

**DETERMINACIÓN DE CONSTITUYENTES EN LA
ATMÓSFERA MEDIANTE LA PARAMETRIZACIÓN
TRIGONOMÉTRICA DE LAS CURVAS ESPECTRALES DE
REFLECTANCIA DIFUSA**



UNIVERSIDAD DE CARABOBO
FACULTAD DE INGENIERÍA
DIRECCIÓN DE POSTGRADO
DOCTORADO EN INGENIERÍA
ÁREA AMBIENTE



**DETERMINACIÓN DE CONSTITUYENTES EN LA ATMÓSFERA
MEDIANTE LA PARAMETRIZACIÓN TRIGONOMÉTRICA DE LAS
CURVAS ESPECTRALES DE REFLECTANCIA DIFUSA**

Autora: MSc. Ing. Semia Rafeh de Maddah

Asesor: Dr. Aarón Alberto Muñoz Morales

Valencia, Junio de 2017



UNIVERSIDAD DE CARABOBO
FACULTAD DE INGENIERÍA
DIRECCIÓN DE POSTGRADO
DOCTORADO EN INGENIERÍA
ÁREA AMBIENTE



**DETERMINACIÓN DE CONSTITUYENTES EN LA ATMÓSFERA
MEDIANTE LA PARAMETRIZACIÓN TRIGONOMÉTRICA DE LAS
CURVAS ESPECTRALES DE REFLECTANCIA DIFUSA**

Autora: MSc. Ing. Semia Rafeh de Maddah

Trabajo presentado ante la Dirección de Postgrado de la Universidad de Carabobo como requisito parcial para optar al título de Doctor en Ingeniería, Área Ambiente

Valencia, Junio de 2017

DEDICATORIA

A mis padres aunque ya no estén conmigo físicamente, por ser el pilar fundamental en todo lo que soy.

A mi esposo Gassan y a mis hijos Malek y Briana por permitirme robarles el tiempo necesario para desarrollar esta tesis doctoral.

Para todos ustedes hago esta dedicatoria.

AGRADECIMIENTOS

A Dios todopoderoso por iluminar mi mente y darme la salud necesaria para enfrentar todos los obstáculos y salir adelante.

A mis hijos Briana y Malek por su ayuda incondicional en las traducciones nocturnas al idioma Inglés.

A mi esposo Gassan, a mis sobrinos Ruba, Yuma, Sam y Jess por brindarme la calma en los momentos de desesperación.

Al Dr. Aarón Muñoz quien sin conocerme aceptó ser mi tutor incondicional.

A mis amigos y profesores Alberto Martínez, María Teresa Cruz y Tatiana Rybak quienes me apoyaron de forma excepcional en todas las gestiones que conlleva un trabajo Doctoral.

A todos los que de alguna u otra manera han contribuido en mi desarrollo académico y profesional.

A cada uno, muchas gracias.

ÍNDICE GENERAL

	pp.
LISTA DE TABLAS	ix
LISTA DE FIGURAS	x
RESUMEN	xiii
ABSTRACT	xiv
INTRODUCCIÓN	1
CAPÍTULO	
I EL PROBLEMA	5
Planteamiento del problema	5
Objetivos de la investigación	8
Objetivo general	8
Objetivos específicos	8
Justificación de la investigación	9
Delimitación de la investigación	11
II MARCO TEÓRICO.....	13
Antecedentes de la investigación	13
Bases teóricas	16
Atmósfera terrestre	16
Modelo de la atmósfera	17
Propiedades ópticas de los medios turbios	21
Absorción	21
Esparcimiento	23
Modelos de propagación de la luz en medios turbios	25
Teoría de transferencia radiativa	26
Ecuación de transferencia radiativa (ETR)	26
Sección transversal y amplitud de esparcimiento	26
Intensidad específica.....	29
Reflectancia Difusa.....	34
Intentos de solución determinista de la ETR	37
Aproximación de la difusión de la ETR.....	37
Teoría de Kubelka-Munk	38
Intentos de solución numérica de la ETR	41
Modelos estocásticos.....	41
Método numérico Monte Carlo	41
Algoritmo Monte Carlo Multicapas (MCML)	43

	Generación de la traza del camino de un fotón	44
	Absorción de fotones	46
	Cambio de dirección del fotón, esparcimiento	46
	Bases legales	47
III	MARCO METODOLÓGICO	53
	Tipo de investigación	53
	Diseño de la investigación	54
	Variables de la investigación	54
	Variable dependiente	54
	Variable independiente	54
	Técnicas de la investigación	54
	Técnica de simulación Monte Carlo	55
	Modelo atmosférico Rafeh-Muñoz	56
	Técnica de filtrado por componentes principales. Image J	65
	Fases de la investigación	68
IV	TÉCNICAS DE ANÁLISIS	73
	Ajustes por polinomio trigonométrico mediante series de Fourier	73
	Serie de Fourier	74
	Convergencia de la serie de Fourier	76
	Teorema de convergencia uniforme de series de Fourier	76
	Diferenciación de series de Fourier	76
	Integración de series de Fourier	77
	Forma compleja de la serie de Fourier	77
	Expansión en series de Fourier de la ecuación de transferencia radiativa	78
	Planteamiento del problema inverso	84
	Método de mínimos cuadrados	84
	Ajuste con polinomios trigonométricos	86
	Definición de polinomio trigonométrico	86
	Serie finita de Fourier	86
	Simulación de curvas de reflectancia difusa mediante MCML	88
	Descripción de la interfaz desarrollada en Matlab	90
	Respuesta de los coeficientes de la expansión de la serie de Fourier a la variación de los parámetros ópticos	91
	Relaciones analíticas entre los parámetros ópticos y los coeficientes de la serie de Fourier	92
	Coeficiente de esparcimiento	92
	Coeficiente de absorción	92
	Índice de refracción	92
	Satélite Miranda. Captura de imágenes	96

V	RESULTADOS Y DISCUSION.....	101
	Objetivo #1.....	101
	Simulación espacial con variación del número de fotones	102
	Simulación espacial con variación del coeficiente de esparcimiento	104
	Simulación espacial con variación del coeficiente de absorción	106
	Simulación de la reflectancia difusa espectral. Caso:O ₃	106
	Simulación de la reflectancia difusa espectral. Caso CO ₂	108
	Simulación de la reflectancia difusa espectral. Caso NO ₂	109
	Objetivo#2.....	109
	Parametrización de las CERDS. Caso O3.....	110
	..Parametrización de las CERDS. Caso CO2.....	112
	Parametrización de las CERDS. Caso NO2.....	113
	Objetivo #3.....	115
	..Relación matemática. Caso O3.....	115
	..Relación matemática. Caso CO2.....	116
	Relación matemática. Caso NO2.....	117
	Objetivo #4.....	118
	Imágenes reales del satélite Miranda.....	118
	Objetivo #5.....	128
	Objetivo #6.....	128
	Método del Usuario.....	129
VI	CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES	130
	Conclusiones	131
	Recomendaciones	132
	REFERENCIAS	134
	ANEXO A.....	142
	Trabajos dirigidos presentados	142
	ANEXO B.....	143
	Resultados no distinguibles de parametrizacion	143

LISTA DE TABLAS

TABLA	pp.
2.1 Concentración de gases atmosféricos	19
2.2 Límites de calidad de aire	52
3.1 Componentes absorbentes. Datos y relaciones	62
5.1 Parámetros de entrada	102
5.2 Coeficientes de Fourier ante cambios de O ₃	111
5.3 Coeficientes de Fourier ante cambios de CO ₂	113
5.4 Coeficientes de Fourier ante cambios de NO ₂	114
5.5 Valores de concentraciones de contaminantes	128

LISTA DE FIGURAS

FIGURA	pp.
2.1 Estructura de la atmósfera	20
2.2 Diagrama de propagación de la luz a través de un medio turbio	25
2.3 Onda plana que incide sobre un centro de absorción y esparcimiento .	27
2.4 Representación esquemática de la intensidad específica	28
2.5 Esquema del caso físico bajo estudio	31
2.6 Función de transferencia con función de Green (derecha) para una placa infinita (izquierda)	39
3.1 Capas de modelo atmosférico propuesto	56
3.2 Índice de refracción en la atmósfera	57
3.3 Anisotropía durante el esparcimiento de la luz de una partícula esférica	58
3.4 Espectro electromagnético	59
3.5 Espectro de absorción del Ozono (izquierda) y del vapor de agua (derecha)	60
3.6 Diferentes tipos esparcimiento según el parámetro tamaño $x=2\pi r/\lambda$...	61
3.7 Modelo atmosférico Rafeh-Muñoz	64
3.8 Captura de pantalla del programa Image J	67
3.9 Flujograma de la investigación	68
3.10 Diagrama de bloques del proceso de Simulación con MCML	70
4.1 Valor estimado y observado por el método de mínimos cuadrados	85
4.2 Reflectancia Difusa.....	89
4.3 Interfaz del programa propafoton.fig para las simulaciones	90
4.4 Curva reflectancia difusa espacial obtenida con el código MCML.....	91
4.5 Interfaz con la simulación de la reflectancia difusa espacial.....	93
4.6 Satélite Miranda SSO	96
4.7 Cámaras del satélite Miranda	97
4.8 Mapa en dos dimensiones para solicitar el producto	98

4.9	Mapa en dos dimensiones con el producto	98
4.10	Mapa en dos dimensiones con herramienta rectangular	99
4.11	Mapa en dos dimensiones con especificaciones	99
4.12	Mapa en dos dimensiones con el nivel de la escena	100
4.13	Mapa en dos dimensiones de la escena 1	100
4.14	Imagen multiespectral de la escena 1	100
5.1	Reflectancia difusa espacial para 50,000 fotones	103
5.2	Reflectancia difusa espacial para 500,000 fotones.....	103
5.3	Aumento de la reflectancia con el coeficiente de esparcimiento	105
5.4	Disminución de la reflectancia con el coeficiente de absorción	106
5.5	Curva de reflectancia espectral al variar la concentración de O ₃	107
5.6	Curva de reflectancia espectral al variar la concentración de CO ₂	108
5.7	Curva de reflectancia espectral al variar la concentración de NO ₂	109
5.8	Curva de reflectancia espectral ajustada para el O ₃	112
5.9	Curva de reflectancia espectral ajustada para el CO ₂	113
5.10	Curva de reflectancia espectral ajustada para el NO ₂	114
5.11	Coeficiente de Fourier a_1 versus concentración de O ₃	115
5.12	Coeficiente de Fourier a_0 versus concentración de CO ₂	116
5.13	Coeficientes de Fourier a_n versus concentración de NO ₂	117
5.14	Imágenes de la data 1 por canal	120
5.15	Imagen multiespectral de la data 1, canales compuestos	120
5.16	Imágenes de la data 2 por canal	121
5.17	Imagen multiespectral de la data 2, canales compuestos	121
5.18	Imágenes de la data3 por canal	122
5.19	Imagen multiespectral de la data 3, canales compuestos	122
5.20	Análisis de la data de la Imagen 1	123
5.21	Análisis de la data de la Imagen 2.....	123
5.22	Análisis de la data de la Imagen 3.....	124
5.23	Curvas espectrales de reflectancia difusa real	127

5.24	Curvas espectrales ajustada de reflectancia difusa real	128
5.25	Reflectancia difusa simulada versus real para el CO ₂	129
5.26	Método para el Usuario	130



UNIVERSIDAD DE CARABOBO
FACULTAD DE INGENIERÍA
DIRECCIÓN DE POSTGRADO
DOCTORADO EN INGENIERÍA
ÁREA AMBIENTE



DETERMINACIÓN DE CONSTITUYENTES EN LA ATMÓSFERA MEDIANTE LA PARAMETRIZACIÓN TRIGONOMÉTRICA DE LAS CURVAS ESPECTRALES DE REFLECTANCIA DIFUSA

Autora: MSc. Ing. Semia Rafeh de Maddah

Tutor: Dr. Aarón Alberto Muñoz Morales

Fecha: Marzo, 2017

RESUMEN

La atmósfera terrestre es un medio turbio de cambios constantes que representa, desde el punto de vista computacional, el manejo de una cantidad considerable de información variable y de complejo estudio. La profusión de conocimientos y descubrimientos en el campo de la computación, la teledetección y el manejo de la información del mundo dinámico actual permite descifrar los datos que la propagación de la luz conlleva en términos de las propiedades ópticas del medio. En este sentido, el estudio inició con la propuesta de un modelo atmosférico que contiene los parámetros ópticos teórico-práctico de entrada al algoritmo utilizado. Se adaptó el algoritmo Monte Carlo Multicapas (MCML) de libre acceso en la red para obtener el algoritmo modificado utilizado en las simulaciones de la propagación de la luz en la atmósfera. Las simulaciones realizadas utilizando el algoritmo modificado permitieron generar las curvas de reflectancia difusa de la atmósfera tanto con resolución espacial como espectral. Las curvas de reflectancia difusa espectrales simuladas se parametrizaron trigonométricamente mediante series de Fourier. Los coeficientes de Fourier obtenidos se relacionan matemáticamente con la concentración de los constituyentes atmosféricos CO_2 , NO_2 y O_3 . Además, se utilizó la teledetección satelital para obtener imágenes reales sobre la zona sur de Valencia, región centro-norte de Venezuela que permitieron generar las curvas de reflectancia difusa reales que validan el comportamiento de las curvas de reflectancia difusa simuladas ante cambios en los parámetros ópticos atmosféricos. Finalmente, se generó un método que determina la concentración de constituyentes atmosféricos en términos de los coeficientes de Fourier.

Palabras clave: algoritmo Monte Carlo Multicapas, constituyentes atmosféricos, parámetros ópticos.

Línea de Investigación: Determinación de partículas y compuestos orgánicos en el aire.



UNIVERSITY OF CARABOBO
ENGINEERING SCHOOL
GRADUATE DEPARTMENT
DOCTORATE IN ENGINEERING
AREA ENVIRONMENT



DETERMINATION OF CONSTITUENTS IN THE ATMOSPHERE BY TRIGONOMETRIC PARAMETERIZATION OF THE SPECTRAL CURVES OF DIFFUSE REFLECTANCE

Author: Semia Rafeh de Maddah, MSc.

Tutor: Aarón Alberto Muñoz Morales, PhD.

Date: March, 2017

ABSTRACT

The Earth's atmosphere is a turbid medium that changes constantly. From a computational point of view, it represents the handling of a considerable amount of variable information which is complex to study. The wealth of knowledge and discoveries in the field of computing, remote sensing and information management in today's dynamic world allows decoding the data of light's propagation in terms of the optical properties of the medium. Because of this, an atmospheric model with theoretical-practical optical parameters is proposed as input to the utilized algorithm. In order to obtain a modified algorithm used to simulate the propagation of photons in the Earth's atmosphere the Monte Carlo Multilayered, MCML algorithm of free access was modified. The simulations with the modified MCML algorithm allow generating diffuse reflectance curves of the atmosphere with spatial and spectral resolution. The simulated diffuse reflectance curves are trigonometrically parameterized through the Fourier series. The Fourier coefficients obtained were related mathematically with the concentration of air constituents such as CO_2 , NO_2 and O_3 . In addition, satellite remote sensing is used to obtain the real images of the south Valencia north central region of Venezuela that generate the diffuse reflectance curves which validate the behavior of the diffuse reflectance curves that were simulated based on changes in optical parameters of the atmosphere. Finally, a method to determine the atmospheric concentration of constituents in terms of Fourier coefficients was generated.

Key Words: Monte Carlo Multilayered algorithm, atmospheric constituents, optical parameters.

Research line: Determination of particles and organic compounds in air.

INTRODUCCIÓN

La ciencia ocupa un lugar fundamental en el sistema productivo debido a la necesidad del hombre por transformar al mundo. La actividad científica implica la comprensión de la realidad y la solución a los continuos problemas que enfrenta. En este contexto, la física es una de las ciencias indispensables para alcanzar el desarrollo de la humanidad, pues estudia los fenómenos de la naturaleza de manera que a medida que el hombre los comprende y los respeta, se hace más viable convivir con ellos.

A escala mundial y durante mucho tiempo la atmósfera terrestre se ha considerado esencial para la vida, por lo que sus alteraciones tienen una gran repercusión en los seres vivos y, en general, en todo el planeta. La atmósfera terrestre como medio turbio y la luz del Sol como recurso natural, ambos indispensables para la vida en la Tierra, han sido propósito de numerosos estudios que han determinado detalles de la propagación de la luz solar a través de la atmósfera (Kondratiev, 1969; Godoy y Yung, 1995).

Sin embargo, aún en estos días, debido al aumento y desarrollo de técnicas relacionadas con observaciones remotas y satelitales de la superficie terrestre y de la atmósfera (Premuda, 2011) y a avances en el manejo de la información vía computacional, el estudio de la propagación de la luz a través de medios turbios sigue en auge. En este sentido, el desarrollo de una nueva metodología que permita descifrar la información de la propagación de la luz ante variaciones de la concentración de los constituyentes atmosféricos, utilizando el análisis de la transferencia radiativa y métodos numéricos como Monte Carlo para su resolución, se hace viable.

Para simular un sistema real, tal como la atmósfera terrestre, se plantea un conjunto de suposiciones acerca de cómo funciona y qué relaciones matemáticas o lógicas sigue, constituyendo un modelo que se utiliza para intentar comprender el comportamiento del sistema real correspondiente. Sin embargo, no es sencillo lograr

la simulación de la propagación de la luz a través de la atmósfera como medio turbio debido a su extensa composición y geometría compleja.

El estudio del fenómeno de la propagación de luz y su interacción con la materia en medios turbios se logra a través de la ecuación de transferencia radiativa (por sus siglas, ETR) cuya solución no ha sido posible de encontrar. Existen diversos intentos de soluciones analíticas a la ETR sin embargo, las limitaciones en cuanto a geometría es evidente. Otros intentos de solución a la ETR son las numéricas tal como es el caso del Método Monte Carlo el cual es más adecuado cuando se trata de ambientes con esparcimiento múltiple y configuraciones geométricas complejas (Premuda, 2011),

En este sentido, y aunado al auge del poder computacional el método numérico Monte Carlo se hace relevante, y surge como una herramienta diagnóstico de los parámetros ópticos. En la ETR se involucran los coeficientes de absorción (\mathbf{u}_a) y de esparcimiento (\mathbf{u}_s) y el factor de anisotropía (\mathbf{g}), por los que son parámetros ópticos que se utilizan en las simulaciones. Estos coeficientes dependen de la longitud de onda de la luz incidente del medio. En las simulaciones con el método numérico Monte Carlo, es posible definir las reglas de propagación del fotón en forma de funciones de densidades probabilísticas, que describen la probabilidad de absorción o el ángulo de esparcimiento, permitiendo obtener una metodología para decodificar la información que conlleva la distribución de la radiación a través de un medio turbio como la atmósfera.

En la simulación de sistemas complejos es imprescindible acudir a simulaciones numéricas que permitan predecir el comportamiento de algún fenómeno. El método numérico Monte Carlo se hace relevante debido al auge del poder computacional como herramienta. Fue Stanislaw Marcin Ulam durante su juego de cartas solitario cuando sospechó la solución de problemas por repetición consecutiva y al consultarlo con John von Neumann lo iniciaron dándole como nombre secreto Monte Carlo, en honor al casino favorito de su tío (Eckhardt, 1987).

Desde entonces, Monte Carlo se utiliza como una poderosa técnica para la resolución de problemas complejos donde los computadores imitan o simulan el comportamiento de sistemas del mundo real con base en la teoría de muestreo estadístico y análisis de sistemas físicos probabilísticos complejos. Detrás de todo el manejo numérico y de datos expresado a través de Monte Carlo se propone una adaptación al programa Monte Carlo Multicapas (MCML) que representa un algoritmo diseñado como herramienta diagnóstica de la propagación de la luz a través de la atmósfera en función de los parámetros ópticos.

Las simulaciones utilizando MCML permiten obtener las curvas de reflectancia difusa ante cambios en los parámetros ópticos atmosféricos. Por otro lado, la observación satelital también permite obtener las curvas de reflectancia difusa reales. Estas curvas de reflectancia difusa simuladas y reales obtenidas, una vez filtradas y parametrizadas, se comparan con fines de verificación experimental.

Tomando en cuenta los planteamientos anteriores, la presente investigación desarrolla una nueva metodología que utiliza diagnóstico óptico avanzado (Tuchin, 2007) a través del análisis de la luz que se propaga en la atmósfera y que es reflejada hacia el espacio. La teledetección (Timofeyev y Vassilev, 2008) permite captar la imagen satelital y con ello obtener la reflectancia difusa real al sur de Valencia, en la región centro-norte de Venezuela. Las curvas de reflectancia difusa simuladas y reales se parametrizan trigonométricamente por series de Fourier, lo que permite relacionar los coeficientes obtenidos con la concentración de contaminantes atmosféricos.

En cuanto a su dimensión metodológica, el trabajo se desarrolló a partir de las premisas del paradigma cuantitativo (Palella y Martins, 2012) bajo un diseño no experimental, llevado a cabo mediante una investigación de campo con un nivel transeccional y descriptivo (Hernández, Fernández y Baptista, 2012). Todo lo anterior se encuentra plasmado en el siguiente documento científico, el cual se ha organizado en seis capítulos, quedando finalmente estructurado como se señala a continuación:

Capítulo I: El Problema. En este apartado se expone el tema investigado y los motivos que condujeron la realización de la presente tesis doctoral. Al respecto, se describe el planteamiento del problema, objetivos de la investigación, justificación y delimitación del mismo.

Capítulo II: Marco teórico. En él se compilan los aspectos teóricos que dan forma al cuerpo conceptual del trabajo, es decir, antecedentes, bases teóricas y legales, con el propósito de tener una idea más clara sobre el tema de investigación.

Capítulo III: Marco Metodológico. En él se precisa la estructura metodológica del trabajo, por lo que se desglosa el tipo, diseño y nivel de la investigación, variables, técnicas y fases de la investigación.

Capítulo IV: Técnicas de análisis. En esta sección se describen los procedimientos para el ajuste de curvas por series de Fourier y la captura de imágenes satelitales utilizado en la investigación.

Capítulo V: Resultados y discusión. En él se presentan las simulaciones de la reflectancia difusa espacial y espectral para cada concentración de constituyentes estudiado.

Capítulo VI: Conclusiones y Recomendaciones. Este apartado contiene cada una las conclusiones redactadas en función de los objetivos específicos, así como las líneas de acción futura derivadas de la investigación.

CAPÍTULO I

EL PROBLEMA

1.1. Planteamiento del problema

La actividad científica genera productos que controlan indirectamente la economía mundial. Estudiar la estructura de dichos productos nos ayuda a comprender la cultura contemporánea, más aún si el producto es lo que afecta al hombre actual. La física es una de las ciencias indispensables para el desarrollo del ser humano, por lo que ha sido tomada como base de muchas producciones científicas. Su importancia se remonta al siglo XVII, donde las ideas aristotélicas absurdas y equivocadas desencadenaron los estudios mecanicistas de Galileo, Newton, y otros en el mundo. En la actualidad, algunos trabajos relevantes pueden ser investigados debido a que ciertas áreas de la física aún poseen inconsistencias (Weinberg, 2003). La física atmosférica es una de estas áreas.

La atmósfera que rodea a la Tierra es una capa de composición variable y considerable al referirse a la propagación de la radiación solar hacia la superficie terrestre. No toda la radiación solar que recibe la periferia de la atmósfera llega a la superficie terrestre, una considerable fracción de la radiación solar es reflejada hacia el espacio al interactuar con las capas de la atmósfera u otros componentes, otra fracción penetra la atmósfera y el resto de la radiación finalmente se transmite hacia la Tierra (Cengel, 2013).

Durante la propagación de la luz a través de la atmósfera, la radiación solar es absorbida y/o esparcida en todas las direcciones al interactuar con los gases atmosféricos, vapor de agua y aerosoles en el medio. Esto genera un movimiento errático del pasaje de la luz a través de la atmósfera que conlleva una información

importante en cuanto al comportamiento de los parámetros ópticos se refiere. En este sentido, los procesos fenomenológicos debido a la interacción de la luz con la materia en medios turbios como la atmósfera recobran gran interés.

Se define como medio turbio aquel donde se produce absorción y/o esparcimiento múltiple de luz (Gómez, 1999), es decir, cuando la luz encuentra más de un obstáculo durante su propagación tal que pueda ser absorbida disminuida la intensidad de la luz o esparcida cambiada su dirección. El efecto de la absorción y el esparcimiento sobre la luz reflejada, específicamente después de su recorrido en un medio de geometría compleja o de forma indefinida y no homogéneo como la atmósfera, posee una información que puede ser obtenida mediante teledetección, tal como ocurre con las propiedades ópticas de las atmósferas planetarias (Timofeyev y Vassilev, 2008).

El diagnóstico óptico avanzado se inicia con la medición de las propiedades ópticas: reflectancia, transmitancia, absorción, esparcimiento y fluorescencia (Tuchin, 2007; Prah et al., 1990). Es decir, si la luz propagada en la atmósfera interactúa hasta con los contaminantes atmosféricos, la luz debería llevar la información intrínseca de todo con lo que interactuó en su recorrido. En este sentido, se hace pertinente el desarrollo de metodologías que permitan la recuperación de estas propiedades ópticas las cuales podrían ser utilizadas, por ejemplo, en la determinación de componentes específicos presentes en medios turbios a través del estudio de la propagación de la luz.

El diagnóstico y la determinación de concentraciones de constituyentes de medios turbios a través de la aplicación de métodos no invasivos es un campo de investigación que está en pleno desarrollo en la actualidad. Algunos autores han utilizado la técnica Monte Carlo Multicapas, por sus siglas en inglés, Monte Carlo for Multilayered Media MCML, en el campo de la óptica médica analizando tejidos cerebrales y extra cerebrales (Hallacoglu, Sassaroli y Fantini, 2013) y tejidos de la piel (Muñoz y Vázquez y Montiel, 2012). En el campo de la óptica atmosférica se han determinado las propiedades ópticas de los cristales de hielo (Ping et al., 2013).

La información que el estudio óptico de los medios turbios brinda debido a la interacción de la luz con la materia permite realizar el diagnóstico del medio. Lo anterior hace posible resolver dos problemáticas que aún coexisten en la óptica, la primera hace referencia a la búsqueda de cómo se distribuye la radiación electromagnética a través de un medio turbio y la segunda trata sobre la determinación de las características del mismo. En este trabajo, el problema consiste en calcular los parámetros ópticos en la atmósfera a partir del estudio de la reflectancia difusa.

En las últimas décadas se han desarrollado diferentes modelos que permiten la recuperación de los parámetros ópticos (Farrell, Patterson y Wilson, 1992), unos con mayor éxito que otros, presentando cada uno de ellos diferentes ventajas y desventajas al momento de aplicarlos. Sin embargo, en la óptica atmosférica, a pesar de los aportes de Mie y Rayleigh que se limitan a partículas de geometría esférica, todavía es difícil caracterizar el medio a través de la propagación de la radiación solar en la atmósfera terrestre en función de los parámetros ópticos. Esta investigación centra su atención en la caracterización del medio.

En este contexto, el presente trabajo de investigación propone una nueva metodología para la determinación de dichos parámetros ópticos de una manera rápida y eficaz, empleando la expansión en series de Fourier para ajustar la curva de reflectancia difusa característica a través del método de mínimos cuadrados, haciéndola que no dependa directamente del tipo de geometría de la muestra en estudio para su aplicación.

Los parámetros ópticos pueden ser utilizados como valores referenciales para relacionar los coeficientes de la serie de Fourier con la concentración de los constituyentes atmosféricos a partir del estudio del fenómeno de reflexión difusa. Además, las imágenes satelitales capturan la reflectancia difusa proveniente de la atmósfera de modo que contiene en forma implícita lo que ocurre durante la interacción de los fotones de la luz con los componentes atmosféricos. Al filtrar

dichas imágenes, se obtienen los datos que permiten construir las curvas espectrales de reflectancia difusa reales.

De modo que, se proponen simulaciones numéricas de la propagación de la luz en la atmósfera mediante el método Monte Carlo, la cual genera curvas espectrales de reflectancia difusa, que al ser parametrizadas permiten establecer relaciones matemáticas entre los coeficientes de Fourier y la concentración de los constituyentes atmosféricos. La parametrización de las curvas de reflectancia difusa filtradas y simuladas propician una comparación que valida una nueva metodología que finalmente permite el diagnóstico no invasivo y en tiempo real de los constituyentes atmosféricos, siendo esta la primera acción a seguir para controlar la contaminación atmosférica que está afectando a todo nuestro planeta.

1.2. Objetivos de la investigación

1.2.1. Objetivo general

Determinar la concentración de constituyentes atmosféricos mediante la parametrización trigonométrica de las curvas espectrales de reflectancia difusa satelitales en el sur de Valencia región centro-norte de Venezuela.

1.2.2. Objetivos específicos

- Simular la propagación de fotones en la atmósfera a través del método Monte Carlo con expresiones analíticas determinísticas generando las curvas espectrales de reflectancia difusa simulada
- Parametrizar trigonométricamente las curvas espectrales de reflectancia difusa simulada

- Relacionar la concentración de constituyentes atmosféricos en función de los coeficientes de parametrización de las curvas espectrales de reflectancia difusa simulada
- Parametrizar trigonométricamente las curvas espectrales de reflectancia difusa real obtenidas desde las imágenes del satélite Miranda en el sur de Valencia región centro-norte de Venezuela
- Estimar la concentración de los constituyentes atmosféricos en función de los coeficientes de parametrización de las curvas espectrales de reflectancia difusa real
- Comparar para al menos un constituyente atmosférico estimado la curva espectral de reflectancia difusa simulada con la curva espectral de reflectancia difusa real

1.3. Justificación de la investigación

Una atmósfera contaminada puede dañar la salud de las personas y afectar la vida de las plantas y los animales. Los cambios que se producen en la composición química de la atmósfera también pueden incidir en el clima, producir lluvia ácida o destruir la capa de ozono, entre algunos fenómenos que se pueden mencionar de gran importancia global. El efecto climático se produce por dos motivos, generalmente absorción y esparcimiento de la luz solar y debido a las condensaciones que modifican la radiación solar y las nubes.

Los mismos aerosoles atmosféricos incluso pueden generarse por eventos naturales y actividades de origen antropogénico, tales como la deforestación, la agricultura, la ganadería y el gran auge urbano. Estos planteamientos dan idea de la urgencia de conocer en profundidad dichos fenómenos y de la necesidad de tomar las medidas adecuadas que eviten situaciones graves para la vida de la humanidad y de toda la biósfera. Entonces, la acción de preservar comenzaría por detectar los componentes atmosféricos contaminantes en tiempo real.

Desde el punto de vista nacional, el uso científico que este estudio le da a las imágenes satelitales está enmarcado dentro de la política del Ministerio del Poder

Popular de Educación Universitaria, Ciencia y Tecnología, MPPEUCT de la República Bolivariana de Venezuela que se titula: Estímulo a los proyectos de investigación y desarrollo tecnológico orientados a la generación de conocimientos, la transferencia tecnológica y la innovación en áreas estratégicas, a través del ente adscrito al MPPEUCT llamado Instituto Autónomo Agencia Bolivariana para Actividades Espaciales, ABAE. Las imágenes reales permiten validar el método propuesto mediante la comparación de las curvas de reflectancia difusa simuladas con las reales provenientes del satélite Miranda.

Desde el punto de vista científico e internacional, la determinación de los parámetros ópticos es de vital importancia para el desarrollo de investigaciones relativas a la caracterización de medios turbios empleando métodos ópticos (Orozco et al., 2010), en particular, en el caso de la espectroscopia de reflexión difusa que es una técnica ampliamente utilizada para la caracterización y recuperación de los parámetros ópticos a partir de la medida espacial o espectral de la reflectancia difusa, considerado como un proceso no trivial.

En este sentido, la presente tesis doctoral adquiere relevancia al proponer una nueva metodología para la recuperación de parámetros ópticos empleando la expansión en serie de Fourier para ajustar la curva de reflectancia difusa característica, haciendo la aplicación del método independiente del tipo de geometría de la muestra en estudio.

El método para la determinación de la concentración de los constituyentes en la atmósfera a partir de la parametrización trigonométrica de las curvas de reflectancia difusa representa el principal aporte al conocimiento. Lograr que con la parametrización de las curvas se establezcan relaciones matemáticas y se generen observables que den razón de las concentraciones de los constituyentes en la atmósfera en tiempo real representa un método de diagnóstico y detección innovador y por ende un gran aporte a la comunidad científica. La metodología que se propone podría extrapolarse bajo las consideraciones pertinentes a cualquier medio turbio,

bien sea atmósfera, piel, u otros a través de los cuales se propague la luz y en los que se desee determinar alguna concentración específica.

Cabe destacar el aporte que este proyecto pretende dar al utilizar y analizar las imágenes satelitales en pro de la sociedad. Desde el punto de vista educativo, el generar una metodología donde se estudien las imágenes permitirá la independencia tecnológica para estimular programas de formación de profesionales en el uso de la teledetección espacial, en instituciones de reconocida trayectoria a nivel nacional y/o internacional. Asimismo, afectaría al sentido común del ciudadano donde la información atmosférica a tiempo real lo incitaría a controlar las emisiones humanas actuales de incidencia global.

1.4. Delimitación de la investigación

El proyecto se limita al cálculo del CO₂, NO₂ y O₃ como componentes atmosféricos de impacto medioambiental. El dióxido de carbono se considera contaminante cuando sus proporciones aumentan de 350-700 ppm (Picazzo, 2015), es un gas cuya concentración ha ido aumentando por la quema de los combustibles fósiles y de grandes extensiones de bosque produciendo un importante efecto de atrapamiento de calor, llamado efecto invernadero que está influyendo en el calentamiento global del planeta y por consiguiente en el cambio climático. El óxido nítrico NO es emitido en mayor cantidad pero sufre una rápida oxidación predominando dióxido de nitrógeno (NO₂) en la atmósfera el cual tiene una gran trascendencia en la formación de la bruma (smog) fotoquímica, del nitrato de peroxiacetilo e influye en las reacciones de formación y destrucción del ozono, así como de la lluvia ácida. El NO₂ en concentraciones entre 0,01-0,5 ppm produce daños a la salud y a las plantas y corroe tejidos y materiales diversos. El Ozono cumple dos papeles distintos. Este en la estratósfera es esencial para que la vida se mantenga en la tierra pues absorbe las letales radiaciones ultravioletas que provienen del sol. En la tropósfera participa en reacciones inducidas por la luz solar con óxidos de nitrógeno e

hidrocarburos causando daños importantes en la biosfera. En este sentido, se puede afirmar que estos contaminantes se encuentran en la atmósfera terrestre y su detección se hace imprescindible para la salud y vida en la Tierra.

Geográficamente, la zona a estudiar se limita a la región sur de Valencia, centro-norte de Venezuela. Se utilizan tres imágenes adquiridas mediante el satélite Miranda a través de la Agencia Bolivariana para Actividades Espaciales (ABAE) quien facilitó el acceso a las imágenes y a los datos respectivos en tiempo real. Las imágenes fueron tomadas en las siguientes fechas con una única toma:

Datos 1	21 de Enero del 2015	Hora militar: 15:29
Datos 2	05 de Enero del 2016	Hora militar: 15:30
Datos 3	10 de Abril del 2016	Hora militar: 15:31

Además, el Centro de Investigaciones Médicas de la Universidad de Carabobo (CIMBUC,) prestó sus espacios físicos y equipos para el desarrollo de este proyecto.

CAPÍTULO II

MARCO TEÓRICO

Los procesos fenomenológicos de absorción y esparcimiento debido a la interacción de la luz con medios turbios recobran gran relevancia en la óptica, específicamente al considerar que el estudio óptico de los materiales, componentes y tejidos, entre otros; brinda información de la morfología de la superficie y su estructura interna debido a la interacción de la luz con la materia.

Esta relevancia unida al auge computacional actual, permite un manejo numérico de una gran cantidad de datos de forma sencilla, haciendo posible el diagnóstico del medio a través del estudio de la propagación de la luz y los fenómenos ópticos predominantes. En este sentido, la tarea es fundamentar el estudio de la propagación de la luz a través de la atmósfera y la recuperación de los parámetros ópticos ante cambios en los constituyentes del medio bajo estudio.

2.1. Antecedentes de la investigación

Cada uno de los fenómenos que ocurren cuando la radiación solar incide sobre la atmósfera, tales como: reflexión, absorción, esparcimiento, entre otros, dependen de la composición atmosférica. Estos procesos de interacción entre la radiación electromagnética y la materia se describen formalmente a través de la ecuación de transferencia radiativa (ETR) (Carramiñana y Porras, 2016). La ETR determina la propagación de la luz a través de la intensidad específica (Videen y Sun, 2017). Sin embargo, obtener la solución a la ETR no ha sido trivial.

Existen diversos intentos de soluciones analíticas a la ETR, tales como la Aproximación de la Difusión (Ishimaru, 1978; Zhao y She, 2016), la teoría simplificada de Kubelka-Munk (Yang y Miklavcic, 2005; Shen *et al.*, 2016), y propuestas de soluciones numéricas tal como es el caso del Método Monte Carlo (Wang, y Jacques, 1993; Rafeh de Maddah y Muñoz, 2014), e incluso a través de la descomposición en Series de Fourier (Barichello, Garcia y Siewert, 1996; Muñoz y Vázquez y Montiel, 2012).

La aproximación de la difusión tiene sus limitaciones cuando se quiere estudiar la radiación cerca de la fuente y presenta solo una aproximación a la solución de la ETR ya que se utiliza la solución de la ecuación de calor con sus restricciones. Por otra parte, la Teoría de Kubelka-Munk constituye, valga la redundancia, otra aproximación de la aproximación de la difusión, es sencilla pero solo puede ser usada para ciertas condiciones de geometrías específicas tales como esferas, geometría que no se cumple en medios turbios tales como la atmósfera.

En cambio, el método numérico Monte Carlo es adecuado cuando se trata de ambientes con esparcimiento múltiple y configuraciones geométricas complejas (Premuda, 2011), por lo que proporciona una solución más precisa a la ETR. Otro intento de solución a la ETR es la descomposición en Series de Fourier, aunque matemáticamente complicada solo se concluye que si es posible aplicar en los cálculos de Transferencia Radiativa Fourier, sin llegar aun a alguna solución específica de la ETR.

Todos estos métodos son utilizados para resolver el problema directo, sin embargo, algunas de estas técnicas han sido adaptadas para resolver el problema inverso. El método Monte Carlo ha sido usado de manera inversa llamado por sus siglas en Ingles Inverse Monte Carlo Simulation, IMCS o Reverse Monte Carlo, RMC (Dove et al., 2002). El algoritmo consiste en hallar de forma aleatoria un conjunto de parámetros ópticos, para posteriormente compararlos con respecto a una medición previa, buscando que la diferencia entre ambos se encuentre dentro del margen de tolerancia, en caso contrario, se procede nuevamente a realizar, otra

corrida por dicha metodología. La desventaja de dicha metodología es que computacionalmente requiere una inversión de tiempo elevado.

