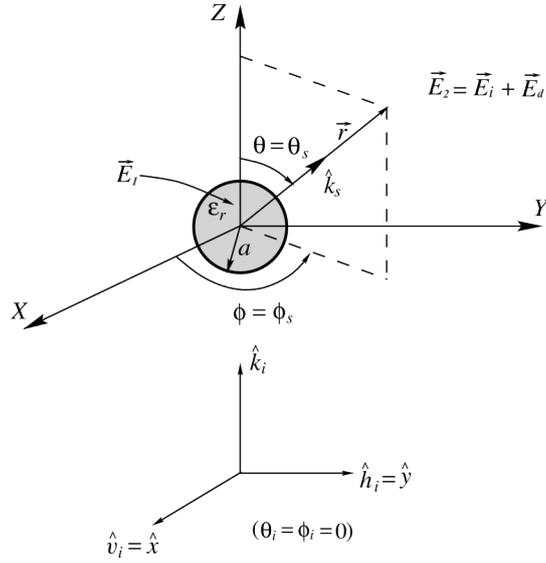


Fig. A.1: Scattering generado por una onda plana que incide sobre una partícula dieléctrica de radio a y permitividad ϵ_r . Brongi and Chandrasekar (2001).

esféricas de Bessel o por las funciones de Hanken de segunda especie. El factor R_g se utiliza para establecer que la función a utilizar debe ser regular en el origen. En general, este tipo de expansión multipolar se puede realizar siempre, ya que cualquier función de la forma $\vec{q}(\theta, \phi)$ puede ser expandida en la base de armónicos esféricos $Y_{\sigma,n}^m$ (Jackson, 1999) de la forma:

$$q(\theta, \phi) = \sum_{\sigma=e,o} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n a_{\sigma,m,n} Y_{\sigma,n}^m(\theta, \phi), \quad (\text{A.9})$$

con e, o como las soluciones de tipo par o impar respectivamente. Para encontrar el campo dispersado \vec{E}_d es necesario resolver la ecuación de Helmholtz para $r > a$ (a es el radio de la esfera),

$$(\nabla^2 + k)\psi(r > a, \theta, \phi) = 0, \quad (\text{A.10})$$

con las adecuadas condiciones de contorno. A partir de (A.9) se propone como solución a (A.10) un potencial de la forma:

$$\psi(r, \theta, \phi) = \sum_{\sigma,m,n} [a_{\sigma,m,n} j_n(\rho) + b_{\sigma,m,n} h_n^{(2)}(\rho)] Y_{\sigma,n}^m(\theta, \phi), \quad (\text{A.11})$$

que da lugar a (A.8). Aquí, $\rho = kr$ y J_n y $H_n^{(2)}$ son las funciones esféricas de Bessel y las de Hankel de segunda especie respectivamente.

El campo electromagnético dado en (A.8) debe satisfacer las ecuaciones de Maxwell en las regiones donde ϵ y μ son continuas. Sin embargo, la discontinuidad en el límite de la partícula imponen las siguientes condiciones de contorno en los campos:

$$[\vec{H}_2 - \vec{H}_1] \times \hat{n}_s = 0, \quad (\text{A.12})$$

$$[\vec{E}_2 - \vec{E}_1] \times \hat{n}_s = 0, \quad (\text{A.13})$$

donde, \hat{n}_s es el versor normal a la superficie de la partícula con dirección saliente. Para la interacción radar-partícula (región de campo lejano y partícula esférica), el campo dispersado \vec{E}_s visto por el receptor del radar es principalmente transversal y se puede resolver en la componente paralela (E_{\parallel}) y en la perpendicular (E_{\perp}) al plano de dispersión. La relación entre las amplitudes del campo incidente y el dispersado puede escribirse en forma matricial (Bringing and Chandrasekar, 2001) como:

$$\begin{pmatrix} E_{\parallel s} \\ E_{\perp s} \end{pmatrix} = i \frac{e^{ik_0 r}}{k_0 r} \underbrace{\begin{pmatrix} s_{hh}(\theta_s, \phi_s) & 0 \\ 0 & s_{vv}(\theta_s, \phi_s) \end{pmatrix}}_{\mathbb{S}} \begin{pmatrix} E_{\parallel i} \\ E_{\perp i} \end{pmatrix}, \quad (\text{A.14})$$

donde, $k_0 = 2\pi/\lambda$ es el número de onda. Los parámetros s_{hh} y s_{vv} corresponden a la matriz de scattering \mathbb{S} . La forma de s_{hh} y s_{vv} queda establecida según (Bringing and Chandrasekar, 2001) por:

$$s_{hh} = \frac{i \cos(\phi_s)}{k_0} S_1(\theta_s), \quad (\text{A.15})$$

$$s_{vv} = \frac{i \cos(\phi_s)}{k_0} S_2(\theta_s), \quad (\text{A.16})$$

siendo,

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[\alpha_{o1n} \frac{dP_n^1(\cos \theta_s)}{d\theta_s} + \beta_{e1n} \frac{P_n^1(\cos \theta_s)}{\sin \theta_s} \right], \quad (\text{A.17})$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[\alpha_{o1n} \frac{P_n^1(\cos \theta_s)}{\sin \theta_s} + \beta_{e1n} \frac{dP_n^1(\cos \theta_s)}{d\theta_s} \right]. \quad (\text{A.18})$$

Notar que se a tomado el modo $m = 1$, lo cual estable que el modo de propagación de la onda es en la dirección del eje z y coincide con el eje z de la partícula (simetría azimutal). La particular simetría del problema abordado permite hacer esta consideración, sin embargo para un problema más general, una onda plana debería expandirse en coeficientes con los modos, $m = 1, 2, \dots, n$. En (A.17) y (A.18), $P_n^m(\cos \theta)$, con $m = 1$, representan a los polinomios de Legendre asociados a los armónicos esféricos cuando tenemos simetría azimutal. Los coeficientes de la expansión multipolar α_{o1n} y β_{e1n} quedan definidos por medio de las condiciones dadas en (A.12) y (A.13) para $r > a$ de la forma:

$$a_{o1n} = \frac{\rho j_n(\rho) [\rho_0 j_n(\rho_0)]' - \sqrt{\epsilon_r} \rho_0 j_n(\rho_0) [\rho j_n(\rho)]'}{\sqrt{\epsilon_r} \rho_0 h_n^{(2)}(\rho_0) [\rho j_n(\rho)]' - \rho j_n(\rho) [\rho_0 h_n^{(2)}(\rho_0)]'}, \quad (\text{A.19})$$

$$b_{e1n} = \frac{\rho_0 j_n(\rho_0) [\rho j_n(\rho)]' - \sqrt{\epsilon_r} \rho j_n(\rho) [\rho_0 j_n(\rho_0)]'}{\sqrt{\epsilon_r} \rho j_n(\rho) [\rho_0 h_n^{(2)}(\rho_0)]' - \rho_0 h_n^{(2)}(\rho_0) [\rho j_n(\rho)]'}, \quad (\text{A.20})$$

donde, $[\rho j_n(\rho)]' = d[\rho j_n(\rho)]/d\rho$.

