



ESCUELA SUPERIOR POLITÉCNICA DE CHIMBORAZO

FACULTAD DE CIENCIAS

CARRERA FÍSICA

**ESTUDIO DE LA VARIACIÓN DE LA DINÁMICA
ATMOSFÉRICA CON ALTURA EN LA PROVINCIA DE
CHIMBORAZO**

Trabajo de Titulación

Tipo: Proyecto de Investigación

Presentado para optar al grado académico de:

FÍSICO

AUTOR: OMAR DAVID MINDA LUNA

DIRECTOR: Dr. ARQUÍMEDES XAVIER HARO VELASTEGUÍ

Riobamba – Ecuador

2021

©2021, Omar David Minda Luna

Se autoriza la reproducción total o parcial, con fines académicos por cualquier medio o procedimiento, incluyendo la cita bibliográfica del documento, siempre y cuando se reconozca el Derecho de Autor.

Yo, OMAR DAVID MINDA LUNA, declaro que el trabajo aquí descrito es de mi autoría y los resultados del mismo son auténticos. Los textos en el documento que provienen de otras fuentes están debidamente citados y referenciados.

Como autor asumo la responsabilidad legal y académica de los contenidos de este trabajo de titulación. El patrimonio intelectual pertenece a la Escuela Superior Politécnica de Chimborazo.

Riobamba, 08 de diciembre del 2021



Omar David Minda Luna

172500224-8

ESCUELA SUPERIOR POLITÉCNICA DE CHIMBORAZO
FACULTAD DE CIENCIAS
CARRERA FÍSICA

El Tribunal del Trabajo de Integración Curricular certifica que: El trabajo de Integración Curricular, Tipo: Proyecto de Investigación, **ESTUDIO DE LA VARIACIÓN DE LA DINÁMICA ATMOSFÉRICA CON ALTURA EN LA PROVINCIA DE CHIMBORAZO**, realizado por el señor: **OMAR DAVID MINDA LUNA**, ha sido minuciosamente revisado por los Miembros del Tribunal del Trabajo de Integración Curricular, el mismo que cumple con los requisitos científicos, técnicos, legales, en tal virtud el Tribunal Autoriza su presentación.

	FIRMA	FECHA
Biof. Rosa Maricela Ormaza Hugo, MsC. PRESIDENTE DEL TRIBUNAL	 Firmado electrónicamente por: ROSA MARICELA ORMAZA HUGO	2021-12-08
Dr. Arquímides Xavier Haro Veltasteguí DIRECTOR DEL TRABAJO DE INTEGRACIÓN CURRICULAR	ARQUIMIDES XAVIER HARO VELASTEGUI Firmado digitalmente por ARQUIMIDES XAVIER HARO VELASTEGUI Fecha: 2021.12.14 12:22:29 -05'00'	2021-12-08
Dr. Celso Guillermo Recalde Moreno MIEMBRO DEL TRIBUNAL	CELSO GUILLERMO RECALDE MORENO Firmado digitalmente por CELSO GUILLERMO RECALDE MORENO Fecha: 2021.12.14 22:16:57 -05'00'	2021-12-08

DEDICATORIA

El presente Trabajo de Titulación se lo dedico a mis padres Joselo y Zonia, a mis tíos Herman y Anita quienes supieron ser pilares fundamentales en toda mi trayectoria universitaria, apoyándome hasta el último minuto en este camino de perseguir mis sueños, a ellos mi eterna gratitud.

Omar

AGRADECIMIENTO

Agradezco a mis tíos por acogerme en su hogar durante toda mi carrera universitaria, sus consejos de vida y demás apoyo siempre los llevare en mi corazón.

A mis padres por apoyarme al momento de dejar el hogar para conseguir un título universitario y mis sueños con ello.

A mi amiga Barbara por aconsejarme y apoyarme en los momentos más difíciles de la vida universitaria, por todos los momentos compartidos que quedaron grabados en mi mente y en mi corazón.

Omar

TABLA DE CONTENIDO

ÍNDICE DE TABLAS.....	viii
ÍNDICE DE FIGURAS.....	ix
ÍNDICE DE GRÁFICOS.....	xi
ÍNDICE DE ANEXOS	x
ÍNDICE DE ABREVIATURAS.....	xi
RESUMEN.....	xii
SUMMARY/ABSTRACT.....	xiii
INTRODUCCIÓN.....	1

CAPÍTULO I

1. MARCO TEÓRICO	5
1.1. Capas atmosféricas.....	5
1.1.1. <i>Tropósfera</i>	5
1.1.2. <i>Estratosfera</i>	5
1.1.3. <i>Mesosfera</i>	5
1.1.4. <i>Heterosfera</i>	6
1.1.5. <i>Capa límite atmosférica (CLA)</i>	7
1.2. Dinámica Atmosférica.....	7
1.2.1. <i>Deducción de las ecuaciones de movimiento</i>	9
1.3. Leyes de conservación de la Hidrodinámica clásica.....	15
1.4. Ecuaciones de campo	17
1.5. Ecuaciones de Navier – Stokes	17
1.6. Fluidos Turbulentos	18
1.7. Ecuaciones RANS.....	19
1.8. Modelado numérico para flujos atmosféricos.....	20
1.9. Aproximaciones del flujo turbulento en la CLA	21

CAPÍTULO II

2. MARCO METODOLÓGICO.....	25
2.1. Flujos térmicos.....	25
2.1.1. <i>Balance de energía superficial</i>	25

2.1.2.	<i>Método de Monin – Obukhov</i>	26
2.1.3.	<i>Estimación del parámetro de rugosidad z0</i>	26
2.2.	Estabilidad Atmosférica	27
2.3.	Hipótesis e identificación de las variables	29
2.3.1.	<i>Hipótesis</i>	29
2.3.2.	<i>Demostración de la Hipótesis</i>	30
2.3.3.	<i>Identificación de las variables</i>	30
2.4.	Tipo y diseño de la investigación	30
2.4.1.	<i>Tipo de investigación</i>	30
2.4.2.	<i>Diseño de la investigación</i>	31

CAPÍTULO III

3.	ANÁLISIS E INTERPRETACIÓN DE LOS RESULTADOS	33
3.1.	Resultados del tratamiento de los datos meteorológicos en MATLAB	33
3.1.1.	Longitud de Obukhov de los meses de enero a julio del 2021	33
3.2.	Análisis de varianza de la Longitud de Obukhov	38

CONCLUSIONES.....45

RECOMENDACIONES.....44

GLOSARIO

BIBLIOGRAFÍA

ANEXOS

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla 1 - 2: Clasificación del terreno por Wieringa para un z_0 efectivo.....	27
Tabla 2 - 2: Clasificación para la estabilidad atmosférica según la longitud de Monin-Obukhov	29
Tabla 1 - 3: Análisis de varianza para el mes de enero.....	38
Tabla 2 - 3: Análisis de varianza para el mes de febrero.....	38
Tabla 3 - 3: Análisis de varianza para el mes de marzo.....	38
Tabla 4 - 3: Análisis de varianza para el mes de abril.....	39
Tabla 5 - 3: Análisis de varianza para el mes de mayo.....	40
Tabla 6 - 3: Análisis de varianza para el mes de junio.....	40
Tabla 7 - 3: Análisis de varianza para el mes de julio.....	40

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1 - 1. Estructura de la atmósfera	7
Figura 2 - 1. Descomposición para las variables de flujo debido a turbulencia.....	19

ÍNDICE DE GRÁFICOS

Gráfico 1 - 1.	Perfil de temperatura de las diferentes capas atmosféricas.....	6
Gráfico 2 - 1.	Desplazamiento del plano cero y la altura de la vegetación	23
Gráfico 1 - 3.	Longitud de Obukhov mes de enero	33
Gráfico 2 - 3.	Longitud de Obukhov mes de febrero	33
Gráfico 3 - 3.	Longitud de Obukhov mes de marzo	333
Gráfico 4 - 3.	Longitud de Obukhov mes de abril.....	35
Gráfico 5 - 3.	Longitud de Obukhov mes de mayo	36
Gráfico 6 - 3.	Longitud de Obukhov mes de junio.....	37
Gráfico 7 - 3.	Longitud de Obukhov mes de julio.....	38