Otro modelo para la extracción de las propiedades ópticas a partir de la medición de la reflectancia difusa es resuelto espacialmente usando la Aproximación de la Teoría de la Difusión (Farrell et. al., 1992). Aunque cabe destacar limitaciones intrínsecas, originadas por dicha aproximación. Finalmente, se presenta una comparación entre la técnica de Inverse Adding-Doubling (Prahl, Gemert y Ashley, 1993) y el método alternativo GA-MCML, Monte Carlo guiado por algoritmos genéticos, donde se demuestra mayor flexibilidad en cuanto al rango de geometrías se refiere. (Morales et al., 2011). Los resultados de dicho método fueron bastante satisfactorios, pero a expensas de altos recursos computacionales. En este sentido, la utilización de métodos estocásticos como Monte Carlo se hace válida.

Otros métodos utilizados en el estudio de la composición atmosférica son aquellos estudios observacionales de la atmósfera en sí, bien sea mediante mediciones en sitio o por sensoria remota. Actualmente, se destacan los sistemas desarrollados de observación remota. Los sensores remotos se dividen en dos grandes grupos los activos y los pasivos. Los sensores pasivos, tales como radiómetros, espectrómetros e interferómetros detectan la radiación natural que emite o refleja un objeto a su alrededor, en cambio los sensores activos, tales como RADAR, LIDAR y SODAR emiten energía con la finalidad de escanear la que refleja un objeto a su alrededor.

Estos sensores remotos han hecho posible la recolección de datos en áreas de peligrosidad y de difícil acceso. Entre estas técnicas de observación remota cabe destacar, LIDAR por sus siglas en Inglés, light detection and ranging que utiliza la detección de la luz y DOAS por sus siglas en Inglés, Differential Optical Absorption Spectroscopy que utiliza la espectroscopia de absorción óptica diferencial sin embargo, cuando se trata de analizar las concentraciones de gases y aerosoles en la atmósfera el efecto de la absorción atmosférica y esparcimiento constituye un elemento de ruido que debe ser evaluado mediante cálculos (Premuda, 2011).

2.2. Bases teóricas

A continuación se presentan las teorías matemáticas que fundamentan los estudios de las propiedades ópticas de medios turbios y de la atmósfera.

2.2.1. Atmósfera terrestre

La atmósfera terrestre es un sistema realmente complejo debido a los distintos procesos que en ella ocurren. La radiación solar que recibe la atmósfera llega a la superficie terrestre, sin embargo una fracción de la radiación solar es reflejada hacia el espacio al interactuar con las capas de la atmósfera y otra parte de la radiación es absorbida y/o esparcida en todas las direcciones mediante los gases atmosféricos, vapores y partículas de polvo en el medio. De modo que, al concentrar la atención en lo que ocurre dentro de la atmósfera dos procesos relevantes tienen lugar; absorción y esparcimiento. El esparcimiento puede ser selectivo y/o no selectivo, ambos procesos son determinados mediante los diferentes tamaños de las partículas en la atmósfera.

El esparcimiento selectivo es denominado así puesto que las radiaciones con longitud de onda corta son selectivamente esparcidas más extensivamente que las radiaciones de longitudes de onda larga. Este esparcimiento es causado por los gases atmosféricos o partículas que son menores en diámetro que la longitud de onda de una radiación particular, como por ejemplo las causadas por moléculas gaseosas, humo, vapores y niebla. Además, el esparcimiento selectivo, es inversamente proporcional a la longitud de onda de la radiación. Por lo tanto, el esparcimiento más severo cae en el rango ultravioleta, violeta, y de bandas azules del espectro, provocando las tonalidades del cielo, el amanecer y el atardecer.

En cambio, el esparcimiento no selectivo que ocurre en la atmósfera es causado por el polvo, la niebla, y las nubes con tamaños de partícula diez veces más grandes que la longitud de onda de los componentes de la radiación solar. Dado que la

cantidad de esparcimiento es igual para todas las longitudes de onda, las nubes y la niebla se ven blancas, aunque sus partículas de agua son incoloras (Hara et al., 2017).

Los gases atmosféricos también absorben la energía solar en determinadas longitudes de onda llamadas bandas de absorción, en contraste, con las regiones de longitud de onda que se caracterizan por una alta transmitancia de la radiación solar llamada bandas de transmisión atmosféricas, o ventanas atmosféricas. El grado de absorción de la radiación solar que atraviesa la atmósfera depende tanto de los componentes de la radiación solar como de la longitud de onda. Los rayos gamma, rayos X y la radiación ultravioleta con longitudes de ondas menores de 200 *nm* son absorbidos por el oxígeno y el nitrógeno. La mayoría de la radiación con longitudes de ondas entre 200 a 300 *nm* es absorbida por la capa de ozono O₃ en la parte superior de la atmósfera.

Este fenómeno es esencial para la vida, puesto que la exposición prolongada a radiaciones más cortas que 300 *nm* destruye los tejidos vivos. La radiación solar en las regiones de rojo e infrarrojo del espectro con longitudes de ondas mayores de 700 *nm* se absorbe en cierta medida por el dióxido de carbono, ozono y el agua presente en la atmósfera en forma de vapor o gotas condensadas. De hecho las gotas de agua presentes en las nubes no solo absorben los rayos de longitud de onda larga sino también del esparcimiento de las longitudes de ondas cortas.

Modelo de la atmósfera

La atmósfera, una delgada y frágil capa que rodea a la tierra, juega un importante rol porque afecta en gran cantidad a la biósfera terrestre (Brasseur, Orlando y Tyndall, 1999). Algunos cambios del medio ambiente son provocados por la intervención humana y mediados por la atmósfera en forma de reacciones químicas. Entre ellos la degradación de la calidad del aire debido a la combustión industrial, el aumento en la concentración de oxidantes en la tropósfera, incluyendo el

Ozono y su impacto en la salud pública y el calentamiento global ocasionado por el efecto de los gases invernaderos.

Todos estos cambios son afectados por el crecimiento poblacional casi exponencial en el mundo. Además, las propiedades atmosféricas tales como presión y temperatura varían con la altitud, la localización en el globo terrestre latitud y longitud, la hora del día, la estación del año e inclusive con la actividad de la radiación solar. Por ello, se recurre al modelo estándar de la atmósfera terrestre, diseñado específicamente, debido a que el sobrevuelo de aviones ve afectado su rendimiento por los cambios dinámicos de las propiedades atmosféricas.

En este sentido, la Administración Nacional Aeronáutica y Espacial (NASA, 1976) define en sus normas la atmósfera estándar norteamericana, por sus siglas en inglés, U.S. Standard Atmosphere, 1976, en forma ideal como una representación en estado estacionario de los primeros 100 *km* desde la superficie terrestre, donde se asume un periodo moderado de actividad solar. Cabe destacar, que a partir de 51 km las tablas atmosféricas son idénticas a las de las normas de la atmósfera estándar norteamericana de 1962, por sus siglas en inglés, U.S. Standard Atmosphere, 1962 (COESA, 1962).

La atmósfera estándar presenta tablas con los valores de presión, temperatura, densidad y otras propiedades en función de la altitud obtenida vía satelital y su combinación con un modelo matemático propuesto. En la atmósfera estándar se considera una composición aproximada de gases tales como, nitrógeno (78%), oxígeno (21%), argón, vapor de agua, dióxido de carbono y otros reactivos y no reactivos pero en menor cantidad que los anteriores. En este sentido, se presentan los gases atmosféricos expresados en partes por millón por volumen en forma detallada (Schlatter, 2009).

En la tabla 2.1 se presenta la concentración de gases, en orden decreciente de concentración, que constituyen en partes por millón por volumen la atmósfera terrestre alrededor del nivel del mar. Además, se presentan los aerosoles (solución coloidal) partículas en suspensión de tamaños comprendidos entre 1 y 200 *µm*. La

solución coloidal es aquella en la que el medio de dispersión es gas y la fase dispersa es sólida o líquida. Los principales aerosoles son el agua, polvo y otros. La densidad atmosférica es variable con la altura. El 97 % de la masa atmosférica está situada entre la superficie terrestre y los 27 *km* de altura.

Tabla 2.1. Concentración de gases atmosféricos

Gas	Símbolo	Concentración (ppmv)
Nitrógeno	N ₂	780,84
Oxígeno	O ₂	209,47
Argón	Ar	9,34
Dióxido de Carbono	CO ₂	384,00
Neón	Ne	18,18
Helio	He	5,24
Metano	CH ₄	1,77
Kriptón	Kr	1,14
Hidrogeno	H ₂	0,56
Óxido Nitroso	N ₂ O	0,32
Xenón	Xe	0,09
Ozono	O ₃	0,01-0,10

Fuente: Adaptación de la Tabla 2 (Schlatter, 2009; p. 15)

La atmósfera terrestre y su composición son de suma importancia sin embargo, es generalmente descrita en término de sus capas. Por lo general, se considera a la atmósfera que se extiende más de 560 *km* sobre la superficie del planeta dividiéndola en cuatro capas: Tropósfera, Estratósfera, Mesósfera y Termósfera con su interfaz respectiva: Tropopausa, Estratopausa, Mesopausa y Termopausa. La temperatura decrece con la altitud en la tropósfera, aumenta en la estratósfera y vuelve a decrecer en la mesósfera. Luego, crece mucho más en la termósfera.

En la Figura 2.1 se muestra la atmósfera estándar de 1976 para latitudes medias, además se muestra la estructura vertical de temperatura y la presión atmosférica con sus respectivas unidades. Note como la presión atmosférica decrece exponencialmente con la altitud debido a que el aire es compresible tal que la mayor parte de la masa de la atmósfera presiona las capas inferiores.

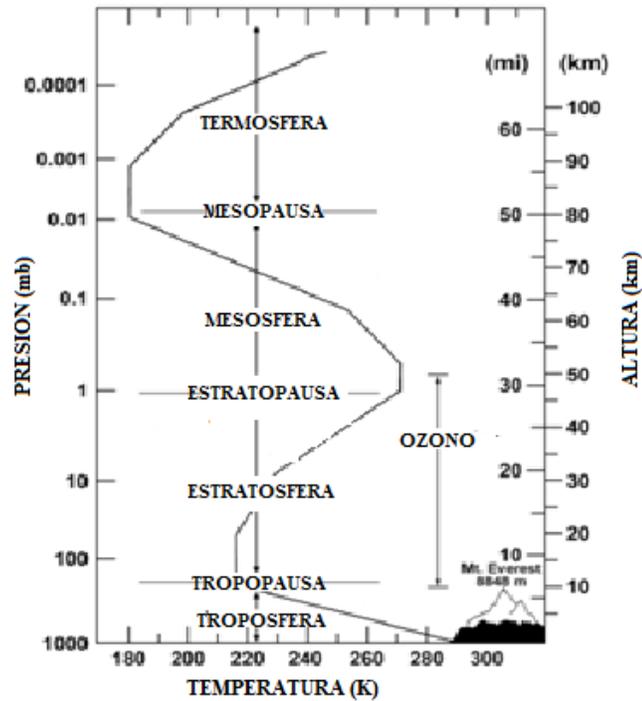


Figura 2.1. Estructura de la atmósfera

Fuente: U.S. Standard Atmosphere, 1976

En cuanto a la altura o tamaño de las capas atmosféricas, la tropósfera se extiende desde la superficie de la tierra incluyendo la tropopausa hasta aproximadamente 18 *km* en los trópicos, 12 *km* en altitudes medias y de 6 *km* a 8 *km* en los polos. La capa límite planetaria es la tropopausa es de aproximadamente 1 km pero varía con el día y las condiciones meteorológicas (Brasseur et al., 1999). La siguiente capa es la estratósfera, que se extiende desde la tropopausa hasta 50 *km*. En esta capa la temperatura crece con la altitud debido a la absorción de la luz del sol a

través de la capa de ozono la cual está en la estratósfera casi en un 90% de su totalidad.

La tercera capa es la mesósfera donde de nuevo la temperatura decrece con el aumento de la altitud hasta 85 *km*, por encima de éste nivel en la termosfera la temperatura vuelve a crecer con la altitud alcanzando rangos superiores a los 1700°C. De la estructura de la atmósfera estándar presentada se utiliza en el modelo de la atmósfera propuesto en este estudio, la altura o tamaño de las capas, en adelante distancia *d* medida en kilómetros *km* desde la superficie terrestre.

2.2.2. Propiedades ópticas de los medios turbios

La absorción y el esparcimiento son los dos fenómenos ópticos que afectan principalmente la propagación de la luz dentro de la atmósfera. Aunque ambos son importantes, el esparcimiento es el mecanismo dominante (Cheong, Prahla y Welch, 1990). Como consecuencia lo más recomendable es suponer la interacción de la radiación con la atmósfera para una luz coherente, luego este se volverá incoherente después de recorrer unos pocos milímetros en la atmósfera. Además, el índice de refracción en la atmósfera, de interés para este estudio, varía en función de la concentración de gases y por ende en función de la presión atmosférica, por lo que existen distintos métodos para su cálculo donde se fijan parámetros como longitud de onda y temperatura. El cálculo del índice de refracción se puede obtener a través de la fórmula de Bennett (Bennett, 1976).

Absorción

El coeficiente de absorción, μ_a (en unidades de mm^{-1}), se puede definir como:

$$dI = \mu_a I dx \quad (2.1)$$

Donde dI es el cambio diferencial de la intensidad I de un haz de luz colimado que atraviesa una porción infinitesimal dx de camino, a través de un medio homogéneo con coeficiente de absorción μ_a . Luego de integrar la Ecuación 2.1 para un espesor x se obtiene:

$$I=I_0e^{-\mu_ax} \quad (2.2)$$

El coeficiente de absorción también puede ser expresado en términos de la densidad de partícula ρ y la sección transversal de absorción σ :

$$\mu_a = \rho\sigma_a \quad (2.3)$$

Según la ley de Beer-Lambert (Miller, Van dome y McBrewster, 2009) se puede representar como:

$$I=I_0e^{-\rho\sigma_ax} \quad (2.4)$$

Donde el recíproco, $1/\mu_a$, es llamado camino de absorción de la luz y es igual al camino libre medio del viaje del fotón producido por la absorción. Otra cantidad que es comúnmente utilizada es el coeficiente de extinción específica, α , que representa el nivel de absorción de compuesto, por litro de solución, por cm^{-1} (normalmente las unidades $\mu molar^{-1}cm^{-1}$). Se definen utilizando las unidades de logaritmo en base 10, y puede estar relacionado con el coeficiente de absorción a través de la siguiente expresión:

$$\alpha = \frac{\log_{10}(e)\mu_a}{c} \quad (2.5)$$

Donde c es la concentración del compuesto (en unidades $\mu molar$).

La transmisión, T , se define como la relación de intensidad de la luz transmitida con relación al haz incidente:

$$T = \frac{I}{I_0} \quad (2.6)$$

Y la atenuación o densidad óptica (OD) de un medio atenuante está dada por:

$$OD = -\log_{10}(T) = -\log_{10}\left(\frac{I}{I_0}\right) \quad (2.7)$$

Resultando,

$$OD = \log_{10}(e)\mu_a x = \alpha x \quad (2.8)$$

Esparcimiento

El esparcimiento representa el cambio de la trayectoria de la luz a escala macroscópica dando lugar a la refracción. Sin embargo, el esparcimiento de la luz en la atmósfera es múltiple aunque de la misma forma que para la absorción, se puede definir un coeficiente de esparcimiento μ_s , empleando una fuente colimada de luz, de manera que:

$$I = I_0 e^{-\mu_s z} \quad (2.9)$$

El camino del esparcimiento se define como, $\frac{1}{\mu_s}$, que representa la distancia media, recorrida por un fotón, debido al esparcimiento.

Cabe destacar, que al incidir un fotón en una dirección arbitraria descrita por el vector unitario e_x , este puede ser esparcido un cierto ángulo determinado por una función de la probabilidad angular, llamada función de fase normalizada $f(e_x e'_x)$.

En la atmósfera se puede suponer que la distribución de probabilidad es una función del ángulo del fotón incidente y el fotón esparcido, pero este no depende del ángulo de incidencia con respecto al esparcimiento. Por lo tanto, la función de fase puede ser convenientemente expresada en términos del coseno del ángulo del esparcimiento $e_x e'_x = \cos \theta$,

$$f(e_x e'_x) = f(\cos \theta) \quad (2.10)$$

La teoría de Mie (Mie, 1908) permite obtener soluciones analíticas de la función de fase que se deriva del esparcimiento de una onda electromagnética plana, por partículas esféricas isotrópicas de cualquier tamaño. Teniendo en cuenta que en el límite donde el tamaño del esparcimiento es mucho menor que la longitud de onda del fotón incidente, la Teoría de Mie se puede aproximar por la Teoría de Esparcimiento de Rayleigh (Rayleigh, 1971). Esto, sin embargo, es de importancia limitada para el esparcimiento en la atmósfera.

La anisotropía puede caracterizarse en términos de la media del coseno del ángulo de esparcimiento, llamándose factor de anisotropía g :

$$g = \int_{-1}^1 \cos \theta f(\cos \theta) d \cos \theta \quad (2.11)$$

Los casos límite son $g = 0$ para el esparcimiento isotrópico perfecto, y $g = 1$ para el caso contrario. En la atmósfera el rango de longitud de onda del Infrarrojo Cercano, presentan factores de anisotropía típicos, en el rango de $0,69 \leq g \leq 0,99$.

El coeficiente de propagación del esparcimiento (o reducido), $\mu_{s'}$ se define como

$$\mu_{s'} = \mu_s(1 - g) \quad (2.12)$$

Esta cantidad representa el esparcimiento isotrópico, el cual es equivalente al coeficiente de esparcimiento, siendo además un parámetro fundamental en la teoría de la difusión de la propagación de la luz, a través de medios turbios de distribución aleatoria. La combinación lineal de los coeficientes de absorción y esparcimiento, se define como coeficiente de atenuación total,

$$\mu_t = \mu_a + \mu_s \quad (2.13)$$

Donde, $\frac{1}{\mu_t}$ se conoce comúnmente como el camino libre medio, para un volumen, ya sea con esparcimiento o absorción. Por analogía, se define el coeficiente de atenuación de propagación, $\mu_t r$

$$\mu_t r = \mu_a + \mu_s'(1 - g) \quad (2.14)$$

2.2.3. Modelos de propagación de la luz en medios turbios

En esta sección se presentan los modelos matemáticos que se han utilizado para describir la propagación de la luz a través de medios turbios tal como la atmósfera. Un tratamiento más profundo sobre el tema también se puede observar en distintos documentos de revisión (Peters et al., 1990; Arridge, y Hebden, 1997). La propagación de la luz a través de la atmósfera se rige principalmente por la absorción y esparcimiento, siendo este último el mecanismo dominante. En la Figura 2.2, se muestra el cambio del perfil de intensidad incidente debido al esparcimiento y absorción al atravesar el medio turbio.

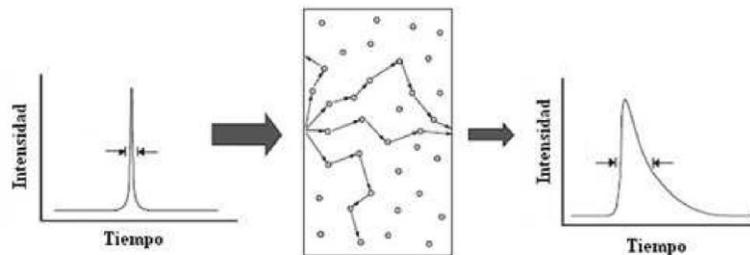


Figura 2.2. Diagrama de propagación de la luz a través de un medio turbio

Teoría de transferencia radiativa

La propagación de la luz en la atmósfera, en principio, puede ser descrita utilizando los fundamentos de la teoría electromagnética. En este caso, la atmósfera debe ser considerada como un medio al azar, con un espacio de permitividad ϵ_r , y las variaciones del campo eléctrico se describen utilizando las Ecuaciones de Maxwell. Sin embargo, este tratamiento no es factible en la actualidad debido a la complejidad del problema y la falta de conocimiento preciso de ϵ_r . De modo que, el problema puede ser simplificado haciendo caso omiso de los fenómenos ondulatorios, tales como la polarización y la interferencia, así como de algunas propiedades corpusculares, como lo son las colisiones inelásticas.

Ecuación de transferencia radiativa (ETR)

La mayoría de los modelos que permiten estudiar la propagación de la luz en medios turbios como la atmósfera se basan en principios básicos de física tales como conservación de la masa, conservación del momento lineal, conservación de la energía como en la ecuación de transferencia radiativa. Y obviamente, métodos matemáticos son requeridos para resolver las ecuaciones de un modelo. Antes de presentar la Ecuación de Transferencia Radiativa es pertinente enunciar definiciones importantes (Ishimaru, 1978) tales como:

Sección transversal y amplitud de esparcimiento

Cuando una partícula es iluminada por una onda, una parte de la energía incidente es esparcida y otra parte es absorbida por la partícula, la característica de estos dos fenómenos puede ser expresada considerando una onda plana, linealmente polarizada, propagándose en un medio con constante dieléctrica del vacío ϵ_0 y permeabilidad magnética μ_0 :

$$E(\mathbf{r}) = \exp(ik \cdot \mathbf{r}) \hat{i} \quad (2.15)$$

Donde la amplitud del campo es unitaria y sus unidades están en (V/m), $k = w\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = \frac{2\pi}{\lambda}$ es el número de onda, λ la longitud de onda en el medio, \hat{i} el vector unitario en la dirección de propagación. La constante dieléctrica de la partícula está dada por:

$$E(\mathbf{r}) = \frac{\epsilon_r}{\epsilon_0} = \epsilon'(\mathbf{r}) + (i\epsilon'' \cdot \mathbf{r}) \quad (2.16)$$

ϵ_r es en general complejo y está dado en función de la posición, mientras que el campo a una distancia \mathbf{r} de un punto de referencia en la partícula, en la dirección de \hat{O} consiste del campo incidente E_i y E_s el campo esparcido por la partícula. En la figura 2.3 se muestra el proceso.

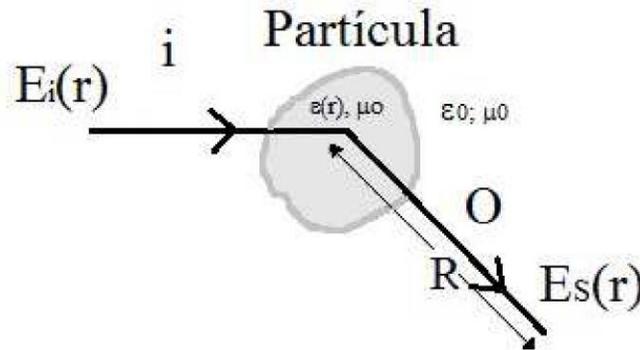


Figura 2.3. Onda plana que incide sobre un centro de absorción y esparcimiento

Para una distancia $R < \frac{D^2}{\lambda}$ donde D es el diámetro de la partícula, el campo $E_s(\mathbf{r})$ tiene variaciones en la amplitud y la fase es perturbada por las contribuciones de la interferencia entre las diferentes partes de la partícula. Para el caso cuando la distancia $R > \frac{D^2}{\lambda}$, el campo esparcido se comporta como una onda esférica:

$$E(s) = \frac{f(\hat{O}, \hat{i}) e^{ikR}}{R} \quad (2.17)$$

$f(\hat{O}, \hat{i})$ representa la amplitud, fase y polarización de la onda esparcida en la dirección \hat{O} , cuando la partícula es iluminada con una onda plana en la dirección \hat{i} con amplitud unitaria.

Si se considera el flujo de densidad de energía esparcida S_x a una distancia r de la partícula en la dirección \hat{O} , teniendo el flujo de densidad de energía S_i . La sección transversal del esparcimiento se define por:

$$\mu_s(\hat{O}, \hat{i}) \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{R^2 S_x}{S_i} = |f(\hat{O}, \hat{i})|^2 = \frac{\mu_i}{4\pi} p(\hat{O}, \hat{i}) \quad (2.18)$$

Donde $S(i)$ y $S(x)$ representan la magnitud del vector de densidad de flujo de energía incidente y esparcido, los cuales están expresados por:

$$S_i = \frac{1}{2(E_i X H_i^*)} = \frac{|E_i|^2}{2\eta_0} \hat{i}, \quad S_x = \frac{1}{2(E_x X H_x^*)} = \frac{|E_x|^2}{2\eta_0} \hat{s} \quad (2.19)$$

Donde $\eta_0 = \frac{\mu_0}{\epsilon_0}$ es la impedancia característica del medio. Si ahora considera la energía total esparcida para todos los ángulos que rodean la partícula se tiene:

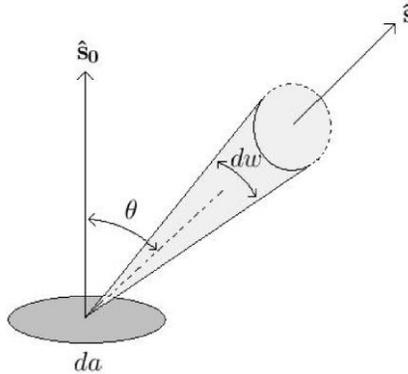


Figura 2.4. Representación esquemática de la intensidad específica

$$\mu_s = \int_{4\pi} \sigma_a d\omega = \int_{4\pi} |f(\hat{O}, \hat{i})|^2 d\omega = \frac{\mu_t}{4\pi} \int_{4\pi} p(\hat{O}, \hat{i}) d\omega \quad (2.20)$$

Donde $d\omega$ es el diferencial del ángulo sólido. Siendo a_0 la relación entre la sección transversal del esparcimiento y la sección transversal total, llamada albedo de una partícula y está dado por:

$$a_0 = \frac{\mu_s}{\mu_t} = \frac{1}{\mu_t} \int_{4\pi} |f(\hat{O}, \hat{i})|^2 d\omega = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} p(\hat{O}, \hat{i}) d\omega \quad (2.21)$$

De forma análoga se puede considerar la energía absorbida por la partícula en una sección transversal μ_t como la suma del coeficiente de esparcimiento y el coeficiente de absorción, y es llamada sección transversal o coeficiente total:

$$\mu_t = \mu_a + \mu_s \quad (2.22)$$

Intensidad específica

En la teoría de transferencia radiativa los elementos a tener en cuenta son; la intensidad específica, el flujo densidad de energía y la intensidad promedio, donde la intensidad específica es definida como el flujo de energía en un punto r en un medio aleatorio, para una dirección definida por un vector unitario \hat{s} y con unidades en el sistema internacional de $Wm^{-2}s^{-1}Hz^{-1}$.

Se puede encontrar la densidad de flujo promedio dentro de una banda de frecuencia unitaria, centrada en la frecuencia ν dentro de un ángulo sólido unitario, para ello se considera la cantidad de energía dP fluyendo a través de un ángulo sólido $d\omega$ por un elemento de área da orientado en la dirección del vector unitario \widehat{S}_0 , en un intervalo de frecuencia $(\nu, \nu + d\nu)$ y está dado por la Ecuación 2.23 y la Figura 2.4 donde se muestra una representación esquemática para esta cantidad física.

$$dP = I(r, \hat{S}) \cos \theta da dw dv \quad (2.23)$$

Se considera ahora el flujo total que pasa a través de una pequeña área da en una superficie A . Sea \hat{S}_0 un vector unitario, normal a la superficie da . Flujo obtenido integrando la ecuación 2.23, sobre el ángulo sólido 2π en el rango hacia adelante $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$ y se puede escribir como $F_+ da$ donde F_+ es la densidad de flujo hacia adelante y está definida por:

$$F_+(r, \hat{S}_0) = \int_{(2\pi^+)(r, \hat{S}) \hat{S} \cdot \hat{S}_0} dw, \quad \hat{S} \cdot \hat{S}_0 = \cos \theta \quad (2.24)$$

De forma análoga para F_- se tiene,

$$F_-(r, \hat{S}_0) = \int_{(2\pi^-)(r, \hat{S}) \hat{S} \cdot -\hat{S}_0} dw \quad (2.25)$$

Donde la integración es sobre el ángulo sólido 2π en el rango $\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \pi$, ambas densidades de flujo son medidas en $Wm^{-2}s^{-1}Hz^{-1}$. La densidad de flujo total puede ser expresada como la componente de la densidad de flujo vectorial $F(r)$ a lo largo \hat{S}_0 de la siguiente forma:

$$F_+(r, \hat{S}_0) - F_-(r, \hat{S}_0) = F(r) \cdot \hat{S}_0, \quad F(r) = \int_{4\pi} I(r, \hat{S}) \hat{S} dw \quad (2.26)$$

Siendo la densidad de energía $\mu(r)$ en r la cantidad de energía en un tiempo dt saliendo de una área pequeña da en una dirección normal para un ángulo sólido dw y un intervalo de frecuencia $(\nu, \nu + d\nu)$ es $I da dw dv dt$. Esta energía debe ocupar un volumen $da c dt$ donde c es la velocidad de propagación de la onda, por lo tanto la densidad de energía $d\mu(r)$ en un intervalo de frecuencia unitario está dado por:

$$d\mu(r) = \frac{I d\alpha d\omega d\nu dt}{d\alpha c dt d\nu} = \frac{I(r, \hat{S})}{c} d\omega \quad (2.27)$$

Sumando las energías debidas a la radiación en todas sus direcciones, se tiene la densidad de energía, dada por la siguiente expresión:

$$\mu(r) = \frac{1}{c} \int_{4\pi} I(r, \hat{S}) d\omega \quad (2.28)$$

En algunos casos es conveniente definir la intensidad promedio $U(r)$ como:

$$U(r) = \frac{1}{4\pi} \int I(r, S) d\omega \quad (2.29)$$

Considerando ahora la intensidad específica $I(r, \hat{S})$ incidiendo sobre un diferencial de volumen cilíndrico con sección transversal unitaria dA y longitud ds , como se muestra en la figura 2.5. El volumen ds contiene ρds partículas, donde ρ es el número de partículas en un volumen unitario. Cada partícula absorbe la energía $\mu_a I$ y esparce $\sigma \mu_s I$, por lo tanto disminuye la intensidad específica $dI(r, \hat{S})$ por el volumen ds y se puede expresar de la forma:

$$dI(r, \hat{S}) = -ds(\sigma \mu_a + \mu_s) I = \rho ds \sigma \mu_t I \quad (2.30)$$

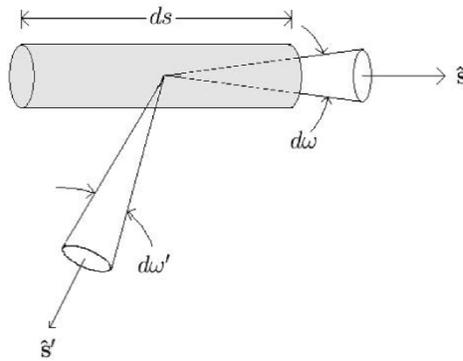


Figura 2.5. Esquema del caso físico bajo estudio

Ahora la densidad de flujo incidente a través de un pequeño ángulo solido $d\omega$ está dado por:

$$S_i = I(r, \hat{S}') d\omega' \quad (2.31)$$

Y la densidad de flujo esparcida S_s por una partícula en la dirección \hat{S} a una distancia R de la partícula se expresa por:

$$S_s = \left[\frac{|f(\hat{S}, \hat{S}')|^2}{R^2} \right] S_i \quad (2.32)$$

Donde $f(\hat{S}, \hat{S}')$ es la amplitud de esparcimiento de acuerdo con la Ecuación 2.17 se tiene:

$$S_s R^2 = |f(\hat{S}, \hat{S}')|^2 I(r, \hat{S}') d\omega' \quad (2.33)$$

Agregando las contribuciones del flujo incidente en todas las direcciones \hat{S}' la intensidad específica esparcida por ρds partícula en el volumen ds está dada por:

$$\int_{4\pi} \rho ds |f(\hat{S}, \hat{S}')|^2 I(r, \hat{S}') d\omega' \quad (2.34)$$

Del mismo modo se tiene:

$$P(\hat{S}, \hat{S}') = \frac{1}{4\pi} |f(\hat{S}, \hat{S}')|^2, \int_{4\pi} p(\hat{S}, \hat{S}') d\omega = a_0 = \frac{\mu_s}{\mu_t} \quad (2.35)$$

Donde a_0 es conocido como el **albedo** de la partícula.

También es importante considerar que la intensidad específica puede aumentar debido a una fuente de emisión dentro del volumen ds , si se denota a $\epsilon(r, \hat{S})$ como la radiación de energía emitida por unidad de volumen, por unidad de ángulo sólido y

por unidad de frecuencia en la dirección \hat{S} , el aumento de la intensidad específica está dada por:

$$ds\varepsilon(r, \hat{S}) \quad (2.36)$$

Sumando y organizando las Ecuaciones 2.30, 2.34, 2.35 y 2.36 se obtiene la ecuación de transferencia radiativa:

$$\frac{dI(r, \hat{S})}{ds} = -\rho\sigma_t I(r, \hat{S}) + \frac{\rho\sigma\mu_t}{4\pi} \int_{4\pi} p(\hat{S}, \hat{S}') I(r, \hat{S}') dw' + \varepsilon(r, \hat{S}) \quad (2.37)$$

El término de la izquierda de la Ecuación 2.37 también se puede escribir empleando los operadores gradiente o divergencia de la siguiente forma:

$$\frac{dI(r, \hat{S})}{ds} = \hat{S} \cdot \nabla I(r, \hat{S}) = \nabla' \cdot |I(r, \hat{S})| \quad (2.38)$$

En resumen, lo básico de la teoría de transferencia radiativa es que solo el flujo de energía a través del medio es el considerado, por la Ecuación de Transferencia Radiativa (ETR).

$$e_s \hat{S} \cdot \nabla I(r, e_s) + (\mu_s + \mu_a) I(r, e_s) = \mu_s \int_{4\pi} f(e_s, e_s') I(r, e_s'') ds^2 e_s + q(r, e_s) \quad (2.39)$$

Como se comentó anteriormente la Ecuación 2.39 es Integro-diferencial y describe el cambio de Intensidad específica $I(r, \hat{S})$ en función de la r posición en la dirección e_x .

El resto de parámetros son:

- c velocidad de la luz en el medio
- μ_a coeficiente de absorción;
- μ_s coeficiente de esparcimiento;
- $f(e_s, e_s')$ función de fase de esparcimiento;
- $q(r, e_s)$ fuente de radiación.

La energía radiante $I(r, e_s)$ es la transferencia de energía por unidad de tiempo por unidad de ángulo sólido $ds^2 e_s$ a través de una unidad de superficie en la posición r y el tiempo t . Así, la integración de $I(r, t, e_s)$ sobre todos los ángulos del flujo de γ a través de una unidad de superficie está dada por:

$$\gamma(r) = \int_{4\pi} f(e_s, e'_s) e_s \cdot e_n d^2 e_s \quad (2.40)$$

El estudio en tiempo real de la Ecuación 2.39 se puede derivar al considerar un balance de energía radiante en un elemento arbitrario de volumen. Se trata de una ecuación de balance de energía sobre el cambio de la radiación de la energía $I(r, e_s)$ en el tiempo, siendo el primer término debido a un cambio en el flujo de energía, el segundo es debido a la pérdida originada por la absorción y por lo tanto el tercer término referido al esparcimiento, se le adiciona un cuarto termino que hace referencia a fuentes externas que pueden afectar el balance energético.

Aunque la naturaleza ondulatoria de la luz es ignorada en su derivación, la polarización puede ser incluida mediante el uso de parámetros de Stokes, y la obtención de cuatro ecuaciones en lugar de una transferencia de radiación. Las soluciones exactas de la ETR existen solo para casos simples, por lo tanto se necesitan realizar más aproximaciones y calcular soluciones numéricas para su obtención. En las siguientes secciones se describen una serie de modelos deterministas y estocásticos de transporte de fotones derivados de la ETR para estimar su solución.

Reflectancia Difusa

Cuando la luz re-emitada regresa al medio del cual provino, se refleja, y el proceso es una reflexión. Cuando la luz re-emitada se desvía de su curso original y procede de una molécula a otra, se refracta, y el proceso es una refracción (Hewitt, 1996). La ley de la reflexión sostiene que el ángulo de incidencia es igual al ángulo

de reflexión, esto en función a los ángulos de incidencia y reflexión que forman con la normal a la superficie. La reflexión en un ángulo definido desde una superficie muy lisa se denomina reflexión especular; la reflexión dispersa desde una superficie áspera se llama reflexión difusa (Sears et al., 2005). La reflectividad mide la relación entre la amplitud del campo reflejado electromagnético respecto a la amplitud del campo incidente, mientras que la reflectancia se refiere a la relación entre la potencia electromagnética incidente con respecto a la potencia que es reflejada. Por lo tanto, la magnitud de la reflectancia es el cuadrado de la magnitud de la reflectividad. La reflectividad puede expresarse como un número complejo como queda demostrado por las ecuaciones de Fresnel para una capa simple, mientras que la reflectancia es siempre un número real positivo. En este sentido, la reflectancia se considera $R = (r)^2 \times 100\%$ donde r es el coeficiente de reflexión.

Cuando la luz incide sobre una superficie rugosa y penetra perpendicularmente sobre una muestra o medio turbio sufriendo múltiples eventos de esparcimiento y de absorción la luz reflejada es reflexión difusa. Por ejemplo, la reflexión difusa en un tejido biológico, se define por los fotones que finalmente re-emergen por la frontera aire-tejido sobre la cual incide el haz de luz (Rodríguez et al., 2010), es decir, esta reflexión difusa exhibe, a partir del punto o área de incidencia de la luz, una distribución determinada por los parámetros ópticos del tejido como: el coeficiente de absorción μ_a , el coeficiente de esparcimiento μ_s , y el factor de anisotropía del medio g . De modo que, si la reflectancia está relacionada con los coeficientes de absorción y esparcimiento, y estos se expresan en unidades inversas de longitud, la reflectancia también puede encontrarse expresada en unidades inversas de longitud al cuadrado.

La reflectancia difusa, R_d se puede estudiar espacial o espectralmente. La reflectancia difusa espacial representa los cambios de reflectancia difusa en función de la distancia radial, r . El espesor o distancia radial r se define entre el punto donde incide el haz y el punto donde se refleja y viene expresado en unidades de longitud. Esta reflectancia espacial que en ocasiones es expresada en unidades inversas de

longitud al cuadrado es determinada como la probabilidad de escape de un fotón desde el interior de un medio turbio por unidad de superficie (Wang y Jaques, 1993). La reflectancia difusa espectral representa los cambios de reflectancia difusa en función de la longitud de onda, λ . La longitud de onda λ es expresada en unidades de longitud.

En este sentido, cuando la radiación incide sobre un dado objeto o medio pueden considerarse tres tipos fundamentales de interacciones que corresponden con el balance energético según la ley de la conservación de la energía. La energía incidente, la energía reflejada, absorbida y/o transmitida, siendo todos estos componentes dependientes de la longitud de onda, $Ei(\lambda)=Er(\lambda)+Ea(\lambda)+Et(\lambda)$.