Los coeficientes dados en (A.19) y (A.20) son los denominados coeficientes de Mie y permiten encontrar la solución de (A.16).

Para definir la sección eficaz de backscattering, es necesario trabajar con el parámetro de amplitud de scattering dado por:

$$\vec{t} = \frac{i}{k_0} \mathbb{S} \begin{pmatrix} E_{\parallel i} \\ E_{\perp i} \end{pmatrix}, \quad (\text{A.21})$$

y considerar el ángulo $\theta_s = \pi$ con lo cual la sección eficaz de backscattering puede expresarse según (Bringi and Chandrasekar, 2001) como $\sigma_b(-\hat{i}, \hat{i}) = 4\pi |\vec{t}(-\hat{i}, \hat{i})|^2$ resultando, luego de realizar los reemplazos correspondientes en (A.17) y (A.18) en:

$$\sigma_b = \frac{\pi}{k_0^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (2n+1) (a_{o1n} - b_{e,1,n}) \right|^2. \quad (\text{A.22})$$

Diferencia específica de fase (modelado del medio heterogéneo)

El problema de describir una mezcla de dos o más componentes en un medio homogéneo ha sido objeto de estudios intensivos durante más de un siglo. Hay que remontarse hasta los trabajos de Clausius-Mossotti, donde se relaciona una propiedad macroscópica como puede ser la función dieléctrica ϵ con la polarizabilidad de las moléculas que forman el medio α de origen microscópico. Así, tomamos un material que contiene N átomos o moléculas por unidad de volumen con una densidad de polarización volumétrica (macroscópica) dada por $\vec{P} = N\vec{p}$ con \vec{p} el dipolo individual (propiedad microscópica). Por otro lado, una relación macroscópica establece que $\vec{P} = (\epsilon - \epsilon_0)\vec{E}_0$, de esta manera se debería cumplir:

$$N\vec{p} = (\epsilon - \epsilon_0)\vec{E}_0. \quad (\text{B.1})$$

Aquí, \vec{p} es el momento dipolar de algún elemento del material. Si α_{atom} es la polarizabilidad del j -ésimo elemento (consideramos que todos los átomos son idénticos), el momento dipolar por elemento queda establecido por:

$$\vec{p} = \alpha_{atom}\vec{E}_{local}. \quad (\text{B.2})$$

Para determinar el campo local, es decir el campo actuando sobre el átomo, consideremos la Fig.(B.1). En la misma se toma un dieléctrico polarizado con $\vec{P} = P_0\hat{z}$ con una superficie lo suficientemente extensa como para despreciar los efectos de borde. Para analizar el comportamiento del campo eléctrico en algún punto del material, se realiza el corte de un elemento del mismo y se quiere determinar el campo local \vec{E}_{local} en el punto donde se efectuó la extracción. Utilizando el principio de superposición, el campo local queda determinado por la contribución del campo eléctrico que se genera debido a la extracción del elemento diferencial \vec{E}_0 , mas el que se genera en la cavidad del dieléctrico \vec{E}_{in} y por el generado a nivel microscópico en el interior de la extracción dieléctrica $\vec{E}_{cercano}$.

Para realizar este tratamiento, tomemos la esfera dieléctrica de radio a que se muestra en el panel (b) de la Fig.(B.1). Fuera de la esfera se cumple la condición

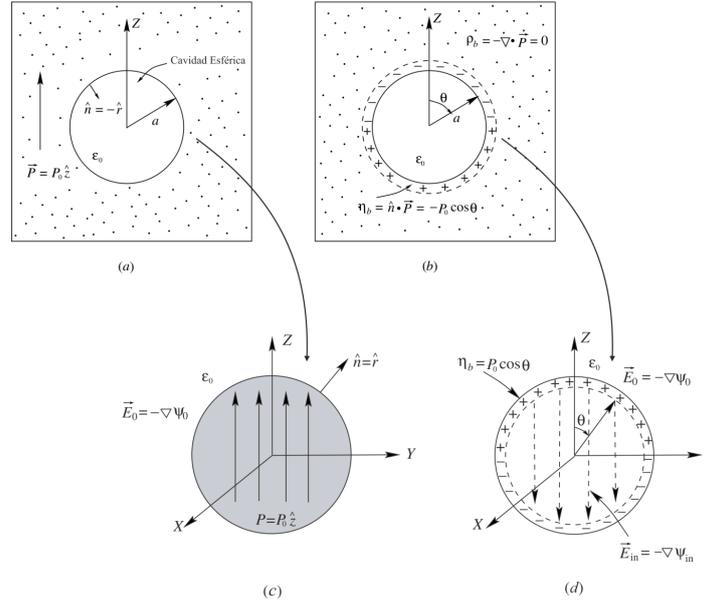


Fig. B.1: Imagen que expone esquemáticamente un corte realizado en una placa dieléctrica. Los paneles (a) y (b) exponen el problema que se plantea sobre el dieléctrico (equivalente a una cavidad), mientras que los paneles (c) y (d) muestran la situación planteada para la extracción (Bringi and Chandrasekar, 2001).