ÍNDICE DE ANEXOS

ANEXO A: CÓDIGO EN R DE RELLENO PARA DATOS METEOROLÓGICOS
FALTANTES

ANEXO B: CÓDIGO EN MATLAB PARA TRATAMIENTO DE DATOS
METEOROLÓGICOS

ÍNDICE DE ABREVIATURAS

GEAA	Grupo de Energías Alternativas y Ambiente
m.s.n.m	metros sobre el nivel del mar
CLA	Capa límite atmosférica
RANS	Reynolds Average of Navier Stokes equations
ESPOCH	Escuela Superior Politécnica de Chimborazo

RESUMEN

El objetivo de este trabajo fue estudiar la variabilidad en la dinámica atmosférica en la provincia de Chimborazo debido a su compleja distribución topográfica aplicando el modelo de Monin – Obukhov obtenido del sistema de ecuaciones no lineales de Navier – Stokes. Para ello se procedió a acceder a la base de datos meteorológicos del grupo de energías alternativas y ambiente (GEAA), obteniendo las variables como la velocidad del viento, temperatura, humedad, presión y radiación solar de cuatro diferentes alturas a lo largo de la provincia. La variabilidad en la dinámica atmosférica está caracterizada por los diferentes flujos termodinámicos presentes en el medio en forma de flujo de calor sensible, flujo cinemático de calor desde el suelo al aire, radiación neta y nubosidad. Dichos valores fueron obtenidos mediante el tratamiento de datos realizado en MATLAB tomando en cuenta el parámetro de rugosidad del suelo (z_0) para cada estación escogida en el orden de menor altura sobre el nivel del mar hasta de mayor altura, para Cumandá debido a su ubicación boscosa, en Multitud y Urbina por su ubicación tipo cordillera y para ESPOCH por su localización en medio de edificios y urbanización. La longitud de Monin – Obukhov obtenida nos servirá como parámetro para conocer la inestabilidad o estabilidad en la dinámica atmosférica que se presenta a diferentes alturas en el periodo de tiempo comprendido desde enero a julio del 2021. Obteniendo como resultados que en las estaciones de Cumandá y Multitud las condiciones atmosféricas tienden a tener un comportamiento extremadamente estable, para ESPOCH y Urbina las condiciones tienden a tener un comportamiento similar a ciertas horas del día variando entre extremadamente estables en la noche y extremadamente inestables para él día. Se recomienda hacer un estudio continuo de la variabilidad en la dinámica atmosférica para poder hacer predicciones climáticas del futuro cercano.

Palabras clave: <FÍSICA>, <DINÁMICA ATMOSFÉRICA>, <MONIN - OBUKHOV>, <FLUJOS TERMODINÁMICOS>, <RUGOSIDAD>, <CHIMBORAZO (PROVINCIA)>.

LEONARDO
FABIO
MEDINA
NUSTE

Firmado digitalmente por
LEONARDO FABIO MEDINA NUSTE
Nombre de reconocimiento (DN):
c=EC, o=BANCO CENTRAL DEL
ECUADOR, ou=ENTIDAD DE
CERTIFICACION DE INFORMACION-
ECIBCE, l=QUITO,
serialNumber=0000621485,
cn=LEONARDO FABIO MEDINA
NUSTE
Fecha: 2022.01.04 11:46:09 -05'00'



0010-DBRA-UTP-2022

SUMMARY

The aim of this work was to study the variability in the atmospheric dynamics in the province of Chimborazo due to its complex topographic distribution by applying the Monin - Obukhov model obtained from the Navier - Stokes system of non-linear equations. To do so, we proceeded to access the meteorological database of the alternative energy and environment group (GEAA), obtaining variables such as wind speed, temperature, humidity, pressure, and solar radiation from four different altitudes throughout the province. The variability in atmospheric dynamics is characterised by the different thermodynamic fluxes present in the environment in the form of sensible heat flux, kinematic heat flux from the ground to the air, net radiation, and cloudiness. These values were obtained through data processing in MATLAB considering the ground roughness parameter (z_0) for each station chosen in the order of lowest altitude above sea level to highest altitude, for Cumandá due to its forested location, in Multitud and Urbina for its mountain type location and for ESPOCH for its location in the middle of buildings and urbanisation. The Monin-Obukhov longitude obtained will serve as a parameter to determine the instability or stability of the atmospheric dynamics at different altitudes in the period from January to July 2021. The results show that at the Cumandá and Multitud stations the atmospheric conditions tend to be extremely stable, while at ESPOCH and Urbina the conditions tend to be similar at certain times of the day, varying between extremely stable at night and extremely unstable during the day. A continuous study of the variability in atmospheric dynamics is recommended to make climate predictions for the near future.

Keywords: <PHYSICS>, <ATMOSPHERIC DYNAMICS>, <MONIN - OBUKHOV>, <THERMODYNAMIC FLUXES>, <ROUGHNESS>, <CHIMBORAZO (PROVINCE)>.

CARMITA
EULALIA ROJAS
CASTRO



Digitally signed by
CARMITA EULALIA
ROJAS CASTRO
Date: 2022.01.10
22:02:03 -05'00'

INTRODUCCIÓN

La atmósfera es un fluido indispensable para la vida, está conformada de una mezcla de partículas sólidas y líquidas repartidas en diferentes niveles y porcentajes, el cual conocemos hoy como la mezcla de 78% N_2 , 21% O_2 y 1% de elementos gaseosos como: el vapor de agua presente en la atmósfera que actúa en la transportación de calor debido a su elevada absorción de radiación de onda larga.

Debido a la transportación de calor por vapor de agua presente en la troposfera, la dinámica atmosférica exhibe dificultad al momento de describirla por modelos matemáticos clásicos, ya que las interacciones a nivel molecular impulsan reacciones en cadena que provocan un mayor intercambio energético dando como resultado una dinámica caótica o turbulenta, siendo descrita por las ecuaciones de Navier-Stokes con expansiones de Reynolds. El conjunto de ecuaciones se encuentra deducidas en el capítulo I con una mayor explicación de su comportamiento y el sistema que logran describir. Además, se hablará concretamente del método de Monin – Obukhov que nos ayuda a conocer la altura a la cual la dinámica atmosférica encuentra su nivel de estabilidad o inestabilidad y las consideraciones que deben tomarse para su cálculo en las diferentes zonas de la provincia de Chimborazo.

En el capítulo II, se hará una descripción detallada de los flujos térmicos que ocurren en la atmósfera, el balance energético y los tipos de estabilidad o inestabilidad en referencia a la longitud de Obukhov.

El capítulo III presenta los resultados obtenidos del análisis de los datos meteorológicos del grupo de energías alternativas y ambiente (GEAA), describiendo de esa manera las condiciones atmosféricas a la cual estuvo sometida la provincia de Chimborazo durante un periodo determinado de tiempo constituido por los meses de enero a julio del año 2021.

Identificación del problema

El estudio de la dinámica atmosférica presenta cierto nivel de dificultad al momento de caracterizarlo debido a las diferentes fluctuaciones en el comportamiento de las capas atmosféricas que derivan en cambios importantes en su dinámica, que pueden ser estudiados mediante modelos turbulentos descritos por las ecuaciones de Navier – Stokes y posibles ecuaciones de temperatura (Mora, 2017, p.68).