- La proporción de energía reflejada, absorbida o transmitida variará con los diferentes objetos, dependiendo del tipo de material que compone dichos objetos así como de su condición. Esto permite identificar diferentes objetos en una imagen.
- La dependencia con la longitud de onda determina que la proporción de energía reflejada, absorbida y/o transmitida varíe para las diferentes longitudes de onda. Esto hace que dos objetos que pueden ser indistinguibles entre sí en un dado rango espectral puedan ser perfectamente diferenciados en otro rango. La manera como un objeto refleja la energía que incide sobre él afecta sensiblemente las características de la energía que detecta un sensor que esté observando dicho objeto. En efecto, el tipo de reflexión que se produce quedará determinado por la textura o grado de rugosidad de la superficie del objeto así como del ángulo de incidencia de la energía radiante sobre el objeto. La reflexión especular se produce cuando la radiación incide sobre una superficie relativamente lisa (esto ocurre cuando el tamaño de las partículas de la superficie es menor que la longitud de onda de la radiación incidente). En este caso los ángulos de incidencia y reflexión son iguales, siguiendo las leyes de la óptica geométrica. La reflexión difusa o lambertiana ocurre en el caso inverso, es decir cuando la superficie es más rugosa y la

longitud de onda de la radiación incidente es menor que el tamaño de las partículas de la superficie. Entre estos dos casos caben otras posibilidades intermedias.

En el caso de la reflexión difusa la radiación penetra hasta cierta profundidad en el material y tiene oportunidad de interactuar con los componentes de éste. La radiación reflejada en forma difusa posee pues más información que la especular acerca del objeto irradiado. Las características del fenómeno de reflexión por parte de un objeto sobre la superficie terrestre pueden ser cuantificadas midiendo la porción de energía incidente sobre el objeto que es reflejada por éste. Podemos entonces definir la Reflectancia Difusa Espectral como, $R(\lambda)\% = \frac{Er(\lambda)}{Ei(\lambda)} * 100$ Donde la $Er(\lambda)$ es la energía de longitud de onda λ reflejada por el objeto y $Ei(\lambda)$ es la energía de longitud de onda λ incidente. En la representación gráfica de la reflectancia difusa en función de la longitud de onda se obtiene simplemente un espectro de reflectancia.

2.2.4. Intentos de solución determinista de la ETR

Es posible obtener aproximaciones de soluciones deterministas a la ETR que pueden ser resueltos para una variedad de geometrías. Dos modelos comúnmente empleados, la aproximación de difusión y la Teoría de Kubelka-Munk, se presentan en esta sección.

Aproximación de la difusión de la ETR

Con la expresión de la ETR en armónicos esféricos se puede obtener una jerarquía de las ecuaciones de Kaltenbach (Ishimaru, 1978), de las cuales la más simple, la llamada aproximación P_1 , es la ecuación independiente de difusión:

$$k(r) \cdot \nabla \varphi(r, t, e_s) + \mu_a \varphi(r, t) = q_0(r, t) \quad (2.41)$$

Donde φ es la densidad de fotones:

$$\varphi(r, t) = \int_{4\pi} I(r, t, e_s) d^2 e_s \quad (2.42)$$

k es el coeficiente de difusión y se define como:

$$k(r) = \frac{1}{3(\mu_a + \mu'_s)} \quad (2.43)$$

q_0 representa una fuente isotrópica.

El flujo de $\gamma(r)$ a lo largo de la normal de la frontera en el punto x , permite demostrar que:

$$\gamma(\varepsilon, t) = - \frac{k(\varepsilon)(\partial \varphi(\varepsilon, t))}{\partial n} \quad (2.44)$$

Se debe tener en cuenta que las aproximaciones importantes que se han hecho son las siguientes:

La aproximación P_I es válida solo para $\mu_a \ll \mu_s$. Aunque esto es cierto para el infrarrojo cercano, hay regiones donde la aproximación de la difusión no se aplica estrictamente. Los términos de orden superior son ignorados. Esto implica que las fuentes del tipo isotrópicas no pueden ser incorporadas en un modelo basado en la difusión.

Soluciones analíticas de análisis para el tiempo de la ecuación de difusión dependientes de la Ecuación 2.41 para algunos casos de geometría simple (Ishimaru, 1978). El caso más sencillo es el de un pulso infinitamente delgado en un medio homogéneo infinito, de manera que la fuente $q(r, t) = \delta(r, t)$. La solución para la densidad de fotones en la posición r y el tiempo t , es el de la función de Green:

$$\varphi(r, t) = \left[\frac{1}{(4\pi ck(t-t'))^{\frac{3}{2}}} \right] \left[\frac{(r-r')^2}{4ck(t-t')} - \mu_a c(t-t') \right] \quad (2.45)$$

También es posible obtener una solución analítica para el caso de una semi placa infinita, que se extiende más allá de $z \geq 0$. Esto puede ser simulando un haz estrecho de laser colimado en $z_0 = 0$, colocado a una profundidad $z_0 = \frac{1}{\mu_s}$. Junto con la condición de contorno $\phi(z_0, t) = 0$. Se puede demostrar que:

$$\varphi(r, t) = \left[\frac{1}{(4\pi ck(t-t'))^{\frac{3}{2}}} \right] \exp \left[-\mu_a c(t-t') - \frac{\rho}{ck(t-t')} \right] X \left[\frac{\exp(z-z')^2}{ck(t-t')} - \frac{\exp(z+z')^2}{ck(t-t')} \right] \quad (2.46)$$

Donde $\rho = [(x-x')^2 + (y-y')^2]^{-\frac{1}{2}}$ es la distancia radial desde la posición de entrada.

La solución para una placa infinita con los limites en $z = 0$ y $z = d$, y la condición de frontera

$$\varphi(r, t) = \left[\frac{1}{(4\pi ck(t-t'))^{\frac{3}{2}}} \right] \exp \left[-\mu_a c(t-t') - \frac{\rho}{ck(t-t')} \right] X \sum_{N=-\infty}^{N=\infty} \left[\frac{\exp(z-2Nd-z')^2}{ck(t-t')} - \frac{\exp(z-2Nd+z')^2}{k(t-t')} \right] \quad (2.47)$$

La derivación de esta expresión implica el empleo del método de las imágenes. Figura 2.5 se representa la función de transferencia (derecha), calculado a partir de una función de Green para una lámina infinita (izquierda).

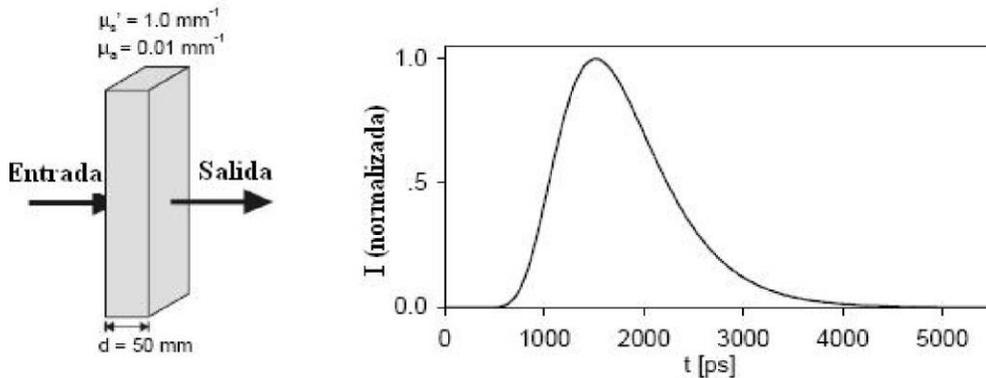


Figura 2.6. Función de transferencia con función de Green (derecha) para una placa infinita (izquierda) Fuente: Ishimaru, 1978

Teoría de Kubelka-Munk

Diferentes modelos físicos (Qui et al., 2011; Fawerda et al., 1983) han sido empleados para determinar expresiones que permitan estudiar la dependencia de la reflexión difusa a una distancia r de la fuente, la cual puede ser empleada para determinar el coeficiente de absorción (μ_a) y el coeficiente de esparcimiento (μ_s). La teoría de Kubelka-Munk es uno de los métodos indirectos para determinar los parámetros ópticos usando el modelo teórico de la propagación de luz en un medio turbio.

El modelo desarrollado por Paul Kubelka y Franz Munk, en principio fue diseñado para realizar estudios de cambio de color en una película protectora cuyas propiedades de absorción, esparcimiento y espesor eran conocidos (Yang, 2005), actualmente es usado para obtener parámetros ópticos de manera básica. Este modelo simplificado de transferencia radiativa, llamado de dos flujos, describe la propagación de la irradiancia a través de una muestra plana infinita de espesor t iluminada por una onda plana. La ventaja de este modelo es que los coeficientes de absorción y esparcimiento se expresan directamente en términos de la transmitancia y reflectancia.

$$\frac{S = \frac{1}{bt} \ln (1 - R_d(a-b))}{T_d} \quad \text{donde } K = (a - 1)S \quad (2.48)$$

$$a = \frac{1 + R_d^2 - T_d^2}{2R_d} \quad \text{donde } b = +\sqrt{a^2 - 1} \quad (2.49)$$

Donde K y S son los coeficientes de absorción y esparcimiento de luz esparcida en el modelo de Kubelka-Munk, en el caso de la radiación isotrópica, se tiene que $K =$

$2\mu_a$, y $S = \mu_s$. En esta teoría se discute la relación entre K/S y μ_a/μ_s , en circunstancias más complejas.

2.2.5. Intentos de solución numérica de la ETR

Los métodos más comunes para resolver numéricamente la ecuación de difusión dependiente del tiempo en los medios de transporte homogéneos de forma arbitraria son: Las diferencias finitas y el método de elementos finitos, mientras que el primero se basa en discretizar la ecuación de la difusión, el método de los elementos finitos (*FEM*) consiste en dividir el medio en un gran número de volúmenes o de elementos de superficie, cada uno de los cuales tiene su grupo individual de propiedades ópticas, μ_a y μ_s .

Modelos estocásticos

En los modelos estocásticos la propagación de fotones en medios turbios o de gran esparcimiento, se estiman las posibles rutas de fotones individuales, simulados considerando la probabilidad de absorción y de esparcimiento. Los dos modelos estocásticos más comúnmente utilizados son el Método Monte Carlo y Método del Caminante Aleatorio (por sus siglas en Ingles, Random Walk). En adelante, se analizara el Método Monte Carlo.

Método numérico Monte Carlo

Bajo el nombre Método Monte Carlo se agrupan una serie de procedimientos que analizan distribuciones de variables aleatorias usando simulación de números aleatorios. Este método da solución a problemas matemáticos haciendo experimentos con muestreos estadísticos en una computadora. La simulación Monte Carlo también fue creada para resolver integrales que no tiene soluciones por métodos analíticos,

para resolver estas integrales se usan números aleatorios. Posteriormente, se utilizó para cualquier esquema que emplee números aleatorios, usando variables aleatorias con distribuciones de probabilidad conocidas. Es de hacer notar que en la simulación de sistemas complejos es imprescindible acudir a simulaciones numéricas que permitan predecir el comportamiento de algún fenómeno.

El método numérico Monte Carlo se hace relevante debido al auge del poder computacional como herramienta. Fue Stanislaw Marcin Ulam durante su juego de cartas solitario cuando sospechó la solución de problemas por repetición consecutiva y al consultarlo con John von Neumann lo iniciaron dándole como nombre secreto Monte Carlo (Eckhardt, 1987). Ambos, Ulam y Neuman (Magennis, 2012) hicieron de Monte Carlo una técnica para la resolución de problemas complejos donde los computadores imitan, o simulan, el comportamiento de sistemas del mundo real con base en la teoría de muestreo estadístico y análisis de sistemas físicos probabilísticos complejos. En la actualidad, existen modelos que hacen uso de la simulación Monte Carlo en las áreas de informática, economía, industrial e incluso social, es decir, la simulación Monte Carlo está presente en todos aquellos ámbitos en los que el comportamiento aleatorio o probabilístico desempeña un papel fundamental.

En síntesis, el método Monte Carlo (MC) se refiere a las simulaciones numéricas al azar para un conjunto de muestras de distribuciones de probabilidad adecuadas (Prahl et al., 1989). La principal ventaja de MC es la simple aplicación, capaz de manejar cualquier geometría compleja y heterogeneidad del medio. Incluso es posible modelar los fenómenos de onda, tales como la polarización y la interferencia. La principal desventaja es el alto costo computacional. De modo que, para simular un sistema real se hacen una serie de suposiciones acerca de cómo funciona y qué relaciones matemáticas o lógicas sigue, constituyendo un modelo que representa el comportamiento del sistema real correspondiente.

En este trabajo el medio real es el modelo atmosférico propuesto donde se considera la luz como un flujo de fotones que incide en el medio turbio en línea recta e interactúa en sucesivas ocasiones con los obstáculos que en su trayectoria se

encuentra, estas interacciones son aleatoriamente determinadas mediante MC, permitiendo simular la reflectancia difusa espectral en la atmosfera modelada.

Algoritmo Monte Carlo multicapas (MCML)

El algoritmo Monte Carlo para multicapas MCML es un programa de simulación de estado estacionario para medios turbios multicapas que utiliza un haz de fotones estrecho como fuente de luz. Cada capa tiene sus propias propiedades ópticas de absorción, esparcimiento, anisotropía e índice de refracción. La simulación es en 3D, aunque resulta almacenada en un arreglo r - z de coordenadas cilíndricas que denota las posiciones radiales y de profundidad. Las salidas incluyen posiciones radiales y angulares dependiendo de la reflectancia y la transmitancia local, y de la distribución interna de la deposición de la energía y la tasa de fluencia dentro del medio de múltiples capas. Además, el programa puede ser fácilmente modificado. (Oregón Medical Laser Center, 2012).

Este programa MCML fue originalmente implementado por Marleen Keijzer, Scott Prahl, and Steven Jacques en lenguaje Pascal. Una siguiente versión en Standard ANSI C fue escrita por Lihong Wang and Steven Jacques la cual ha sido distribuida libremente por la red electrónica desde 1992 y exitosamente modificada por muchos grupos. Los detalles del modelo de propagación de la luz están dados (Prahl et al., 1989) y también son de libre acceso. El reporte de Wang es el último resumen del actual método MCML (Oregón Medical Laser Center, 2012).

Existen una gran variedad de implementaciones de simulaciones de la propagación de la luz con Monte Carlo. Durante las recientes décadas, la demanda en el modelaje de la transferencia radiativa con Monte Carlo ha aumentado con el crecimiento del poder computacional. Este método provee simulaciones realísticas del proceso de radiación para varias aplicaciones, inclusive en condiciones de nubosidad y con respecto a mediciones remotas de nubosidad, aerosoles y gases (Iwabuchi, 2005).

Modificaciones en los códigos del programa Monte Carlo han generado recientemente el código Monte Carlo para la simulación de la transferencia radiativa en la atmósfera, por sus siglas en inglés MOCRA (Premuda et al., 2012). Estos investigadores comparan dichas simulaciones MOCRA de la cantidad de gases en la atmósfera e interpretan con las mediciones por sensoria remota DOAS, encontrando en el mismo una herramienta versátil para las simulaciones de la transferencia radiativa en la atmósfera. Tal que, Monte Carlo se convierte en un método flexible para simular la propagación de la luz en medios turbios como la atmósfera.

La simulación con el algoritmo MCML se basa en caminatas aleatorias que hacen los fotones. A medida que viajan a través del medio, son elegidos por muestreo que son estadísticamente las distribuciones de probabilidad para el tamaño de paso y de desviación angular por evento de esparcimiento. Después de la propagación de fotones, la red de distribución de todos los caminos de fotones produce una precisa aproximación a la realidad. Si se considera las mismas coordenadas para todos los fotones se hace más versátil la simulación para diferentes formas del haz. Además, se utilizan técnicas de reducción de la varianza para reducir el número de fotones necesario para lograr la precisión deseada.

El algoritmo MCML se inicia con la incidencia de un paquete de fotones sobre el medio modelado, simulando un haz colimado de incidencia normal sobre la superficie, la dirección inicial del fotón es elegido hacia abajo en la atmósfera. En caso de simular una irradiación difusa, entonces la dirección del fotón es elegido al azar de todas las direcciones posibles en el hemisferio hacia abajo.

Al propagar una cantidad elevada de fotones (un paquete) a lo largo de cada itinerario cada fotón recorre una trayectoria única, ya que en cada paso el fotón puede ser absorbido o esparcido. La propagación aleatoria de fotones asigna un peso ponderado a cada fotón a medida que entra al medio. Después de cada paso en la propagación, el paquete de fotones se divide en dos sucesos: uno pérdida de energía por deposición en el sitio debido a la absorción y dos la parte restante de la energía del mismo paquete es esparcida. Si tuviera el caso que un paquete de fotón sigue el

paso de otro fotón anterior, entonces una cierta porción del paquete será absorbida en cada paso. El tamaño de este paquete se llama el peso del fotón (W). Su peso inicial se establece en la unidad.

Generación de la traza del camino de un fotón

Los parámetros que se requieren para trazar un camino de fotones a través de la atmósfera son el coeficiente de absorción, el coeficiente de esparcimiento, y la función de fase. Los fotones son emitidos por una fuente y viajan en línea recta hasta que se esparcen. La probabilidad de un fotón que se esparza después de un determinado tiempo se define por,

$$p(\tau)d\tau = e^{-\mu_s\tau}d\tau \tag{2.50}$$

Por lo tanto la probabilidad acumulada de esparcirse después de recorrer una distancia es,

$$\int_0^\tau e^{-\mu_s\tau'} d\tau' = 1 - e^{-\mu_s\tau} = r \tag{2.51}$$

Donde r es un numero aleatorio entre (0,1). Así, la distancia entre los eventos de esparcimiento se viene dada por,

$$\tau = -\frac{1}{\mu_s} \ln(1 - r) \tag{2.52}$$

Lo que equivale a:

$$\tau = -\frac{1}{\mu_s} \ln(r) \tag{2.53}$$

Un fotón queda descrito por cinco variables: tres coordenadas espaciales para la posición y dos ángulos para la dirección de su trayectoria. Sin embargo, es

conveniente describir la posición espacial del fotón con tres coordenadas cartesianas y la dirección de viaje con tres cosenos directores. Las formulas requeridas para esta propagación son simples, y las variables que describen la dirección del ángulo del fotón no cambian al menos que el fotón cambie de dirección.

Los cosenos directores se especifican tomando el coseno del ángulo que forma la dirección del fotón con cada eje. Estos se especifican por μ_x ; μ_y , y μ_z que corresponde a cada una de los ejes x , y , z , respectivamente. Por ejemplo, para un fotón que se encuentra en la posición (x, y, z) y recorre una distancia Δs en la dirección $(\mu_x; \mu_y; \mu_z)$, las nuevas coordenadas $(x'; y'; z')$ están dadas por:

$$x' = x + \mu_x \Delta s ; y' = y + \mu_y \Delta s ; z' = z + \mu_z \Delta s \quad (2.54)$$

Absorción de fotones

Esta técnica de captura implícita asigna un peso a cada fotón a medida que entra a la atmósfera. Después de cada paso en la propagación, el paquete de fotones se divide en dos partes: una fracción es absorbida y el resto se esparce. La fracción del paquete que es absorbido es:

$$fraccionabsorbida = \frac{\mu_a}{\mu_a + \mu_s} = 1 - \frac{\mu_s}{\mu_s + \mu_a} = 1 - a \quad (2.55)$$

El albedo de la partícula sería a . En consecuencia, el peso del nuevo fotón viene dado por la expresión $w_0 = aw$, y representa la fracción del paquete que está esparcido en este paso.

Cambio de dirección del fotón, esparcimiento

Una función de fase normalizada describe la función de densidad de probabilidad para el ángulo azimutal y longitudinal de un fotón cuando se esparce. Si la función de fase no tiene ninguna dependencia azimutal, entonces el ángulo azimutal está uniformemente distribuido entre 0 y 2π , y puede ser generado por multiplicación de un número pseudoaleatorio ζ distribuido uniformemente en el intervalo de cero a uno por 2ζ (es decir, $\theta = 2\pi\zeta$). El ángulo azimutal θ de una distribución isotrópica está dado por:

$$\cos \theta = 2\zeta - 1 \quad (2.56)$$

Como el esparcimiento también se caracteriza por la función de fase Henyey-Greenstein, (Dym y McKean, 1972) la función de generación para la función de fase Henyey-Greenstein es:

$$\cos \theta = \frac{1}{2} \left\{ 1 + g^2 - \left[\frac{(1-g^2)}{1-g+2g\zeta} \right]^2 \right\} \quad (2.57)$$

Si el esparcimiento es isotrópico ($g = 0$) entonces la Ecuación 2.9 debe ser utilizada.

Si un fotón es esparcido en un ángulo (θ, ϕ) de la dirección (μ_x, μ_y, μ_z) en la que está viajando, entonces la nueva dirección (μ_x', μ_y', μ_z') se especifica por:

$$\mu_x' = \left(\frac{\sin \theta}{\sqrt{1-\mu_z^2}} \right) (\mu_x \mu_z \cos \phi - \mu_y \sin \phi) + \mu_z \cos \theta \quad (2.58)$$

$$\mu_y' = \left(\frac{\sin \theta}{\sqrt{1-\mu_z^2}} \right) (\mu_y \mu_z \cos \phi + \mu_x \sin \phi) + \mu_z \cos \theta \quad (2.59)$$

$$\mu_z' = -\sin \theta \cos \phi \sqrt{1-\mu_z^2} + \mu_z \cos \theta \quad (2.60)$$

2.2.6. Bases legales

Ante el auge de la era industrial y el deterioro mundial del medio ambiente la Organización de las Naciones Unidas (ONU), con la participación de un gran número de países de distintos continentes, decidió crear un documento denominado la Agenda 21, también conocido como Programa del siglo 21 y declarado oficialmente como la Conferencia de Naciones Unidas para el Medio Ambiente y Desarrollo Sostenible en el año de 1992 donde se trata de hacer frente a los principales desafíos que plantea la problemática ambiental y en general el desarrollo sostenible. En este sentido, cabe nombrar también instituciones como la Organización Mundial de la Salud (OMS), la Agencia de Protección Ambiental de los Estados Unidos (USEPA), en fin organizaciones de países latinoamericanos y del mundo que intentan esfuerzos para enfrentar y resolver los problemas ambientales.

Venezuela no escapa a esta realidad, y especificando que este proyecto estudia la atmósfera Venezolana, se hace necesario investigar la base legal en cuanto a las normas sobre calidad del aire y control de la contaminación atmosférica. En Venezuela esta norma se encuentra definida en el Decreto N° 638 de fecha 26 de abril de 1995, publicado en la Gaceta Oficial de la República de Venezuela No. 4.899 Extraordinario del 19 de Mayo de 1995 y quien deroga el Decreto No. 2.225 de fecha 23 de abril de 1992 publicado en la Gaceta Oficial de la República de Venezuela No. 4.418 Extraordinario del 27 de Abril de 1992.

Este Decreto 638 en Gaceta Oficial de la República Bolivariana de Venezuela desde 1995, en su Capítulo I de Disposiciones Generales establece lo siguiente

Artículo 1°

Este Decreto tiene por objeto establecer las normas para el mejoramiento de la calidad del aire y la prevención y control de la contaminación atmosférica producida por fuentes fijas y móviles capaces de generar emisiones gaseosas y partículas.

Artículo 2°

A los fines de este Decreto se entiende por:

- Actividad Existente o en Funcionamiento: Fuente fija de contaminación atmosférica que a la fecha de publicación de este Decreto se encuentre instalada, en operación o en la etapa de proyecto para su instalación o ampliación.

- Actividad Nueva: Fuente fija de contaminación atmosférica que a la fecha de publicación de este Decreto no se encuentre instalada ni en operación, o que se encuentre en la etapa de prefactibilidad, factibilidad o anteproyecto, para su instalación o ampliación.

- Aire Ambiental: Aquella porción de la atmósfera, externa a edificaciones y de libre acceso al público.

- Autorización Provisional de Actividades Susceptibles de Degradar el Ambiente: Autorización que se otorga provisionalmente, previa evaluación técnico científica de su procedencia, a todas aquellas actividades económicas y procesos productivos para afectar reversiblemente el ambiente al emitir contaminantes por encima de los límites de emisión establecidos, durante el tiempo necesario para completar la adecuación o para ajustar los sistemas de control instalados.

- Caracterización de Emisiones: Procedimiento mediante el cual se captan muestras en chimeneas o ductos y se analizan para determinar las concentraciones de contaminantes descargados a la atmósfera.

- Condición Meteorológica Desfavorable: Situación atmosférico que se presenta en una región, que al incidir en la dispersión vertical y horizontal de los contaminantes del aire, propicia la ocurrencia de concentraciones más elevadas que las esperadas normalmente a nivel del suelo.

- Contaminación Atmosférica: La presencia en la atmósfera de uno o más contaminantes del aire.

- Contaminante del Aire: Cualquier sustancia presente en el aire que, por su naturaleza, es capaz de modificar los constituyentes naturales de la atmósfera,

pudiendo alterar sus propiedades físicas o químicas; y cuya concentración y periodo de permanencia en la misma pueda originar efectos nocivos sobre la salud de las personas y el ambiente en general.

- Emisión Visible: Emisión de contaminantes del aire, con tonalidad mayor o igual a 1 u opacidad equivalente de 20 porciento, en escala Ringelmann.

- Evaluación de Calidad del Aire: Procedimiento mediante el cual se captan muestras de aire ambiental y se analizan, para determinar las concentraciones de contaminantes del aire.

- Fuente Fija de Contaminación Atmosférica: Edificación o instalación existente en un sitio dado, temporal o permanentemente, donde se realizan operaciones que dan origen a la emisión de contaminantes del aire.

- Fuente Móvil: Vehículo de transporte en el cual se generan contaminantes del aire, como consecuencia de los procesos u operaciones que se realizaran para producir el desplazamiento de un sitio a otro.

- Frecuencia de Muestreo: Periodicidad con que se realiza la captación de muestras durante el lapso de muestreo.

- Lapso de Muestreo: Lapso en el cual se llevan a cabo las evaluaciones de calidad de aire o caracterización de emisiones, para determinar las concentraciones de los contaminantes. Para los estudios de calidad de aire este lapso dependerá de las características y condiciones meteorológicas del área evaluada.

- Límite de Emisión de Contaminante del Aire: Concentración máxima de emisión permisible de un contaminante del aire, descargado a la atmósfera a través de una chimenea o ducto, establecida para proteger la salud y el ambiente.

- Límite de Calidad de Aire: Concentración máxima de un contaminante en el aire ambiental, aceptable para proteger la salud y el ambiente.

- Método Ringelmann: Técnica empleada para la medición de emisiones visibles, mediante el uso de tarjetas que poseen una escala comparativa denominada Escala de Ringelmann.

- Opacidad: Grado de interferencia en la transmisión de la luz, a su paso a través de una emisión proveniente de una fuente fija o móvil.

- Partícula Suspendida: Partícula con diámetro menor a 60 micras.

- Periodo de Medición: Lapso durante el cual se capta la muestra de aire en el ambiente, o la emisión a través de un ducto o chimenea, para determinar las concentraciones de los contaminantes bajo análisis.

- Polvo: Término general que designa las partículas sólidas finamente divididas, de dimensiones y procedencia diversa.

- Solvente Orgánico Foto químicamente Reactivo: Solvente orgánico que contiene (en volumen):

i. Cinco por ciento o más de compuestos olefinicos.

ii. Ocho por ciento o más de compuestos aromáticos, de al menos ocho átomos de carbono, exceptuado etilbenceno.

iii. veinte por ciento o más de etilbenceno, cetonas ramificadas, tricloroetileno o tolueno.

iv. un total de veinte por ciento o más del conjunto de compuestos entre i y iii.

- Solvente Orgánico Volátil: Compuesto orgánico líquido con una presión de vapor mayor que 76 *mm Hg* bajo condiciones normales de almacenamiento (25 °C y 1 *at*).

- Unidad Hartridge: Unidad de medida de la opacidad empleando un equipo Hartridge.

- Vehículo con Motor Diesel: Medio de transporte de carga o de pasajeros impulsado por un motor de compresión que utiliza combustible diesel.

Este Decreto N° 638 en su Capítulo II en cuanto a los límites de calidad del aire establece lo siguiente:

Artículo 3°

A los efectos de estas normas se establecen límites de calidad del aire para los siguientes contaminantes de la atmósfera en la Tabla 2.2. Cabe destacar que (*g/m³*) se

interpreta como microgramos por metro cubico de aire, además las concentraciones de los contaminantes se calcularan para condiciones de presión de *1atm* y temperatura de 298 *K*.

Tabla 2.2. Límites de calidad del aire

Contaminante	Limite (g/m³)	Porcentaje excedencia	Periodo muestreo medición (horas)
Dióxido de azufre	80	50	24
	200	5	24
	250	2	24
	365	0,50	24
Partículas totales suspendidas	75	50	24
	150	5	24
	200	2	24
	260	0,50	24
Monóxido de carbono	10,000	50	8
	40,000	0,50	8
Dióxido de nitrógeno	100	50	24
	300	5	24
Oxidantes totales como Ozono	240	0,02	1
Sulfuro de hidrógeno	20	0,50	24
Plomo en partículas suspendida	1.5	50	24
	2	5	24
Fluoruro de hidrógeno	10	2	24
	20	0,50	24
Fluoruros	10	2	24
	20	0,50	24
Cloruro de hidrógeno	200	2	24
Cloruros	200	2	24

Fuente: Gaceta Oficial de la República Bolivariana de Venezuela, 1995

CAPÍTULO III

MARCO METODOLÓGICO

3.1. Tipo de la investigación

El paradigma de la tesis Doctoral es de enfoque cuantitativo, porque privilegia el dato como esencia fundamental de su argumentación. El dato es la expresión concreta que simboliza una realidad. Se percibe la uniformidad de los fenómenos, se aplica la concepción hipotética-deductiva y se predica la materialización del dato como resultado de la experiencia (Palella y Martins, 2013).

En este sentido, y considerando el aspecto indagatorio, objetivo y secuencial al determinar una nueva metodología para encontrar la concentración de contaminantes en la atmósfera se persigue examinar los datos obtenidos de las imágenes satelitales y de las simulaciones a través de las curvas de reflectancia difusa.

Según el carácter, la meta y el propósito del trabajo, se escoge el método que aplique, si el trabajo requiere el rigor de la medición o si, por el contrario, se soporta en la interpretación de la base fenomenológica (Rodríguez, Ochoa, y Pineda, 2007). El propósito del presente trabajo es decodificar la información que conlleva la luz en su trayectoria a través de la atmósfera con la finalidad de establecer un método original que permita establecer relaciones matemáticas entre los parámetros ópticos a través de los coeficientes de Fourier y la concentración de contaminantes en la atmósfera en tiempo real.

3.2. Diseño de la investigación

El plan o estrategia concebida es decir, el diseño de la investigación para obtener la información es No experimental puesto que es un estudio que se realiza observando los fenómenos tal como se dan en su contexto natural para posteriormente analizarlos (Hernández, Fernández. y Baptista. 2012), tal como ocurre en este estudio al obtener los datos de las imágenes satelitales que permiten graficar las curvas de reflectancia difusa y establecer una comparación entre curvas simuladas y curvas reales atmosféricas. Además, la información recolectada tiene un nivel de corte transversal debido a que la muestra es recopilada en un momento único, es decir, las imágenes multiespectrales provenientes del satélite son obtenidas en un solo tiempo.

3.3. Variables de la investigación

3.3.1. Variable dependiente

Parámetros ópticos Atmosféricos

3.3.2 Variable independiente

Concentración de Constituyentes en la Atmósfera

3.4. Técnicas de recolección de la información

En términos cuantitativos se recolecta la realidad. La idea es establecer la correspondencia entre el mundo real y el mundo conceptual, es decir, entre lo empírico y lo que proporciona modelos teóricos para encontrar lo que se desea determinar (Bostwick y Kyte, 2005). La información que se recopila en esta investigación está representada mediante las curvas de reflectancia difusa simuladas y las reales. Las curvas simuladas de reflectancia difusa se obtienen utilizando la técnica de Monte Carlo. Para construir las curvas simuladas se establece un modelo atmosférico con expresiones analíticas determinísticas y tablas de datos

predeterminadas que se consideran aproximaciones al modelo atmosférico real y se utilizan como entrada al programa de simulación adaptado. Las curvas reales de reflectancia difusa se obtienen mediante el filtrado de las imágenes multiespectrales del satélite Miranda. En este sentido, las técnicas que a continuación se listan permitieron la recopilación de la información necesaria para la elaboración de esta investigación.

3.4.1. Técnica de simulación con Monte Carlo

El método Monte Carlo (MC) proporciona una solución flexible y rigurosa al problema de la simulación del transporte de la luz en un medio turbio, como es el caso de la atmósfera. Este método combina conceptos estadísticos de muestreo aleatorio con la capacidad que tienen los computadores. Se definen las reglas locales de propagación del fotón en forma de funciones de densidad de probabilidad, que describen entre otros la probabilidad de absorción o el ángulo de esparcimiento. Autores previos han demostrado que este método proporciona resultados comparables con los resultados experimentales (Qin y Lu, 2009; Meglinski y Matcher, 2003).

Las caminatas aleatorias que hacen los fotones a medida que viajan a través de la atmósfera modelada, son elegidas por muestreo estadístico mediante distribuciones de probabilidad para el tamaño de paso y de desviación angular por evento de esparcimiento. Después de la propagación de fotones, la red de distribución de todos los caminos de fotones produce una precisa aproximación a la realidad, razón por la cual se utilizó esta técnica de simulación para la recolección de datos, permitiendo construir las curvas de reflectancia difusa mediante el algoritmo computacional Monte Carlo multicapas (MCML) elaborado en el Oregón Medical Laser Center, (Wang y Jacques, 1993), de efectividad comprobada (Hull y Foster, 2001) para la adquisición de la reflectancia difusa en medios turbios.

El código MCML utilizado es producto de una adaptación para la atmósfera del algoritmo Monte Carlo Multicapas. Esta adaptación supone un haz de fotones infinitamente estrecho como fuente de luz. Cada capa tiene sus propias propiedades

ópticas de absorción, esparcimiento, factor de anisotropía, e índice de refracción. Para lograr la simulación mediante el algoritmo MCML modificado se diseña un modelo original de relaciones práctico teóricas, mostrado en la Figura 3.8, que sirve de entrada al algoritmo MCML modificado.

3.4.2. Modelo atmosférico Rafeh-Muñoz

La Administración Nacional Aeronáutica y Espacial (NASA, 1976) define en sus normas la atmósfera estándar norteamericana (por sus siglas en inglés, U.S. Standard Atmosphere, 1976) en forma ideal como una representación en estado estacionario de los primeros 100 *km* desde la superficie terrestre, donde se asume un periodo moderado de actividad solar para el sobrevuelo de aviones que ve afectado su rendimiento por los cambios dinámicos de las propiedades atmosféricas. En este sentido, se consideró para este estudio los primeros 65 *km* medidos desde la superficie terrestre, de modo que la tropósfera modelada tendrá un tamaño promedio de $d = 15 \text{ km}$ y la estratósfera de $d = 50 \text{ km}$. Ver figura 3.1.



Figura 3.1. Capas del modelo atmosférico propuesto

En cuanto al índice de refracción (n) se define como el cociente de la velocidad de la luz en el vacío y la velocidad de la luz en el medio. Se trata de un valor adimensional. Evidentemente, cuando el medio está más contaminado se reduce la velocidad de la luz. Además, la atmósfera con su geometría no plano paralela

depende fuertemente de la altura observada, la presión, la temperatura y la longitud de onda de la radiación observada. En el vacío se considera 1 como índice de refracción y a medida que se aproxima a la superficie terrestre 1,00029 (Prieto y Velasco, 2011). Al respecto, se añade que el índice de refracción utilizado, son los que se muestran en la Figura 3.2 (Parreño, 2014).

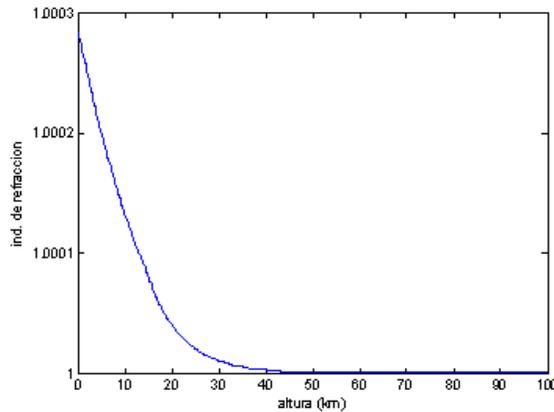


Figura 3.2. Índice de refracción en la atmósfera

Fuente: Parreño, 2014

En resumen, el modelo atmosférico propuesto en este estudio considera dos capas. La primera capa, la tropósfera es la capa más cercana a la superficie terrestre y tiene un índice de refracción de n_1 1,00029 y un tamaño d_1 15 km, y la segunda capa la estratósfera el índice de refracción a utilizar es n_2 1 y un tamaño d_2 50 km.

Otro factor que se considera en este modelo de entrada es el factor de anisotropía g pero antes de definirlo se debe introducir la función de fase. La función de fase del esparcimiento describe el ángulo dependiente del esparcimiento de la luz incidente sobre una partícula. Y depende fuertemente del tamaño de la partícula y su forma. Cuando ocurre el esparcimiento de la luz, la energía de ésta es redistribuida en todo el espacio tal que se describe una función de redistribución. En efecto, la función de fase media representa la probabilidad de que un flujo de energía que llega a un elemento de volumen a través de un ángulo sólido cuyo eje es paralelo a la dirección de redistribución, sea difundido hacia el ángulo sólido con eje paralelo a la dirección respectiva.

Existen numerosas normalizaciones de la función de fase (Ishimaru, 1997). El factor de anisotropía mide el grado de anisotropía del esparcimiento. Se define como el promedio del ángulo de esparcimiento ponderado por la función de fase y su valor varía entre -1 y 1 (González y Pérez, 2008). El factor de anisotropía g está definido como el primer momento de la función de fase. Este parámetro da una medida simple de la direccionalidad del esparcimiento. Así, valores de g igual a la unidad implica esparcimiento hacia delante, un valor de menos uno esparcimiento hacia atrás y por último, un valor cero implica esparcimiento isotrópico de Rayleigh.

Para partículas con radio en el rango 3-30 μm , los valores de g están en el rango de 0,8 a 0,9 mientras que para partículas de aerosoles típicamente $\sim 0,1 \mu\text{m}$ de radio se aplican valores de g menores $\sim 0,5$ a 0,7 (Van de Hulst, 1957; Torres *et al.*, 2001). Sin embargo, para aplicaciones en tiempo real la función angular de esparcimiento puede ser aproximada utilizando la función de fase de Henyey-Greenstein, donde g es el factor de direccionalidad. La función de fase de Henyey-Greenstein (HG) pertenece a una clase de funciones utilizada por su simplicidad matemática y precisión teórica.

La función HG no es más que una simple ecuación de una elipse en coordenadas polares centrada en su foco. Puede ser utilizada para simular esparcimiento en la dirección hacia atrás ($g < 0$) o en la dirección de avance ($g > 0$) tal como se muestra en la figura 3.3.