$\nabla^2 \Psi_0 = 0$ obteniendo $\vec{E}_0 = -\nabla \Psi_0$. Dentro de la cavidad, el campo interno \vec{E}_{in} cumple con las mismas condiciones que el campo externo dado que no hay cargas libres, por lo que: $\nabla^2 \Psi_{in} = 0$ obteniendo $\vec{E}_{in} = -\nabla \Psi_{in}$. Las condiciones de contorno en $r = a$ establecen:

$$\Psi_0 = \Psi_{in}, \quad (\text{B.3})$$

$$\epsilon_0[\hat{r} \cdot \vec{E}_0 + \hat{r} \cdot \vec{E}_{in}] = -\hat{r} \cdot \vec{P}. \quad (\text{B.4})$$

Dada la geometría del problema, el potencial fuera de la esfera puede aproximarse por el potencial de un dipolo, por lo que se puede escribir de la forma, $\Psi_0(r, \theta) = A_0 \cos(\theta)/r^2$, donde A_0 es una constante desconocida. Dado que la polarización dentro de la esfera es constante, el potencial interno queda determinado por: $\Psi_{in}(r, \theta) = B_0 r \cos(\theta)$, donde B_0 es una constante desconocida. Haciendo uso de las condiciones de borde se obtiene $A_0 = (P_0/3\epsilon_0)a^3$ y $B_0 = P_0/3\epsilon_0$, con lo que el campo interno queda determinado de la forma:

$$\vec{E}_{in} = -\frac{P_0}{3\epsilon_0} \hat{z}. \quad (\text{B.5})$$

Por lo dicho anteriormente, el campo local queda determinado como:

$$\vec{E}_{local} = \vec{E}_0 + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} + \vec{E}_{cercano}. \quad (\text{B.6})$$

El término $\vec{P}/3\epsilon_0$ surge debido a la densidad de carga (η_b) que se genera en la interfaz medio/dieléctrico, como se muestra en la Fig.(B.1,d). El factor 1/3 que aparece en (B.5) hace referencia al denominado factor de despolarización ξ , ya mencionado en el Apéndice(A) en las ecuaciones (A.2) y (A.3). En otras palabras, si las partículas que analizamos son oblatas o proladas, se debe utilizar el correspondiente factor de despolarización para obtener en forma adecuada de (B.5). Para analizar el último factor de (B.6) se debería tener en cuenta la contribución local de las partículas vecinas al punto de observación desde una visión microscópica del problema. Lorentz demostró que el campo generado por átomos o moléculas (dipolos) en una red cúbica simple se desvanece en cualquier sitio de la red como se muestra en Jackson (1999), por lo que si consideramos que nuestro material dieléctrico a nivel molecular cumple con la simetría adecuada:

$$\vec{E}_{local} \approx \vec{E}_0 + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} + \underbrace{\vec{E}_{cercano}}_{\rightarrow 0}. \quad (B.7)$$

Un material que contiene N átomos por unidad de volumen tiene una densidad de polarización volumétrica dada por $\vec{P} = N\vec{p}$ (tomado como una definición microscópica), mientras que un tratamiento macroscópico establece que $\vec{P} = (\epsilon - \epsilon_0)\vec{E}_0$, de esta manera se debería cumplir:

$$N\alpha_{atom} \left[\vec{E}_0 + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} \right] = (\epsilon - \epsilon_0)\vec{E}_0 \quad (B.8)$$

La ecuación (B.8) se reduce a la conocida formula de Clausius-Mosotti para ϵ ,

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = \left(1 + \frac{2N\alpha}{3\epsilon_0} \right) \left(1 - \frac{N\alpha}{3\epsilon_0} \right)^{-1}, \quad (B.9)$$

que puede ser reescrita como:

$$\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon + 2\epsilon_0} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0}. \quad (B.10)$$

La fórmula Clausius-Mosotti dada por (B.9) se puede ampliar para determinar la permitividad efectiva ϵ_{eff} en un material compuesto por dos fases. Esta idea es directamente aplicable al radar meteorológico, ya que cuando se efectúa una medición el volumen de muestreo está compuesto por varios materiales, particularmente, aire y agua, tanto en estado líquido como sólido. La primera fase se puede modelar como esferas discretas idénticas de permitividad ϵ_{esf} y de volumen V , que se insertan en un segundo medio contenedor de permitividad ϵ_m . Las esferas dieléctricas pueden ser modeladas por dipolos elementales como se puede observar esquemáticamente en la Fig.(B.1). Dicho esto, la polarizabilidad para una esfera queda definida según Bringi and Chandrasekar (2001) como:

$$\alpha = 3V\epsilon_m \frac{(\epsilon_{esf} - \epsilon_m)}{(\epsilon_{esf} + 2\epsilon_m)}. \quad (B.11)$$

Utilizando la polarizabilidad dada por (B.11) y cambiando ϵ/ϵ_0 por $\epsilon_{eff}/\epsilon_m$ en (B.9) se obtiene la relación entre la permitividad efectiva del medio y la permitividad del medio como:

$$\frac{\epsilon_{eff}}{\epsilon_m} = \left(1 + \frac{2N\alpha}{3\epsilon_m}\right) / \left(1 - \frac{N\alpha}{3\epsilon_m}\right). \quad (\text{B.12})$$

La ecuación dada en (B.12) es la relación de mezcla encontrada por Maxwell-Garnet en 1904. Teniendo en cuenta que el número de onda en un medio k_m puede ser definido como una función de la permitividad del mismo, siendo $k_m = k_0$, (B.12) se puede reescribir, luego de realizar algunas consideraciones (Bringi and Chandrasekar, 2001) como:

$$k_{eff} = k_0 \left[1 + \frac{NV}{2} 3 \left(\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2}\right)\right], \quad (\text{B.13})$$

para lo cual (B.13) es valida siempre y cuando $NV \ll 1$. El factor $3(\epsilon_r - 1)/(\epsilon_r + 2)$ es el resultado de tomar el caso de una esfera ($\xi' = 1/3$) en (A.2). Utilizando el concepto de un medio efectivo, se puede generalizar (B.13) para el caso de partículas iguales pensadas como esferoides y obtener la diferencia específica de fase para un radar polarimétrico como $k_{dp} = k_{eff}^h - k_{eff}^v$ siendo:

$$k_{dp} = \frac{Nk_0V}{2} [f_h(D, \epsilon_r) - f_v(D, \epsilon_r)], \quad (\text{B.14})$$

donde, N es el número de hidrometeoros por unidad de volumen y V el volumen. La ecuación anterior se puede generalizar para un conjunto de partículas de distinto tamaño obteniendo:

$$k_{dp} = \Re \left\{ \int \frac{k_0 N(D) V(D)}{2} [f_h(D, \epsilon_r) - f_v(D, \epsilon_r)] dD \right\} \quad (\text{B.15})$$

$$= \frac{k_0 \pi}{12} \Re \left\{ \int D^3 [f_h(D, \epsilon_r) - f_v(D, \epsilon_r)] N(D) dD \right\} \quad (\text{B.16})$$

Las funciones f_h y f_v dependen de la constante dieléctrica relativa del medio y del diámetro de equivolumen D^* .