La variable de la temperatura como se conoce es una medida de la energía cinética de las partículas, por lo cual, a mayor temperatura va a existir una mayor interacción entre las partículas que componen el aire, aumentado así, su nivel caótico o de turbulencia, lo que implicaría un comportamiento difícil de modelar mediante modelos cinéticos ordinarios (Velasteguí et al. 2018), razón por la cual, utilizando modelados matemáticos como el de Van Ulden y Hostlag, se busca la determinación de los flujos térmicos de calor y con los datos meteorológicos tomados de las estaciones del grupo GEAA (Grupo de Energías Alternativas y Ambiente), se espera obtener un modelo de la dinámica atmosférica en la provincia de Chimborazo para futuras predicciones meteorológicas.

Se escogió la provincia de Chimborazo debido a que su altura varía entre 3900 metros sobre el nivel del mar, caracterizado por su ubicación con un relieve irregular montañoso, lo que permite el uso de ecuaciones de flujo turbulento para caracterizar su dinámica atmosférica y establecer su variación con la altura, para lo cual, la hipótesis de similitud propuesta por Monin y Obukhov en 1954 ayuda a determinar la estabilidad atmosférica en la capa límite superficial.

Justificación del problema

La importancia de este estudio radica en las diferentes perturbaciones existentes en la dinámica atmosférica, el uso del modelo de Monin – Obukhov en la provincia de Chimborazo permitirá conocer a que altura se alcanza la estabilidad atmosférica, determinando así los cambios en los parámetros meteorológicos como: la velocidad del viento, temperatura, radiación solar, humedad y presión que generan que la estabilidad alcanzada se pierda o continúe en la provincia. No se han desarrollado estudios previos debido a la ubicación montañosa, por lo cual, es necesario un estudio minucioso de los parámetros meteorológicos que puedan cambiar la dinámica para obtener modelos descriptivos de las condiciones para así actuar de forma oportuna en base a el comportamiento de la atmósfera.

Al obtener el comportamiento de la dinámica atmosférica, se podrían realizar alertas oportunas sobre diferentes tipos de condiciones atmosféricas extremas que pongan en peligro a la población, como pueden ser tormentas, vientos extremos, etc. Además de potencializar la agricultura, ya que

también se va a poder aplicar estas condiciones para determinar una mejor época de cosecha y siembra en la región, beneficiando a la economía de la provincia.

El proyecto es viable debido a que los datos que se ocuparán para el estudio de la dinámica atmosférica de la provincia de Chimborazo, son las bases de las estaciones meteorológicas del grupo de investigación Grupo de Energías Alternativas y Ambiente (GEAA) de la ESPOCH, los cuales podrán ser usados en vista que el tema se enmarca en las investigaciones que realiza el grupo.

Antecedentes de la investigación

E. Collier y W. Immerzeel realizan un modelado de la dinámica atmosférica en el Himalaya para conocer los campos meteorológicos y procesos de precipitación en épocas de monzón e invierno, a partir de un modelado de investigación y previsión meteorológica con alta resolución espacial, utilizando una única red observacional de alta altitud. Obteniendo que en 1km a la redonda el modelo presenta mejoras en la predicción de la temperatura del aire y de pequeñas precipitaciones diariamente en zonas de gran altura. Concluyendo que el modelo de investigación y previsión meteorológica (WRF por sus siglas en inglés) puede ser usado para simular la dinámica atmosférica de un año en zonas de gran altura (Collier y Immerzeel, 1955, p. 9882-9894).

Miguel Saavedra en el 2011 realizó un estudio de la dinámica atmosférica de América del Sur, con el fin de conocer a detalle los cambios atmosféricos que presenta la zona y obtener una posible predicción de su variancia. Utilizando datos de reanálisis de diferentes centros de predicción ambiental y centros de investigación atmosférica con presiones entre 300 y 1000 hPa para variables de temperatura, radiación superficial, presión atmosférica, precipitación y velocidad del viento, tomando por primera vez una zona de estudio tan extensa, como resultados que en las zonas costeras a lo largo de América del Sur los valores de precipitación serán máximos y en las zonas montañosas la dinámica atmosférica está gobernada por fenómenos denominados como anticiclones del Pacífico y Atlántico Sur que se caracterizan por la convergencia de vientos zonales de los hemisferios sur y norte (Saavedra et al., 2011, p. 1-6).

Haro y Perugachi en el 2018 publicaron un estudio de las condiciones atmosféricas del Altiplano Ecuatoriano en la capa límite atmosférica, cuyo objetivo fue el estudio del comportamiento de la atmósfera durante un año, donde se presenta dinámicas turbulentas, las cuales modifican pequeños aspectos meteorológicos pero que generan grandes cambios climáticos en la zona de estudio que emprende alturas desde los 1000 y 6310 m.s.n.m, utilizando datos de la Universidad Nacional de Chimborazo. Para el estudio se utilizan los modelos de Van Ulden y Hostlag que proponen la dinámica de masas de aire cuando estas cambian la superficie en la cual están circulando, además, el método de Monin-Obukhov de similitud. Un resultado interesante de esta

investigación es que la radiación solar produce flujos de calor robustos que cambian la dinámica atmosférica de la zona de forma significativa (Velasteguí et al., 2018, p. 366-342).

Arquímedes Haro en el año 2008 junto con el grupo de energías alternativas de la ESPOCH en la ciudad de Riobamba presentaron un estudio sobre las condiciones meteorológicas de la zona, que tiene como objetivo conocer el comportamiento de los flujos térmicos tanto en el día como en la noche. Los datos obtenidos varían entre 763 y 20 W/m² para el día, 263 y -27.5 W/m² para la noche; en la capa límite atmosférica, lo cual permitió un correcto análisis de la dinámica atmosférica. Se utilizó el método Van Ulden y Hostlag, utilizando los datos meteorológicos de las estaciones del grupo de energías alternativas. Obteniendo como resultados que los flujos térmicos presentan regularidad con picos altos en el calor latente y superficial pero sin fluctuaciones significativa (Haro, 2008, p. 32-35).

Objetivos

Objetivo general

Determinar la variación de la dinámica atmosférica con la altura usando la longitud de Monin-Obukhov en la provincia de Chimborazo.

Objetivos específicos

- Monitorear parámetros atmosféricos con las estaciones meteorológicas del GEAA.
- Procesar datos meteorológicos de las series registradas en las estaciones meteorológicas del GEAA.
- Determinar los parámetros de Monin-Obukhov.
- Establecer las variaciones de la dinámica atmosférica con la altura

CAPÍTULO I

1. MARCO TEÓRICO

1.1. Capas atmosféricas

La composición vertical de la atmósfera se encuentra dividida en capas que se identifican en función de variables como: la presión, temperatura, densidad y composición química (Murcia, 2000, p. 6).

1.1.1. Tropósfera

Capa inferior de la atmósfera donde ocurren mayoritariamente los procesos meteorológicos y de turbulencia. Cuenta con la mayor parte de la masa atmosférica y la totalidad de vapor de agua, aerosoles y CO_2 , debido a ello en esta capa se centran los procesos atmosféricos. Su primer nivel llamado capa límite planetaria va desde los 600 – 800 m, aquí predominan los fenómenos turbulentos del aire debido al constante rozamiento e intercambio energético con el suelo. El segundo nivel, la tropósfera libre con temperatura descendente en orden de 6.5 °C/Km . Y finalmente el límite superior con altura en el Ecuador de 16 Km y en los polos de 8 Km, presenta una dinámica de inversión térmica denominada así por el frenado a los procesos de convección (Murcia, 2000, p. 7).

1.1.2. Estratosfera

Su altura alcanza los 50 Km, constituida en su mayoría por ozono atmosférico que absorbe la radiación ultravioleta con facilidad debido a su baja densidad molecular generando un aumento de temperatura (Murcia, 2000, p. 7).

1.1.3. Mesosfera

A una altura de 80 Km consta con un descenso térmico cercano a los -90 °C , manteniendo una composición química constante (Murcia, 2000, p. 7).