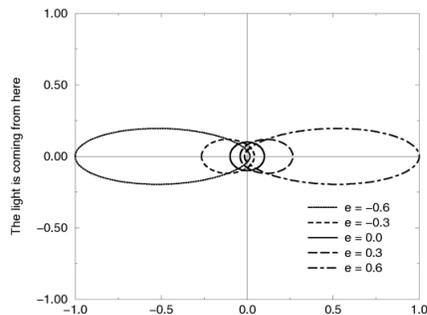


Figura 3.3. Anisotropía durante el esparcimiento de la luz de una partícula esférica

Fuente: Van de Hulst, 1957

El espectro electromagnético o longitud de onda λ también es otro rango a definir en este modelo. Está formado por un conjunto de radiaciones monocromáticas que componen la radiación electromagnética como se muestra en la Figura 3.4. La radiación que llega al tope de la atmósfera procedente del Sol se denomina radiación solar extraterrestre. En ausencia de la atmósfera, esta radiación alcanzaría en su totalidad la superficie terrestre. Sin embargo, la presencia de la atmósfera atenúa y modifica la radiación que atraviesa mediante procesos de esparcimiento y absorción. La combinación de estos dos procesos tiene como efecto principal que la radiación que incide sobre la superficie de la Tierra sea, considerablemente, inferior a la radiación que llega al tope de la atmósfera.

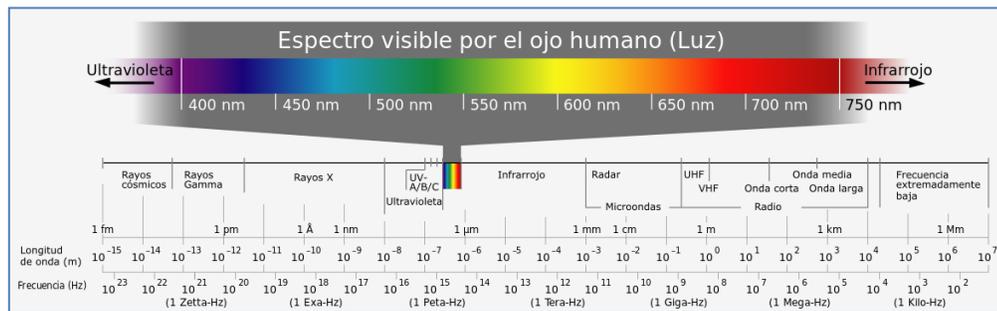


Figura 3.4. Espectro electromagnético

Fuente: **Horst**, con modificaciones por Jailbird, 2017

En función de los efectos producidos por la radiación UV se distinguen tres zonas en el espectro ultravioleta:

- Ultravioleta C (UV-C o ultravioleta de vacío): Comprende las longitudes de onda desde los 110 hasta los 290 **nm**. Esta radiación no alcanza la superficie de la Tierra ya que entre los 100 y 250 **nm** la radiación es absorbida principalmente por el oxígeno molecular en la alta atmósfera, y entre 250 y 290 **nm** por el ozono que hay en la estratosfera.
- Ultravioleta B (UV-B): Comprende las longitudes de onda entre 290 y 320 **nm**. Aproximadamente un 10% de esta radiación alcanza la superficie de la Tierra, ya que la mayor parte es absorbida por el ozono estratosférico.

- Ultravioleta A (UV-A): Engloba la radiación comprendida entre 320 y 400 *nm*. Es la radiación más cercana al espectro visible y no es absorbida por el ozono.

Los principales absorbentes de la radiación solar UV son ciertas moléculas gaseosas (principalmente oxígeno y ozono), gotas de agua, los cristales de hielo y los aerosoles. La absorción de la radiación UV-C por parte del oxígeno molecular representa la principal fuente energética de la termosfera. Además, la mayor parte de la radiación UV-B es absorbida en la estratosfera por el ozono, alcanzando solamente un pequeño porcentaje la superficie terrestre.

La radiación solar UV que incide en la superficie está compuesta principalmente por radiación UV-A. Por lo tanto, el rango de estudio de longitudes de onda sugerido para este estudio es desde aproximadamente 380 hasta 780 *nm*, dependiendo del contaminante y sus bandas pico de absorción (Ver Tabla 3.1). Se espera observar la mayor parte de absorción del ozono en la estratosfera alrededor de 255 *nm*, se incluye todo el espectro visible y se espera observar alrededor de 760 *nm* el pico de absorción máximo del aire debido al oxígeno molecular O₂.

En consecuencia, la selección de los absorbentes y esparsores a considerar en este estudio está muy relacionada con el espectro elegido, es decir, la absorción de la radiación es un proceso selectivo con la longitud de onda, principalmente, debido a los aerosoles, las nubes y los componentes gaseosos atmosféricos. En cambio, el esparcimiento es un proceso no selectivo, o sea, afecta a todas las longitudes de onda del intervalo de estudio y a los constituyentes atmosféricos responsables de este proceso son las moléculas gaseosas, los cristales de hielo, las gotas de agua entre otros.

El esparcimiento es un proceso que conserva la cantidad de energía pero la dirección en la cual se propaga puede ser alterada. La absorción es un proceso que remueve la energía de la radiación electromagnética y la convierte en otra forma de energía, y la extinción o atenuación es la suma del esparcimiento y la absorción, lo que representa el efecto sobre la radiación cuando atraviesa un medio turbio.

En este sentido, los principales absorbentes son (Pinilla, 2005):

- Vapor de agua (H₂O). Es el mayor absorbente y presenta diversas bandas de absorción entre 0,4 y los 0,7 μm , la banda situada en 6 μm puede llegar a ser hasta del 100 %
- Dióxido de Carbono (CO₂). Es el principal responsable del mantenimiento de la temperatura de la atmósfera, al presentar la mayor banda de absorción en torno a los 15 μm (infrarrojo térmico) y otras entre los 2,5 y 4,5 μm , manteniendo así el denominado efecto invernadero
- Oxígeno atómico y molecular (O y O₂) absorben radiación de longitud de onda menores a 0,1 μm
- Ozono (O₃) absorbe radiación de longitud de onda comprendidas entre 0,1 y 0,3 μm también absorbe en la región de las microondas.

Además, cabe mencionar los espectros de picos de absorción mostrados a continuación:

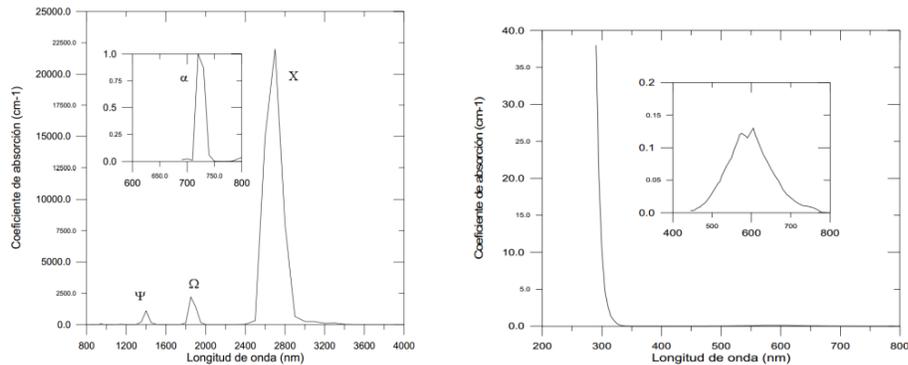


Figure 3.5. Espectro de absorción del Ozono (izquierda) y del vapor de agua (derecha). (Díaz, 2005)

En este trabajo los principales absorbentes considerados son:

- Dióxido de Carbono, CO₂.
- Dióxido de Nitrógeno, NO₂.
- Oxígeno Molecular, O₂.
- Vapor de Agua H₂O.
- Ozono, O₃.

Para predecir la propagación de la luz dentro de un medio turbio se requiere la información detallada acerca de las propiedades ópticas del medio (Azimipour *et al.*,

2014). En cuanto al coeficiente de absorción de cada absorbente en la atmosfera los datos se toman de la publicación del Atlas Espectral de libre acceso en la web del Instituto de Química, Max-Planck Mainz, de Alemania (Keller-Rudek et al., 2013). Se construye una base de datos para este estudio con los archivos de datos que representan la absorción en función de la longitud de onda para el vapor de agua, el oxígeno, el dióxido de carbono, el dióxido de nitrógeno y el ozono. Para el ozono y el dióxido de carbono se ajustan los datos y se utilizan las relaciones matemáticas respectivas. Los datos se ajustan mediante el programa MatLab donde se importan los datos de absorción respectivos y se utiliza la herramienta *fitting* logrando un ajuste de coeficiente R^2 0,98, cabe destacar, que ajuste perfecto es 1. Tanto las relaciones matemáticas como los archivos de datos se presentan en la Tabla 3.1.

Tabla 3.1.
Absorbentes. Datos y relaciones

Datos		Relación de Ajuste	Longitud de onda (nm)
H ₂ O	H ₂ O.txt		Visible (400 - 750)
O ₃	Ajuste Datos	$O_3 = (1,195 * 10^{-31}) * x^5 + (-3,237 * 10^{-28}) * X^4 + (3,461 * 10^{-25}) * X^3 + (-1,827 * 10^{-22}) * X^2 + (4,763 * 10^{-20}) * X^1 + (-4,912 * 10^{-18})$	Visible (410 - 700)
O ₂	O ₂ .txt		Infrarrojo (650 - 780)
CO ₂	Ajuste Datos	$CO_2 = (4,238 * 10^{90}) * X^{-49,44}$	Ultravioleta (169 - 300)
NO ₂	NO ₂ .txt		Visible (380 - 720)

De la Tabla 3.1 se puede observar que la nomenclatura dada de H₂O.txt O₂.txt y NO₂.txt se refieren a los archivos de textos que contienen la absorción espectral respectivamente. Tal como, las relaciones obtenida del ajuste tanto para el O₃ como el CO₂ y representan el coeficiente de absorción de cada constituyente en función de la longitud de onda.

En cuanto al esparcimiento se estudia a partir del tamaño de la partícula y afecta a todas las longitudes de onda. El fenómeno de esparcimiento se define como el proceso de atenuación que tiene la radiación solar cuando interactúa con los obstáculos que se encuentra durante su propagación, variando la dirección de la propagación inicial. Según la relación entre el tamaño de la longitud de onda de la radiación incidente y las partículas del medio, es posible dividir este fenómeno de esparcimiento en (García, 2009):

- Esparcimiento de Rayleigh. Este fenómeno tiene lugar cuando la longitud de onda de la radiación incidente es mucho mayor que el tamaño de las partículas difusoras. En este caso, el grado de esparcimiento es inversamente proporcional a la cuarta potencia de la longitud de onda.
- Esparcimiento de Mie. Este fenómeno sucede cuando las partículas difusoras son del mismo orden de tamaño que la longitud de onda de la radiación incidente. Este proceso de esparcimiento normalmente ocurre en las capas bajas de la atmósfera, debido a la naturaleza de las partículas que la originan: aerosoles, humo, partículas de polvo, gotas de agua, etc.
- Óptica Geométrica. Sucede cuando la longitud de onda de la radiación solar incidente es mucho menor que el tamaño de los obstáculos que se encuentra en su propagación. Este fenómeno no depende de la longitud de onda de la radiación incidente, estando gobernados por las leyes de reflexión y refracción de la luz.

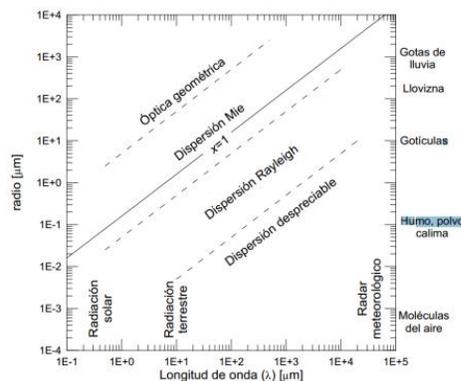


Figura 3.6. Diferentes tipos esparcimiento según el parámetro tamaño $x=2\pi r/\lambda$. El eje izquierdo representa el radio de la partícula. Fuente: Díaz, 2005

El esparcimiento en este estudio se considera en función de la combinación de del esparcimiento presentado por Mie y Rayleigh (Saidi, Jaques y Titel, 1995). Se representa en las ecuaciones 3.1 y 3.2. A y B se considera la fracción ponderada de esparcimiento en el medio.

$$\mu_s = A * \mu_R + B * \mu_{MIE} \quad (3.1)$$

$$\mu_s = A * (2,20 * 10^{11}) * \lambda^{-4} + B * (11,74) * \lambda^{-0.22} \quad (3.2)$$

En base a todo lo antes explicado a continuación se presenta el modelo simplificado de la atmósfera de entrada propuesto en este estudio (Figura 3.7):

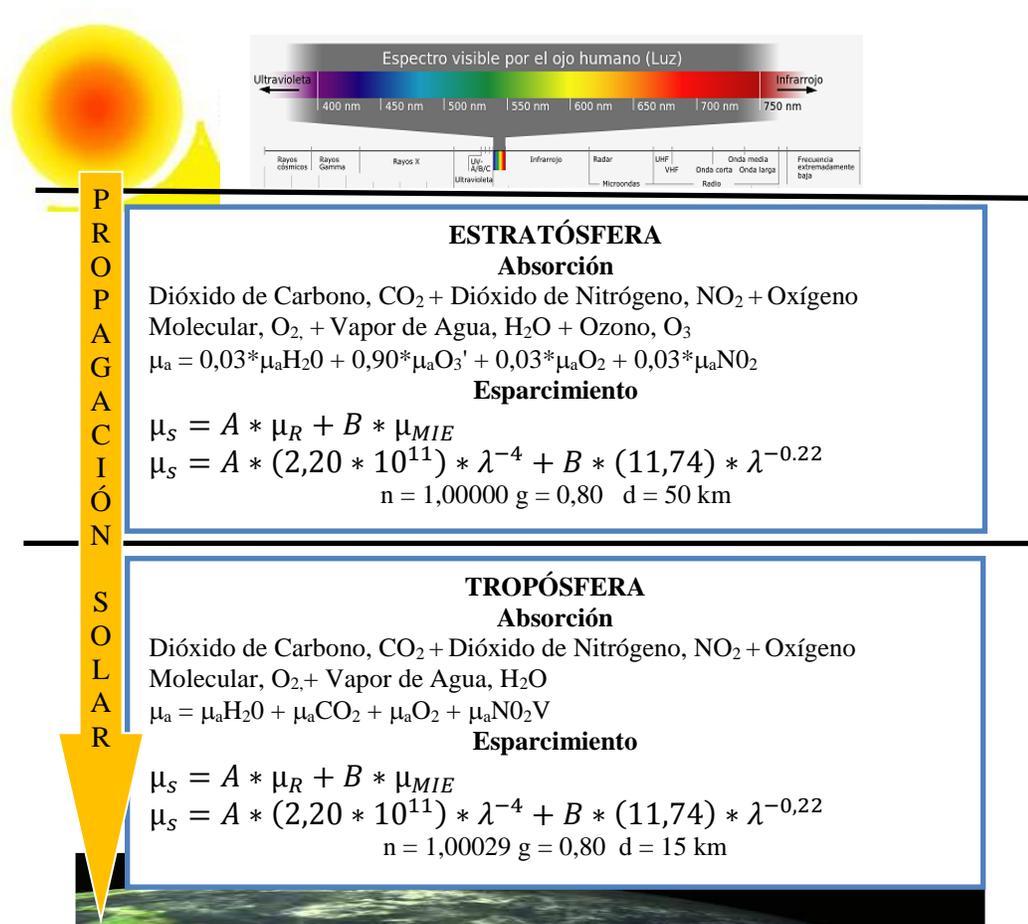


Figura 3.7. Modelo atmosférico Rafah-Muñoz

3.4.3. Técnica de filtrado por componentes principales. Image J

Antes de captar la imagen es importante aclarar algunas definiciones a utilizar. Una imagen multiespectral es la colección de varias imágenes monocromáticas de la misma escena. Cada imagen monocromática es conocida como banda. Es una imagen de color RGB, rojo, verde, azul respectivamente, cada una de ellas capturada con un sensor sensible a un determinado ancho de banda. Si se recurre a la definición de espectro e imagen para discernir su afiliación con imagen multiespectral, se tiene por imagen a la reproducción de la figura de un objeto por la combinación de los rayos de luz que proceden de él, y por espectro a la distribución de la intensidad de una radiación en función de una magnitud característica, como la longitud de onda, la energía, la frecuencia o la masa.

El espectro o firma espectral es la medición mediante un sensor de la luz reflejada por los objetos para cada longitud de onda en un amplio ancho de banda. Es decir, una imagen espectral es aquella que reproduce la figura de un objeto en función de la longitud de onda que esté reflejando o emitiendo el objeto en cuestión; o dicho de otro modo, es un grupo de imágenes del mismo objeto representadas cada una de ellas con diferentes longitudes de onda.

Además, cabe destacar como ventaja del uso de una imagen multiespectral la detección remota de componentes, materiales y otros en condiciones especiales, como desventaja la alta dimensión de datos, el tiempo computacional de procesamiento de datos y almacenamiento en memoria crecen de forma significativa. Además, no existen espectros puros solo mediante procesos de laboratorio. Es decir, las imágenes multiespectrales presentan una mezcla de espectros para lo cual se han implementado herramientas computacionales de filtraje (Fisher et al., 2003).

Las diferencias entre una imagen multiespectral y una imagen hiperespectral son múltiples, pero la principal es el número de bandas espectrales. En este sentido, las imágenes multiespectrales están formadas por relativamente pocas bandas, normalmente entre 3 y 20 y son bandas no necesariamente contiguas unas a otras, mientras que las imágenes hiperespectrales normalmente están formadas por un

mayor número de bandas y éstas siempre son contiguas. Con una imagen multiespectral se puede obtener los valores de intensidad en las longitudes de onda discretas en las que el sistema capte la radiación, mientras que con una imagen hiperespectral lo que se obtiene es el espectro continuo o firma espectral del objeto de análisis.

Además, el cubo espectral representa a lo largo de la dimensión espectral cada pixel de la imagen en un espectro que caracteriza los materiales en la zona correspondiente censada. En la dimensión espacial, cada corte del cubo corresponde a una imagen de banda estrecha de la superficie cubierta por el sensor.

En la formación de imágenes mediante satélites se puede observar: el sistema pasivo: sensor o instrumento de adquisición, la entrada: la radiación solar de la escena y la salida: la irradiación sobre el plano focal. La imagen digital es un modelo digital de reflectancia, desde el punto de vista físico, la imagen es una distribución bidimensional de energía electromagnética, existe solamente cuando la superficie está iluminada por una fuente radiante.

La reflectancia tiene dependencia espacial: cada punto (x,y) tiene una intensidad luminosa diferente. En la imagen multiespectral si a cada posición (m,n) puede hacerse corresponder más de un valor z , el conjunto de éstos puede ser representado como un vector. La atmósfera se interpone entre la superficie terrestre y el sensor satelital. En determinadas bandas del espectro solar los componentes atmosféricos si producen efectos sobre la señal detectada a distancia. Algunos de dichos efectos pueden ser: incremento de brillo, frecuentemente asociado a una reducción del contraste y la disminución de la reflectancia. El efecto es visto en el ultravioleta, visible e infrarrojo y despreciable en el rango de las microondas.

Los conjuntos de datos espaciales son difíciles de visualizar e interpretar, sin embargo siempre existe una pequeña dimensión intrínseca de datos donde no todas las variables se consideran para entender un determinado proceso. Por lo que la mayoría de las veces es conveniente reducir la dimensión de los datos. Existen métodos para la reducción dimensional de los datos que capturan la máxima información presente en los datos originales, al mismo tiempo que minimizan el error

entre los datos originales y la nueva representación de datos reducida (Donoho, 2000; Fodor, 2002; Afifi et al., 2004).

Entre los métodos de reducción dimensional se encuentra la técnica del análisis de los componentes principales, por sus siglas en inglés, Principal Components Analysis, PCA la cual es uno de los métodos más populares para la reducción dimensional de datos. Es un método lineal, lo que indica que la transformación entre los datos originales y los nuevos es una proyección lineal. PCA realiza un mapeo de las n dimensiones originales o variables de una matriz de datos en un nuevo espacio ortogonal, tal que los nuevos ejes están orientados en la dirección de la mayor varianza de los datos. La nueva dimensión es denominada PCs y posee una definición matemática (Demsar et al., 2012).

De modo que, es una técnica viable y muy útil en el caso de filtrar imágenes satelitales. Es más, ya existen herramientas computacionales que utilizan PCA para el Manejo de Imágenes Multiespectrales. Image J es una de ellas, ver Figura 3.8. **Image J** es un programa de dominio público basado en Java desarrollado por National Institutes of Health (Schneide et al., 2012 y Collins, 2007). Image J fue diseñado con una arquitectura abierta que permite ser utilizado en los procesos de enseñanza de procesamiento de imágenes.

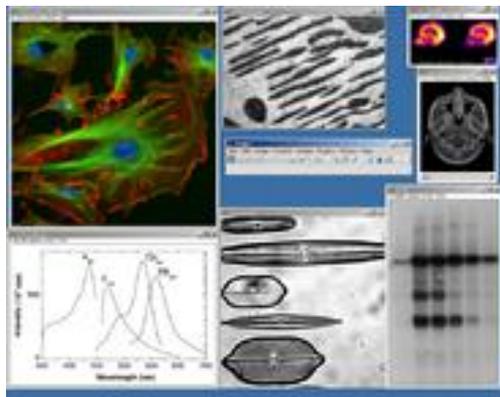


Figura 3.8. Captura de pantalla del programa Image J

3.5. Fases de la investigación

A continuación el diagrama de flujo donde se representan las fases de la investigación:

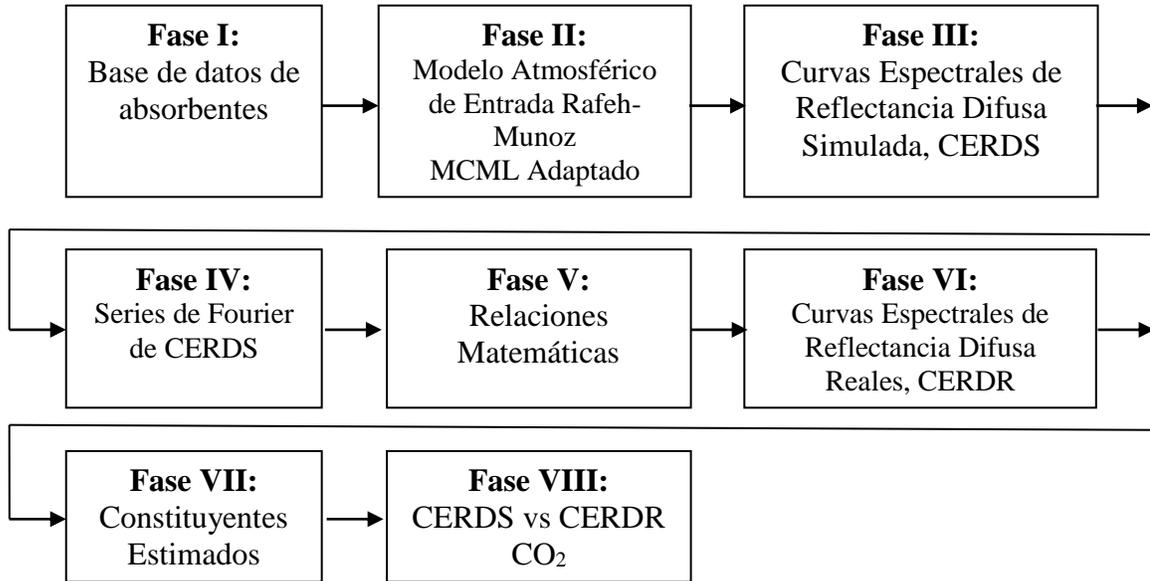


Figura 3.9. Flujograma de la Investigación

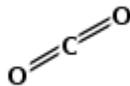
Fase I. Base de datos de absorbentes

Se recopila la información de la base de datos de absorbentes atmosféricos de libre acceso en la red (Keller-Rudek, et al., 2013) a través del enlace http://satellite.mpic.de/spectral_atlas y luego se ubica al constituyente colocando en la casilla de especie de búsqueda la fórmula del mismo. Se selecciona el archivo de datos según la longitud de onda aproximada. Por constituyente se obtiene lo siguiente:

Nombre: Dióxido de carbono

Formula: CO₂

Estructura:



Archivo de Datos: [CO2_Shemansky\(1972\)_298K_169.57-300.00nm.txt](#)

Longitud de Onda λ: 169.57-300.00nm

Comentarios: Medidas de absorción de resolución espectral de ~0.4 nm excepto para la región de 210-220 nm y alrededor de 250 nm, donde la resolución fue 0.0038 nm

Nombre: Oxígeno

Formula: O₂

Estructura: 

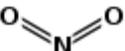
Archivo de Datos: [O2 Bogumil\(2003\) 203K 650-787nm.txt](#)

Longitud de Onda: 650-787nm

Comentarios: Resolución espectral 0.47 nm

Nombre: Dióxido de Nitrógeno

Formula: NO₂

Estructura: 

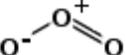
Archivo de Datos: [NO2 Vandaele\(2002\) 294K 384-725nm\(vis-pure\).txt](#)

Longitud de Onda: 384-725nm

Comentarios: Resolución espectral 0.1

Nombre: Ozono

Formula: O₃

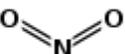
Estructura: 

Archivo de Datos: [O3 IUPAC\(2004\) 298K 410-700nm\(rec\).txt](#)

Longitud de Onda: 410-700nm

Nombre: Dióxido de Nitrógeno

Formula: NO₂

Estructura: 

Archivo de datos: [NO2 Vandaele\(2002\) 294K 384-725nm\(vis-pure\).txt](#)

Longitud de Onda: 384-725nm

Comentarios: Resolución espectral 0.1 cm⁻¹

Nombre: Vapor de Agua

Formula: H₂O

Archivo de datos: H2O_Coheur(2002),Fally(2003)_290K_396-755nm.txt

Longitud de Onda: 400-750 nm

Fase II. Modelo Atmosférico Rafah-Munoz. MCML Adaptado

Se propone un modelo atmosférico simplificado de la atmosfera como entrada al algoritmo MCML adaptado. El modelo de entrada es propuesto para dos capas la estratósfera y la tropósfera y representa las características ópticas de la atmósfera previamente determinadas según la bibliografía revisada. Se adapta el algoritmo Monte Carlo Multicapas, MCML y se utiliza como entrada al mismo el modelo propuesto. El algoritmo adaptado sigue un esquema de proceso de entrada-simulación-salida que se muestra en la Figura 3.11. En el proceso de simulación propuesto mediante MCML, el bloque de entrada está conformado por el haz de fotones, número de fotones N , el índice de refracción del medio n , los coeficientes de absorción μ_a y esparcimiento μ_s , el factor de anisotropía g y la distancia d que corresponde con el tamaño de las capas a analizar, mientras que el bloque de salida está conformado por las curvas espectrales reflectancia difusa, según se muestra en la figura 3.9.

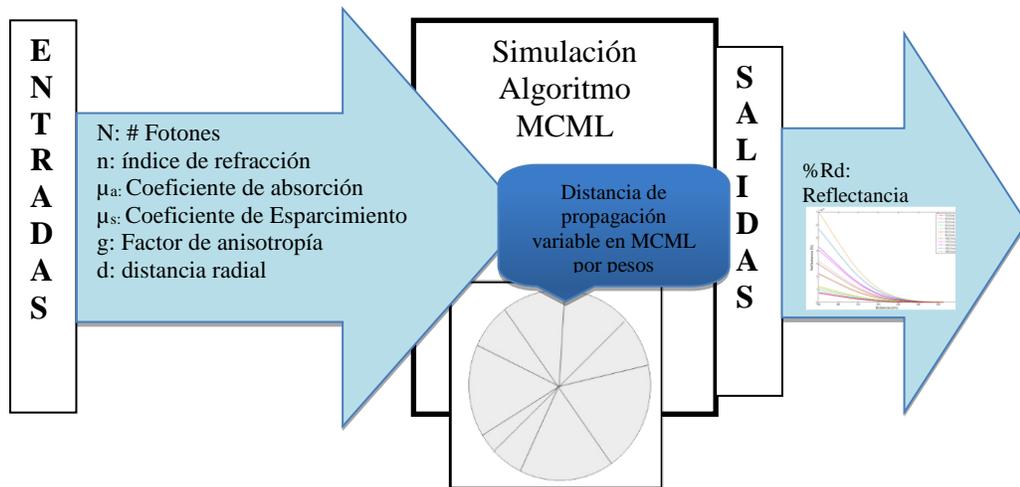


Figura 3.10. Diagrama de bloques del proceso de Simulación con MCML

Fase III. Obtención de las curvas espectrales de reflectancia difusa simulada, CERDS

Para generar las curvas espectrales de reflectancia difusa simulada utilizando el modelo Rafeh-Munoz y el algoritmo Monte Carlo Multicapas adaptado, MCML se siguen los siguientes pasos:

- Se diseña una interfaz de entrada al algoritmo con los datos y ecuaciones predeterminados en el modelo.
- Se procede a la simular espacialmente la reflectancia difusa para determinar en qué número de fotones la simulación se aproxima a la realidad. La experimentación con el número de fotones a simular y los parámetros ópticos permite optimizar las curvas de reflectancia difusa resultantes desde el punto de vista espacial.
- Una vez fijo el número de fotones, se procede a la simulación espectral con el número de fotones fijo y variando los parámetros ópticos de interés.
- Se diseña una interfaz de salida para graficar las curvas espectrales de reflectancia difusa simulada para cada constituyente.

Fase IV. Serie de Fourier de las CERDS

- Se parametrizan de forma trigonométrica las curvas de reflectancia difusa simulada para cada constituyente, mediante el método de los mínimos cuadrados con una expansión en series de Fourier.
- Se obtienen los coeficientes de Fourier de las CERDS para el CO₂, NO₂ y el O₃.

Fase V. Relaciones Matemáticas

- Se relacionan los coeficientes de Fourier obtenidos de la parametrización de las CERDS en función de la concentración de cada constituyente.
- Se generan relaciones matemáticas tanto para la concentración de CO₂, NO₂ y O₃.

Fase VI. Obtención de las curvas espectrales de reflectancia difusa reales, CERDR

- Se solicita ante la Agencia Bolivariana para Actividades Espaciales (ABAE) las imágenes reales multiespectrales del satélite observacional Miranda tomadas al sur de Valencia en la región centro-norte de Venezuela. Se sigue el proceso en la red de de la ABAE de captura de imágenes.

- Se procede al filtrado de metadatos de cada imagen mediante la aplicación de la técnica de los componentes principales utilizando el programa de libre acceso en la red, Image J.
- De la data seleccionada se grafican las curvas espectrales de reflectancia difusa reales, CERDR.
- Se parametrizan las CERDR y se obtienen los coeficientes de Fourier.

Fase VII. Constituyentes Estimados

Los coeficientes de Fourier de las CERDR respectivos se sustituyen en las relaciones matemáticas para cada constituyente y se obtienen la concentración de constituyentes estimados.

Fase VIII. CERDS versus CERDR

Con el constituyente estimado del CO₂ se genera la CERDS utilizando el algoritmo adaptado con la finalidad de compararla con la CERDR para el mismo constituyente.

CAPÍTULO IV

TÉCNICAS DE ANÁLISIS

4.1. Ajuste por polinomio trigonométrico y series de Fourier

La idea básica del uso de las series de Fourier (Dym y McKean, 1972) es que toda función periódica de período T pueda ser expresada como una suma trigonométrica de senos y cosenos del mismo periodo T . La historia moderna de las series de Fourier comenzó con D'Alembert y su tratado de las oscilaciones de las cuerdas del violín (D'Alembert, 1747). El desplazamiento $\mu = \mu(t; x)$ de una cuerda de violín, en función del tiempo t y de la posición x , es solución de la ecuación diferencial.

$$\frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mu}{\partial t^2} \quad (4.1)$$

Sujeto a las condiciones iniciales $\mu(t; 0) = \mu(t; 1) = 0$ para $t \geq 0$; $\frac{\partial \mu}{\partial t}(0; x) = 0$ para un rango entre $0 < x < 1$.

La solución de este problema es la superposición de dos ondas viajando en dirección opuesta a la velocidad v , como lo expresa la fórmula de D'Alembert:

$$\mu(t, x) = \frac{1}{2}f(x + vt) + \frac{1}{2}f(x - vt) \quad (4.2)$$

En la cual f es una función impar de período 2 que se anula en los puntos $x = (0; 1; 2; \dots)$. Posteriormente, Euler en 1748 propuso que tal solución podía ser expresada en una serie de la forma (Yiu, 1999):

$$f(x) = \sum_{n=1}^{\infty} f(n) \sin(n\pi x) \quad (4.3)$$

y como consecuencia,

$$\mu(t, x) = \sum_{n=1}^{\infty} f(n) \cos(n\pi x) \sin(n\pi x) \quad (4.4)$$

Las mismas ideas fueron luego expuestas por Bernoulli, en 1753 y Lagrange en 1759, en la formula (Adziewski y Siddiqi, 2016),

$$f'(x) = 2 \int_0^1 f(x) \sin(n\pi s) dx \quad (4.5)$$

El cálculo de los coeficientes apareció por primera vez en un artículo por Euler en 1777.

La contribución de Fourier comenzó en 1807 con sus estudios del problema del flujo de calor:

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} = \frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2} \quad (4.6)$$

Esta contribución fue presentada a la Academia de Ciencias en Francia (por sus siglas en Francés, Academie des Sciences, 1811) y publicada en parte como la célebre teoría analítica del calor (Fourier, 1822). Fourier hizo un intento serio por demostrar que cualquier función diferenciable puede ser expandida en una serie trigonométrica. En adelante se estudian los fundamentos teóricos de relevancia en las series de Fourier y se presentan algunas aplicaciones.

4.1.1. Serie de Fourier

Se llama serie de Fourier de una función $f(x)$ en el intervalo $(-\pi, \pi)$ a:

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos(nx) + b_n \sin(nx)) \quad (4.7)$$

A los coeficientes a_n y b_n se les llama coeficientes de Fourier de $f(x)$ en $(-\pi, \pi)$ debido a que $\int_{-\pi}^{\pi} (\sin mx)(\sin nx) dx = 0$ si $n \neq m$ y $\neq 0$, si $n = m$ cumpliendo el hecho de que $\int_{-\pi}^{\pi} \cos(nx) dx = 0$, $\int_{-\pi}^{\pi} \sin(nx) dx = 0$ si se integra la Ecuación 4.7, considerando la condición de ortogonalidad se tiene,

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) dx \quad (4.8)$$

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) \cos nx dx \quad (4.9)$$

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) \sin nx dx \quad (4.10)$$

Las anteriores propiedades de las funciones $\sin(nx)$, $\cos(nx)$ se pueden resumir en el siguiente sistema:

$$1, \sin(x), \sin(2x), \dots, \cos(x), \cos(2x), \dots \quad (4.11)$$

El cual es un sistema ortogonal de funciones respecto del producto escalar $(f(x), g(x)) = \int_{-\pi}^{\pi} f(x)g(x) dx$ y la serie de Fourier no es más que la expresión de un vector $f(x)$ como combinación lineal de vectores de la anterior base ortogonal.

La serie anterior también se puede escribir de la forma:

$$f(x) \sim C_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (n\omega_0 t - \theta_n) \quad (4.12)$$

$$\text{Donde } C_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}; \cos \theta_n = \frac{a_n}{\sqrt{a_n^2 + b_n^2}}; \sin \theta_n = \frac{b_n}{\sqrt{a_n^2 + b_n^2}}; \theta_n = \frac{b_n}{a_n}$$

La componente sinusoidal de frecuencia $w_n = nw_0$ se denomina la n -ésima armónica de la función periódica. La primera armónica se conoce comúnmente con el nombre de fundamental porque tiene el mismo periodo que la función y $w_0 = \frac{2\pi}{T}$ se conoce con el nombre frecuencia angular fundamental. Los coeficientes C_n y los ángulos θ_n se conocen como amplitudes armónicas y ángulo de fase, respectivamente.

4.1.2. Convergencia de la serie de Fourier

Si $f(x)$ y $f'(x)$ son continuas a trozos en $[-L; L]$, entonces $\forall x \in (-L, L)$ se verifica que:

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n \cos\left(\frac{nx\pi}{L}\right) + b_n \sin\left(\frac{nx\pi}{L}\right) \right) = \frac{1}{2} [f(x^+) + f(x^-)] \quad (4.13)$$

Para $x = \mp L$ la serie de Fourier converge a $\frac{1}{2} [f(x^+) + f(x^-)]$.

4.1.3. Teorema de convergencia uniforme de series de Fourier

Sea $f(x)$ una función continua en $(-\infty, \infty)$ y con un periodo de $2L$. Si $f'(x)$ es continua en $[-L; L]$, entonces la serie de Fourier de $f(x)$ converge uniformemente a $f(x)$ en $[-L; L]$ y por consiguiente en cualquier intervalo.

4.1.4. Diferenciación de series de Fourier

Sea $f(x)$ una función continua en $(-\infty, \infty)$ y con un periodo de $2L$. Si $f'(x)$ y $f''(x)$ es continua en trozos en $[-L; L]$, entonces la Serie de Fourier de $f'(x)$ se puede obtener de la Serie de Fourier de $f(x)$ mediante la diferenciación término a término. En particular si se deriva la Ecuación 4.13 se tiene:

$$f'(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n\pi}{L} \left(-a_n \sin\left(\frac{nx\pi}{L}\right) + b_n \cos\left(\frac{nx\pi}{L}\right) \right) \quad (4.14)$$

4.1.5. Integración de series de Fourier

Sea $f(x)$ continua a trozos en $[-L; L]$ con Serie de Fourier:

$$f(x) \sim \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n \cos\left(\frac{nx\pi}{L}\right) + b_n \sin\left(\frac{nx\pi}{L}\right) \right) \quad (4.15)$$

Entonces $\forall x \in [-L; L]$ se verifica que:

$$\int_{-L}^x f(x) dt \sim \int_{-L}^x \frac{a_0}{2} dt + \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-L}^x \left(a_n \cos\left(\frac{nx\pi}{L}\right) + b_n \sin\left(\frac{nx\pi}{L}\right) \right) \quad (4.16)$$

4.1.6. Forma compleja de la serie de Fourier

En muchas aplicaciones de las series de Fourier, es conveniente expresar estas series en términos de los exponenciales complejos. Si se considera la serie de Fourier de una función periódica $f(x)$ como:

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos(nw_0x) + b_n \sin(nw_0x)) \quad (4.17)$$

Donde $w_0 = \frac{2\pi}{T}$

Se sabe que: $\cos(nw_0x) = \frac{1}{2}(e^{j\omega_0t} + e^{-j\omega_0t})$ y $\sin(nw_0x) = \frac{1}{2}j(e^{j\omega_0t} - e^{-j\omega_0t})$

Combinando estas dos expresiones con la ecuación anterior y haciendo, $\frac{1}{j} = -j$, se puede expresar $f(x)$:

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n \frac{1}{2} (e^{j\omega_0t} + e^{-j\omega_0t}) + b_n \sin(nw_0x) - \frac{1}{2} b_n j (e^{j\omega_0t} - e^{-j\omega_0t}) \right) \quad (4.18)$$

Llamado $c_0 = \frac{a_0}{2}$; $c_n = (a_n - jb_n)$; $c_{-n} = (a_n + jb_n)$ entonces:

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (c_n e^{jn\omega_0 t}) \quad (4.19)$$

Esta última ecuación se denomina serie compleja de Fourier de $f(x)$.