*El diámetro de equivolumen es una parametrización teórica de una partícula asociada a una forma elipsoidal que se aplica generalmente a las gotas de agua cuando estas se encuentran en caída libre (Beard and Chuang, 1987).

Algoritmo de interpolación esf2cart

Resulta imprescindible cuando se trabaja con datos meteorológicos de radar, contar con herramientas de visualización que permitan flexibilidad a la hora de interpretar y analizar observaciones. Los radares observan la atmósfera generalmente en barridos PPI, por lo que las coordenadas esféricas son las coordenadas naturales en las que son brindados los datos. En la práctica, las tres variables (la distancia radial al objeto de estudio y los ángulos de azimut y elevación) se discretizan según parámetros de diseño y parámetros programables en los llamados “barridos”; la distancia radial se divide en “compuertas”, mientras que las otras dos dependen del ancho angular del haz de microondas. El azimut se dividen en 360° , mientras que el denominado ángulo elevación, varía en un número establecido de saltos no uniformes. En otras palabras, el radar dibuja una especie de cono truncado en el cielo cuando se terminan de realizar todos los barridos.

Algoritmo

El algoritmo **esf2cart** que se presenta a continuación es un algoritmo utilizado por el Grupo Radar Córdoba (GRC) para graficar los volúmenes de radar en coordenadas cartesianas. Los barridos tipo PPI suelen tener saltos de algunos grados entre sucesivos ángulos de elevación por lo que puede quedar un espacio vacío sin datos disponibles entre las dos elevaciones generando la necesidad de desarrollar un método de interpolación.

Sea $Z(r, \theta, \phi)$ la variable a interpolar, por ejemplo el factor de reflectividad y los incrementos Δr , $\Delta \theta$ y $\Delta \phi$. La grilla cartesiana x, y, z a crear tendrá incrementos Δx , Δy y Δz . La interpolación deberá transformar desde la variable $Z(r, \theta, \phi)$ a $Z(x, y, z)$ de manera de mantener el mayor contenido de información posible. No hay manera de conformar esto completamente. Por ejemplo, la transformación del punto más cercano que mantiene la marca de tiempo de cada dato puntual lleva a una transformada muy “ruidosa” de manera que a veces cuando la conservación del tiempo no es lo más importante se prefieren otras interpolaciones. La utilizada en este trabajo, consiste en darle a un punto de la red cartesiana un promedio pesado

de los 8 puntos de la red esférica que lo rodean dándole más importancia al más cercano. Para ello se define una pseudo distancia entre el punto cartesiano y los de la red esférica. Los pesos utilizados en el promedio serán la inversa a dicha pseudo distancia. Sean i, j, k los índices que describen la posición de un punto cartesiano x_c, y_c, z_c dados por $x_c = i \Delta x$, $y_c = j \Delta y$ y $z_c = k \Delta z$ con donde los $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ son los parámetros de la red. El radio vector $r_c = \sqrt{(x_c^2 + y_c^2 + z_c^2)}$ puede entonces compararse con el rango de determinadas compuertas. Sean n, m, l los índices que describen las coordenadas esféricas discretas de manera que el rango sera $r = n \Delta r$, el acimut $\alpha = m \Delta \alpha$ que en radar se mide desde el norte en sentido horario, y la elevación θ dada por el elemento l -ésimo del vector de elevaciones (según la estrategia de barrido). Así, el punto cartesiano tendrá un acimut dado por $\alpha_c = \arctan(x_c/y_c)$ y una elevación $\theta_c = \arcsin(z_c/r_c)$. Si dividimos $n_c = r_c/\Delta r$ no saldrá en general un entero pero estará comprendido entre dos enteros n_1 y n_2 de igual manera si dividimos $m_c = \alpha_c/\Delta \alpha$ sera un número comprendido entre m_1 y m_2 y finalmente l_1 y l_2 serán los índices de elevación que rodean a l_c . Así, por ejemplo, se puede definir una pseudo distancia será el primer punto como:

$$pd1 = \sqrt{(n_1 - n_c)^2 + (m_1 - m_c)^2 + (\theta(l_2) - \theta(l_c))^2}. \quad (C.1)$$

El peso de este punto esférico en la grilla cartesiana sera $w1 = 1/pd1$. Como existen por lo general 8 puntos de la malla esférica que rodean a un punto en la malla cartesiana, se puede establecer que en el interior de un blanco extenso como puede ser el de una nube, el valor de reflectividad en coordenadas cartesianas asignado sera:

$$\begin{aligned} Z_c(j, i, k) = & (w1 + w2 + w3 + w4 + w5 + w6 + w7 + w8)^{-1} [w1 Z(n_1, m_1, l_2) \quad (C.2) \\ & + w2 Z(n_2, m_1, l_2) + w3 Z(n_1, m_2, l_2) + w4 Z(n_2, m_2, l_2) \\ & + w5 Z(n_1, m_1, l_1) + w6 Z(n_2, m_1, l_1) + w7 Z(n_1, m_2, l_1) \\ & + w8 Z(n_2, m_2, l_1)]. \end{aligned}$$

Para los casos en que el punto cartesiano esta en el extremo superior o inferior de la nube puede ser necesario promediar con sólo 4 puntos todos de la misma elevación. Por ejemplo, si el punto esta muy bajo (debajo del eco) se hará

$$\begin{aligned} Zp(j, i, k) = & (w1 + w2 + w3 + w4)^{-1} [w1 Z(n_1, m_1, 1) + w2 Z(n_2, m_1, 1) \quad (C.3) \\ & w3 Z(n_1, m_2, 1) + w4 Z(n_2, m_2, 1)], \end{aligned}$$

donde el indice 1 indica la elevación más baja. Para el tope de la nube si el punto esta por encima del eco se realiza un promediado semejante pero con el mayor indice de elevaciones.