1.1.4. Heterosfera

Esta capa inicia a los 90 Km de altura con niveles de diferente composición química divididas por el peso molecular de sus componentes, teniendo primero a N_2 oscilando entre 90 y 200 Km, el O entre 200 y 1100 Km, le sigue el He entre 1100 y 3500 Km y finalmente el H con una altura de 3500 y 10000 Km. Teniendo cambios de temperatura variantes según oscilaciones debido a la altura y los ciclos solares (Murcia, 2000, p. 7).

Las diferentes capas atmosféricas están caracterizadas por los cambios en su temperatura. Estos cambios son el principal resultado de la absorción de radiación solar, luz visible sobre la superficie, radiación ultravioleta, y la distancia en las capas más altas (Spiridonov y Curie, 1979, p. 32).

Los cambios de temperatura en las diferentes capas se caracterizan en el gráfico 1 – 1.

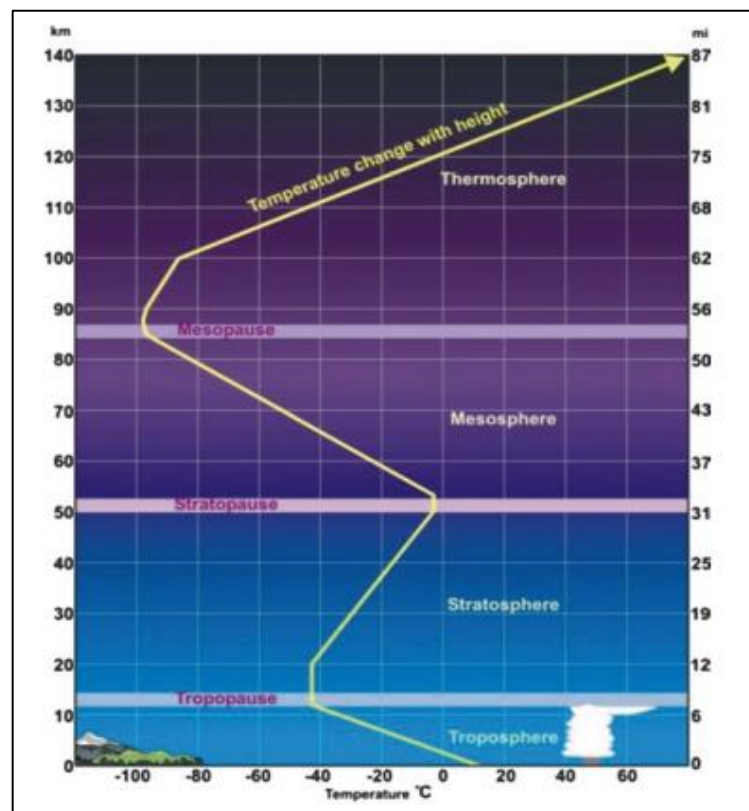


Gráfico 1 - 1. Perfil de temperatura de las diferentes capas atmosféricas

Realizado por: Vlado S. 2021.

1.1.5. Capa límite atmosférica (CLA)

La CLA representa el primer kilómetro de la atmósfera y es en donde se centran los procesos meteorológicos y turbulentos de interés en este estudio. Aquí se producen fenómenos dinámicos, debido al intercambio energético suelo-aire que producen cambios bruscos en la velocidad del viento, presión, temperatura y humedad del aire. Es por ello que la CLA es considerada como una capa turbulenta y de intercambio energético acelerado (Xuhui, 2018, p. 1-4).

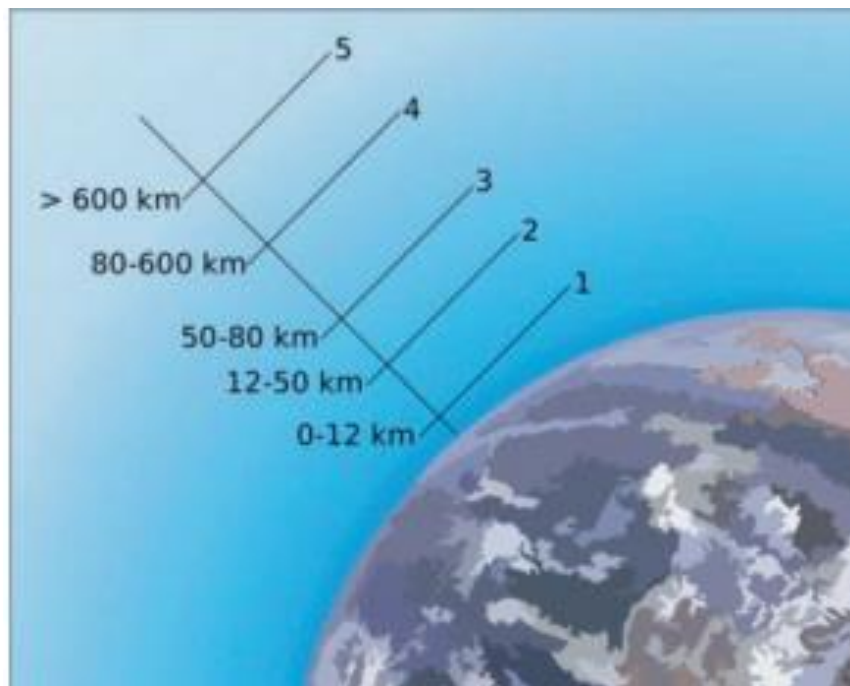


Figura 1 - 1. Estructura de la atmósfera
Realizado por: William, C. 2021.

1.2. Dinámica Atmosférica

Los movimientos que se generan en la atmósfera presentan una conexión debido a que algún movimiento horizontal deriva en movimientos verticales y viceversa. La acumulación de masas de aire en la superficie o altura se equilibra con movimientos verticales hacia arriba o abajo. Debido a esto se pueden generar acumulaciones denominadas como convergencias y confluencias, o situaciones de vacío llamadas divergencia y difluencia de masas momentáneas de aire (Murcia, 2000, p. 12-13).

Las variaciones atmosféricas están determinadas por el clima en un lapso temporal de la región en estudio durante el cual, la atmósfera tiende a interactuar con la superficie, entonces la

atmósfera es afectada por el estado inicial en el que se encuentre la superficie y por lo tanto estas interacciones son cruciales al momento de modelar su comportamiento (LeVeque et al., 1961, p. 1-2). Las variables que se ocupan para describir el comportamiento de la atmósfera constituyen un set fundamental de cantidades independientes, presentadas como: campo tridimensional de velocidad del viento, temperatura, concentración de vapor de agua o humedad específica, radiación solar y la presión de la zona. Las características principales de estas cantidades independientes son: nubosidad y precipitaciones, densidad del aire, entropía, potencial de vorticidad, energía (cinética, potencial, interna), flujo de masas de aire, momento, entropía, intercambios termodinámicos.

Para una descripción cuantitativa del estado de la superficie, es decir del sistema atmósfera-superficie se debe determinar las diferentes interacciones que esté presente. Ese intercambio se describe con las siguientes cantidades: momento (topografía de la zona, rugosidad del suelo, vegetación, etc.), calor (reflexión, emisividad de las diferentes ondas de luz solar y radiación infrarroja), humedad (presencia de vapor de agua), dióxido de carbono (emanaciones volcánicas, procesos de combustión, decaimiento de materia orgánica) (LeVeque et al., 1961, p. 2-4).

Dicho esto, existen cuatro métodos de estudio para la atmósfera los cuales son catalogados como:

- Método de observación en condiciones naturales.
- Método de experimentación, basado en mediciones de laboratorio e investigación en condiciones naturales, llamados experimentos de campo.
- Método de análisis teórico basado en leyes físicas, principios físicos y el uso de artilugios matemáticos.
- Métodos numéricos para resolver procesos y fenómenos considerando una meteorología subjetiva.