4.1.7. Expansión en series de Fourier de la ecuación de transferencia radiativa

La intensidad de la radiación en la ecuación de transferencia radiativa (2.39) para un sistema plano-paralelo, como se describió en capítulos anteriores, se puede escribir:

$$\mu \frac{\partial I(r, \mu, \varphi)}{\partial r} + I(r, \mu, \varphi) = \frac{a}{4\pi} \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} p(\cos \theta) I(r', \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' \quad (4.20)$$

Donde r ($0; r_0$); y a es el albedo para el esparcimiento simple, por otro lado μ ($1, -1$) y φ ($0, 2\pi$). Ahora la función de fase $p(\cos \theta)$ se puede representar (Barichello, Garcia y Siewert, 1996) por una expansión finita de polinomios de Legendre en términos del ángulo de esparcimiento.

$$p(\cos \theta) = \sum_{l=0}^L \beta_l p_l(\cos \theta) \quad (4.21)$$

Donde $\beta_0 = 0$ y $|\beta_l| < 2l + 1$. En este modelo se supone que el medio turbio se encuentra iluminado de manera uniforme por un haz de luz con dirección específica (μ_0, φ_0) , la ecuación (4.21) satisface las condiciones de frontera

$$I(0, \mu, \varphi) = \pi \delta(\varphi - \varphi_0) \quad (4.22)$$

$$I(r_0, -\mu, \varphi) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 R(\mu', \varphi') I(r, \mu', \varphi') \mu' d\mu' d\varphi' \quad (4.23)$$

para $\mu(0,1)$ y $\varphi(0,2\pi)$. La componente no esparcida del haz incidente está representada por la función delta, por otro lado, la intensidad resultante tendrá una componente que contenga las funciones generales. Para evitar la imposible tarea que representa determinar la función generalizada se descompone y se tiene la siguiente relación:

$$I(r, \mu, \varphi) = I_0(r, \mu, \varphi) + I_*(r, \mu, \varphi) \quad (4.24)$$

Donde $I_0(r, \mu, \varphi)$ es solución de las Ecuaciones 4.22 y 4.23 para el caso del $a = 0$ (no hay esparcimiento) y donde $I_*(r, \mu, \varphi)$ es la componente complementaria de la solución, Por lo tanto resolviendo las Ecuaciones 4.22 y 4.23 para el caso $a = 0$ se observa:

$$I(r, \mu, \varphi) = \pi\delta(\mu - \mu_0)\delta(\varphi - \varphi_0)e^{-r/\mu} \quad (4.25)$$

$$I(r, -\mu, \varphi) = R(\mu_0, \mu, \varphi_0, \varphi)e^{-r_0/\mu_0} e^{-(r_0+r)/\mu} \quad (4.26)$$

Este último para $\mu(0,1)$ y $\varphi(0,2\pi)$

La intensidad de la componente complementaria, sustituyendo la Ecuación 4.24 en la Ecuación 4.20, se tiene que la componente complementaria $I_*(r, \mu, \varphi)$ está definida por

$$\mu \frac{\partial I(r, \mu, \varphi)}{\partial r} + I_*(r, \mu, \varphi) = \frac{a}{4\pi} \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} p(\cos \theta) I_*(r', \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' + F(r, \mu, \varphi) \quad (4.27)$$

Para $r(0; r_0)$; $\mu (1;-1)$ y $\varphi (0; 2\pi)$, y las condiciones de borde

$$I_*(r, \mu, \varphi) = 0 \quad (4.28)$$

$$I_*(r_0, -\mu, \varphi) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 R(\mu', \mu, \varphi', \varphi) I_*(r, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' \quad (4.29)$$

Donde F es un término de no homogeneidad (asociado):

$$F(r, \mu, \varphi) = \frac{a}{4\pi} \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} p(\cos \theta) I_*(r, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' \quad (4.30)$$

Si se toma una descomposición de Fourier en la componente complementaria de la intensidad y tomando el teorema de la adición para el polinomio de Legendre, la expresión para el esparcimiento (función de fase) será:

$$p(\cos \theta) = \sum_{m=0}^L (2 - \delta_{0,m}) \sum_{l=m}^L \beta_l^m P_l^m(\mu) \cos[m(\varphi' - \varphi)] \quad (4.31)$$

Se tiene una función de Legendre asociada

$$\beta_l^m = \frac{(l-m)}{(l+m)} \beta_l \quad (4.32)$$

Ahora se puede reescribir la Ecuación 4.28 de transferencia radiativa como:

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial I_*(r, \mu, \varphi)}{\partial r} + I_*(r, \mu, \varphi) = & \frac{a}{4\pi} \sum_{m=0}^L (2 - \delta_{0,m}) \sum_{l=m}^L \beta_l^m P_l^m(\mu) \int_{-1}^2 \int_0^{2\pi} P_l^m(\mu') I_*(r', \mu', \varphi') \cos[m(\varphi' - \varphi)] d\mu' d\varphi' + \\ & F(r, \mu, \varphi) \end{aligned} \quad (4.33)$$

Ahora se escribe el término no homogeneidad como:

$$F(r, \mu, \varphi) = F_1(r, \mu, \varphi) + F_2(r, \mu, \varphi) \cos[m(\varphi' - \varphi)] e^{-r/\mu_0} \quad (4.34)$$

Con:

$$F_1(r, \mu, \varphi) = \frac{a}{4\pi} \sum_{m=0}^L (2 - \delta_{0,m}) \sum_{l=m}^L \beta_l^m P_l^m(\mu) \quad (4.35)$$

$$F_2(r, \mu, \varphi) = \frac{a}{4\pi} \mu_0 \sum_{m=0}^L (2 - \delta_{0,m}) \sum_{l=m}^L \beta_l^m P_l^m(\mu') (-1)^{l-m} e^{-r_0/\mu_0} \int_{-1}^2 \int_0^{2\pi} P_l^m(\mu') R(\mu_0, \mu', \varphi_0, \varphi') \cos[m(\varphi' - \varphi)] e^{-(r_0-R)/\mu'} dr d\varphi' \quad (4.36)$$

Para simplificar la Ecuación 4.36 se toma una dirección referencial con r y entonces se expande la función de reflexión en una serie de Fourier de la forma:

$$R(\mu_0, \mu', \varphi_0, \varphi') = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_{0,n}) R_n^c(\mu, \mu', \varphi') \cos[n(\varphi - \varphi_r)] + \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_{0,n}) R_n^s(\mu, \mu', \varphi') \sin[n(\varphi - \varphi_r)] \quad (4.37)$$

Donde por supuesto,

$$R_n^c(\mu, \mu', \varphi') = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} R(\mu, \mu', \varphi, \varphi') \cos[n(\varphi - \varphi_r)] \quad (4.38)$$

para $n \geq 0$;

$$R_n^s(\mu, \mu', \varphi') = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} R(\mu, \mu', \varphi, \varphi') \sin[n(\varphi - \varphi_r)] \quad (4.39)$$

para $n \geq 1$;

Si se sustituye la Ecuación 4.37 en la Ecuación 4.36 se encuentra que:

$$F_2(r, \mu, \varphi) = \frac{1}{2} \left\{ \sum_{n=0}^L (2 - \delta_{0,n}) F_{2,n}^c \cos[m(\varphi' - \varphi)] + \sum_{n=0}^L (2 - \delta_{0,n}) F_{2,n}^s \sin[m(\varphi' - \varphi)] \right\} \quad (4.40)$$

Donde:

$$F_{2,m}^c(r, \mu) = \frac{w\pi\mu_0}{2} \sum_{l=m}^L \beta_l^m P_l^m(\mu') (-1)^{l-m} e^{-r_0/\mu_0} \int_0^1 P_l^m(\mu)' R_n^c(\mu_0, \mu, \phi_0) e^{-(r_0-r)/\mu'} d\mu' \quad (4.41)$$

$$F_{2,m}^s = \frac{w\pi\mu_0}{2} \sum_{l=m}^L \beta_l^m P_l^m(\mu') (-1)^{l-m} e^{-r_0/\mu_0} \int_0^1 P_l^m(\mu)' R_n^s(\mu_0, \mu, \phi_0) e^{-(r_0-r)/\mu'} d\mu' \quad (4.42)$$

por definición:

$$F_{2,m}^c(r, \mu) = \frac{a}{2} \sum_{l=m}^L \beta_l^m P_l^m(\mu_0) P_l^m(\mu) \cos[m(\phi' - \phi)] e^{-r/\mu_0} \quad (4.43)$$

$$F_{2,m}^s = \frac{a}{2} \sum_{l=m}^L \beta_l^m P_l^m(\mu_0) P_l^m(\mu) \sin[m(\phi' - \phi)] e^{-r/\mu_0} \quad (4.44)$$

Ahora se puede reescribir (4.36) como:

$$F_1(r, \mu, \phi) = \frac{a}{2} \sum_{m=0}^L (2 - \delta_{0,m}) F_{l,m}^c(r, \mu) \cos[m(\phi_0 - \phi_r)] + \sum_{m=0}^L (2 - \delta_{0,m}) F_{l,m}^s(r, \mu) \sin[m(\phi_0 - \phi_r)] \quad (4.45)$$

Tomando (4.36) y viendo (4.37) para $m = 0; 1; ;L$:

$$\mu \frac{\partial I_*^c(r, \mu)}{\partial r} + I_*^c(r, \mu) = \frac{a}{2\pi} \sum_{l=m}^L \beta_l^m P_l^m(\mu) I_*^c(r, \mu') + F_m^c(r, \mu) \quad (4.46)$$

Igual (4.42) pero la componente del seno:

$$\mu \frac{\partial I_*^s(r, \mu)}{\partial r} + I_*^s(r, \mu) = \frac{a}{2\pi} \sum_{l=m}^L \beta_l^m P_l^m(\mu) I_*^s(r, \mu') + F_m^s(r, \mu) \quad (4.47)$$

Finalmente teniendo las ecuaciones (4.31) (4.33) y (4.37) en (4.30) y las condiciones de borde requeridas sobre la componente de Fourier de $I_*(r, \mu, \phi)$:

$$I_*(r_0, -\mu) = \frac{\pi}{2} \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_{0,m}) \int_0^1 R_{m,n}^c I_{*,n}^c(r_0, \mu') \mu' d\mu' + \pi \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_{0,m}) \int_0^1 R_{m,n}^s I_{*,n}^s(r_0, \mu') \mu' d\mu' \quad (4.48)$$

Para $m = 1; 2; 3; \dots$ y μ en el rango $(0,1)$.

Por lo tanto la Ecuación 4.48 permite obtener la intensidad complementaria conocida la función de reflectancia $R(\mu, \mu', \varphi, \varphi')$, en el caso particular donde la función de reflectancia $R(\mu, \mu', \varphi, \varphi')$ tiene la forma:

$$R(\mu, \mu', \varphi, \varphi') = \frac{1}{2} \sum_0^{Kc} (2 - \delta_{0,m}) a_k(\mu', \mu) \cos[k(\varphi' - \varphi)] + b_k(\mu', \mu) \sin[k(\varphi' - \varphi)] \quad (4.49)$$

Se podrá obtener la intensidad complementaria al integral las siguientes dos ecuaciones acopladas:

$$I_{*,m}(r_0, -\mu) = \pi \int_0^1 [a_m(\mu', \mu) I_{*,n}^c(r_0, \mu') + b_m(\mu', \mu) I_{*,n}^s(r_0, \mu')] \quad (4.50)$$

$$I_{*,m}(r_0, -\mu) = \pi \int_0^1 [a_m(\mu', \mu) I_{*,n}^s(r_0, \mu') + b_m(\mu', \mu) I_{*,n}^c(r_0, \mu')] \quad (4.51)$$

De modo que, al obtener una función de reflectancia, como es la Ecuación 4.48, se encuentra que la descomposición de Fourier es más complicada que las soluciones de la ecuación de transferencia radiativa en geometría plana presentada por otros autores (Farrell et al., 1992). Sin embargo, para el caso inverso donde se conoce la función de la reflectancia en forma de expansión de Series de Fourier, como se observa en adelante, resulta más sencilla la recuperación de los parámetros ópticos incluidos en la ecuación de transferencia radiativa por este método.

4.1.8. Planteamiento del problema inverso

Habitualmente se habla del problema inverso (Arridge, 1999) cuando se estiman los parámetros ópticos que mejor se ajustan al comportamiento calculado con el modelo, comparándolo, con la respuesta real. El problema inverso es más complejo que el directo, ya que el problema matemático a resolver es el de la minimización de una función, objetivo que en la práctica no es lineal. El concepto de función objetivo es una generalización de una función error calculada como diferencia entre los datos medidos y los calculados con una combinación cualquiera de parámetros por lo que se acude al método de los mínimos cuadrados.

4.1.9. Método de mínimos cuadrados

En esta sección se presenta una de las técnicas más utilizadas para la resolución del problema inverso como es el método por mínimos cuadrados, en su caso especial, a través de polinomios trigonométricos y que a continuación se muestra. El procedimiento más objetivo para ajustar una recta o cualquier función a un conjunto de datos presentados en un diagrama de dispersión se conoce como el Método de los Mínimos Cuadrados (Hesthaven, Gottlieb, S. y Gottlieb, D., 2007). La función resultante presenta dos características importantes:

1. Es nula la suma de las desviaciones verticales de los puntos a partir de la función de ajuste

$$\sum(Y' - Y) = 0 \quad (4.52)$$

2. Es mínima la suma de los cuadrados de dichas desviaciones. Ninguna otra función daría una suma menor de las desviaciones elevadas al cuadrado $\sum(Y' - Y)^2 \rightarrow 0$.

El procedimiento consiste entonces en minimizar los residuos al cuadrado C_i^2 .

$$\sum C_i^2 = \sum(Y^0 - Y)^2 \quad (4.53)$$

Reemplazando Y, queda para el caso de una recta:

$$\sum C_i^2 = \sum[Y^0 - (a + bx)]^2 \quad (4.54)$$

La obtención de los valores de a y b que minimizan esta función es un problema que se puede resolver recurriendo a la derivación parcial de la función en términos de a y b : se le llamará G a la función que se va a minimizar:

$$G = \sum(y - a + bx)^2 \quad (4.55)$$

Al tomar las derivadas parciales de G respecto de a y b que son las incógnitas y al igualarlas a cero, se obtienen dos ecuaciones llamadas ecuaciones normales del modelo, que pueden ser resueltas por cualquier método ya sea igualación o por matrices para obtener los valores de a y b .

Derivando parcialmente la Ecuación 4.55 respecto de a :

$$\frac{dG}{da} = 2 \sum(y - a + bx) (-1) = 0 ; \sum y - \sum a - b \sum x = 0 ; \sum y = na + b \sum x \quad (4.56)$$

Se debe tener presente la diferencia entre el valor de \hat{Y} obtenido con la ecuación de regresión y el valor de Y observado. Mientras que \hat{Y} es una estimación, su bondad en dicha estimación depende de lo estrecha que sea la relación entre las dos variables estudiadas, los valores estimados y observados pueden no ser iguales. Gráficamente lo anterior se puede mostrar así:

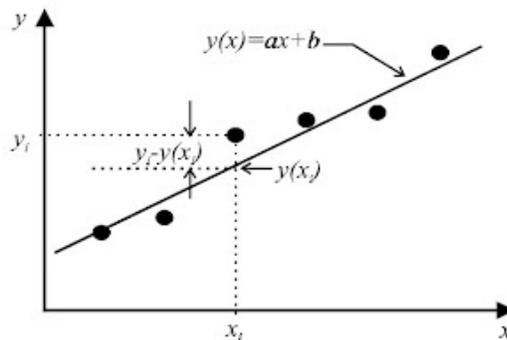


Figura 4.1. Valor estimado y observado por el método de mínimos cuadrados

Claramente se observa en la Figura 4.1 que hay una diferencia entre el valor efectivo de $Y - \hat{Y}$; esta diferencia se conoce como error en la estimación, tal como se refirió anteriormente.

4.1.10. Ajuste con polinomios trigonométricos

Un caso particular del ajuste de curvas, mediante una combinación lineal de funciones, es el llamado polinomio trigonométrico de grado n (Hesthaven et al., 2007).

4.1.11. Definición polinomio trigonométrico

Un polinomio trigonométrico (Dym y McKean, 1972) de grado n es una función polinómica $P(x)$ obtenida mediante combinación lineal de las funciones del conjunto S , es decir:

$$p_n(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{i=1}^n [a_i \cos ix + b_i \sin ix] \quad (4.57)$$

En este caso, al igual que el caso de la recta, se plantea el problema de encontrar el polinomio trigonométrico que mejor se ajusta a la nube de puntos dada, esto se hace igualmente que el caso anterior tomando la derivada de la diferencia al cuadrado del valor teórico y el valor esperado igualándolas a cero para garantizar el mínimo. Para ello se considera una serie Finita de Fourier que nos permite realizar el ajuste.

4.1.12. Serie finita de Fourier

Supóngase que, dada una función periódica, se intenta obtener una serie aproximada utilizando solo un número finito n de términos armónicos. Se designa esta aproximación de n términos por $f_n(x)$:

$$f(x) = \sum_{-n}^n \alpha_k e^{jn\omega_0 x} \quad (4.58)$$

Donde el valor a_k tiene que ser calculado. Para evaluar los términos de la ecuación anterior, se toma específicamente:

$$\alpha(k) = \frac{1}{T} \int_{x_0}^{x_0+T} f(x) e^{jn\omega_0 x} dx \quad (4.59)$$

Se puede llamar a esta aproximación, serie de Fourier truncada en cualquier instante, la diferencia entre una aproximación $f_n(x)$ y la onda real $f(x)$ es el error $e_n(x)$:

$$e_n(x) = f(x) - f_n(x) \quad (4.60)$$

Este error puede ser positivo o negativo. Para dar una medida de mayor calidad en la aproximación se elige, el error cuadrático medio, definido por:

$$\overline{e_n^2}(x) = \frac{1}{2} \int_{x_0}^{x_0+T} e_n^2(x) dx \quad (4.61)$$

Se busca el conjunto de coeficientes $\alpha(k)$ que minimiza este error cuadrático medio.

Para ello, se debe verificar que $\frac{\partial \overline{e_n^2}(x)}{\partial \alpha(k)} = 0 \forall k$:

Si se considera el coeficiente n ésimo:

$$\frac{\partial \overline{e_n^2}(x)}{\partial \alpha(k)} = \frac{\partial \left[\int_{x_0}^{x_0+T} (f(x) - \sum_{k=-n}^n \alpha_k e^{jn\omega_0 x}) dx \right]}{\partial \alpha(k)} \quad (4.62)$$

Si se realiza la derivada y se ordena se obtiene:

$$\frac{2}{T} \int_{x_0}^{x_0+T} f(x) e^{jn\omega_0 x} dx + \frac{2}{T} \int_{x_0}^{x_0+T} \sum_{k=-n}^n \alpha_k e^{jn\omega_0 x} dx = 0 \quad (4.63)$$

La integral del segundo término es suma de integrales particulares. Teniendo en cuenta la propiedad de ortogonalidad, todas son nulas excepto en la que $k = -m$.

Para $k = -m$ la Ecuación (4.64) se puede expresar como:

$$-\int_{x_0}^{x_0+T} f(x) e^{jn\omega_0 x} dx + \int_{x_0}^{x_0+T} \alpha_{-m} dx = \frac{2}{T} \int_{x_0}^{x_0+T} f(x) e^{jn\omega_0 x} dx + \alpha_{-m}(x_0 + T - t_0) \quad (4.64)$$

De donde se tiene que:

$$\alpha_{-m} = \frac{1}{T} \int_{x_0}^{x_0+T} f(x) e^{jn\omega_0 x} dx \quad (4.65)$$

Lo cual representa la definición de los coeficientes de Fourier. En consecuencia, los coeficientes de Fourier minimizan el error cuadrático medio entre la función real $f(x)$ y cualquier serie armónica aproximada de longitud finita. Evidentemente, cuanto más armónico se tiene en la serie, mayor será la aproximación y, en consecuencia, menor será el error cuadrático medio. Sin embargo, aun utilizando un número infinito de términos, si la función tiene alguna discontinuidad (por ejemplo una función cuadrada), nunca se podrá lograr una réplica perfecta de la original $f(x)$.

4.2. Simulación de curvas de reflectancia difusa mediante Monte Carlo Multicapas

En la simulación, la luz es tratada como un flujo de partículas clásicas llamadas fotones en la literatura del campo, que se propagan en una red tridimensional. El programa MCML supone que el medio está compuesto por una sucesión de capas planas con determinadas propiedades ópticas que definen la trayectoria de los fotones. Cada fotón o paquete de fotones que es lanzado al medio es reflejado,

transmitido o absorbido. Después de lanzar N fotones se obtienen las propiedades de reflectancia, absorción y transmitancia promedio del sistema. La desventaja de este método es que solo se puede aplicar en medios con geometrías planas. Sin embargo, si se realizan las modificaciones adecuadas al programa MCML es posible considerar medios con geometrías más complejas.

Para efectuar la simulación de la reflectancia difusa con MCML se toman como parámetros de entrada, el coeficiente de absorción, coeficiente de esparcimiento, factor de anisotropía, índice de refracción y tamaño del medio bajo estudio, como se menciona en el modelo de la atmósfera propuesto en la Figura 3.7, así como el número de fotones a empleado en cada simulación.

La reflectancia difusa se considera como el cociente de la intensidad de luz reflejada desde el medio turbio entre la intensidad de luz incidente, en términos porcentuales. La interacción entre el haz de luz incidente infinito y un medio de espesor d se muestra en la Figura 4.2. Utilizando el algoritmo MCML adaptado se determina la reflectancia difusa como el cociente entre el número de fotones lanzados y el número de fotones reflejados. El espectro de luz que es re-emitido desde la atmósfera modelada siempre se verá afectado por su interacción tanto en la atmósfera como en la superficie terrestre. De lo anterior, se puede decir que la reflectancia difusa es la fracción de la luz incidente que es reemitida tras haber interactuado con el medio respectivo.

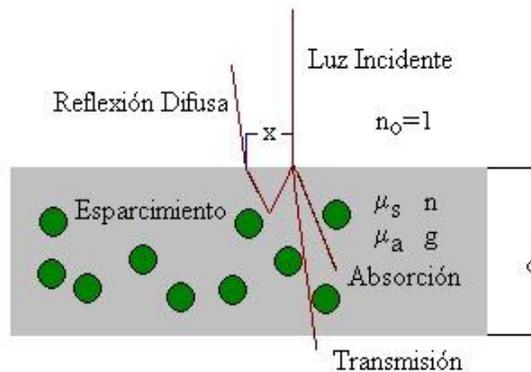


Figura 4.2. Reflectancia Difusa

4.2.1. Descripción de la interfaz desarrollada en Matlab

Cabe destacar, que los parámetros ópticos mencionados en el modelo atmosférico propuesto fueron introducidos al programa MCML mediante una interfaz diseñada en MatLab. Para la implementación de esta interfaz gráfica, se desarrolló un algoritmo bajo el programa Matlab Versión 7.9.0.525, denominado propafoton.fig, el cual facilita la introducción de los parámetros de entrada utilizados en las simulaciones. En la Figura 4.3 se muestra la interfaz gráfica realizada.

El programa propafoton, hace un llamado a la rutina MCML proporcionando los parámetros de entradas suministrados por el usuario, realizando el número de simulaciones solicitadas para el número de fotones. En la Figura 4.4 se muestran las curvas de reflectancia con resolución espacial generadas con los datos arrojados por la simulación con MCML.

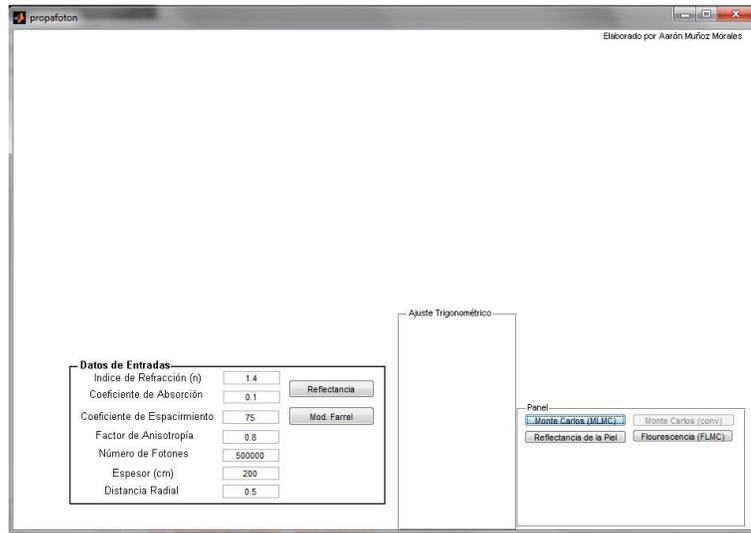


Figura 4.3. Interfaz del programa propafoton.fig para las simulaciones

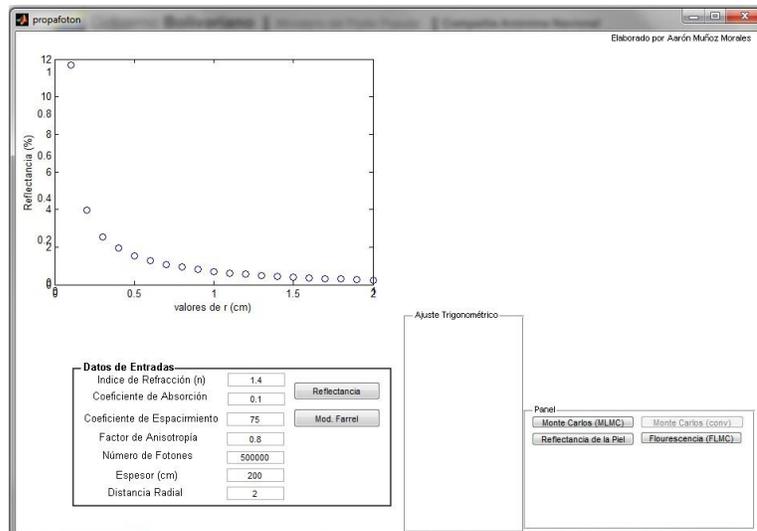


Figura 4.4. Curva reflectancia difusa espacial obtenida con el código MCML

4.3. Respuesta de los coeficientes de la expansión de la serie de Fourier a la variación de los parámetros ópticos

El ajuste de curva de la reflectancia usando la expansión de series de Fourier se realizó con la ayuda de la herramienta de ajuste de curva del programa computacional Matlab Versión 7.9.0.525, se desarrolló una rutina dentro de la interfaz propafoton.fig denominada ajustef.m en la cual se define la expansión de las series de Fourier de orden 8, tomando como data experimental los resultados de las simulaciones obtenidas por MCML y con la ayuda del comando *fitting* se procede a realizar el ajuste de curva usando el método de mínimos cuadrados. En la figura 4.5, se muestra el ajuste realizado.

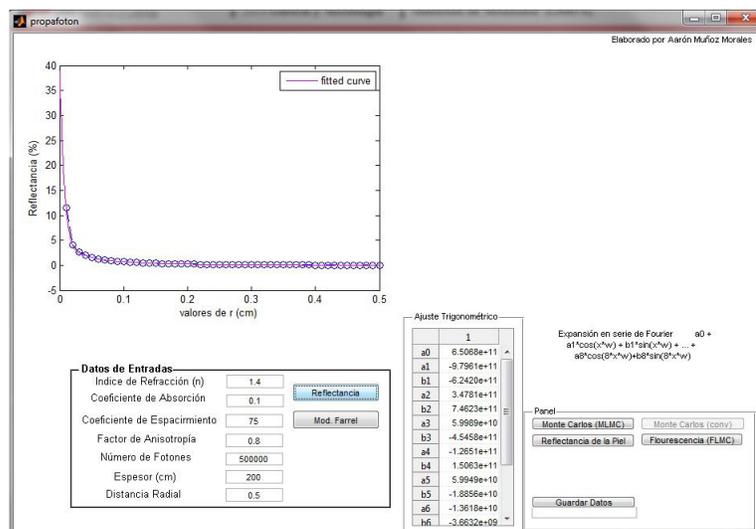


Figura 4.5. Interfaz con la simulación de la reflectancia difusa espacial

Posteriormente se estudia el comportamiento de todos los coeficientes de la serie de Fourier, al variar los parámetros ópticos de manera independiente y se procede a proponer un modelo analítico (entre los coeficientes de Fourier y los parámetros ópticos) que facilite la recuperación futura de dichas variables ópticas.

4.4. Relaciones analíticas entre los parámetros ópticos y los coeficientes de la serie de Fourier

4.4.1. Coeficiente de esparcimiento

De las simulaciones realizadas en este estudio se tienen las siguientes relaciones analíticas entre los coeficientes a_n de la expansión de las series de Fourier con el coeficiente de esparcimiento.

$$a_1 = p_1 \mu_s + q_1$$

$$a_2 = p_2 \mu_s + q_2$$

$$a_3 = p_3 \mu_s + q_3$$

$$a_4 = p_4 \mu_s + q_4$$

$$a_5 = p_5 \mu_s + q_5$$

$$a_n = p_n \mu_s + q_n \quad (4.66)$$

Donde $n = 1, \dots, 5$. Se tiene de manera similar una relación para los coeficientes b_n ,

$$b_n = d_n \mu_s + e_n \quad (4.67)$$

En total se tendrán diez ecuaciones resumidas en las Ecuaciones 4.67 y 4.68. De la Ecuación 4.67 se despeja μ_s y se obtiene la siguiente relación,

$$\mu_s = \frac{(a_n - q_n)}{p_n} \quad (4.68)$$

De manera análoga se puede hacer con la Ecuación 4.68,

$$\mu_s = \frac{(b_n - e_n)}{d_n} \quad (4.69)$$

Pero interesa mucho más una relación del coeficiente de esparcimiento con ambas variables μ_s (a_n , b_n). Para ello se suman las Ecuaciones 4.66 y 4.67,

$$a_n + b_n = p_n \mu_s + q_n + d_n \mu_s + e_n = \mu_s (p_n + d_n) + q_n + e_n \quad (4.70)$$

despejando a μ_s se tiene,

$$\mu_s = \frac{\sum_{n=1}^{n=5} (a_n - q_n) + \sum_{n=1}^{n=5} (b_n - e_n)}{\sum_{n=1}^{n=5} (a_n - q_n)(b_n - e_n)} \quad (4.71)$$

Donde los a_n , b_n se obtienen del ajuste de curva de la reflectancia difusa con distribución espacial.

4.4.2. Coeficiente de absorción

Retomando nuevamente las simulaciones se tienen las siguientes relaciones de los coeficientes a_n , b_n de la expansión de series de Fourier con respecto al coeficiente de absorción:

$$\begin{aligned}
a_1 &= p_1\mu_a^5 + q_1\mu_a^4 + r_1\mu_a^3 + s_1\mu_a^2 + t_1\mu_a + v_1 \\
a_2 &= p_2\mu_a^5 + q_2\mu_a^4 + r_2\mu_a^3 + s_2\mu_a^2 + t_2\mu_a + v_2 \\
a_3 &= p_3\mu_a^5 + q_3\mu_a^4 + r_3\mu_a^3 + s_3\mu_a^2 + t_3\mu_a + v_3 \\
a_4 &= p_4\mu_a^5 + q_4\mu_a^4 + r_4\mu_a^3 + s_4\mu_a^2 + t_4\mu_a + v_4 \\
a_5 &= p_5\mu_a^5 + q_5\mu_a^4 + r_5\mu_a^3 + s_5\mu_a^2 + t_5\mu_a + v_5 \\
a_n &= p_n\mu_a^5 + q_n\mu_a^4 + r_n\mu_a^3 + s_n\mu_a^2 + t_n\mu_a + v_n
\end{aligned} \tag{4.72}$$

Con $n = 1; 2; 3; 4; 5, \dots$ Se tiene similarmente la relación para los coeficientes de b_n ,

$$b_n = c_n\mu_a^5 + d_n\mu_a^4 + e_n\mu_a^3 + f_n\mu_a^2 + g_n\mu_a + h_n \tag{4.73}$$

En total se tendrán nuevamente diez ecuaciones resumidas en las Ecuaciones 4.72 y 4.73, si se suman ambas relaciones se tiene que:

$$\begin{aligned}
a_n + b_n &= (p_n + c_n)\mu_a^5 + (q_n + d_n)\mu_a^4 + (r_n + e_n)\mu_a^3 + (s_n + f_n)\mu_a^2 + \\
&(t_n + g_n)\mu_a + v_n + h_n
\end{aligned} \tag{4.74}$$

Definiendo las siguientes variables se obtiene:

$$\begin{aligned}
A &= \sum_{n=1}^{n=5} (p_n + c_n) \\
B &= \sum_{n=1}^{n=5} (q_n + d_n) \\
C &= \sum_{n=1}^{n=5} (r_n + e_n) \\
D &= \sum_{n=1}^{n=5} (s_n + f_n) \\
E &= \sum_{n=1}^{n=5} (t_n + g_n) \\
F &= \sum_{n=1}^{n=5} (v_n + h_n - a_n - b_n)
\end{aligned} \tag{4.75}$$

Y tomando $x \equiv \mu_a$, se obtiene un polinomio de orden 5,

$$0 = Ax^5 + Bx^4 + Cx^3 + Dx^2 + Ex + F \tag{4.76}$$

Con lo que las raíces del polinomio de la Ecuación 4.77 para obtener el valor del coeficiente de absorción.

4.4.3. Índice de refracción

Finalmente, de los ajustes de la curva de reflectancia se obtiene que para los coeficientes de a_n y b_n de la expansión de las series de Fourier con respecto al índice de refracción, las siguientes relaciones:

$$a_n = p_n n^2 + q_n n + r_n \quad (4.77)$$

$$b_n = t_n n^2 + v_n n + w_n \quad (4.78)$$

con $n = 1; 2; 3; 4; 5$

Si se suman las Ecuaciones 4.78 y 4.79 se tiene,

$$0 = (p_n + t_n)n + (q_n + v_n)n + r_n + w_n - a_n - b_n \quad (4.79)$$

Si se redefinen las variables, se tiene que:

$$\begin{aligned} A &= \sum_{n=1}^{n=5} (p_n + t_n) \\ B &= \sum_{n=1}^{n=5} (q_n + v_n) \\ C &= \sum_{n=1}^{n=5} (r_n + w_n - a_n - b_n) \end{aligned} \quad (4.80)$$

Y tomando $x \equiv n$, se obtiene un polinomio de orden 2,

$$0 = Ax^2 + Bx + C \quad (4.81)$$

Por lo tanto, al obtener las raíces del polinomio de la Ecuación 4.81 se tiene el valor correspondiente al índice de refracción. Con la ayuda de las Ecuaciones 4.71, 4.76 y 4.81, se implementan rutinas computacionales llamadas esparcimiento,

absorción y índice que permiten la recuperación de los parámetros ópticos de una muestra.

4.5. Satélite Miranda. Captura de imágenes

El método propuesto para la recuperación de los parámetros ópticos utiliza las imágenes satelitales de la atmósfera terrestre sobre la zona sur de Valencia en la región centro-norte de Venezuela. El satélite Miranda es un satélite de órbita sincrónica al sol (SSO) cuya trayectoria orbital va desde el polo norte al polo sur de la tierra. Esta órbita también llamada helio sincrónica, es de gran importancia para la ciencia ya que mantiene el ángulo entre el plano orbital y la dirección sol tierra constante, es decir, a ese ángulo habrá una mayor incidencia de luz solar en la superficie de la tierra, efecto que aprovechan las cámaras satelitales para tomar las imágenes.

El lanzador o cohete espacial que hizo la inyección del Satélite Miranda en la órbita de transferencia para la órbita Solar Sincrónica fue el Cohete Larga Marcha 2D, también conocido como CZ-2D (Chang Zheng 2D) o LM-2D (Long March 2D), fabricado por la República Popular China. Mide 41m de altura y tiene una capacidad de carga de 1300 *kg* para órbita baja SSO. Ver Figura 4.6.



Figura 4.6. Satélite Miranda SSO. Fuente: ABAE

El Satélite Miranda es también conocido como VRSS-1, es un satélite de observación de la Tierra que toma imágenes en alta y media resolución; fue lanzado el 28 de septiembre de 2012 a las 23:42 Hrs Hora Local de Venezuela desde el centro de lanzamiento Satelital de Jiuquan JLSC al Noroeste de China, y se colocó en la Órbita Solar Sincrónica, SSO por sus siglas en inglés, a una altura de 639,5 *km*. Y posee las siguientes características: (Agencia Bolivariana para Actividades Espaciales, 2016)

- Plataforma CAST-2000.
- Tipo: de Observación de la Tierra SSO.
- Dimensiones: 1,53 x 1,51 x 2,16 m.
- 8 Antenas: (4 Banda X, 4 Banda S).
- Vida útil: 5 años.
- Peso total: 880 kg.
- Carga útil: 4 cámaras para observación de la tierra (ver Figura 4.7).
- 2 cámaras de alta resolución pancromáticas (PMC).
- 2 cámaras de media resolución multiespectrales (WMC).
- 2 tipos de sensores espacial PAN, Radiométrico MSS y Espectral WMC) y dos canales.

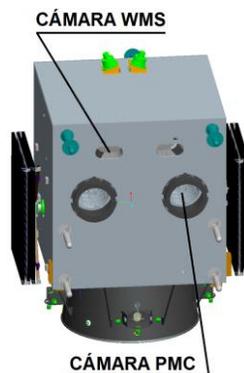


Figura 4.7. Cámaras del satélite Miranda. Fuente: ABAE

El proceso para la obtención de las imágenes satelitales respectivas fue a través de la Agencia Bolivariana de Actividades Espaciales (ABAE) del Ministerio del

Poder Popular para la Educación Universitaria, Ciencia y tecnología de la República Bolivariana de Venezuela. El procedimiento a seguir para la obtención de imágenes se encuentra en el Manual de usuario del satélite Miranda (Ministerio del Poder Popular para la Educación Universitaria, Ciencia y Tecnología, 2016).