Modelo Balístico de Volcán (MBV)

El Modelo Balístico de Volcán es un modelo unidimensional que analiza el movimiento de partículas expulsadas durante una erupción volcánica para distintos diámetros. Las partículas en vuelo están afectadas por dos fuerzas: la fuerza de Drag y la gravedad. La fuerza de Drag esta relacionada con el movimiento de las partículas dentro del medio que sustenta la pluma volcánica, la cual depende entre otras cosas de la temperatura y la viscosidad del medio.

El modelo ignora la fuerza asociada con la rotación de las partículas, conocida como la fuerza de Magnus, las variaciones gravitacionales asociadas con la posición y la fuerza de Coriolis. De esta manera, la ecuación de movimiento para los fragmentos expulsados durante la erupción puede plantearse como:

$$m_p \frac{d\vec{v}_p}{dt} = \vec{F}_g + \vec{F}_d, \quad (\text{D.1})$$

donde, $\vec{F}_g = -m_p g \hat{k}$ y $\vec{F}_d = \frac{C_d}{2m_p} A \rho_g (\vec{v}_g - \vec{v}_p)^2 \hat{d}$, son las fuerzas gravitatoria y de Drag respectivamente. Aquí, C_d es el coeficiente de Drag, m_p es la masa de la partícula supuesta esférica, A la sección transversal y ρ_g la densidad del gas. El versor $\hat{d} = \frac{v_g - v_p}{|v_g - v_p|} \hat{k}$ indica el signo de la fuerza de Drag el cual depende de la velocidad relativa entre el gas y la partícula. Así, podemos expresar a la ecuación de movimiento como:

$$m_p \frac{d\vec{v}_p}{dt} = -m_p g \hat{k} + \frac{C_d}{2m_p} A \rho_g (\vec{v}_g - \vec{v}_p)^2 \frac{\vec{v}_g - \vec{v}_p}{|\vec{v}_g - \vec{v}_p|}. \quad (\text{D.2})$$

Para modelar la erupción se piensa la pluma volcánica en el intervalo que comprende desde la boca del volcán hasta los 25 km de altura como un cilindro cuyo radio es el mismo que el cráter del volcán ≈ 1.5 km. Dentro de este cilindro, se considera que el gas tiene una expansión adiabática con intercambio de aire circundante cada 500 mts de elevación teniendo en cuenta que la temperatura de la atmósfera decrece a razón de 6.5 grados por kilómetro.

El coeficiente de Drag dado por C_d en (D.2) es una función que depende del diámetro de la partícula D en metros, de la velocidad relativa entre la partícula y

el gas, de la densidad del gas ρ_g y de la viscosidad (modelada por la viscosidad del aire), por medio del número de Reynolds dado por:

$$Re = Dv_{rel} \frac{\rho_g}{\eta}, \quad (D.3)$$

con lo que C_d se puede escribir según (Haider and Levenspiel, 1989) como :

$$C_d = \frac{24}{Re} (1 + 0.1806 Re^{0.6459}) + \frac{0.4251}{(1 + \frac{6880}{Re})}. \quad (D.4)$$

Dos parámetros importantes en la (D.3) son la densidad del gas y la viscosidad. El primero de ellos se modela a partir de un gas compuesto de 60 % de vapor de agua, 30 % de CO₂ y 10 % aire seco obteniendo una masa molar media $M_{mol}=26.9$ gr, con lo que la constante de los gases queda establecida por $R_g = 309 \frac{J}{kg \cdot K}$. De esta manera, la densidad del gas se calcula como una función de la altura utilizando la siguiente expresión:

$$\rho_g(z) = P_0 \left(\frac{T_s - \gamma_e z}{T_s} \right)^{h_a} \frac{1}{R_g(T_v - \gamma_a z)}, \quad (D.5)$$

donde, $P_0 = 101300$ Pa, h_a es el exponente de la ley de presión con la altura, T_s es la temperatura a nivel del mar, $T_v = 1100$ K es la temperatura de salida del gas del volcán Textor et al. (2006) y z es la posición de la partícula respecto del piso. $\gamma_e = 0.0065$ y $\gamma_a = 0.098$ son las constantes de decaimiento para atmósfera estándar y adiabática respectivamente.

Por otro lado, al asumir la expansión adiabática y al considerar que la temperatura decae a 6.5 grados por kilómetro, la viscosidad del medio η se puede determinar según (Sutherland, 1893; Armienti et al., 1988) como una función de la altura por:

$$\eta(z) = \eta_0 \frac{T_0 + 120}{(T_v - \gamma_d z) + 120} \left(\frac{T_v - \gamma_d z}{T_0} \right)^{3/2}, \quad (D.6)$$

donde, η_0 es un valor de viscosidad para la temperatura de referencia T_0 , y 120 es el valor de la constante de Sutherland. Como puede observarse, (D.3) y por lo tanto (D.4) dependen de la velocidad relativa entre el gas y la partícula. La velocidad de la partícula inicialmente va a depender del tamaño de la misma por lo que se va a considerar para partículas esféricas pequeñas ($D \leq 1$ mm) la ley de Stokes:

$$v_0^p = \frac{v_0^g - D^2 \rho_p g}{18\eta_0}, \quad (D.7)$$

donde, el diámetro está expresado en metros y la densidad media considerada para las partículas es $\rho_p = 1800$ kg m⁻³. Para partículas grandes ($D > 1$ mm) se considera (Gouhier and Donnadieu, 2010):