Y un método adicional considerado como método experimental, mismo que va a ser utilizado en el desarrollo de este trabajo con fines investigativos y científicos debido a que se basa en la medición y monitoreo, con el cual se obtienen datos específicos de las condiciones meteorológicas (Spiridonov y Curie, 1979, p. 6-7).

Los fenómenos atmosféricos tienen su origen en la troposfera y especialmente en la CLA, esto debido a la turbulencia mecánica que se presenta por el rozamiento del aire con la superficie (atmósfera-suelo) y la turbulencia convectiva, que es generada por el flujo de energía en forma de calor por el suelo y absorbida por el aire (Velasteguí et al., 2018, p. 337).

Sabiendo que un gran porcentaje de los fenómenos que se presentan en la atmósfera son de carácter turbulento, es necesario el uso de ecuaciones no lineales que se acoplen a su comportamiento y de esa manera obtener aproximaciones acertadas para la dinámica atmosférica.

Los modelos realizados por Van Ulden y Hostlag como también de parte de Obukhov presentan una descripción elegante para los fenómenos de interés (Velasteguí et al., 2018, p. 337-338).

Dichos modelos parten de las ecuaciones estocásticas de Navier – Stokes, las cuales son una combinación de ecuaciones de movimiento deducidas en la sección [1.2.1].

1.2.1. Dedución de las ecuaciones de movimiento

Partimos de coordenadas rectangulares (x_1, x_2, x_3) la cual denotaremos como la posición “x”.

Ahora se considera una partícula P que se mueve a través de un fluido, en un tiempo determinado como $t=0$ ocupando una posición $X = (X_1, X_2, X_3)$ y para otro tiempo t en los intervalos, $-\infty < t < +\infty$ ocupa la posición $x = (x_1, x_2, x_3)$. Así, se puede decir que x está determinada en función de X y t .

$$x = x(X, t) \text{ ó } x_i = x_i(X, t) \quad (1.1)$$

Si X se encuentra fijo y un tiempo t varía, las ecuaciones (1.1) describen la posición inicial en X , pero si t es fijo y X varía, se determina la transformación de la posición inicial ocupada por el fluido (Lukaszewicz y Kalita 2016, p. 11).

Ahora asumimos que la transformación de (1.1) es continua e invertible, entonces va a existir una inversa

$$X = X(x, t) \text{ ó } X_i = X_i(x, t)$$

Y se asume que las ecuaciones descritas presentan suavidad para que sean diferenciables.

Para que las ecuaciones (1.1) presenten derivada inversa, es necesario que se cumpla con el Jacobiano de la forma

$$J = J(X, t) = \det \left(\frac{\partial x_i}{\partial X_j} \right)$$

Satisfaciendo

$$0 < J < \infty \quad (1.2)$$

donde las coordenadas iniciales X hace referencia a las coordenadas materiales de la partícula y la coordenada x se refiere a la posición o lugar.

“La representación del movimiento de un fluido como la transformación de un punto viola el concepto de la teoría cinética de los fluidos, debido a que en teoría las partículas son moléculas, las cuales tienen un movimiento aleatorio” (Lukaszewicz y Kalita, 2016, p. 12).

La mecánica continua es la teoría del estado de movimiento dado un punto x a determinado tiempo t y está descrito por funciones dadas de la forma:

$$\rho = \rho(x, t) \quad u = u(x, t) \quad \theta = \theta(x, t)$$

que representan la densidad, velocidad y temperatura respectivamente.

Decimos que para la transformación de (1.1), cada una de las variables f puede ser expresada en coordenadas materiales:

$$f(x, t) = f[x(X, t), t] = F(X, t) \quad (1.3)$$

y entonces la velocidad u dado un tiempo t de la partícula con posición inicial X queda definida como

$$u(x, t) = U(X, t) = \frac{d}{dt}x(X, t) \quad , \quad [x = x(X, t)] \quad (1.4)$$

donde X es tratado como un parámetro para una partícula fija y eso nos da la razón para poder ocupar una derivada ordinaria.

Habiendo obtenido el parámetro $u(x, t)$, podemos determinar la transformación de (1.1), resolviendo la ecuación diferencial ordinaria

$$\frac{d}{dt}x(X, t) = u[x(X, t), t]$$

con $x(X, 0) = X$, donde X es un parámetro, siempre escribiremos

$$\frac{d}{dt}F(X, t) \quad y \quad \frac{\partial}{\partial t}f(x, t)$$

donde f y F fueron descritas en (1.3), se obtiene

$$\frac{d}{dt}F(X, t) = \frac{d}{dt}f[x(X, t), t] = \frac{\partial f}{\partial x_i}[x(X, t), t] \frac{dx_i}{dt} + \frac{\partial f}{\partial t}[x(X, t), t]$$

entonces por (1.4) se obtiene la fórmula general

$$\frac{d}{dt}F(X, t) = \frac{D}{Dt}f(x, t) \quad (1.5)$$

donde $\frac{D}{Dt}f(x, t) \equiv \frac{\partial f}{\partial t}(x, t) + u(x, t) \cdot \nabla f(x, t)$ que es llamada la derivada material de f (Lukaszewicz y Kalita, 2016, p. 11-13). Las ecuaciones descritas anteriormente se ocuparán para futuras referencias.

1.2.1.1. Teorema de transporte

Dado $\Omega(t)$ que indica un volumen arbitrario que se mueve a lo largo de un fluido y dejando $f(x, t)$ como un vector en función de la posición y el tiempo (Lukaszewicz y Kalita 2016, p. 13).

El teorema de transporte establece que

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} f(x, t) dx \\ &= \int_{\Omega(t)} \left\{ \frac{\partial f}{\partial t}(x, t) + u(x, t) \cdot \nabla f(x, t) + f(x, t) \nabla \cdot u(x, t) \right\} dx \end{aligned} \quad (1.6)$$

Se deduce esto ocupando la transformación ocupada en (1.1)

$$x: \Omega(0) \rightarrow \Omega(t) \quad , \quad x = x(X, t)$$

Entonces

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} f(x, t) dx = \int_{\Omega(0)} f[x(X, t), t] J(X, t) dX = \int_{\Omega(0)} F(X, t) J(X, t) dX$$

por lo cual

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} f(x, t) dx &= \frac{d}{dt} \int_{\Omega(0)} f[x(X, t), t] J(X, t) dX \\ &= \int_{\Omega(0)} \left\{ \frac{d}{dt} F(X, t) J(X, t) + F(X, t) \frac{d}{dt} J(X, t) \right\} dX \end{aligned} \quad (1.7)$$

y aplicando (1.5) se obtiene

$$\begin{aligned} &\frac{d}{dt} \int_{\Omega(0)} F(X, t) J(X, t) dX \\ &= \int_{\Omega(0)} \left\{ \frac{\partial f}{\partial t} [x(X, t), t] + u[x(X, t), t] \cdot \nabla f[x(X, t), t] \right\} J(X, t) dX \\ &= \int_{\Omega(0)} \left\{ \frac{\partial f}{\partial t} (x, t) + u(x, t) \cdot \nabla f(x, t) \right\} dx \end{aligned}$$

donde

$$dx = J(X, t) dX$$

y por la fórmula de Euler se tiene que

$$\frac{d}{dt} J(X, t) = \text{div } u[x(X, t), t] J(X, t) \quad (1.8)$$

Un fluido es llamado incomprensible si se cumple la condición necesaria de

$$\text{div } u = 0$$

(Lukaszewicz y Kalita, 2016, p. 13-14).