Se utilizó la búsqueda bidimensional para solicitar el producto o imágenes como se muestra en la Figura 4.8:



Figura 4.8. Mapa en dos dimensiones para solicitar el producto

A continuación se muestra el procedimiento para capturar una imagen referencial:

1. Definir la búsqueda: búsqueda bidimensional.

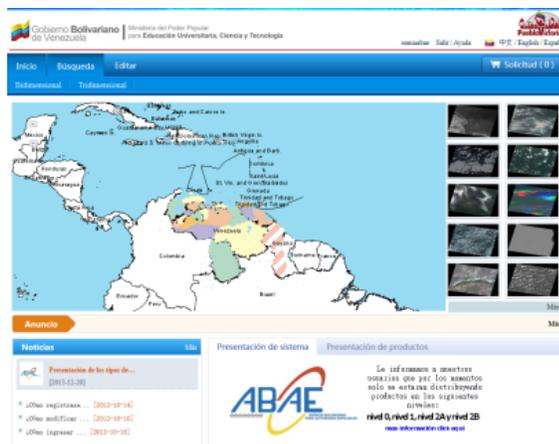


Figura 4.9. Mapa en dos dimensiones con el producto

2. Determinación de la herramienta de selección: Rectangular Área: Pto. Cabello-Morón. Edo. Carabobo.

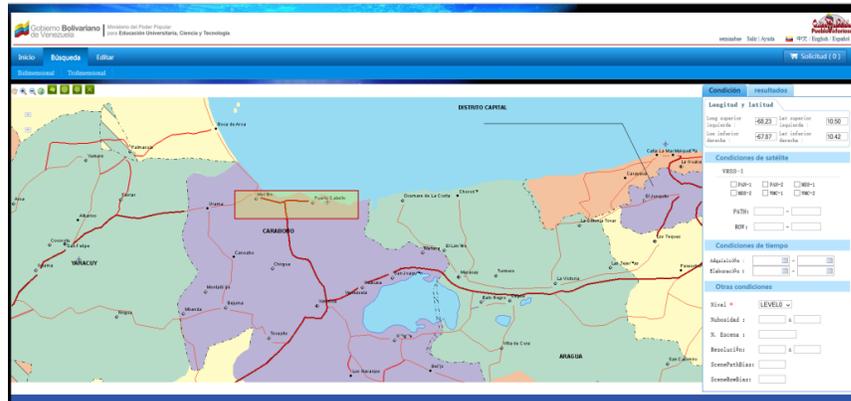


Figura 4.10. Mapa en dos dimensiones con herramienta rectangular

3. Selección del sensor Multiespectral MSS-1 Y MSS-2 LEVEL1.

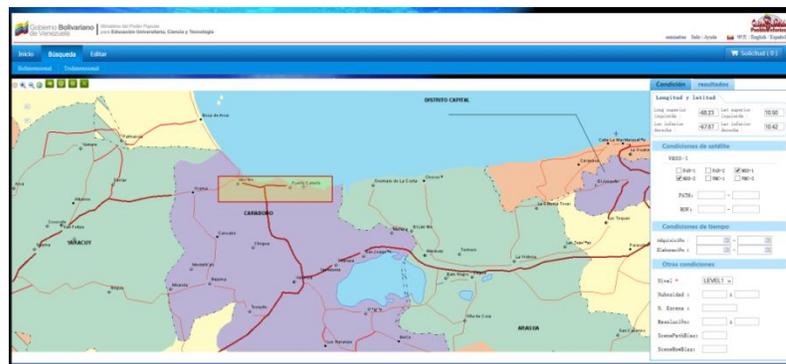


Figura 4.11. Mapa en dos dimensiones con especificaciones

4. Se chequea el nivel de la escena y se selecciona la escena 1.

CAPÍTULO V

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Los resultados se presentan por objetivo tomando en cuenta su discusión y delimitaciones respectivas. Cabe destacar, que todos los resultados obtenidos son para una atmósfera simplificada representada en el modelo Rafeh-Munoz en el que se disponen dos capa: tropósfera y estratósfera.

5.1. Objetivo #1

Simular la propagación de fotones en la atmósfera a través del método Monte Carlo con expresiones analíticas determinísticas generando las curvas espectrales de reflectancia difusa simulada

La simulación se basa en el recorrido aleatorio de los fotones a través del medio, los cuales son seleccionados estadísticamente según cada evento de absorción y/o esparcimiento. Luego de propagar un número alto de fotones la aproximación suele ser cercana a la realidad. Para simular la reflectancia difusa en este estudio se adaptó el algoritmo Monte Carlo Multicapas (MCML) de la Oregón Medical Laser Center (Wang y Jaques, 1993). El algoritmo MCML adaptado requiere los siguientes parámetros de entrada: el coeficiente de absorción μ_a , el coeficiente de esparcimiento μ_s , el factor de anisotropía g , el índice de refracción n y el espesor d de cada una de las capas a simular.

5.1.1. Simulación espacial con variación del número de fotones

El primer conjunto de simulaciones que se ejecutó con el algoritmo MCML adaptado fue la simulación de la reflectancia difusa espacial. Se considera un haz de luz monocromático que entra al medio en una geometría plano-paralela de una sola capa. Los parámetros de entrada empleados en las simulaciones de la reflectancia espacial son: índice de refracción, coeficientes de absorción y esparcimiento, factor de anisotropía, espesor o tamaño de la capa y longitud de onda, todos se muestran en la Tabla 5.1. Los valores seleccionados son referenciales al medio y garantizan un medio altamente esparcivo ($\mu_s \gg \mu_a$).

Tabla 5.1. Parámetros de entrada

Parámetros de Entrada	Valor
Índice de Refracción	1,0029
Coefficiente de Absorción	0,01 cm ⁻¹
Coefficiente de Esparcimiento	75 cm ⁻¹
Factor de Anisotropía	0,4
Espesor	30 m
Longitud de Onda	550 nm

La idea en estas simulaciones espaciales es observar el comportamiento de la curva de reflectancia difusa con resolución espacial ante cambios del número de fotones. El número de fotones que se utiliza en estas simulaciones es de 50,000.

El resultado de esta simulación se puede observar en la Figura 5.1, donde se presenta la grafica de reflectancia difusa (%) en función de la distancia radial r (km) para 50,000 fotones. El comportamiento mostrado en la grafica denota la disminución de la reflectancia difusa a medida que la distancia radial crece, en otras palabras, la

reflectancia difusa disminuye a medida que se aleja del punto de incidencia del haz de luz. Además, se observa una distribución de datos dispersa de 0,45.

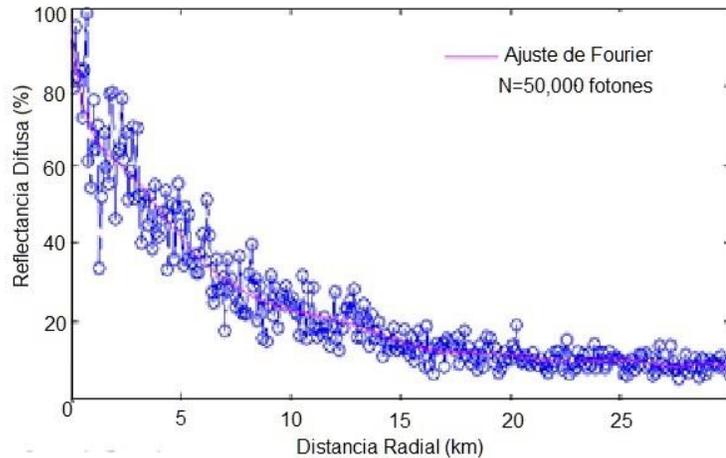


Figura 5.1. Reflectancia difusa espacial para 50,000 fotones

En vista del comportamiento disperso observado en la Figura 5.1 se ejecuta otra simulación de la reflectancia difusa en función de la distancia radial pero ahora con un número mayor de fotones, específicamente 500,000 fotones. El resultado del segundo conjunto de simulaciones se presenta en la Figura 5.2, donde se observa la grafica de reflectancia difusa (%) en función de la distancia radial r (km) para 500,000 fotones. Cabe destacar que se observa una dispersión menor de 0,80.

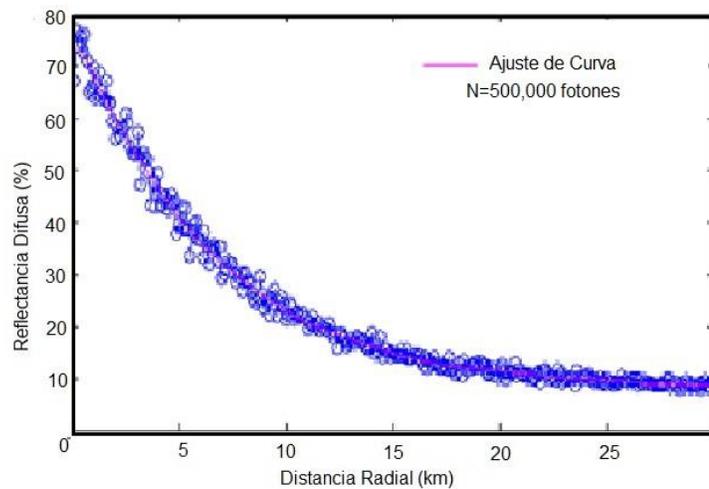


Figura 5.2. Reflectancia difusa espacial para 500,000 fotones

Las gráficas presentadas en las Figuras 5.1 y 5.2 como resultado para este objetivo son similares a los reportados por la simulaciones con MC presentada para verificar el funcionamiento del modelo de suspensiones esféricas de polietileno, donde la aplicación del modelo propuesto para el diagnóstico de medios aleatorios es demostrado (Xu, 2016). De este modo, se muestra que a mayor numero de fotones menor dispersión en los datos.

5.1.2. Simulación espacial con variación del coeficiente de esparcimiento

El conjunto de simulaciones se ejecutó con el algoritmo MCML adaptado y representa las simulaciones de la reflectancia difusa espacial en un medio de una solo capa. Los parámetros de entrada o condiciones iniciales se muestran en la Tabla 5.1. Se varía el coeficiente de esparcimiento en un rango $(165 \geq \mu_s \geq 15) \text{ }^1/cm$ y se utiliza el número de fotones de 500,000.

La idea de estas simulaciones espaciales es observar el comportamiento de la curva de reflectancia difusa con resolución espacial ante cambios del esparcimiento en el medio. El resultado de esta simulación se puede observar en la Figura 5.3, donde se presenta una gráfica de reflectancia difusa (%) en función de la distancia radial r (km). El comportamiento de la curva de reflectancia difusa en función de la distribución espacial demuestra que a mayor coeficiente de esparcimiento mayor reflectancia difusa. Este comportamiento es atribuido a que a medida que aumenta el coeficiente de esparcimiento aumentan los centros de esparcimiento en el medio simulado aumentando a su vez la reflectancia difusa.

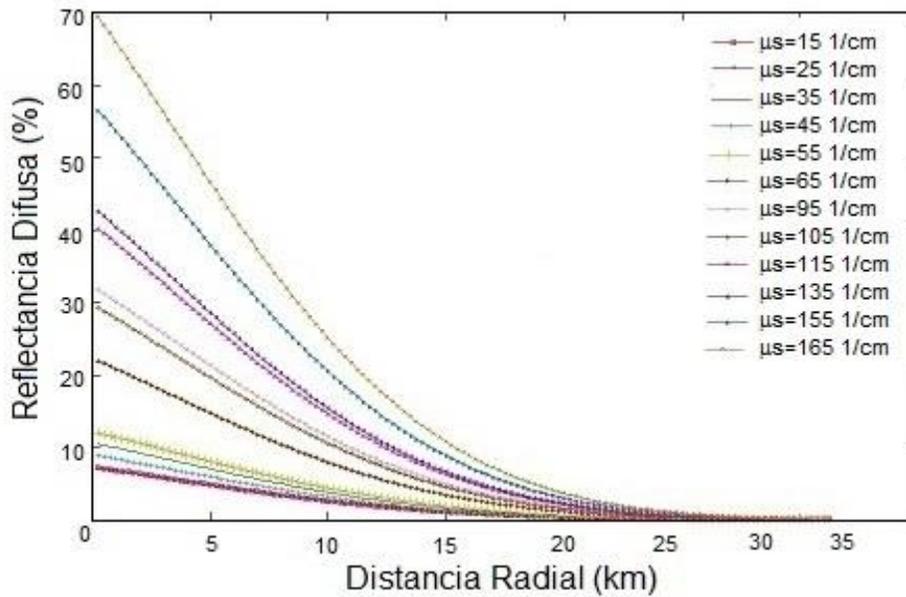


Figura 5.3. Aumento de la reflectancia difusa con el coeficiente de esparcimiento

5.1.3. Simulación espacial con variación del coeficiente de absorción

El conjunto de simulaciones se ejecutó con el algoritmo MCML adaptado y representa las simulaciones de la reflectancia difusa espacial en un medio de una sola capa. Los parámetros de entrada o condiciones iniciales se muestran en la Tabla 5.1. Se varía ahora sólo el coeficiente de absorción en un rango de $(1 \geq \mu_a \geq 0) \text{ 1/cm}$. Igualmente, se utiliza 500,000 como el número fijo de fotones lanzados en cada simulación.

La idea en este grupo de simulaciones espaciales es observar el comportamiento de la curva de reflectancia difusa con resolución espacial ante cambios en el coeficiente de absorción en el medio. El resultado de esta simulación se puede observar en la Figura 5.4, donde se presenta una grafica de reflectancia difusa (%) en función de la distancia radial r (km). La gráfica demuestra que a medida que aumenta el coeficiente de absorción la reflectancia difusa disminuye de manera progresiva. Este comportamiento es de esperarse debido a que aumentan los centros de absorción, es decir, se obtiene un comportamiento inverso para cambios en el

coeficiente de absorción con respecto al comportamiento debido a cambios en el coeficiente de esparcimiento.

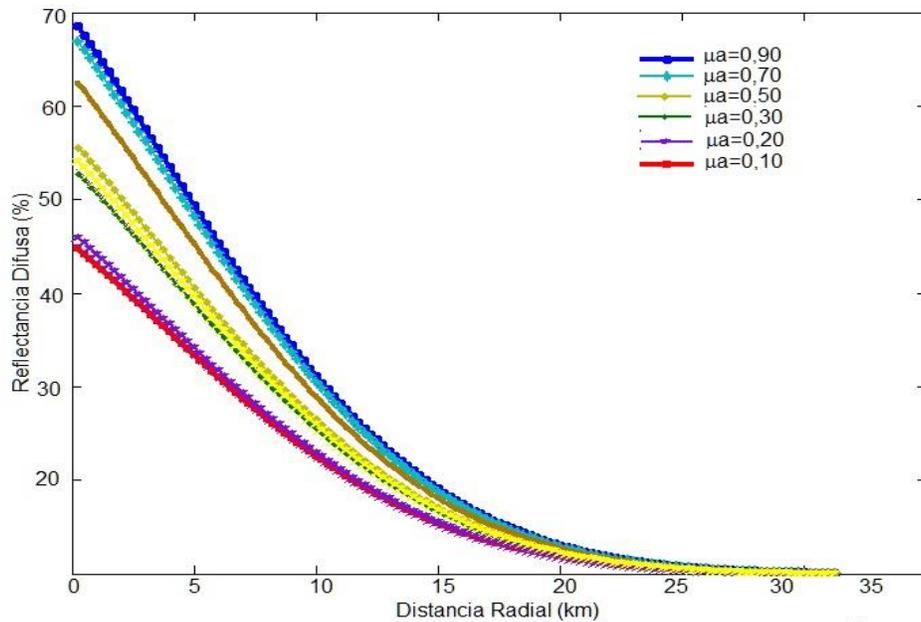


Figura 5.4. Disminución de la reflectancia con el coeficiente de absorción

Es de hacer notar, que las variaciones entre las curvas de reflectancia difusa graficadas son mayores con variaciones de coeficientes de esparcimiento que entre las curvas de reflectancia difusa graficadas ante cambios de los coeficientes de absorción, mostrando que quien predomina en la propagación del fotón en el MCML adaptado es el fenómeno de esparcimiento.

5.1.4. Simulación de la reflectancia difusa espectral. Caso O_3

En las simulaciones de la reflectancia difusa con resolución espectral se requieren los parámetros ópticos de la atmósfera modelada como entrada al algoritmo MCML adaptado. Para ello, se toman las condiciones establecidas en el Modelo atmosférico simplificado Rafeh-Munoz, que incluso establece las relaciones de dispersión de los coeficientes de absorción y de esparcimiento de la tropósfera y la estratósfera en rango espectral del visible e infrarrojo cercano (380 nm – 770 nm),

con una geometría plano-paralela. Para las relaciones de esparcimiento se ha considerado las contribución de Rayleigh y Mie con el mismo peso ponderado asumiendo los valores de $A=0,5$ y $B=0,5$ en la Ec. 3.2. Además, se considera que el Ozono, O_3 varía su concentración desde 0,1 hasta 0,9 como valores nominales. Se realizan 30 simulaciones por longitud de onda por cada concentración de Ozono.

El objetivo de estas simulaciones, es poder determinar el comportamiento de la curva de reflectancia difusa con resolución espectral al variar la concentración de Ozono. En la figura 5.5, se muestran la reflectancia difusa con resolución espectral obtenida para cada concentración de Ozono, O_3 modelada. En lo sucesivo y para estas simulaciones espectrales, se fijó el número de fotones a 1,000,000.

El resultado de estas simulaciones se puede observar en la Figura 5.5, donde se presenta una gráfica de reflectancia difusa (%) en función de longitud de onda (nm) para cada concentración nominal de O_3 . Los datos graficados muestran que a medida aumenta la longitud de onda la reflectancia difusa disminuye. La desviación estándar es 0,99.

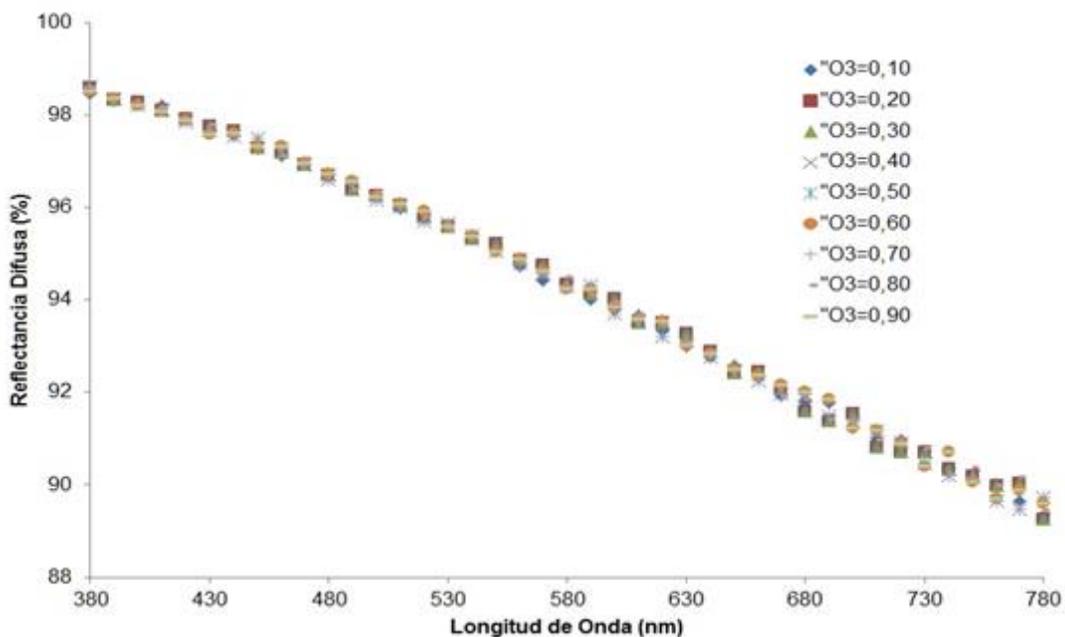


Figura 5.5. Curva de reflectancia difusa espectral al variar concentración de O_3

5.1.5. Simulación de la reflectancia difusa espectral. Caso CO₂

Con la idea de tener las variaciones de la curva de reflectancia difusa con resolución espectral al variar las concentraciones de CO₂, se realizan simulaciones con las mismas condiciones del caso del Ozono, con la diferencia de que se varía la concentración CO₂ en un rango de 0,1 % a 0,8%

El objetivo de estas simulaciones, es poder determinar el comportamiento de la curva de reflectancia difusa con resolución espectral al variar la concentración de Dióxido de Carbono. En la Figura 5.6, se muestran las curvas de reflectancia difusa (%) en función de longitud de onda (nm) para cada concentración nominal de CO₂. Los datos graficados muestran un comportamiento estable que indica que a medida que aumenta la longitud de onda la reflectancia difusa disminuye. La desviación estándar es 0,99.

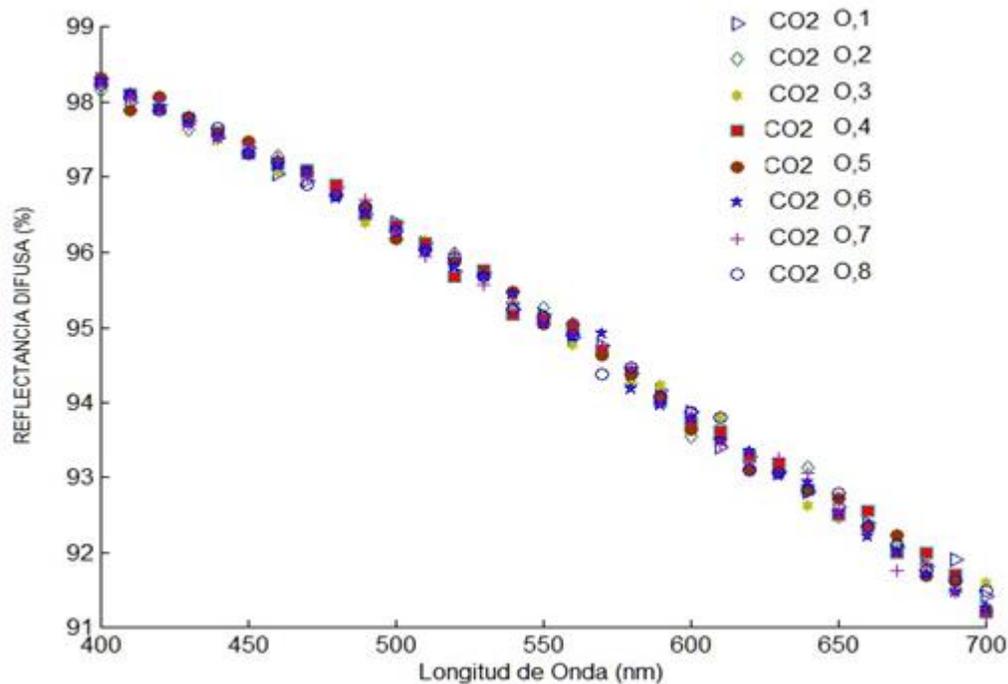


Figura 5.6. Curva de reflectancia difusa espectral al variar concentración CO₂

5.1.6. Simulación de la reflectancia difusa espectral. Caso NO₂

Finalmente, y con la idea de obtener la reflectancia difusa con resolución espectral al variar las concentraciones de CO₂, se realizan simulaciones con las mismas condiciones del caso del Ozono, con la diferencia que se varía la concentración NO₂ en un rango de 0,2 % a 1%

El objetivo de estas simulaciones, es poder determinar el comportamiento de la curva de reflectancia difusa con resolución espectral al variar la concentración de Dióxido de Nitrógeno. En la Figura 5.7, se muestran las curvas de reflectancia difusa (%) en función de longitud de onda (nm) para cada concentración nominal de NO₂. Los datos graficados muestran un comportamiento estable que indica que a medida que aumenta la longitud de onda la reflectancia disminuye. La desviación estándar es 0,99.

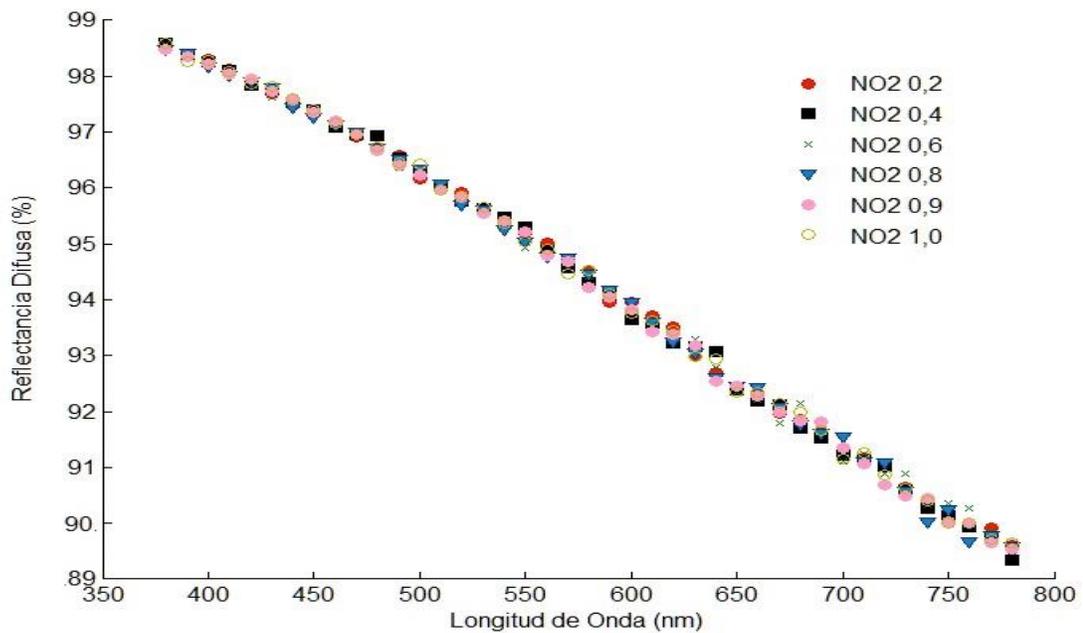


Figura 5.7. Curva de reflectancia difusa espectral al variar la concentración de NO₂

5.2. Objetivo #2

Parametrizar trigonométricamente las curvas espectrales de reflectancia difusa simulada, CERDS

5.2.1. Parametrización de las curvas espectrales de reflectancia difusa simulada. Caso O₃

Para cada una de las simulaciones se realiza un ajuste trigonométrico utilizando serie de Fourier de grado 2:

$$R(x) = a_0 + \sum_{n=1}^2 a_n \cos(nw_0x) + \sum_{n=1}^2 b_n \sin(nw_0x) \quad (5.1)$$

Donde a_0 es el coeficiente independiente, a_n y b_n son los coeficientes de la serie de Fourier, n el orden de la serie y w_0 el paso de simulación. La frecuencia natural se determina a partir de la definición del rango donde se quiere que la curva sea periódica, condición sin ecuánime de las series de Fourier. El paso de la simulación se determina a través de la ecuación (5.2), donde se fija una resolución o número de divisiones de 10 para obtener un paso de simulación de 30.

$$w_0 = \frac{\text{Longitud de Onda}_{\text{máxima}} - \text{Longitud de Onda}_{\text{mínima}}}{\text{Resolución}} \quad (5.2)$$

De la parametrización trigonométrica para el Ozono, O₃ se obtienen las curvas espectrales de reflectancia difusa ajustadas. En la Figura 5.8 se presentan las curvas ajustadas de reflectancia difusa (%) en función de la longitud de onda (nm). Cabe destacar, que el ajuste se realiza mediante el método de los mínimos cuadrados, método no lineal, considerando la Ecuación (5.1).

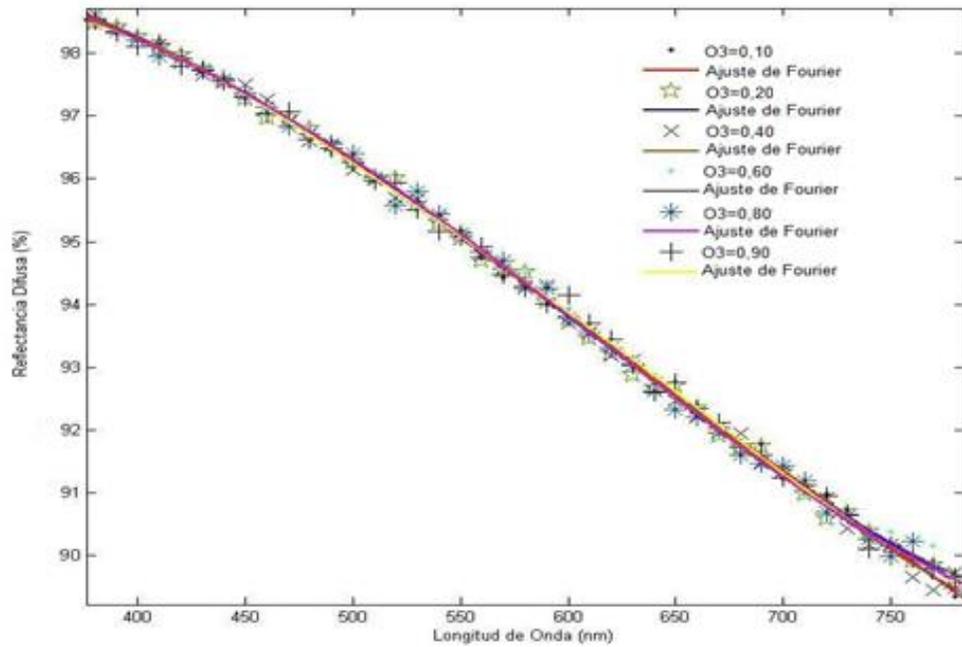


Figura 5.8. Curva de reflectancia difusa espectral ajustada para el O₃

Como resultado del ajuste de las curvas se obtienen los coeficientes de Fourier que se muestran en la Tabla 5.2 en conjunto con la frecuencia natural ω y la desviación estándar R^2 para cada una de las concentraciones nominales de Ozono, O₃ simuladas.

Tabla 5.2. Coeficientes de Fourier ante cambios de O₃

	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90	1,00
a₀	0,9250	0,9349	0,9560	0,9918	0,9560	0,9449	0,9548	0,9591	0,9256	0,9404
a₁	0,7049	0,0328	0,1725	0,1236	0,0877	0,0589	0,0561	0,0413	0,0402	0,0419
b₁	1,2680	0,0410	0,2510	-0,4570	-0,5486	-0,0011	-0,0015	0,0141	0,0360	0,0189
a₂	0,2502	-0,0044	0,2658	0,1150	0,2540	-0,0011	-0,0256	-0,0084	-0,0085	-0,0054
b₂	-0,2713	0,0004	-0,2548	0,0128	0,0256	-0,0065	-0,0025	-0,0093	-0,0095	-0,0033
w	0,0250	0,0250	0,0250	0,0250	0,0250	0,0250	0,0250	0,0250	0,0250	0,0250
R²	0,99	0,99	1,00	0,99	0,99	0,99	0,99	0,99	0,99	0,99

5.2.2. Parametrización de las curvas espectrales de reflectancia difusa simulada. Caso CO₂

Al igual que para el Ozono, O₃ en el caso del Dióxido de Carbono, CO₂, se realiza un ajuste trigonométrico utilizando series de Fourier de Grado 2 tal como se muestra en la Ecuación (5.1). La frecuencia natural se determina a partir de la definición del rango donde se quiere que la curva sea periódica mediante la Ecuación (5.2).

De la parametrización trigonométrica para el Dióxido de Carbono, CO₂ se obtienen las curvas espectrales de reflectancia difusa ajustadas. En la Figura 5.9 se presentan las curvas ajustadas de reflectancia difusa (%) en función de la longitud de onda (nm). Cabe destacar, que el ajuste se realiza mediante el método de los mínimos cuadrados, método no lineal, considerando la Ecuación (5.1).

Como resultado del ajuste de las curvas se obtienen los coeficientes de Fourier que se muestran en la Tabla 5.3 en conjunto con la frecuencia natural ω y la desviación estándar R^2 para cada una de las concentraciones nominales de Dióxido de Carbono CO₂ simuladas.

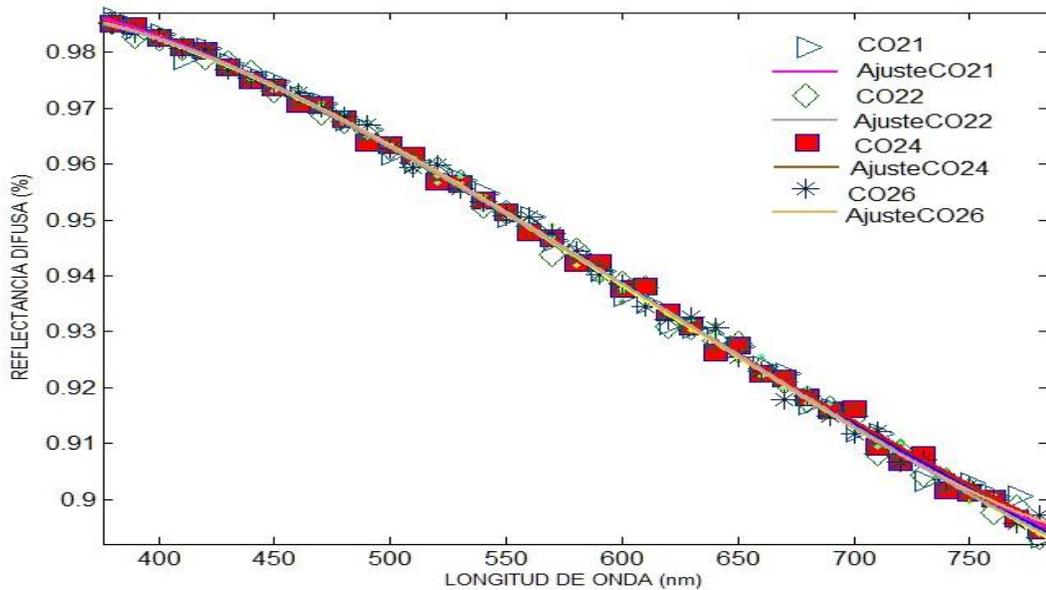


Figura 5.9. Curva de reflectancia difusa espectral ajustada para el CO₂

Tabla 5.3. Coeficientes de Fourier ante cambios de CO₂

	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80
a₀	0,89030	0,90500	0,92500	0,93610	0,93650	0,93800	0,94000	0,94500
a₁	0,03034	0,01500	-0,02951	-0,02785	-0,00608	-0,02730	-0,03174	-0,03981
b₁	0,08568	0,03580	0,04399	0,04339	0,05466	0,05866	0,03653	0,03090
a₂	0,00606	0,00630	-0,00530	-0,00458	-0,00061	-0,00052	-0,00411	-0,00617
b₂	0,01625	0,00250	0,00298	0,00210	0,00314	0,02243	0,00163	-0,00095
w	0,00334	0,00334	0,00334	0,00334	0,00334	0,00334	0,00334	0,00664
R²	0,99	0,99	0,98	0,99	0,99	0,98	0,98	0,99

5.2.2. Parametrización de las curvas espectrales de reflectancia difusa simulada. Caso NO₂

Al igual que para el Ozono, O₃ en el caso del Dióxido de Nitrógeno, NO₂, se realiza un ajuste trigonométrico utilizando serie de Fourier de Grado 2 tal como se muestra en la Ecuación (5.1). La frecuencia natural se determina a partir de la definición del rango donde se quiere que la curva sea periódica, condición de la serie de Fourier, mediante la Ecuación (5.2).

De la parametrización trigonométrica para el Dióxido de Nitrógeno, NO₂ se obtienen las curvas espectrales de reflectancia difusa ajustadas. En la Figura 5.10 se presentan las curvas ajustadas de reflectancia difusa (%) en función de la longitud de onda (nm). Cabe destacar, que el ajuste se realiza mediante el método de los mínimos cuadrados, método no lineal, considerando la Ecuación (5.1).

Como resultado del ajuste de las curvas se obtienen los coeficientes de Fourier que se muestran en la Tabla 5.4 en conjunto con la frecuencia natural w y la desviación estándar R² para cada una de las concentraciones nominales de Dióxido de Nitrógeno NO₂ simuladas.

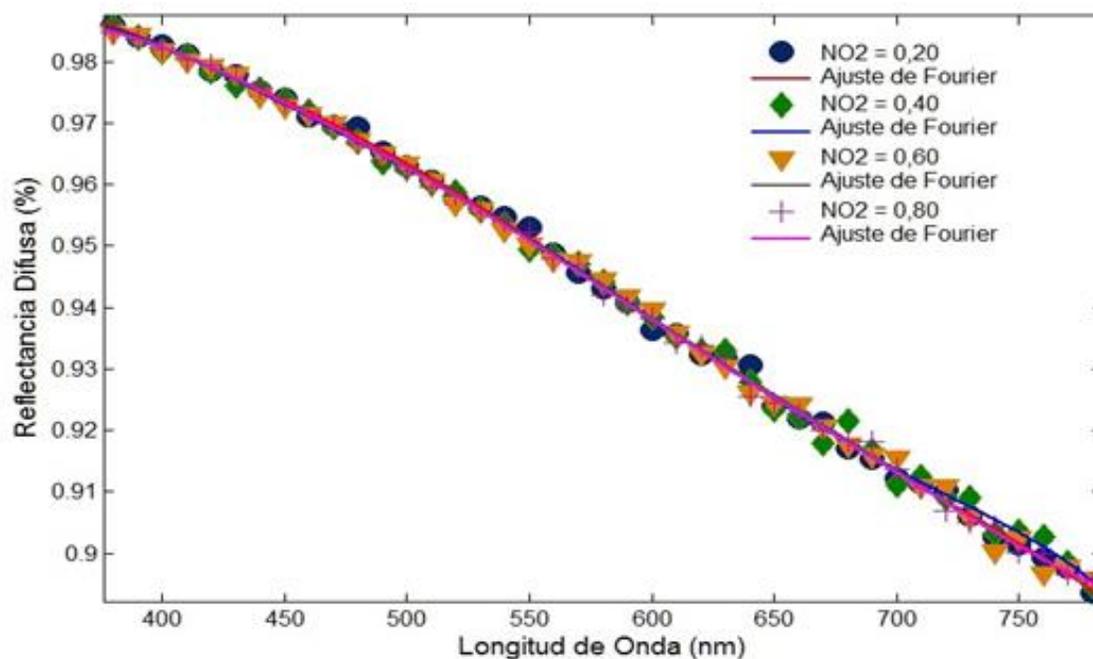


Figura 5.10. Curva de reflectancia difusa espectral ajustada para el NO₂

Tabla 5.4. Coeficientes de Fourier ante cambios de NO₂

	0,20	0,40	0,60	0,80	0,90
a₀	0,7176	0,9321	0,9413	0,9413	0,9393
a₁	0,3856	0,1395	-0,04224	-0,04224	-0,04038
b₁	0,3831	0,09901	-0,01355	0,01355	-0,01806
a₂	0,1974	0,05400	0,004704	-0,009391	0,006912
b₂	-0,00758	-0,00854	-0,009397	-0,009397	-0,007489
a₃	0,0744	0,03540	0,001844	0,01844	0,001043
b₃	-0,05254	0,01257	0,01257	0,001257	0,001773
w	0,00295	0,002951	0,002951	0,002951	0,002951
R²	0,99	0,98	0,99	0,98	0,99

5.3. Objetivo #3

Relacionar la concentración de constituyentes atmosféricos en función de los coeficientes de parametrización de las curvas espectrales de reflectancia difusa simulada

5.3.1. Relación matemática. Caso O₃

Al realizar el análisis de cada una de los coeficientes de parametrización de la series Fourier al variar la concentración de O₃, no se pudo determinar algún tipo de comportamiento distinguible para la mayoría de los mismos (Ver Anexo B), excepto para la constante a_1 . El comportamiento del Coeficiente de Fourier a_1 en función de la concentración de Ozono, O₃ se puede observar en la Figura 5.11.