$$v_0^p = v_0^g - K\sqrt{D}, \quad (D.8)$$

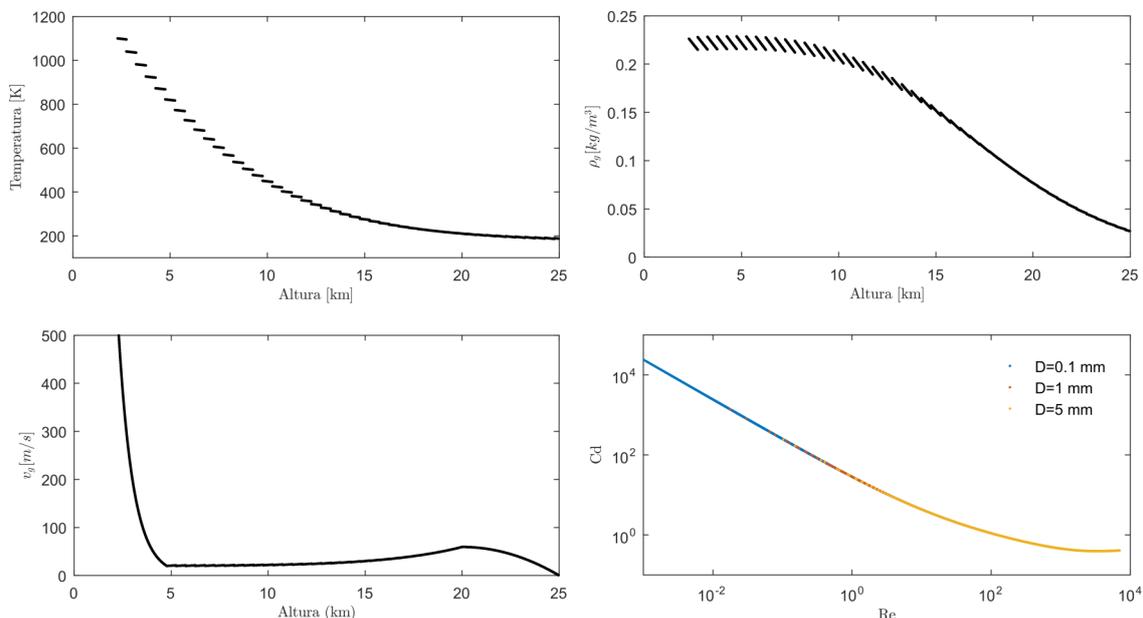


Fig. D.1: Coeficientes obtenidos a partir de la parametrización del modelo MBV. El panel 1 (parte superior izquierda) expone el comportamiento de la temperatura del gas con la altura, mientras que el panel 2 (parte superior derecha) representa la densidad del gas. Los paneles 3 y 4 (parte inferior) evidencian el comportamiento de la velocidad del gas con la altura y el coeficiente de Drag en función del número de Reynolds para partículas con diámetros de 0.1 mm, 1 mm y 5 mm respectivamente.

donde v_0^g es la velocidad inicial del gas y K es una constante empírica ajustada en 150. La velocidad inicial del gas, $v_0^g = 500 \text{ m s}^{-1}$, se tomó del trabajo de Wilson (1976) ya que allí se analizan erupciones similares a la producida en el volcán Calbuco. Este trabajo expone, por medio de varias simulaciones numéricas, que la velocidad del gas decrece exponencialmente con la altura, con lo cual:

$$v_g(z) = v_0^g \exp(-\gamma z). \quad (\text{D.9})$$

Patrick (2007), estimó el valor de γ por medio de un ajuste realizado con mediciones de velocidad de partículas de 39 erupciones Strombolianas obteniendo $\gamma = 0.013$. Según esta ley de decaimiento, el gas perdería completamente la velocidad en algunos cientos de metros, lo cual es cierto para erupciones de esas características (altura de la pluma $< 10 \text{ km}$). Sin embargo, para una erupción tipo Pliniana como fue el caso del volcán Calbuco, se modificó la tasa de decaimiento un orden por debajo obteniendo $\gamma = 0.0013$. Con esta constante de decaimiento, v_g dada por (D.9) cae por debajo de los 20 ms^{-1} en aproximadamente 2500 m. A partir de este momento, volcán no tendría energía para continuar elevando la nube de cenizas, por lo que se propone incluir un término de velocidad adicional dado por la conservación de masa a partir de que la velocidad del gas descienda por debajo de los 20 ms^{-1} . Para

determinar dicho termino se procede de la siguiente manera:

$$dtA\rho_i v_i^g = dtA\rho_j v_j^g \Rightarrow v_j^g = v_i^g \frac{\rho_i^g}{\rho_j^g}, \quad (\text{D.10})$$

donde los subindices i y j establecen dos momentos temporales consecutivos. Desde el momento en que $v_g < 20 \text{ ms}^{-1}$, la velocidad del gas aumentara a razón del cociente entre las densidades de dos instantes consecutivos. Este término se incluye hasta el momento que la parcela de gas llega al límite superior de la Tropopausa. Desde este punto, y teniendo en cuenta que la densidad del aire es muy baja ($\rho_g < 0.05 \text{ kg m}^{-3}$), v_g no puede seguir creciendo por lo que se considera:

$$v_j^g = v_i^g \left(\frac{1 - (z - z_{lim})}{5000} \right)^2, \quad (\text{D.11})$$

donde, z_{lim} es el límite de la Troposfera y 5000 es el valor de una constante de decaimiento. El comportamiento de la velocidad del gas con la altura se expone en el panel inferior izquierdo de la Fig.(D.1). Ésta imagen muestra el cambio en la velocidad del gas para una parcela cuya velocidad inicial $v_0^g = 500 \text{ ms}^{-1}$. Se pueden observar las tres regiones parametrizadas: el decaimiento exponencial de la primera etapa, crecimiento por cociente entre densidades en la etapa intermedia y el descenso final en la tercera etapa.

Notar que en la Fig.(D.1), los paneles que referencian la temperatura y la densidad de la pluma muestran saltos en sus valores. Ésto se debe, a que fue necesario incluir el efecto del intercambio de calor que se genera por el aire circundante alrededor de la pluma para que la temperatura de la parcela de gas en flotación llegue a valores suficientemente bajos por encima de la troposfera como lo muestran los trabajos de Sparks (1986), Wilson (1976) y Textor et al. (2006).

Por medio de los parámetros antes mencionados, se puede obtener la altura de las partículas para distintos diámetros en función del tiempo como se observa en la Fig.(D.2). Aquí puede verse que partículas por debajo de los 5 mm de diámetro nunca superan alturas por encima de los 5 km, mientras que partículas por debajo del milímetro llegan a alturas considerables. En la figura, también se evidencian las tres etapas en que se dividió la velocidad del gas, una primera etapa de rápido ascenso de la partícula que dura muy poco tiempo ($\approx 60 \text{ s}$), un estado de ascenso más prolongado pero menos intenso y al final un estado de equilibrio.