1.2.1.2. Ecuación de continuidad

Dada la densidad $\rho = \rho(x, t)$ como la masa por unidad de volumen de un fluido dada una posición x y a un tiempo t . Se puede decir que la masa para un volumen finito Ω es

$$m = \int_{\Omega} \rho(x, t) dx$$

Entonces por el principio de conservación de la masa que nos dicta que la masa de un fluido en el volumen del material Ω no cambia si Ω se mueve con el fluido, es decir

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \rho(x, t) dx = 0$$

y por la ecuación del teorema del transporte (1.6) se dice que

$$\int_{\Omega(t)} \left\{ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho u) \right\} dx = 0$$

obteniendo

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho u) = 0 \quad (1.9)$$

y para un volumen fijo Ω , la ley de conservación de la masa se expresa como

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho(x, t) dx = \int_{\partial \Omega} \rho u \cdot n dS \quad (1.10)$$

esto describe el cambio de masa dentro de un volumen fijo, que es igual al flujo de masa a través de una superficie (Lukaszewicz y Kalita, 2016, p. 14-15).

Y haciendo uso de la condición descrita en (1.10) obtenemos la formula general

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \rho f dx = \int_{\Omega(t)} \rho \frac{D}{Dt} f dx \quad (1.11)$$

1.2.1.3. Principio de conservación del momento lineal

Se asume que las fuerzas actuantes sobre un determinado elemento de un medio continuo son de tipo externas o corporales, es decir que actúan sobre un volumen (Lukaszewicz y Kalita, 2016, p. 16).

Entonces f representa tal fuerza por unidad de masa, actuando sobre un volumen Ω como

$$\int_{\Omega} \rho f dx$$

y las fuerzas internas o de contacto se consideran como actuantes sobre un volumen Ω a través de su superficie límite.

Tomamos un punto n como una unidad exterior sobre la superficie $\partial \Omega$ y a t_n la fuerza por unidad de área exigido allí por el volumen externo del material $\partial \Omega$. De ahí la fuerza de superficie ejercida sobre un volumen se puede expresar de la forma

$$\int_{\partial \Omega} t_n dS$$

Por el principio de Cauchy nos dice que t_n depende de un tiempo dado solamente en la posición y orientación del elemento de superficie (Lukaszewicz y Kalita 2016), es decir

$$t_n = t_n(x, t, n)$$

“El principio de conservación del momento lineal dice que la tasa de cambio del momento lineal del volumen de un material es igual a la fuerza resultante sobre el volumen” (Lukaszewicz y Kalita, 2016, p. 16)

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \rho u dx = \int_{\Omega(t)} \rho f dx + \int_{\partial \Omega(t)} t_n dS \quad (1.12)$$

haciendo uso de la ecuación (1.11), nos arroja

$$\int_{\Omega(t)} \rho \frac{Du}{Dt} dx = \int_{\Omega(t)} \rho f dx + \int_{\partial \Omega(t)} t_n dS \quad (1.13)$$

de (1.13) deducimos el vector t_n (llamado estrés *norma*) que puede ser expresado como una función lineal de n de la forma

$$t_n(x, t, n) = n(x, t)T(x, t) \quad (1.14)$$

donde $T = \{T_{ij}\}$ es la matriz llamada tensor de tensión. El cual nos permitirá transformar la ecuación (1.13) de la conservación del momento lineal a forma diferencial.

Se considera un dominio Ω que contiene a un fluido, el dominio a considerar es un tetraedro regular con vértice arbitrario $x \in \partial\Omega$ con sus tres caras paralelas al eje coordenado. Dejando la cara inclinada con la normal $n = (n_1, n_2, n_3)$ y un área Σ (Lukaszewicz y Kalita, 2016, p. 17). Mientras que para las otras caras las normales son $-e_1, -e_2$ y e_3 con sus respectivas áreas $n_1\Sigma, n_2\Sigma$ y $n_3\Sigma$. Aplicando la condición de equilibrio para las fuerzas de estrés denominada como

$$\lim_{|\Omega| \rightarrow 0} l^{-2} \int_{\partial\Omega} t_n dS = 0 \quad (1.15)$$

para hacer que $\Sigma \rightarrow 0$ se obtiene

$$t(n) + n_1 t(-e_1) + n_2 t(-e_2) + n_3 t(e_3) = 0 \quad (1.16)$$

Esto significa que para todo $t(n)$ se puede expresar como una función lineal de n . Aplicando (1.13) y el teorema de Green obtenemos

$$\int_{\Omega(t)} \rho \frac{Du}{Dt} dx = \int_{\Omega(t)} (\rho f + \text{div}T) dx$$

de donde, por un dominio arbitrario de integración

$$\rho \frac{Du}{Dt} = \rho f + \text{div}T \quad (1.17)$$

o también

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} u_i + \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial}{\partial x_j} u_i \right) = \rho f_i + T_{ji,j} \quad i = 1,2,3$$

obteniendo así la ecuación general de Cauchy para el movimiento en su forma diferencial (Lukaszewicz y Kalita, 2016, p. 17).

Las fuerzas de contacto actúan de forma perpendicular a los elementos de superficie. Por lo cual

$$t(n) = -p(x)n$$

siendo p la presión. El signo menos es debido a que cuando la presión $p > 0$, las fuerzas de contacto tienden a comprimir el fluido interior de la superficie cerrada, p representa la presión aplicada desde afuera a un elemento de superficie del fluido.

La tensión normal es independiente de la orientación y todos los fluidos lo experimentan. Tal tensión es denominada hidrostática.

Este modelo es llamado ideal de un “fluido perfecto”, cuya ecuación es

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla)u \right) = \rho f - \nabla p$$

donde

$$(u \cdot \nabla)u_i = \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial}{\partial x_j} u_i \quad i = 1,2,3$$

Todos los fluidos en movimiento ejercen tensión tangencial a través de elementos superficiales, en tal caso el tensor T no es diagonal.

El tensor de tensión debe escribirse siempre de la forma

$$T_{ij} = -p\delta_{ij} + P_{ij}$$

en este caso P_{ij} es llamado tensor de tensión viscoso (Lukaszewicz y Kalita, 2016, p. 18).

1.2.1.4. Ecuación de energía

La primera ley de la Termodinámica es hidrodinámica clásica, ya que establece que el incremento total de energía (para energía cinética e internas) en un volumen, es la suma de calor transferido y el trabajo realizado sobre un volumen. Denotando a q como el flujo de calor (entonces $-q \cdot n$ es el flujo de calor latente dentro del volumen) y como E a la energía interna específica (Lukaszewicz y Kalita, 2016, p. 19). Entonces la ecuación de la primera ley de la termodinámica bajo ese concepto es:

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \rho \left(\frac{1}{2} |u|^2 + E \right) dx = \int_{\Omega(t)} \rho f \cdot u dx + \int_{\Omega(t)} t_n \cdot u dS - \int_{\partial\Omega(t)} q \cdot n dS \quad (1.18)$$

la primera integral de la derecha denota las fuerzas corporales, la segunda integral representa el trabajo realizado por la tensión y la tercera integral el flujo total de calor dentro del volumen.

Utilizando el teorema de tensión

$$\int_{\partial\Omega(t)} F T_{ij} n_j dS = \int_{\Omega} \left[T_{ji} F + \rho F \left(\frac{Du_i}{Dt} - f_i \right) \right] dx$$

se obtiene con $F = u$

$$\int_{\partial\Omega(t)} u_i T_{ji} n_j dS = \int_{\Omega(t)} \left[T_{ji} u_{ij} + \rho u_i \left(\frac{Du_i}{Dt} - \rho f_i u_i \right) \right] dx$$

cambiando los términos y ocupando el teorema de transporte, obtenemos

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \rho \frac{1}{2} |u|^2 dx &= \int_{\Omega(t)} \rho \frac{1}{2} \frac{D}{Dt} |u|^2 dx \\ &= \int_{\Omega(t)} \rho f_i u_i dx - \int_{\Omega(t)} T_{ji} u_{ij} dx + \int_{\partial\Omega} u_i (t_n)_i dS \end{aligned} \quad (1.19)$$

según (1.19) se define el cambio en la energía cinética de un volumen material, donde la primera integral representa las fuerzas corporales, la segunda integral representa la velocidad a las que las tensiones internas funcionan y la última integral la velocidad de la tensión de superficie (Lukaszewicz y Kalita, 2016, p. 19).