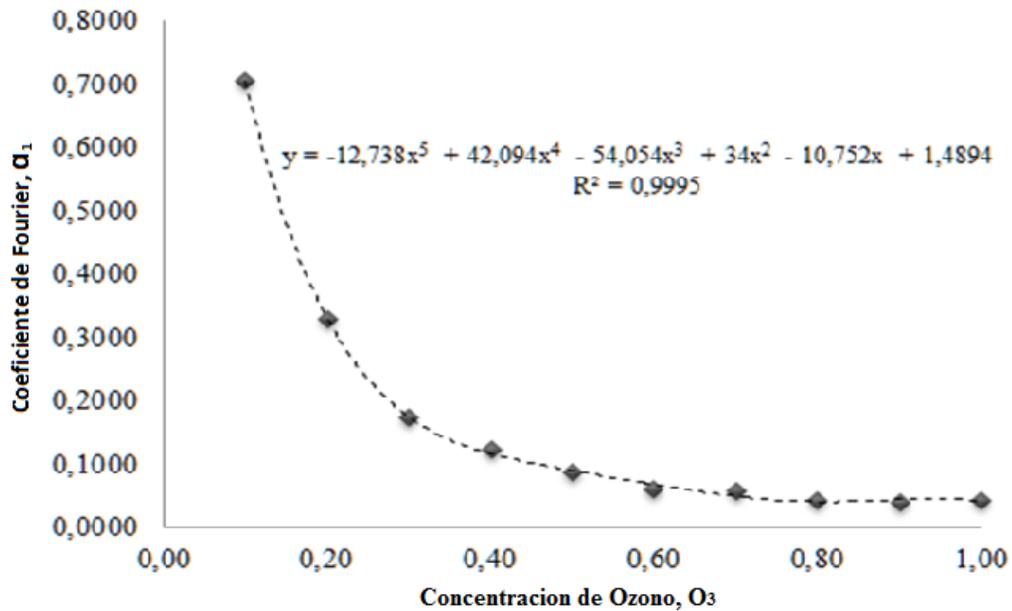


Figura 5.11. Coeficiente de Fourier a_1 versus concentración de Ozono, O₃

Esta dependencia representa un aporte importante que permite establecer una relación matemática de tipo polinomial de grado 5 entre la constante de Fourier a_1 y

la concentración del ozono, O_3 . Esta relación es mostrada en la ecuación (5.3) y permite recuperar la concentración del Ozono, O_3 en la atmósfera modelada.

$$a_1 = -12.739 (O_3)^5 + 42.094 (O_3)^4 - 54.054 (O_3)^3 + 34 (O_3)^2 - 10.752 (O_3) + 1.489 \quad (5.3)$$

5.3.2. Relación matemática. Caso CO_2

Al realizar el análisis de cada una de los coeficientes de parametrización de la series Fourier al variar la concentración de CO_2 , no se pudo determinar algún tipo de comportamiento distinguishable para la mayoría de los mismos (Ver Anexo B), exceptuando para la constante a_0 , cuyo comportamiento se puede observar en la figura 5.12.

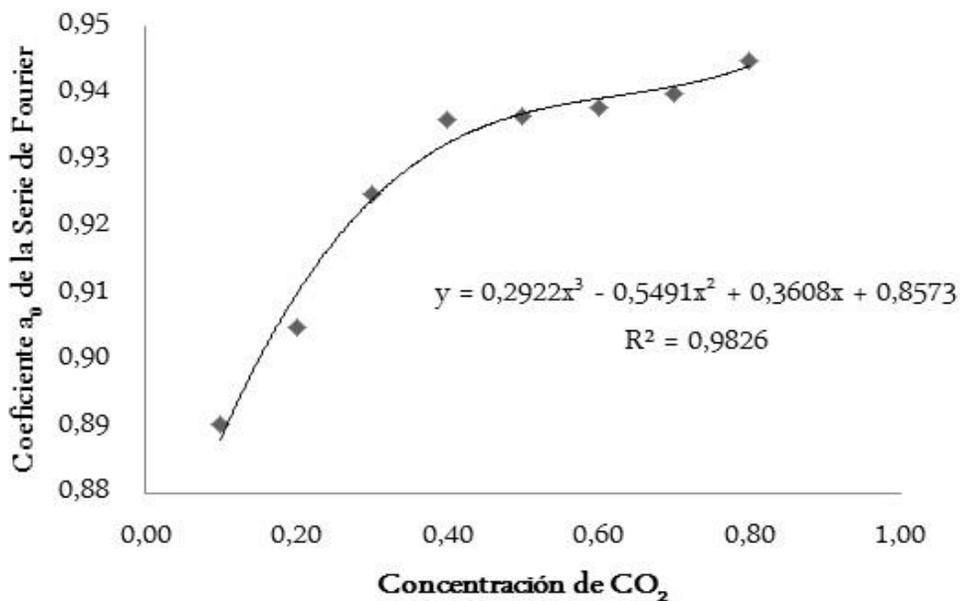


Figura 5.12. Coeficiente de Fourier a_0 versus concentración de CO_2

Esta dependencia representa un aporte importante que permite establecer una relación matemática de tipo polinomial de grado 3 entre la constante de Fourier a_0 y

la concentración del Dióxido de Carbono, CO_2 . Esta relación es mostrada en la ecuación (5.4) y permite recuperar la concentración del dióxido de carbono, CO_2 en la atmósfera modelada.

$$a_0 = 0,2922(\text{CO}_2)^3 - 0,5491(\text{CO}_2)^2 + 0,3608(\text{CO}_2) + 0,8573 \quad (5.4)$$

5.3.2. Relación matemática. Caso NO_2

Al realizar el análisis de cada una de los coeficientes de parametrización de la series Fourier al variar la concentración de NO_2 , se observa un comportamiento repetitivo en los coeficientes a_n que se muestra en la Figura 5.13. Sin embargo, para los coeficientes b_n el comportamiento es no distinguible.

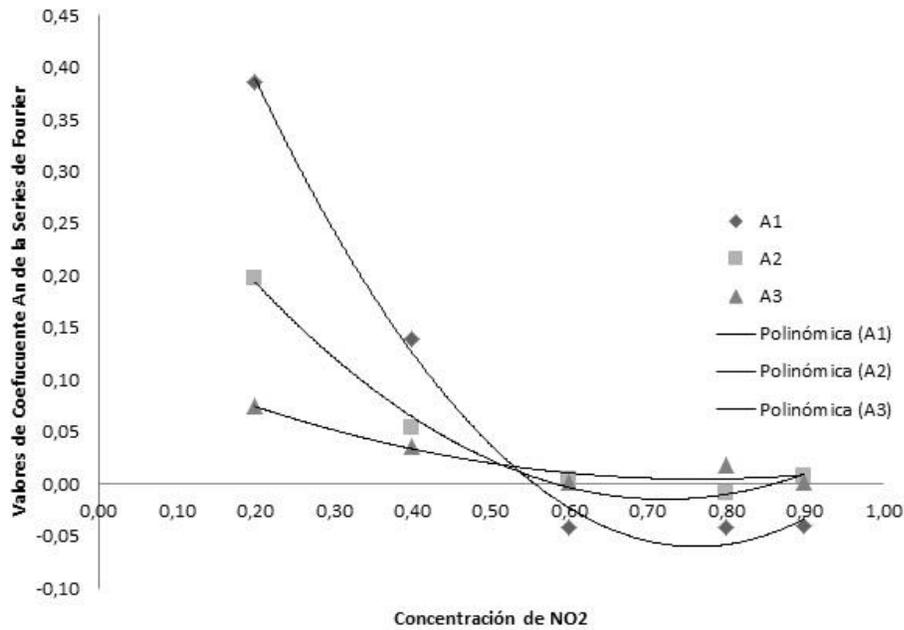


Figura 5.13. Coeficientes de Fourier a_n versus concentración de NO_2

Este resultado permite establecer relaciones cuadráticas entre la concentración de NO₂ y el coeficiente de Fourier de parametrización a_n que se puede escribir de la siguiente manera:

$$a_0 = p_0(NO_2)^2 + q_0(NO_2) + r_0 \quad (5.5)$$

$$a_1 = p_1(NO_2)^2 + q_1(NO_2) + r_1 \quad (5.6)$$

$$a_2 = p_2(NO_2)^2 + q_2(NO_2) + r_2 \quad (5.7)$$

Por lo cual se establece la siguiente relación general,

$$\sum_{n=0}^2 a_n = \sum_{n=0}^2 [p_n(NO_2)^2 + q_n(NO_2) + r_n] \quad (5.8)$$

5.4. Objetivo #4

Parametrizar trigonómicamente las curvas espectrales de reflectancia difusa real obtenidas desde las imágenes del satélite Miranda en el sur de Valencia región centro-norte de Venezuela

5.3.1. Imágenes reales del satélite Miranda filtradas con Image J.

La imagen satelital multiespectral contiene la información de la propagación de la luz en la atmósfera y es ésta la que se desea decodificar. Cada banda contiene una información distinta, es decir, la imagen contiene la información de la interacción de la luz con la atmósfera y la superficie terrestre. A continuación, se presentan las imágenes provenientes del satélite Miranda de toma y monitoreo sobre el sur de Valencia región centro-norte de Venezuela. Ver figuras 5.14, 5.15, 5.16, 5.17, 5.18 y 5.19.

IMAGEN Data1 VISUAL 32.22 km

Fecha de imagen 2015 01 21 Hora: 15:29:08.132494 19 P

Coordenadas: 604217.29 m E 1120868.78 m N Elevación 477 m

IMAGEN Data2 VISUAL 32.29 km

Fecha de imagen 2016 01 05 Hora:15:30:36.938534 19 P

Coordenadas: 601882.72 m E 1120860.73 m N Elevación 482 m

IMAGEN Data3 VISUAL 32.22 km

Fecha de imagen 2016 04 10 Hora:15:31:36.755870 19 P

Coordenadas: 616477.11 m E 1118573.33 m N Elevación 429 m

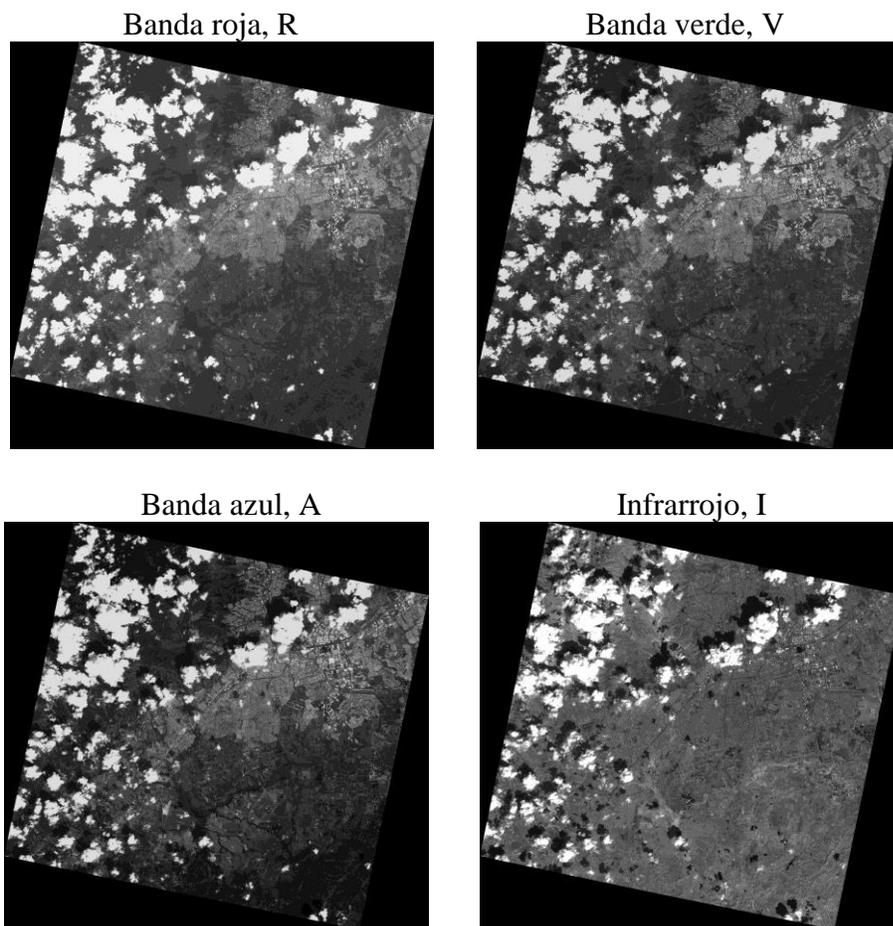


Figura 5.14. Imágenes de la DATA 1 por canal

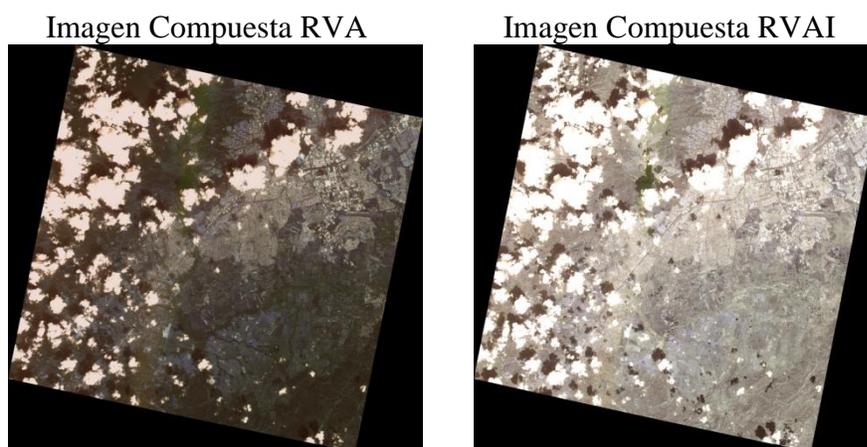


Figura 5.15. Imagen multiespectral DATA 1, canales compuestos

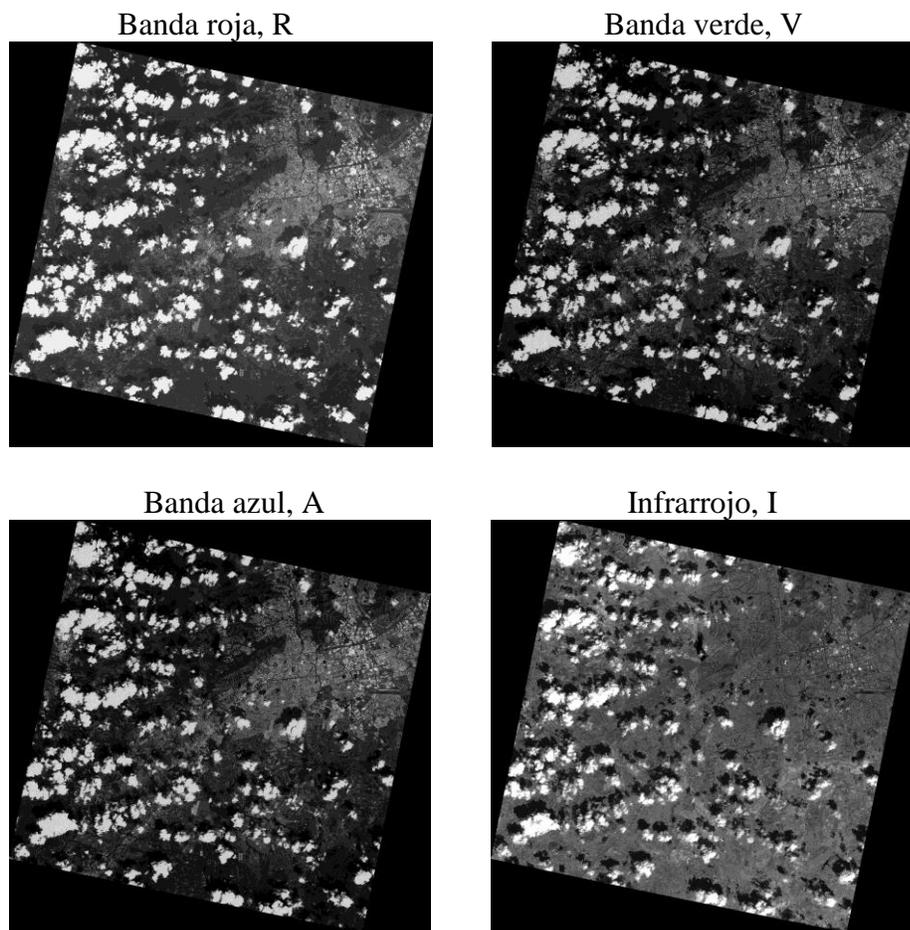


Figura 5.16. Imágenes de la DATA 2 por canal

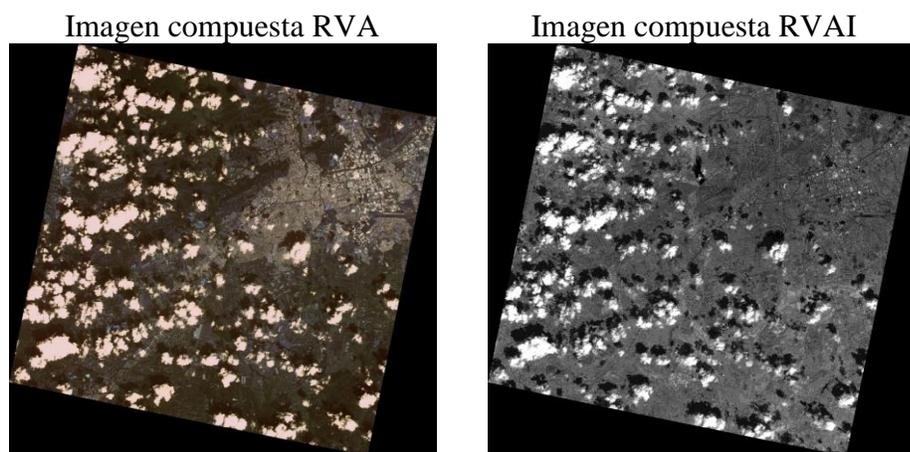


Figura 5.17. Imagen multispectral de la DATA 2, canales compuestos

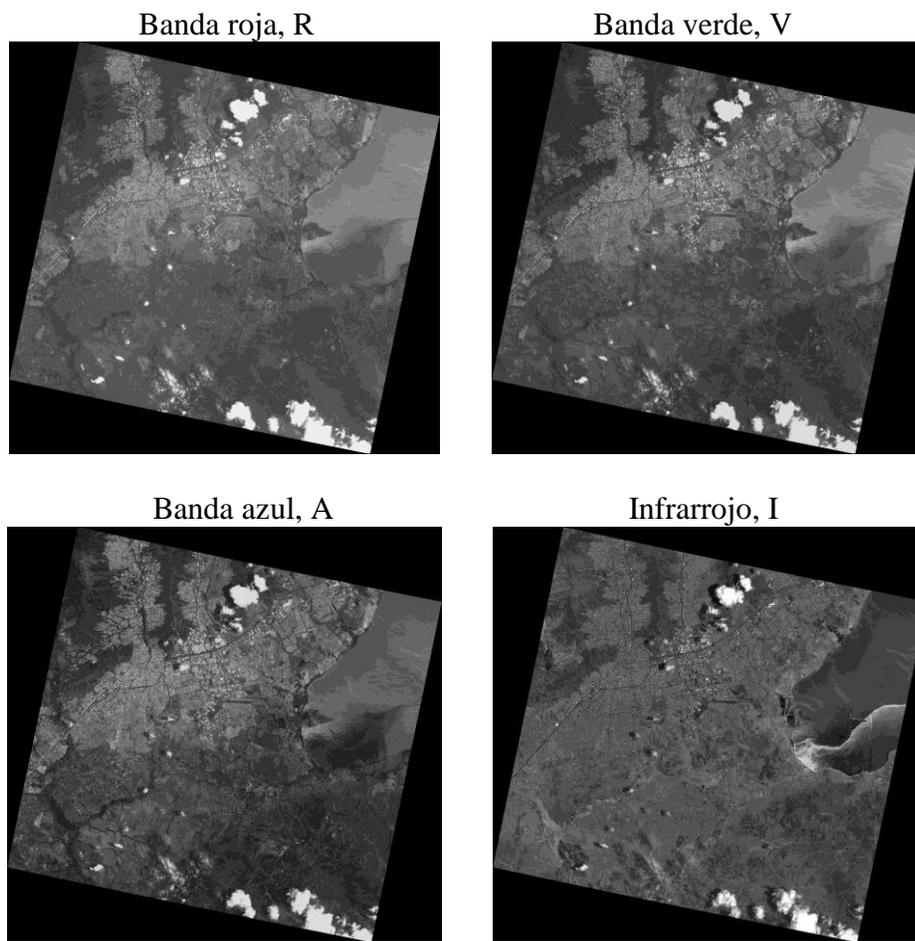


Figura 5.18. Imágenes de la DATA 3 por canal

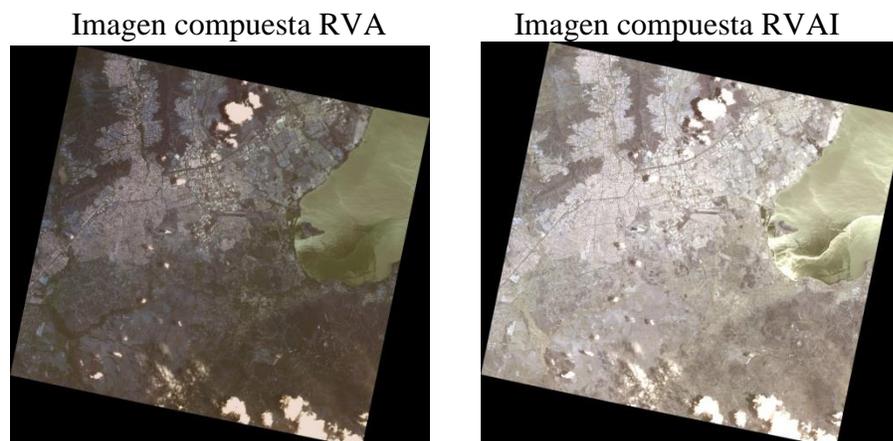


Figura 5.19. Imagen multiespectral de la DATA 3, canales compuestos

Es de hacer notar, que las imágenes provenientes del satélite Miranda son suficientemente nítidas y permiten en cada espectro identificar claramente ubicaciones terrestres existentes en el área. Cada imagen se encuentra bien definida para cada banda o longitud de onda respectiva. Esto indica que la imagen de una banda o una cierta mezcla de bandas que garanticen la presencia de la información buscada de O₃, CO₂ o NO₂, será la que se utilizara para verificar las relaciones matemáticas obtenidas de las simulaciones. Por supuesto, que lo que se compara son las curvas de reflectancia difusa de la imagen escogida tanto real como simulada.

Es decir, podría darse el caso donde la mayor cantidad de reflectancia se encuentra a una longitud de onda específica según las simulaciones para un constituyente específico, de modo que lo que interesaría es la imagen real en esa banda para comparar la reflectancia a esa misma longitud de onda. De este modo, los coeficientes de Fourier serían parámetros observables que se relacionan con la concentración de cada constituyente atmosférico.

La reflectancia difusa se extrajo de los archivos de metadatos para cada imagen. Estos archivos en formato .xml fueron proporcionados por la Agencia Bolivariana Aeroespacial (ABAE) y son tomas provenientes del satélite VRSS 1, satélite Miranda, que contiene entre otra información la reflectancia difusa espectral por banda. Los archivos .xml fueron procesados mediante el programa Microsoft Office Excel 2010.

Se filtró la data de la reflectancia difusa mediante el método de los componentes principales. Se asume que los componentes principales demuestran las características terrestres y que los componentes secundarios y terciarios demuestran las características atmosféricas. En este sentido, a continuación se presentan las imágenes respectivas durante el procesamiento de los datos realizado con el programa computacional Image J, para cada una de las imágenes capturadas del satélite. Cabe mencionar, que de la imagen la selección lineal roja mostrada en cada una de las Figuras 5.20; 5.21; 5.22 representa la línea de reflectancia difusa estudiada.

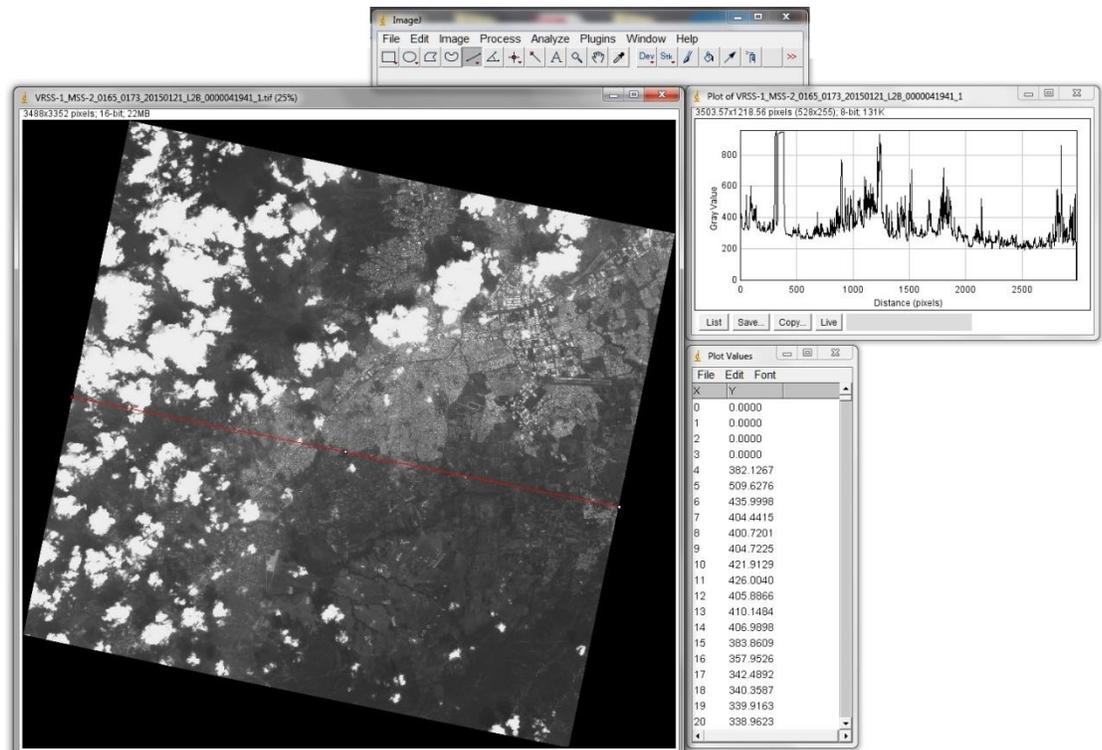


Figura 5.20. Análisis de Datos de la Imagen 1

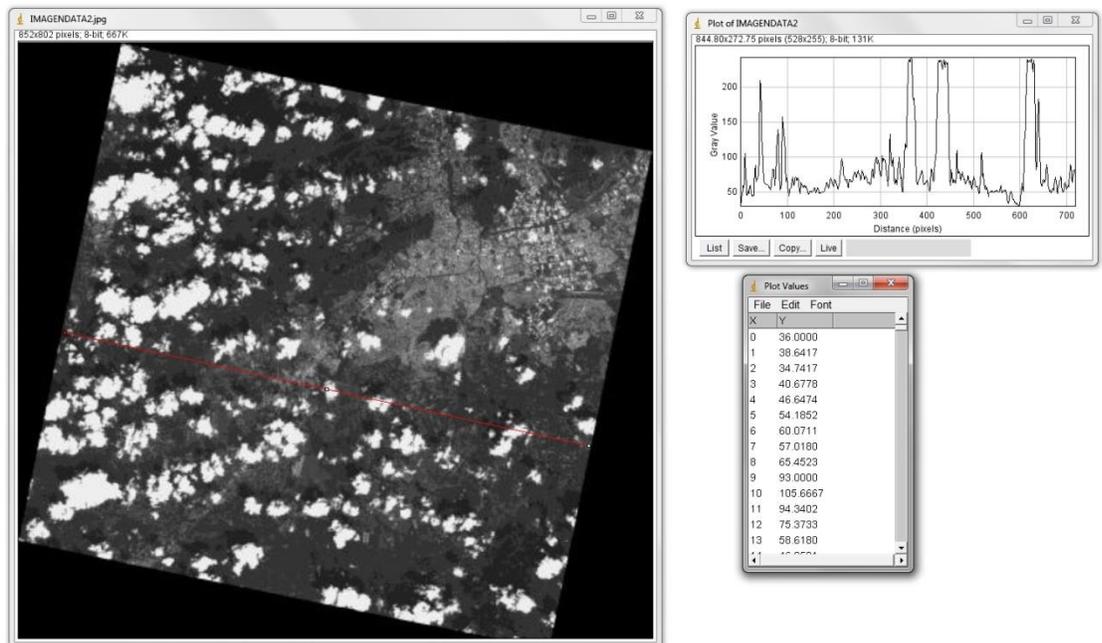


Figura 5.21. Análisis de Datos de la Imagen 2

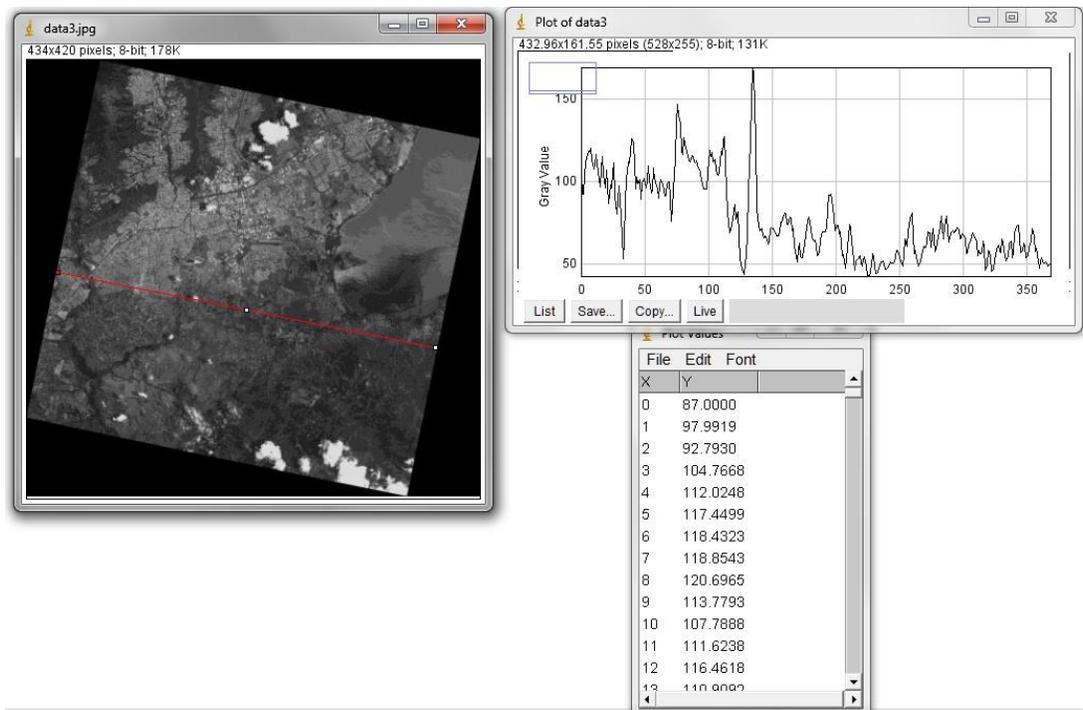


Figura 5.22. Análisis de Datos de la Imagen 3

Al seleccionar los datos de cada imagen satelital se genera una tabla de datos con solo la reflectancia difusa de la zona seleccionada en función de la longitud de onda para las tres imágenes capturadas del satélite. La Figura 5.23 muestra los datos seleccionados para las tres imágenes, graficando la reflectancia difusa (%) en función de la longitud de onda (nm) real.

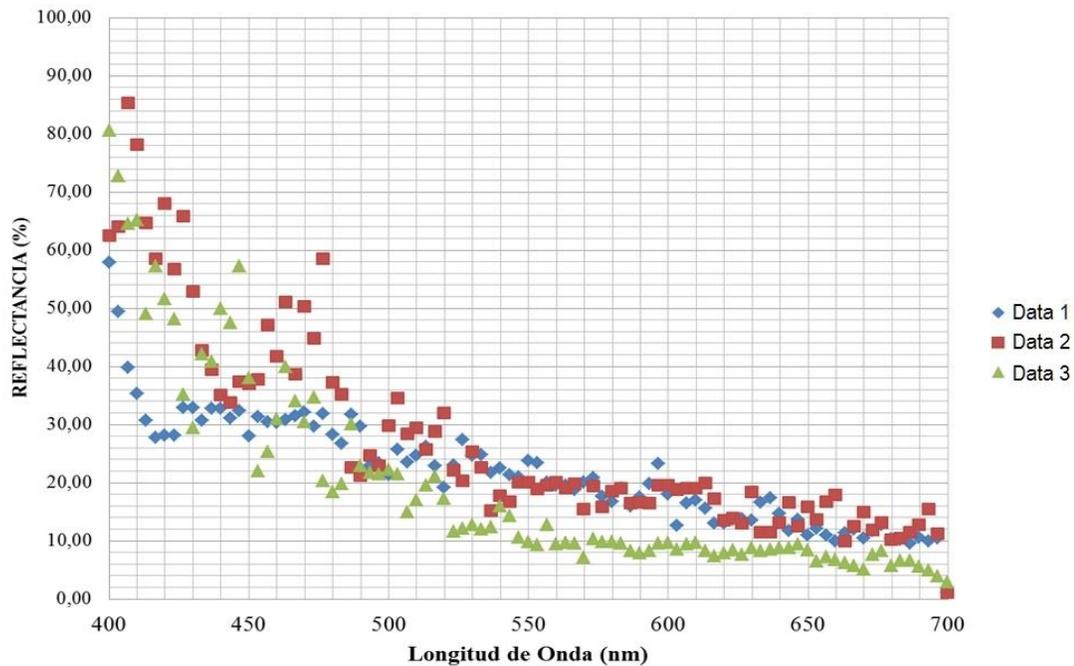


Figura 5.23. Curvas espectrales de reflectancia difusa real

A los datos de reflectancia difusa espectral de la Figura 5.23 se les realiza un ajuste trigonométrico, mediante el cual se obtienen las curvas ajustadas para cada imagen representadas como data 1, data 2 y data 3. Se ajusta con una desviación estándar de 0,93. Se utiliza para graficar las curvas ajustadas el programa Matlab R2009b Versión 7.9.0.529, licencia #161051 y el ajuste se realiza mediante las herramientas de MatLab ToolBox: Curve Fitting para el ajuste trigonométrico.

En la figura 5.24 se presentan las curvas ajustadas de reflectancia difusa en función de la longitud de onda para cada imagen real como Día 1, Día 2 y Día 3 respectivamente.

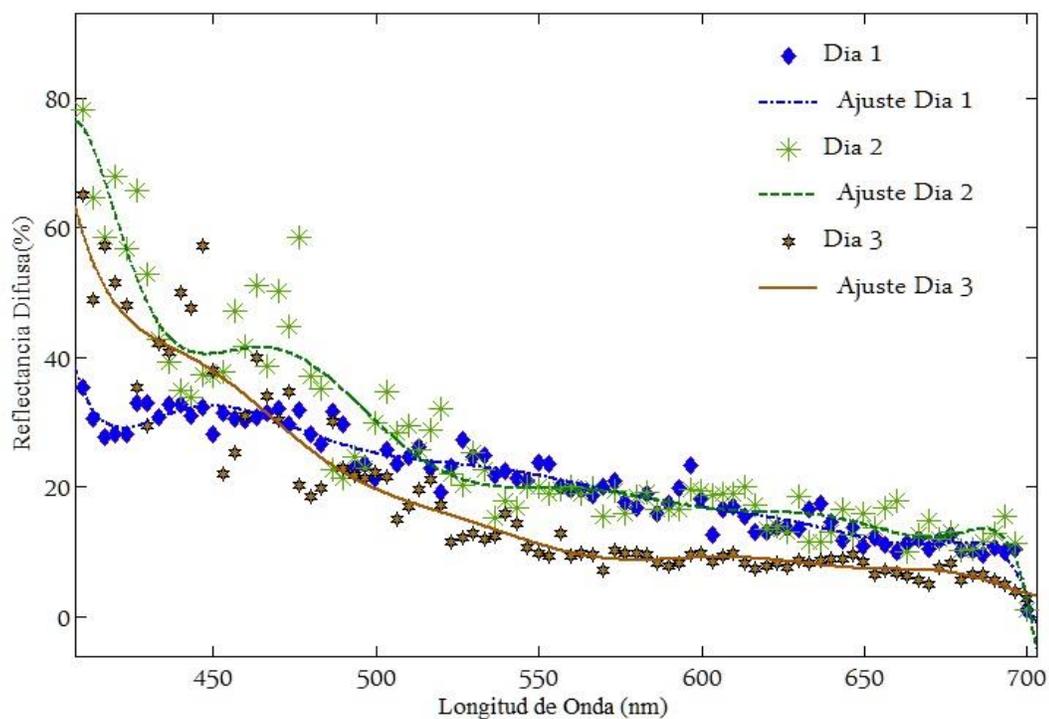


Figura 5.24. Curvas espectrais ajustada de reflectancia difusa real

Como resultado del ajuste respectivo se presenta la Tabla 5.4 con los coeficientes de Fourier obtenidos de la parametrización trigonométrica de las curvas espectrales de reflectancia difusa reales para cada imagen.

Tabla 5.4. Coeficientes de Fourier

Coeficientes de Fourier	DATA 1	DATA 2	DATA 3
a₀	0,2917	0,1496	0,0182
a₁	0,1625	0,1871	0,1863
a₂	-3,3080	-3,5340	-2,8730
a₃	-0,1480	-0,3530	-0,3843
a₄	0,4795	0,4966	0,4507
a₅	0,0126	0,0134	0,0730
b₁	-5,0740	-0,0014	-0,9360
b₂	-0,2095	0,2084	0,1023
b₃	1,5550	1,9660	0,0532
b₄	0,0619	0,1010	0,1406
b₅	-0,0747	-0,1872	-0,1492
R²	0,9603	0,9709	0,9818

5.6. Objetivo #5

Estimar la concentración de los constituyentes atmosféricos en función de los coeficientes de parametrización de las curvas espectrales de reflectancia difusa real

Con la ayuda de los coeficientes de Fourier obtenidos del ajuste de los datos provenientes de las imágenes reales, se utilizó la Ecuación (5.4) para determinar las concentraciones estimadas de los diferentes constituyentes en la atmósfera. Ver Tabla 5.5.

Tabla 5.5. Valores de concentraciones de contaminantes

Concentración (%)	DATA 1	DATA 2	DATA 3
CO ₂	0,923	0,900	0,864
O ₃	0,125	0,016	0,007
NO ₂	0,816	0,680	0,516

5.7. Objetivo #6

Comparar para al menos un constituyente atmosférico estimado la curva espectral de reflectancia difusa simulada con la curva espectral de reflectancia difusa real

Para verificar el método de recuperación de parámetros ópticos atmosféricos propuesto se sustituye en el algoritmo de simulación MCML adaptado el valor de concentración de CO₂ referencial estimado según los ajustes de datos de los valores reales de las imágenes satelitales. Al simular utilizando dicho constituyente estimado se obtiene la curva de reflectancia difusa simulada. La figura 5.25 muestra una representación de la reflectancia difusa (%) en función de la longitud de onda que permite comparar la curva espectral de reflectancia difusa real con la curva espectral de reflectancia difusa simuladas para el CO₂, como elemento referencial.