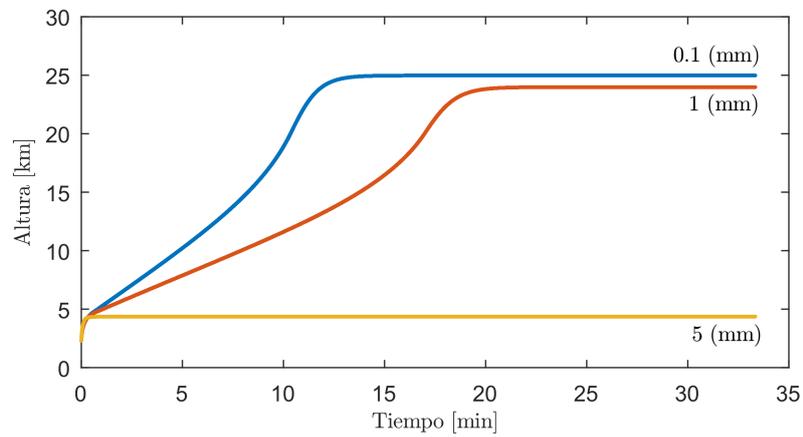


Fig. D.2: Esta imagen muestra las alturas en función del tiempo de tres partículas de la misma densidad con diámetros de 0.1 mm (línea azul), 1 mm (línea roja) y 5 mm (línea amarilla).

Bibliografía

- Adams, R. J., Perger, W. F., Rose, W. I., and Kostinski, A. (1996). Measurements of the complex dielectric constant of volcanic ash from 4 to 19 ghz. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978–2012)*, 101(B4):8175–8185.
- Armienti, P., Macedonio, G., and Pareschi, M. (1988). A numerical model for simulation of tephra transport and deposition: Applications to may 18, 1980, mount st. helens eruption. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 93(B6):6463–6476.
- Balakrishnan, N. and Zrnic, D. (1990). Use of polarization to characterize precipitation and discriminate large hail. *Journal of the atmospheric sciences*, 47(13):1525–1540.
- Barber, P. W. and Hill, S. C. (1990). *Light scattering by particles: computational methods*, volume 2. World scientific.
- Beard, K. V. and Chuang, C. (1987). A new model for the equilibrium shape of raindrops. *Journal of the Atmospheric sciences*, 44(11):1509–1524.
- Bonadonna, C., Genco, R., Gouhier, M., Pistolesi, M., Cioni, R., Alfano, F., Hoskuldsson, A., and Ripepe, M. (2011). Tephra sedimentation during the 2010 eyjafjallajökull eruption (iceland) from deposit, radar, and satellite observations. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 116(B12).
- Bringi, V. and Chandrasekar, V. (2001). *Polarimetric Doppler weather radar: principles and applications*. Cambridge University Press.
- Cas, R. A. and Wright, J. V. (1987). *Volcanic successions: modern and ancient*. Springer Science & Business Media.
- Crouch, J. F., Pardo, N., and Miller, C. A. (2014). Dual polarisation c-band weather radar imagery of the 6 august 2012 te maari eruption, mount tongariro, new zealand. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 286:415–436.
- Daliakopoulos, I. N. and Tsanis, I. K. (2012). A weather radar data processing module for storm analysis. *Journal of Hydroinformatics*, 14(2):332–344.

-
- Fielding, M. D., Chiu, J. C., Hogan, R. J., and Feingold, G. (2013). 3d cloud reconstructions: Evaluation of scanning radar scan strategy with a view to surface shortwave radiation closure. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 118(16):9153–9167.
- Fu, Q. and Sun, W. (2001). Mie theory for light scattering by a spherical particle in an absorbing medium. *Applied Optics*, 40(9):1354–1361.
- Germann, U. and Joss, J. (2004). Operational measurement of precipitation in mountainous terrain. In *Weather Radar*, pages 52–77. Springer.
- Gouhier, M. and Donnadieu, F. (2010). The geometry of strombolian explosions: Insights from doppler radar measurements. *Geophysical Journal International*, 183(3):1376–1391.
- Haider, A. and Levenspiel, O. (1989). Drag coefficient and terminal velocity of spherical and nonspherical particles. *Powder technology*, 58(1):63–70.
- Hannesen, R. and Weipert, A. (2003). Detection of dust storms with a c-band doppler radar. In *AMS 31st International Conference on Radar Meteorology*.
- Harris, D. M. and Rose, W. I. (1983). Estimating particle sizes, concentrations, and total mass of ash in volcanic clouds using weather radar. *Journal of Geophysical Research: Oceans (1978–2012)*, 88(C15):10969–10983.
- Hogan, R. J., Tian, L., Brown, P. R., Westbrook, C. D., Heymsfield, A. J., and Eastment, J. D. (2012). Radar scattering from ice aggregates using the horizontally aligned oblate spheroid approximation. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 51(3):655–671.
- Jackson, J. D. (1999). *Classical electrodynamics*. Wiley.
- Johnston, D. M. (1997). *Physical and social impacts of past and future volcanic eruptions in New Zealand: a thesis presented in partial fulfilment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy in Earth Science, Massey University, Palmerston North, New Zealand*. PhD thesis.
- Jones, T. A. and Christopher, S. A. (2010). Satellite and radar remote sensing of southern plains grass fires: A case study. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 49(10):2133–2146.
- Jones, T. A., Christopher, S. A., and Petersen, W. (2009). Dual-polarization radar characteristics of an apartment fire. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 26(10):2257–2269.
- Kurum, M. (2015). C-band sar backscatter evaluation of 2008 gallipoli forest fire. *Geoscience and Remote Sensing Letters, IEEE*, 12(5):1091–1095.