Aplicando las ecuaciones (1.22), (1.23), el teorema de transporte y el teorema de Green obtenemos una formula general

$$\int_{\Omega(t)} \left(\rho \frac{DE}{Dt} + \nabla \cdot q - T : (\nabla u) \right) dx = 0$$

donde el término $T : (\nabla u)$ es la notación para hablar de $T_{ji}u_{ij}$ que es el producto escalar entre T y ∇u .

Despejando obtenemos entonces

$$\rho \frac{DE}{Dt} = -\nabla \cdot q + T : (\nabla u)$$

que es la ecuación de conservación de la energía en su forma diferencial.

1.3. Leyes de conservación de la Hidrodinámica clásica

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot u \quad (1.20)$$

$$\rho \frac{Du}{Dt} = \nabla \cdot T + \rho f \quad (1.21)$$

$$\rho \frac{DE}{Dt} = -\nabla \cdot q + T : (\nabla u) \quad (1.22)$$

Dichas ecuaciones representan las leyes de conservación de la masa, momento y energía, respectivamente.

Asumiendo la ley de Fourier para la conducción de calor de la forma

$$q = -k \nabla \theta \quad (k \geq 0) \quad (1.23)$$

donde k representa la conductividad térmica del fluido, entonces la ecuación (1.22) toma la forma

$$\rho \frac{DE}{Dt} = \nabla \cdot (k \nabla \theta) + T : (\nabla u)$$

1.3.1.1. Tensor tensión

Para la hidrodinámica clásica el tensor tensión T está definido por

$$T_{ij} = (-p + \lambda u_{k,k}) \delta_{ij} + u(u_{ij} + u_{ji}) \quad (1.24)$$

definiendo el teorema de deformación

$$D_{ij} = \frac{1}{2}(u_{ij} + u_{ji}) \quad (1.25)$$

entonces (1.24) toma la forma

$$T_{ij} = (-p + \lambda u_{k,k}) \delta_{ij} + 2u D_{ij} \quad (1.26)$$

Donde la ecuación (1.26) sigue los postulados que se describe a continuación (Lukaszewicz y Kalita, 2016, p. 21):

- El tensor tensión T es una función continua del tensor deformación D y el estado termodinámico local, pero independiente de otras condiciones cinemáticas.
- El fluido es homogéneo; esto es, T no depende de la posición x .
- El fluido es isotrópico (igual en todas las direcciones del espacio), es decir, no hay una dirección predilecta.
- Cuando no hay deformación ($D=0$), y el fluido es incompresible ($u_{k,k} = 0$), la tensión es hidrostática ($T = -pI$, donde I es la matriz unidad).

1.3.1.2. Tensor tensión y la ley de conservación del momento angular

Partiendo de la ecuación de conservación del momento lineal

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \rho u dx = \int_{\Omega(t)} \rho f dx + \int_{\Omega(t)} t_n dS$$

Recalculando la definición de momento angular para partículas rígidas, se puede asumir la siguiente forma de la conservación del momento angular

$$\int_{\Omega(t)} \rho (x \times u) dx = \int_{\Omega(t)} \rho (x \times f) dx + \int_{\Omega(t)} x \times t_n dS \quad (2.27)$$

de esta forma de la ecuación asumimos que todos los torques surgen de fuerzas macroscópicas.

Teorema 2.1 Para un medio arbitrario continuo que satisface la ecuación de continuidad (1.9) y la ecuación de dinámica (1.17) se puede hacer las siguientes declaraciones:

- El tensor tensión es simétrico.
- La ecuación (1.27) se sostiene.

La prueba de las declaraciones anteriores parte de la fórmula (1.11), entonces de la ecuación (1.27) se obtiene que

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \rho (x \times u) dx \\ &= \int_{\Omega(t)} \rho \frac{D}{Dt} (x \times u) dx = \int_{\Omega(t)} \rho \left(x \times \frac{Du}{Dt} \right) dx \\ &= \int_{\Omega(t)} \rho (x \times f) dx + \int_{\Omega(t)} x \times t_n dS \end{aligned} \quad (1.28)$$

Y por el teorema de Green

$$\int_{\partial\Omega(t)} x \times t_n dS = \int_{\Omega(t)} (x \times (\nabla \cdot T) + T_x) dx \quad (1.29)$$

donde $\nabla \cdot T$ representa la divergencia de T y T_x es el vector $\epsilon_{ijk} T_{jk}$ (ϵ_{ijk} es el tensor de Levi-Cevita), finalmente aplicando esto a (1.28)

$$\int_{\Omega(t)} x \times \left(\rho \frac{Du}{Dt} - \rho f - \nabla \cdot T \right) dx = \int_{\Omega(t)} T_x dx$$

1.4. Ecuaciones de campo

Sustituyendo la ecuación descrita en (1.28) para el sistema de ecuaciones (1.20) – (1.22), se obtiene el sistema de ecuaciones de la hidrodinámica clásica.

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot u \quad (1.30)$$

$$\rho \frac{Du}{Dt} = -\nabla p + (\lambda + u) \nabla \text{div } u + u \Delta u + \rho f \quad (1.31)$$

$$\rho \frac{DE}{Dt} = -p \text{div } u + \rho \Phi - \nabla \cdot q \quad (1.32)$$

donde el término

$$\rho \Phi = \lambda (\text{div } u)^2 + 2u D : D \quad (1.33)$$

es la función de disipación de la energía mecánica por unidad de masa.

Entonces se asume que el fluido es viscoso e incompresible, lo cual se cumple que para $u > 0$

$$\text{div } u = 0 \quad (1.34)$$

por lo cual, la energía específica interna del fluido es proporcional a su temperatura de la forma

$$E = C_r \theta \quad , \quad \text{donde } C_r = \text{constante} > 0 \quad (1.35)$$

y por la ley de Fourier descrita en (1.23). Con las ecuaciones (1.34), (1.35), (1.23) y (1.33), el sistema (1.30) – (1.32) se convierten en

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \cdot \nabla \rho = 0 \quad , \quad \text{div } u = 0 \quad (1.36)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + (u \cdot \nabla) u \right) = -\nabla p + \mu \Delta u + \rho f \quad (1.37)$$

$$\rho C_r \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \cdot \nabla \theta \right) = 2u D : D + k \Delta \theta \quad (1.38)$$

1.5. Ecuaciones de Navier – Stokes

Asumimos que la densidad del fluido es uniforme y denotada por $\nu = \frac{\mu}{\rho}$, $K = \frac{k}{\rho}$ donde ν es llamada coeficiente de viscosidad cinemática). Entonces las ecuaciones del sistema (1.36) – (1.38) se convierten en

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla) u = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta u + f \quad (1.39)$$

$$\text{div } u = 0 \quad (1.40)$$

$$C_r \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \cdot \nabla \theta \right) = 2\nu D: + k \Delta \theta \quad (1.41)$$

Se dice que cuando las fuerzas corporales f no dependen de la temperatura las ecuaciones (1.39) y (1.40) son llamadas ecuaciones de Navier – Stokes para un fluido viscoso incompresible. Sin embargo, en los fluidos reales la densidad depende de la temperatura, entonces el sistema de ecuaciones (1.39) – (1.41) debería ser físicamente imposible, debido a que según la ecuación (1.41) la viscosidad y los gradientes de alta velocidad generan aumento de temperatura, produciendo fluctuaciones en la densidad (Lukaszewicz y Kalita, 2016, p. 24).