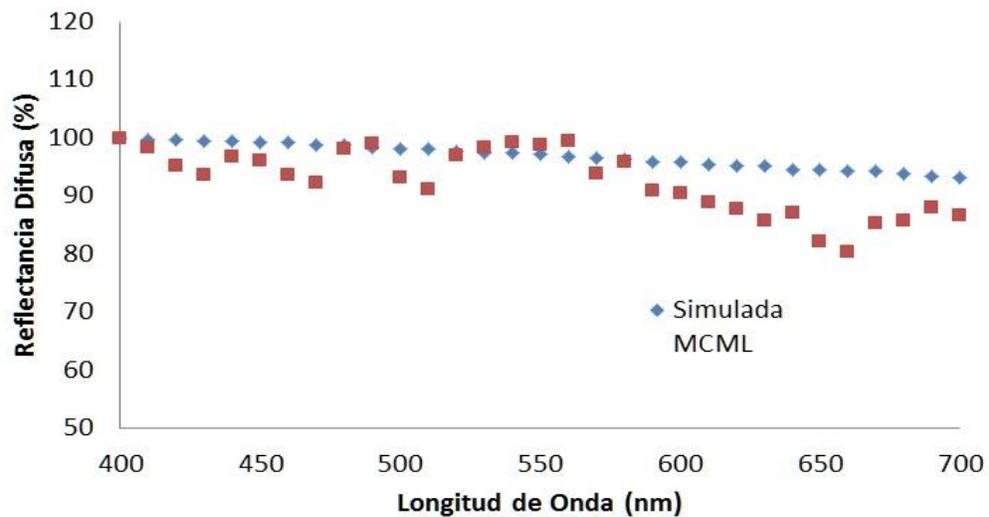


Figura 5.25. Reflectancia simulada versus real para el CO₂

La figura 5.25 muestra la representación azul (diamante) de los datos que indican la reflectancia difusa obtenida mediante la simulación con el algoritmo MCML utilizando la concentración estimada de CO₂ y la representación roja (cuadrada) de los datos que indican la reflectancia real obtenida mediante los metadatos de las imágenes reales de observación satelital. Se observa una correspondencia entre las curvas hasta aproximadamente 600 nm lo que sustenta la validez del método propuesto.

5.8. Método para el usuario

Es posible que a estas alturas nos preguntemos qué se requiere para que un usuario utilice el método propuesto con la finalidad de determinar el constituyente a partir de la imagen satelital, por lo que en adelante se presentan los pasos a seguir (ver figura 5.25).

1. Obtener las imágenes multispectrales satelitales y metadatos respectivos. Es decir, en los metadatos se encuentra la reflectancia difusa real.
2. Filtrar los metadatos.
3. Obtener las curvas espectrales de reflectancia difusa, es decir graficar la reflectancia difusa en función de la longitud de onda.

4. Parametrizar las curvas de reflectancia difusa espectral trigonométricamente y obtener los coeficientes de Fourier.
5. Sustituir los parámetros de Fourier obtenidos en las relaciones matemáticas propuestas para determinar el respectivo constituyente.

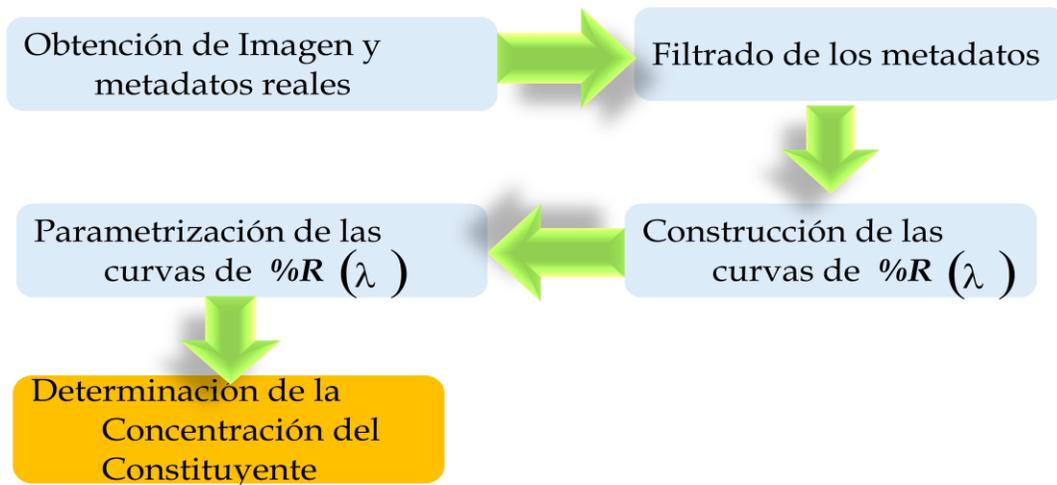


Figura 5.26. Método para el Usuario

CAPÍTULO VI

CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

6.1 Conclusiones

La concentración de constituyentes afecta la propagación de la luz a través de la atmósfera. El problema directo de determinar la concentración de constituyentes se resolvió mediante el método Monte Carlo utilizando el algoritmo MCML adaptado con parámetros de entrada reflejados en el modelo Rafeh-Muñoz (Rafeh de Maddah y Muñoz, 2017) que representa la atmósfera modelada. La simulación permitió la construcción de las curvas de reflectancia difusa con distribución espectral al variar las concentraciones de O_3 , CO_2 , y NO_3 . En efecto, el algoritmo de simulación adaptado propuesto permite obtener curvas de reflectancia difusa simulada con resolución espectral para cada constituyente estudiado.

Sin embargo, la utilidad práctica está en la resolución del problema de forma indirecta, es decir, conociendo la propagación de la luz en la atmósfera determinar la concentración de constituyentes. Las imágenes satelitales contienen la información de la propagación de la luz a través de la atmósfera en tiempo real, representan la luz que interactúa con la atmósfera y la tierra, es decir la luz reflejada. Esta información se logró filtrar a través de la técnica de los componentes principales, se asumió que la información relativa a la atmósfera está contenida en los componentes secundarios y terciarios de la imagen. La información filtrada permitió la construcción de las curvas de reflectancia difusa reales con resolución espectral.

El ajuste trigonométrico es un método efectivo que permite parametrizar tanto las curvas de reflectancia difusa espectrales reales como las simuladas. Más aun, la parametrización trigonométrica permitió la obtención de las relaciones matemáticas

entre los coeficientes de expansión de la serie de Fourier y los parámetros ópticos respectivos para cada constituyente en el caso de las curvas de reflectancia difusa espectrales simulada. Es decir, los coeficientes de la serie de Fourier se convirtieron en referenciales de los constituyentes durante el proceso de recuperación de los parámetros ópticos en la atmósfera porque al menos un coeficiente de Fourier arrojó una clara relación con respecto a la concentración para cada constituyente estudiado.

Con la ayuda de los coeficientes de Fourier provenientes del ajuste de las curvas de reflectancia difusa espectrales reales del satélite se determinó la concentración de CO₂, presentándose un nuevo método para la obtención en tiempo real y de forma continua la concentración de constituyentes atmosféricos en cuanto a crecimiento, decrecimiento o variación de los mismos. La importancia del método presentado es la sensibilidad ante cambios en la concentración de constituyentes, lo que va más allá de la determinación de una concentración exacta.

La imagen satelital permitió comprobar la utilidad del modelo y método propuesto mediante la correspondencia entre los datos obtenidos de las simulaciones y los obtenidos de las imágenes satelitales. Finalmente, la concentración de CO₂ real estimada se introdujo como parámetro de entrada real al simulador. La curva reflectancia difusa espectral obtenida de esta última simulación produjo una curva similar a la real proveniente del satélite al menos hasta 600nm. Por lo tanto, se valida la funcionalidad del algoritmo MCML adaptado utilizado.

6.2 Recomendaciones

- Continuar el estudio y verificar si los constituyentes estimados coinciden con los constituyentes reales en sitio. Esto podría ser comparando los constituyentes estimados con los constituyentes de fuentes puntuales de emisión.
- Realizar la extensión del trabajo para el resto de los componentes atmosféricos de interés.
- Aplicar el estudio en otros medios turbios mediante la sustitución del modelo óptico de entrada al MCML.
- Realizar un mapa de usos y cobertura geográfica que permita calibrar la imagen satelital.
- Realizar convenios entre los entes públicos y privados para fomentar el desarrollo de proyectos que permitan innovar estudios de contaminantes en la atmósfera y poder aportar a la conservación del ambiente.
- Introducir la teledetección y el diagnóstico Óptico avanzado en el Doctorado de Ingeniería área ambiente de la Universidad de Carabobo para proporcionar el conocimiento suficiente a los estudiantes y continuar estudios posteriores en el área de esta investigación.

REFERENCIAS

- Adzievski, K. and Siddiqi, Abul Hasan (2016). *Introduction to Partial Differential Equations for Scientists and Engineers*. CRC Press, 648.
- Afifi, A., Clark, V. A. y May, S. (2004). *Computer aided Multivariate Analysis*. Chapman and Hall CRC, London, New York.
- Agencia Bolivariana para Actividades Espaciales, ABAE (2016). Adquisición de Imágenes del Satélite Miranda. Ministerio del Poder Popular para la Educación, Ciencia y Tecnología. Recuperado de: <http://miranda.abae.gob.ve/index.html>
- Arridge, S. R. (1999). Optical tomography in medical imaging inverse problems. *Phys Med Biol*, (15), 41-93.
- Arridge, S. R. y Hebden, J. C. (1997). Optical imaging in medicine: II. Modeling and reconstruction. *Phys Med Biol*, (42), 841-853.
- Azimipour, M., Baumgartner, R., Liu, Y., Jaques, S. L., Eliceiri, K. y Pashaie, R. (2014). Extraction of optical properties and prediction of light distribution in rat brain tissue, *J. Biomed. Opt.* (19), 7 75001. DOI: 10.1117/1.JBO.19.7.075001.
- Barichello, L. B. , Garcia, R. D. M. , y Siewert, C. E. (1996). The Fourier Decomposition For A Radiative-Transfer Problem With Anasymmetrically Reflecting Ground. *Quant. Spectrosc. Radiar. Transfer*, (56), 363-361.
- Bennett, J.A. (1976). On the power of penetrating into space: the telescopes of William Herschel, *JHA*, (75), 1-5.
- Bostwick, G. J., y KYTE, N. S. (2005). *Measurement Social Work: Research and Evaluation Quantitative and Qualitative Approach*. 7a. ed. Oxford University Press, Inc, New York.
- Brasseur, G. P., Orlando, J.J. y Tyndal, G. S. (1999). *Atmospheric Chemistry and Global Change*, 1ra ed., Oxford University Press, Inc., New York.
- Carramiñana, A. y Porras, A. (2016). Capitulo 2 del Curso de Radiación del postgrado del INAOE. Recuperado de: http://www.inaoep.mx/~alberto/cursos/radiacion_cap2.pdf
- Cengel, Y. (2013). *Introduction to thermodynamics and heat transfer*. 2nd ed., McGrawHill, London.

- Cheong, W. F., Prahl, S. A. y Welch, A. J. (1990). Review of the optical properties of a biological tissues. *IEEE J. of Quan. Elec.*, (26), 2166-2185.
- Collins, T.J. (2007). Image J for microscopy. *BioTechniques*. (43), 1, 25–30. [DOI:10.2144/000112517](https://doi.org/10.2144/000112517).
- Committee on Extension to the Standard Atmosphere, COESA, (1962). *U.S. Standard Atmosphere, 1962*, Government printing office, pp. 278. Washington.
- D'Alembert, J. (1747). Suite des recherches sur la courbe que forme une corde tendue mise en vibration, *Histoire de l'académie royale des sciences et belles lettres de Berlin* ["Investigaciones sobre la curva que una cuerda tensa forma al ser sometida a una vibración"]. 3, 220–249.
- Demsar, U., Harris, P., Brunson, C., Stewart Fotheringham, A. y McLoone, S. (2012). *Annals of Association of American Geographers*, Recuperado de: <http://www.st-andrews.ac.uk/geoinformatics/wp-content/uploads/PCASDAO.pdf>
- Díaz, Ana M. (2005). *Caracterización de los aerosoles atmosféricos y su influencia en los niveles de radiación UV en la región de Canarias*. Universidad de la Laguna. España. Recuperado de: <http://tesis.bbt.ull.es/ccppytec/cp265.pdf>.
- Donoho, D. L. (2000). High dimensional data analysis: The curses and blessings of dimensionality. Keynote address at the conference of The American Mathematical Society. Los Angeles. Recuperado de: <http://www.stat.stanford.edu/donoho/lectures/ams2000-/ams2000.html>
- Dove, M. T., Tucker, M. G., Wells, S. A. y Keen, D. A. (2002). On the light from the sky, its polarization and colour. *EMU Notes in Mineralogy*, (4), chapter 4, 59-82.
- Dym, H. P. y McKean (1972). *Fourier Series and Integrals*. Academic Press, New York.
- Eckhardt, R. (1987). Stan Ulam, John Von Neumann and the Monte Carlo Method. *Los Alamos Science*. Special Ed., 131-143.
- Farrell, T. J. and Patterson, M.S and Wilson, B. (1992). A diffusion theory model of spatially resolved, steady-state diffuse reflectance for the noninvasive determination of tissue optical properties in vivo *Med. Phys.* (16), 26-31.
- Farwerda, H. A. Groenhuis, R. A. J. y Bosch, J. J. T. (1983). Scattering and absorption of turbid materials determined from reflection measurements. 1: theory. *Appl. Opt.*, (22), 2446-2456.

- Fisher, S., Perkins, A., Walker and E. Wolfart (2003). *Multi Spectral Images*. Recuperado de: <http://homepages.inf.ed.ac.uk/rbf/HIPR2/mulimage.htm>.
- Fodor, I. K. (2002). A survey of dimension reduction techniques. LLNL Technical report, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, C.A. Recuperado de: <https://computation.llnl.gov/casc/sapphire/pubs/148494.pdf>.
- Fourier, Par M. (1822). *Theorie Analytique de la Chaleu*. Chez firmin Didot, Pere et fils. Paris.
- Gaceta Oficial de la Republica Bolivariana de Venezuela (1995). Decreto N 638. Recuperado de: <http://www.slideshare.net/luisamoromp/decreto-n-638-aire>.
- García Cabrera, R. D. (2009). Análisis de la capacidad de los modelos de Transferencia Radiativa para la Calibración de los radiómetros: Aplicación al radiómetro nilu-uv. España. Recuperado de: <http://izana.aemet.es/publications/NT4.pdf>
- Gómez, Jaime (1999). Propagacion de la Ilum en medis terbols. *Revista de Física*, (20), 7, 7973-7993.
- González Trujillo, J. y Pérez Cortés (2008). Simulación del esparcimiento de la luz en medios biológicos mediante el método Monte Carlo. *Ingeniería*, (12), 2, 57-65.
- Goodoy R. M. y Yung, Y. L. (1995). *Atmospheric Radiation: Theoretical Basis*, Oxford University Press, New York.
- Hallacoglu, B., Sassaroli, A. and Fantini, S. (2013). Optical Characterization of Two-Layered turbid Media for Non-Invasive, Absolute Oximetry in Cerebral and Extracerebral Tissue. *PLoS ONE*, (8), 5.
- Hara, Y, Nishizawa T, Sugimoto, N., Matsui, I., Xiaole, P., Kobayashi, O. and K, Uno, I. (2017). Optical Properties of Mixed Aerosol layers over Japan derived with multi-wavelength Mie-Raman lidar system. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, (188), 20-27. DOI: [10.1016/j.jqsrt.2016.06.038](https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2016.06.038)
- Hernández, Roberto, Fernandez, Carlos y Baptista, Pilar (2012). *Metodología de la Investigación*, 5ta ed., Mc Graw Hill Interamericana, México.
- Hesthaven, Jan S.; Gottlieb, Sigal y Gottlieb, David. (2007). *Spectral Methods for Time-Dependent Problems*. Cambridge University Press, London.
- Hewitt, Paul. (1996). *Física Conceptual*. Trillas, México.

- Hull, E. L. y Foster, T. H. (2001). Foster steady-state reflectance spectroscopy in the p-3 approximation *J. Opt. Soc. Am. A*, (18), 1034-1046.
- Ishimaru, A. (1978). *Wave Propagation and Scattering in Random Media*, Academic Press, New York.
- Ishimaru, A. (1997). *Wave Propagation and Scattering in Random Media*, Volume I: Single scattering and transport theory; Volume II: Multiple scattering, turbulence, rough surfaces and remote sensing, 572 pages, Academic Press, New York, 1978. (Translated into Russian, 1981 and Chinese, 1986.) IEEE Press-Oxford University Press Classic Reissue, 1997.
- Iwabuchi, H. (2005). Efficient Monte Carlo Methods for Radiative Transfer Modeling. *Journal of the Atmospheric Sciences*, (63), 2324-2339.
- Keller-Rudek, H., Moortgat, G. K., Sander, R., and Sörensen, R. (2013). The MPI-Mainz UV/VIS Spectral Atlas of Gaseous Molecules of Atmospheric Interest, *Earth Syst. Sci. Data*, (5), 365-373, doi:10.5194/essd-5-365-373. Recuperado de: http://satellite.mpic.de/spectral_atlas.
- Kondratyev, K. Ya. (1969). *Radiation in the Atmosphere*, Academic Press, New York, San Francisco, London.
- Magennis, T. (2012). Managing Software Development Risk using Modeling and Monte Carlo Simulation. *Proceedings Lean Software and Systems Conference 2012*, 32-52, Boston. Recuperado de: <http://leanssc.org/files/2012-LSSC-Proceedings.pdf>.
- Meglinski, I.V. y Matcher, S. J. (2003). Computer simulation of the skin reflectance spectra. *Computer Methods and Programs in Biomedicine*, (70), 179-186.
- Mie, G. (1908). Beitrge zur Optik trber Medien, speziell kolloidaler Metallungen Leipzig *Ann. Phys*, (330), 377-445.
- Miller, F. P., Vandome, A. F. and McBrewster, J. (2009). *Beer Lambert Law*. VDM Publishing, 154.
- Morales Cruzado, B., Prahl, S. A., Delgado Atencio, J. A., and Vazquez y Montiel (2011). Validation of a new algorithm for the recovery of optical properties from turbid samples: GA-MCML against IAD program. *Proc. SPIE 8011*, 22nd Congress of the International Commission for Optics: Light for the Development of the World, 80118O (November 02, 2011).
- Muñoz, A. Vázquez y Montiel S. (2012). Retrieving the optical parameters of biological tissues using diffuse reflectance spectroscopy and Fourier series expansions I. Theory

and application. *Biomedical Optics Express*. 3(10), 2395-404. DOI: 10.1364/BOE.3.002395

National Aeronautics and Space Administration, NASA (1976). *U.S. Atmosphere Standard, 1976*, United States Air Force, 241. Washington, D.C.

Oregon Medical Laser Center (2012). Monte Carlo Simulations. Recuperado de: <http://omlc.ogi.edu/software/mc>.

Orozco, E. E., Iruretaguyena, G., Vázquez y Montiel, S. Delgado-Atencio J., Ramos, J. y Gutierrez, F. (2010). Métodos de clasificación para identificar lesiones en piel a partir de espectros de reflexión difusa. *Revista Ingeniería Biomédica*. (4), 34-40.

Palella, S. S. y Martins, P. F. (2013). *Metodología de la Investigación Cuantitativa*. 3ra. Ed. FEDUPEL., Caracas. p.39

Parreño, María Alejandra (2014). Desviación de los rayos solares a través de la atmósfera. Recuperado de: http://users.df.uba.ar/gsolovey/fisica2/practicas_especiales.htm

Peters V.G., Wyman D.R., Patterson, M.S. y Frank, G.L. (1990). Optical properties of normal and diseased human breast tissues in the visible and near infrared. *PhysMed Biol*. (35), 1317-1334.

Picazo, Mario (2015). Cómo y dónde medimos el CO2 de nuestra atmósfera. El tiempo.es, España.

Ping, Y., Bi, L., Baum, B. A., Liou, K., Kattawar, G., Mishchenko, M. I. and Cole, B. (2013). Spectrally Consistent Scattering, Absorption, and Polarization Properties of Atmospheric Ice Crystals at Wavelengths from 0.2 to 100 micrometer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, (70), 1, 330-347. Recuperado de: <http://dx.doi.org/10.1175/JAS-D-12-039.1>.

Pinilla, Carlos (2005). Interacción de la Radiación con la Atmósfera. Universidad de Jaen, Departamento de Ingeniería Cartográfica, España. Recuperado de: <http://www.ujaen.es/huesped/pidoceps/tel/archivos/4.pdf>

Prahl, S. A.; Keijzer, M.; Jacques, S. L. y Welch, A. J. (1990). Review of the optical properties of a biological tissues. *IEEE J. of Quan. Elec.*, (26), 2166-2185.

Prahl, S. A., Keijzer, M., Jacques, S.L. y Welch, A. J. (1989). SPIE Proceedings of Dosimetry of Laser Radiation in Medicine and Biology *A Monte Carlo Model of Light Propagation*.

- Prahl, S. A., Van Gemert, M. J. C. y Ashley, A. J. (1993). Determining the optical properties of turbid media by using the adding-doubling method. *Journal of Bio-medical Optics*, (32), 559-568
- Premuda, M. (2011). *Monte Carlo Simulation of Radiative transfer in Atmospheric Environments for Problems Arising from Remote Sensing Measurements*, Chapter 6 of the book *Applications of Monte Carlo Method in Science and Engineering*. Intech, Shaul Mordechai, ISBN 978-953-307-691-1, Bologna, Italy.
- Premuda, M., Palazzi, E., Ravegnani, F., Bortoli, D., Masieri, S. and Giovanelli, G. (2012). MOCRA: a Monte Carlo code for the simulation of radiative transfer in the atmosphere. *Optics Express*, (20), 7, 7973-7993.
- Prieto, J. F. y Velazco, J. (2011). Modelos de Refracción Astronómica. Recuperado de: <http://oa.upm.es/13826/1/RefraccionAstronomicaParaTopografia.pdf>
- Qin, J. y Lu, R. (2009). Monte Carlo simulation for Quantification of light Transport Features in Apples. *Computer and Electronics in Agriculture*, (68), 44-51
- Qiu, L., Gou, L., Itzkan, I., Hanlon, E. B., Vitkin, E., Turzhitsky, V. y Perelman, L. T. (2011) Photon diffusion near the point of entry in anisotropically scattering turbid media. *Nat. Common.*, (2), 127-135.
- Rafeh de Maddah, S. and Muñoz, A. (2014). Algoritmo Monte Carlo Multicapas modificado para la simulación de la luz difusa en la atmósfera. *Revista Ingeniería UC*. (21), 17-15. Recuperado de: <http://servicio.bc.uc.edu.ve/ingenieria/revista/v21n1/art01.pdf>
- Rafeh de Maddah, S. and Muñoz, A. (2017). The Retrieval of Ozone's absorption coefficient in the Stratosphere. *Revista Mexicana de Física*. (63), 3, 238-243. Mexico. Recuperado de: http://rmf.smf.mx/pdf/rmf/63/3/63_3_238.pdf
- Rayleigh, J.W.S. (1971). On the light from the sky, its polarization and colour *Philos.Mag.* (61), 107-120.
- Rodríguez, M., Castro, J., Vázquez y Montiel, S. y Delgado, J. (2010). Algoritmo de extracción de las propiedades ópticas a partir de la medición de la reflexión difusa resuelta espacialmente, *Rev. Cub. Física* (27), No. 1, 59-62.
- Rodríguez, Y., Ochoa, N. y Pineda, M. (2007). *La Experiencia de Investigar*. 3ra ed. Direccion de Medios y Publicaciones UC, Valencia, Venezuela.
- Saidi, I., Jacques, S. y Tittel F. (1995). Mie and Rayleigh modeling of visible-light scattering in neonatal skin, *Appl Opt.* (34), 7410-7418

- Schlatter, Thomas W. (2009). *Atmospheric Composition and Vertical Structure*, National Oceanic and Atmospheric Administration, NOAA and Earth System Research Laboratory. Boulder, CA, U.S.A.
- Schneider, C.A. Rasband, W.S., Eliceiri, K.W. (2012). NIH Image to ImageJ: 25 years of image analysis. *Nat.Methods*, (9), 7, 671–675. DOI:[10.1038/nmeth.2089](https://doi.org/10.1038/nmeth.2089).
- Sears, F.; Zemansky, M., Young, H., Freedman, R. (2005). *Física Universitaria con Física Moderna*, Volumen 2, Undécima edición. Pearson Educación, México.
- Shen, J., Li, Y and He, J.. (2016). On the Kubleka-Munk absorption coefficient, *J. Dyes and Pigments* (127), 187-188.
- Timofeyev, Y. M. y Vassilev, A. V. (2008). *Fundamentals of Atmospheric Optics*, Cambridge International Science Publishing, Cambridge, U.K.
- Torres, M., Saravia, L. y Piacentini, R. (2001). *Modelización de la radiación solar UV: Aplicación y testeo del TUV. Avances en Energías Renovables y Medio Ambiente*, (5), Recuperado de: <http://www.cricyt.edu.ar/asades/modulos/averma/trabajos/2001/2001-t011-a007.pdf>
- Tuchin, V. (2007). *Tissue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis*, SPIE, Bellingham.
- Van de Hulst, H.C. (1957). *Light Scattering by Small Particles*, John Wiley & Sons, New York, EE.UU.
- Vidden, G. y Sun, W. (2017). Advances in atmospheric light scattering theory and remote-sensing techniques. *Journal of Quantative Spectroscopy & Radiative Transfer*. (188), 1-2.
- Wang, L-H y Jacques, S.L. (1993). Hybrid model of Monte Carlo simulation and diffusion theory for light reflectance by turbid media *J. Opt. Soc. Am. A*, (10), 1746-1752.
- Weinberg, S. (2003). Four Golden Lessons. *Nature*. (426),389. Recuperado de: <http://www.nature.com/nature/journal/v426/n6965/pdf/426389a.pdf>
- Xu, M. (2016). Diagnosis of the phase function of random media from light reflectance. *Sci. Rep.* **6**, 22535; doi: 10.1038/srep22535
- Yang, L. y Miklavcic, S.J. (2005). Revised Kubelka-Munk theory. III. A general theory of light propagation in scattering and absorptive media. *J. Opt. Soc. Am.A*, (22), 826-834.

Yiu, P. (1999). *The Elementary Mathematical Works of Leonhard Euler (1707 – 1783)*. Department of Mathematics Florida Atlantic University. Recuperado de: <http://math.fau.edu/Yiu/eulernotes99.pdf>

Zhao, X. and She, H. (2016). A diffusion approximation for ocean wave scatterings by randomly distributed ice floes, *Ocean Modeling*, (107) 21-27.

Zhao, X. and She, H. (2016). A diffusion approximation for ocean wave scatterings by randomly distributed ice floes, *Ocean Modeling*, (107) 21-27.

ANEXO A

TRABAJOS DIRIGIDOS PUBLICADOS

Congreso nacional

Rafeh de Maddah, S. y Muñoz, A. (2013). *Adaptación del Algoritmo Monte Carlo Multicapas (MCML) para la simulación de la luz difusa en la atmósfera mediante aplicaciones satelitales*. Presentado en VIII Congreso Nacional y II Congreso Internacional de Investigación. Venezuela.

Artículo nacional

Rafeh de Maddah, S. y Muñoz, A. (2014). Algoritmo Monte Carlo multicapas modificado para la simulación de la luz difusa en la atmósfera. *Revista Ingeniería UC*, 21, 1,7-15. Puede ser visto: <http://servicio.bc.uc.edu.ve/ingenieria/revista/v21n1/art01.pdf>

Ponencia nacional

Rafeh de Maddah, S. y Muñoz, A. (2014). Algoritmo Monte Carlo multicapas modificado para la simulación de la luz difusa en la atmósfera. Presentado en Caracas, Venezuela.

Pasantía

Centro de Investigaciones Médicas y Biotecnológicas de la Universidad de Carabobo, CIMBUC. (2015). Análisis de Imágenes Multiespectrales. CIMBUC.

Congreso Internacional. Ponencia Internacional

Rafeh de Maddah, S. y Muñoz, A. (2015). *Simulación de la Reflectancia Difusa en medios Turbios mediante MCML: Atmosfera terrestre versus Piel Humana*. Decima cuarta conferencia iberoamericana en Sistemas, Cibernética y Automática, CISCI, 2015. Presentado y Co-Chair de la sesión de Estudio de Casos, Ingeniería, Innovación Tecnológica y Consultoría. Orlando, USA. Puede ser visto: <http://www.iiis.org/cochairs.asp?year=2015>

Artículo internacional

Rafeh de Maddah, Semia y Muñoz, Aarón (2016). The Retrieval of Ozone's absorption Coefficient in the Stratosphere *Revista Mexicana de Física*, 21, 1,7-15. México. Puede ser visto http://rmf.smf.mx/pdf/rmf/63/3/63_3_238.pdf

ANEXO B

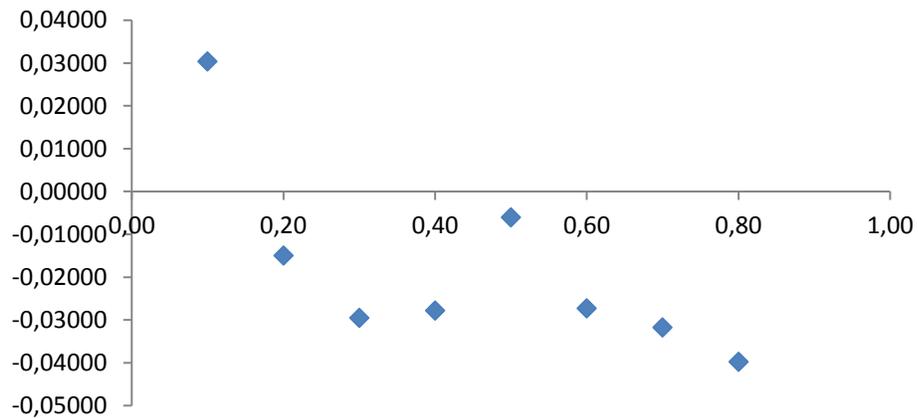
RESULTADOS NO DISTINGUIBLES DE LA PARAMETRIZACIÓN

CASO CO₂

Se presentan las graficas de los coeficientes de Fourier respecto de la concentración de Dióxido de Carbono en los casos donde no se presento una distribución distinguible entre los mismos.

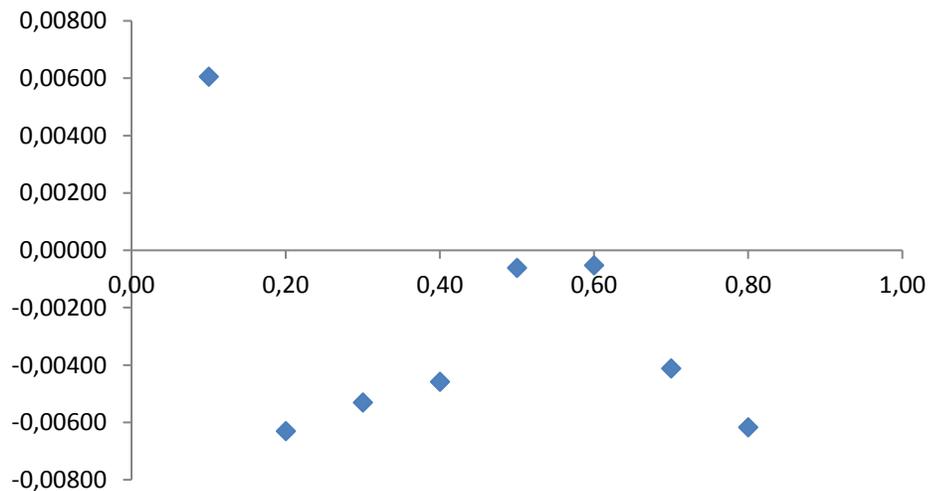
Coefficiente a_1

Coefficiente de Fourier, a_1 versus Concentracion de CO₂



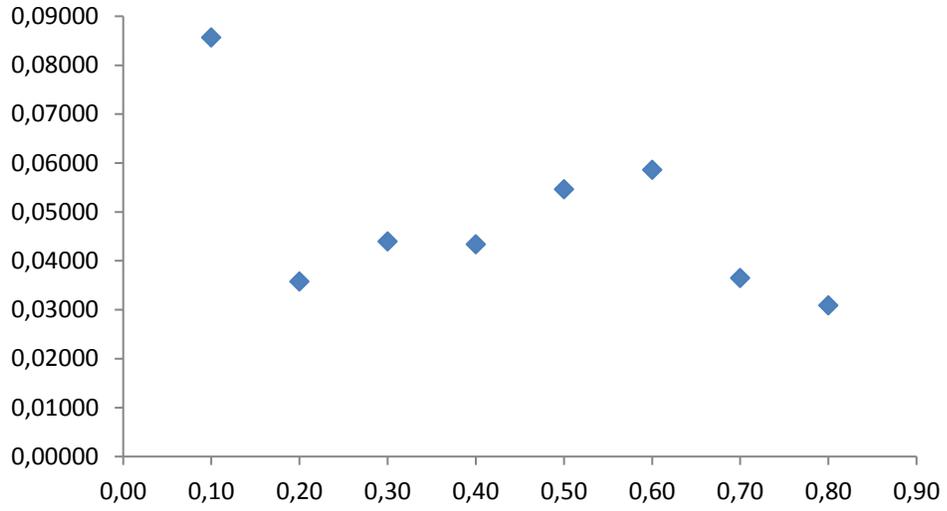
Coefficiente a_2

Coefficiente de Fourier, a_2 versus Concentracion de CO₂



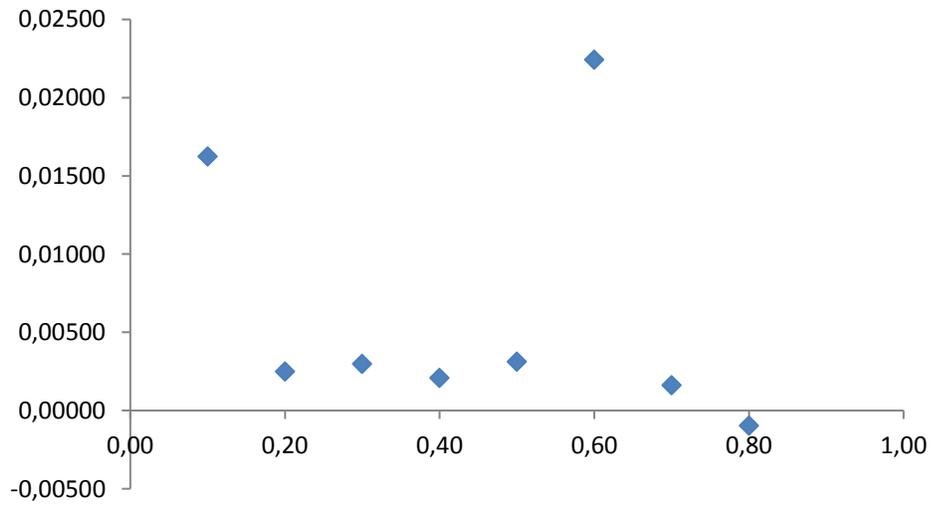
Coefficiente b_1

Coefficiente de Fourier, b_1 versus Concentracion de CO_2



Coefficiente b_2

Coefficiente de Fourier, b_2 versus Concentracion de CO_2

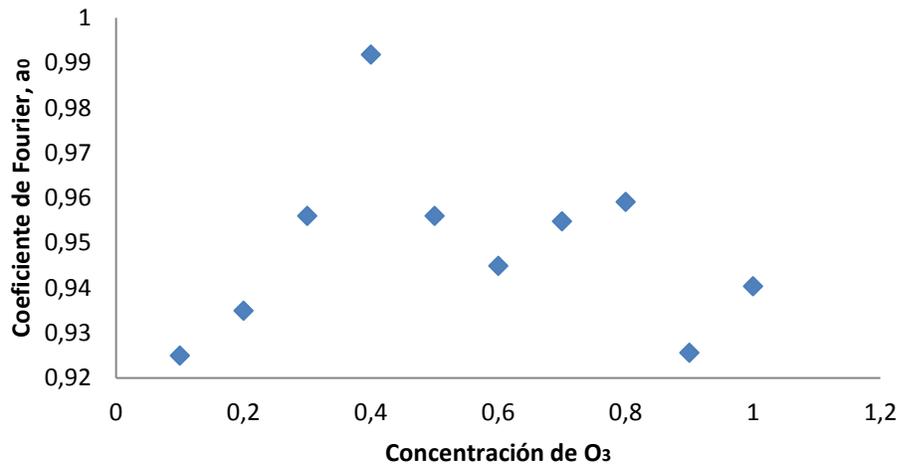


CASO 03

Se presentan las graficas de los coeficientes de Fourier respecto de la concentración de Ozono en los casos donde no se presentó una distribución distinguible entre los mismos.

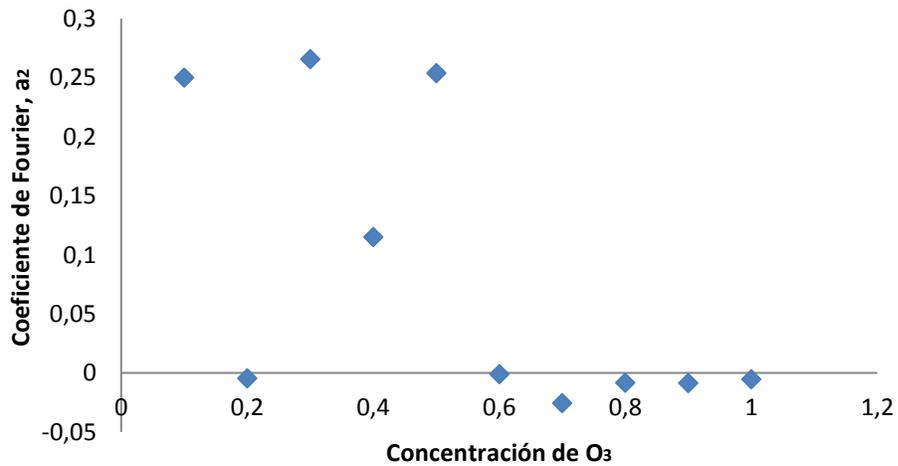
Coefficiente a_0

Coefficiente de Fourier, a_0 versus Concentración de O_3



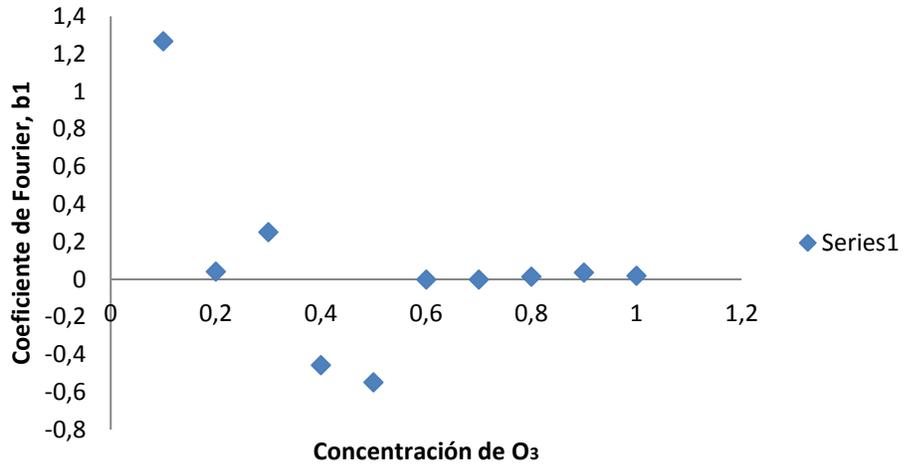
Coefficiente a_2

Coefficiente de Fourier, a_2 versus O_3



Coefficiente b1

Coefficiente de Fourier, b1 versus Concentracion de O3



Coefficiente b2

Coefficientes Fourier, b2 versus Concentracion de O3