- Lacasse, C., Karlsdóttir, S., Larsen, G., Soosalu, H., Rose, W., and Ernst, G. (2004). Weather radar observations of the hekla 2000 eruption cloud, iceland. *Bulletin of Volcanology*, 66(5):457–473.
- Lipman, P. W. and Mullineaux, D. R. (1981). *The 1980 eruptions of Mount St. Helens, Washington*. Number 1250. US Dept. of the Interior, US Geological Survey.
- Lopez-Escobar, L., Parada, M. A., Moreno, H., Frey, F. A., and Hickey-Vargas, R. L. (1992). A contribution to the petrogenesis of osomo and calbuco volcanoes, southern andes ($41^{\circ} 00'$ - $41^{\circ} 30'$ s): comparative study. *Andean Geology*, 19(2):211–226.
- Maki, M. and Doviak, R. (2001). Volcanic ash size distribution determined by weather radar. In *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2001. IGARSS'01. IEEE 2001 International*, volume 4, pages 1810–1811. IEEE.
- Marzano, F., Lamantea, M., Montopoli, M., Fabio, S. D., and Picciotti, E. (2011). The eyjafjöll explosive volcanic eruption from a microwave weather radar perspective. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 11(18):9503–9518.
- Marzano, F. S., Barbieri, S., Picciotti, E., and Karlsdóttir, S. (2010a). Monitoring subglacial volcanic eruption using ground-based c-band radar imagery. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, 48(1):403–414.
- Marzano, F. S., Barbieri, S., Vulpiani, G., Rose, W., et al. (2006a). Volcanic ash cloud retrieval by ground-based microwave weather radar. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, 44(11):3235–3246.
- Marzano, F. S., Marchiotto, S., , C., and Schneider, D. J. (2010b). Model-based weather radar remote sensing of explosive volcanic ash eruption. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, 48(10):3591–3607.
- Marzano, F. S., Vulpiani, G., Rose, W., et al. (2006b). Microphysical characterization of microwave radar reflectivity due to volcanic ash clouds. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, 44(2):313–327.
- Mastin, L., Guffanti, M., Servranckx, R., Webley, P., Barsotti, S., Dean, K., Durant, A., Ewert, J., Neri, A., Rose, W., et al. (2009). A multidisciplinary effort to assign realistic source parameters to models of volcanic ash-cloud transport and dispersion during eruptions. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 186(1):10–21.
- Mastin, L. G. (2011). eject model.
- Mie, G. (1908). Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen. *Annalen der physik*, 330(3):377–445.

- Newhall, C. G. and Self, S. (1982). The volcanic explosivity index (vei)- an estimate of explosive magnitude for historical volcanism. *Journal of Geophysical Research*, 87(C2):1231–1238.
- Oguchi, T., Udagawa, M., Nanba, N., Maki, M., and Ishimine, Y. (2009). Measurements of dielectric constant of volcanic ash erupted from five volcanoes in japan. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, 47(4):1089–1096.
- Okamoto, H. (2002). Information content of the 95-ghz cloud radar signals: Theoretical assessment of effects of nonsphericity and error evaluation of the discrete dipole approximation. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 107(D22).
- Oswalt, J., Nichols, W., and OHara, J. F. (1996). Meteorological observations of the 1991 mount pinatubo eruption. *Fire and Mud: eruptions and lahars of Mount Pinatubo, Philippines*, pages 625–636.
- Patrick, M. R. (2007). Dynamics of strombolian ash plumes from thermal video: Motion, morphology, and air entrainment. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 112(B6).
- Poffo, D., Saffe, J., Caranti, G. M., Comes, R. A., and Rodriguez, A. (2017). Comparison between two attenuation models and precipitation evaluation with ground validation. *IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*, 10:417–427.
- Riley, C. M., Rose, W. I., and Bluth, G. J. (2003). Quantitative shape measurements of distal volcanic ash. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978–2012)*, 108(B10).
- Rogers, A. B., Macfarlane, D. G., Robertson, D., et al. (2010). Measurement of the complex dielectric constant of volcanic ash at millimetre wavelengths. In *Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2010 35th International Conference on*, pages 1–2. IEEE.
- Rose, W. I. and Kostinski, A. (1994). Radar remote sensing of volcanic clouds. In *Volcanic ash and aviation safety: proceedings of the first international symposium on volcanic ash and aviation safety. US Geological Survey Bulletin*, volume 2047, pages 391–396.
- Rose, W. I., Kostinski, A. B., and Kelley, L. (1995). Real-time c-band radar observations of 1992 eruption clouds from crater peak, mount spurr volcano, alaska. *US Geol Surv Bull*, 2139:19–26.
- Ryzhkov, A. and Zrníc, D. (2005). Radar polarimetry at s, c, and x bands comparative analysis and operational implications. *32nd Conference on Radar Meteorology*.
- Sarna-Wojcicki, A. M., Shipley, S., Waitt Jr, R. B., Dzurisin, D., and Wood, S. H. (1981). Areal distribution, thickness, mass, volume, and grain size of air-fall ash from the six major eruptions of 1980.

- Seliga, T. and Bringi, V. (1976). Potential use of radar differential reflectivity measurements at orthogonal polarizations for measuring precipitation. *Journal of Applied Meteorology*, 15(1):69–76.
- Sigurdsson, H., Houghton, B., McNutt, S., Rymer, H., and Stix, J. (2015). *The encyclopedia of volcanoes*. Elsevier.
- Simarski, L. (1992). *Volcanism and climate change*. Amer Geophysical Union.
- Singh, A. and Lubecke, V. (2013). Adaptive noise cancellation for two frequency radar using frequency doubling passive rf tags. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 61(8):2975–2981.
- Singh, A. and Lubecke, V. M. (2012). Respiratory monitoring and clutter rejection using a cw doppler radar with passive rf tags. *Sensors Journal, IEEE*, 12(3):558–565.
- Sparks, R. (1986). The dimensions and dynamics of volcanic eruption columns. *Bulletin of Volcanology*, 48(1):3–15.
- Sutherland, W. (1893). Lii. the viscosity of gases and molecular force. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 36(223):507–531.
- Taylor, H. and Lichte, F. (1980). Chemical composition of mount st. helens volcanic ash. *Geophysical Research Letters*, 7(11):949–952.
- Textor, C., Graf, H.-F., Herzog, M., Oberhuber, J. M., Rose, W. I., and Ernst, G. (2006). Volcanic particle aggregation in explosive eruption columns. part 2: Numerical experiments. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 150(4):378–394.
- Uysal, F., Selesnick, I., Pillai, U., and Himed, B. (2014). Dynamic clutter mitigation using sparse optimization. *Aerospace and Electronic Systems Magazine, IEEE*, 29(7):37–49.
- Werner, M. (2014). A new radar data post-processing quality control workflow for the dwd weather radar network. In *8th Europ. Conf. On Radar in Meteor. and Hydrol., no. DAC. P*, volume 4, page 2014.
- Wilson, L. (1976). Explosive volcanic eruptions 3. plinian eruption columns. *Geophysical Journal International*, 45(3):543–556.
- Wright, J. V., Smith, A. L., and Self, S. (1980). A working terminology of pyroclastic deposits. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 8(2-4):315–336.
- Zrnica, D. S. and Ryzhkov, A. V. (1999). Polarimetry for weather surveillance radars. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 80(3):389.