Cuando las fuerzas corporales dependen de la temperatura $f = f(\theta)$, se debe tomar en cuenta las fluctuaciones que se generan en el sistema de ecuaciones (1.39) – (1.41). Las ecuaciones que describen la conductividad viscosa calórica y un fluido incompresible son las llamadas ecuaciones de Boussinesq

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla)u = -\frac{1}{\rho_0} + \nu \Delta u + \frac{1}{\rho_0} g \alpha (\theta - \theta_0) \quad (1.42)$$

$$\operatorname{div} u = 0 \quad (1.43)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \cdot \nabla \theta = \frac{k}{C_r} \Delta \theta \quad (1.44)$$

donde g representa la aceleración vertical de la gravedad, α es el término de expansión térmica, y $\frac{k}{C_r}$ es el término de difusión térmica. En la ecuación de la velocidad (1.42) el término de la fuerza de flotabilidad $\frac{1}{\rho_0} g \alpha (\theta - \theta_0)$ resulta de los cambios de densidad asociados con los cambios de temperatura $\rho - \rho_0 = -\alpha(\theta - \theta_0)$. También se abandona el término de la disipación viscosa térmica en la ecuación de temperatura (Lukaszewicz y Kalita, 2016, p. 24).

1.6. Fluidos Turbulentos

Un fluido es denominado turbulento debido a la presencia de movimiento caótico representado por la presencia de torbellinos en su interior que generan interacciones con las moléculas que forman el fluido, conforme éste avanza o fluye en determinado volumen.

Dicho comportamiento está determinado por una solución específica de las ecuaciones de Navier – Stokes en la cual se utilizan valores medios y fluctuantes de las variables de flujo que fueron descritas por Reynolds en 1895 denominadas como “*promediado de Reynolds de las ecuaciones de Navier – Stokes (RANS)*” (Karamanlioglu et al., 1990, p. 50-51), el cual se detalla a continuación

1.7. Ecuaciones RANS

Tomando en cuenta las ecuaciones del sistema (1.42) – (1.44) con densidad ρ constante y un fluido incompresible el sistema toma la forma:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \nabla^2 u_i \quad (1.45)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.46)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = k \nabla^2 \theta \quad (1.47)$$

donde $\nu = \mu/\rho$ representa la viscosidad cinemática y ∇^2 como el operador de Laplace.

1.7.1.1. Promedio de Reynolds

Presentado en 1895 el promediado de Reynolds representa el primer indicio sobre la descripción de fluidos turbulentos, el cual se fundamenta en la descomposición de variables de flujo mediante la suma de su valor medio y la fluctuación representado de mejor manera en la figura [2-1] (Karamanlioglu et al.,1990, p. 54).

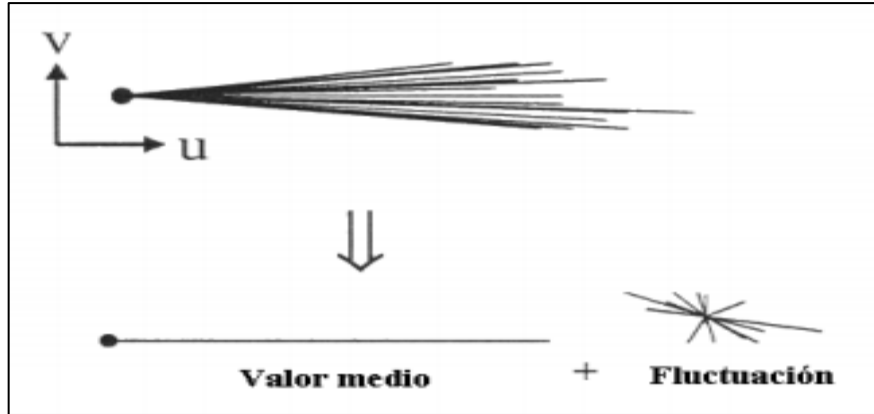


Figura 2 - 1. Descomposición para las variables de flujo debido a turbulencia
Realizado por: Karamanlioglu B, Gunday I. 1990.

Dicho esto, para fluidos incompresibles, las variables de velocidad y presión del sistema de ecuaciones (1.45) – (1.47) toman la forma

$$\begin{aligned} u_i &= \bar{u}_i + u'_i \\ p &= \bar{p} + p' \end{aligned} \quad (1.48)$$

donde \bar{u}_i y \bar{p} representan los valores medios y u'_i y p' los valores turbulentos (Karamanlioglu et al., 1990, p. 54).

Según el problema a tratar los valores medios se los puede obtener aplicando:

- Promedio temporal: es aplicado cuando el valor medio no presenta cambios a través del tiempo y solo en el espacio, es flujo turbulento estacionario.

$$\bar{u}_i = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u_i dt$$

el tiempo $T \rightarrow \infty$ representa el periodo de tiempo que es mucho mayor en comparación con el tiempo de niveles de fluctuación turbulentas.

- Promedio espacial: el valor medio no varía en el espacio, pero si en el tiempo, aplicado para turbulencias homogéneas.

$$\bar{u}_i = \lim_{\Omega \rightarrow \infty} \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} u_i d\Omega$$

- Características del operador promedio
 - i) El promedio de un valor fluctuante es cero.
 - ii) El producto de valores fluctuantes conlleva al transporte neto de momento.

1.8. Modelado numérico para flujos atmosféricos

Dichos modelos matemáticos ayudan en el estudio del cambio temporal que presentan los flujos atmosféricos conociendo su comportamiento en un tiempo dado. El modelado numérico se lo realiza partiendo del sistema de ecuaciones primitivas de la conservación de la masa, cantidad de movimiento, calor y vapor de agua (Portela et al., 1991, p. 104).

Partiendo con la expansión de $\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0$ de la forma

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1.49)$$

donde u, v, w representan las componentes de la velocidad en sus diferentes ejes coordenados, las ecuaciones primitivas se encuentran descritas de la forma:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = f v - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \quad (1.50)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = f u - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \nabla^2 v \quad (1.51)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \nabla^2 w \quad (1.52)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \alpha_h \nabla^2 \theta \quad (1.53)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u \frac{\partial q}{\partial x} + v \frac{\partial q}{\partial y} + w \frac{\partial q}{\partial z} = \alpha_v \nabla^2 q \quad (1.54)$$

las variables $p, \rho, \nu, \theta, \alpha_h, \alpha_v, g$ y f representan la presión, densidad, viscosidad, temperatura, difusividad térmica, vapor de agua, gravedad y parámetro de Coriolis respectivamente.

El sistema de ecuaciones no lineales descritos en (1.50) – (1.54) representan todos los cambios y movimientos que se presentan en la atmósfera de carácter turbulento, específicamente en la capa límite atmosférica (CLA).

Ahora aplicando el promedio de Reynolds explicado en la sección [1.3.1.1] a las ecuaciones primitivas (1.50) – (1.54) nos resulta

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (1.55)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} = fV - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 U - \frac{\partial(\overline{u'u'})}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{u'v'})}{\partial y} - \frac{\partial(\overline{u'w'})}{\partial z} \quad (1.56)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} = fU - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \nabla^2 V - \frac{\partial(\overline{v'u'})}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{v'v'})}{\partial y} - \frac{\partial(\overline{v'w'})}{\partial z} \quad (1.57)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial W}{\partial t} + U \frac{\partial W}{\partial x} + V \frac{\partial W}{\partial y} + W \frac{\partial W}{\partial z} \\ & = g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \nabla^2 W - \frac{\partial(\overline{w'u'})}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{w'v'})}{\partial y} - \frac{\partial(\overline{w'w'})}{\partial z} \end{aligned} \quad (1.58)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + U \frac{\partial \Theta}{\partial x} + V \frac{\partial \Theta}{\partial y} + W \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \alpha_h \nabla^2 \Theta - \frac{\partial(\overline{\theta'u'})}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{\theta'v'})}{\partial y} - \frac{\partial(\overline{\theta'w'})}{\partial z} \quad (1.59)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + U \frac{\partial Q}{\partial x} + V \frac{\partial Q}{\partial y} + W \frac{\partial Q}{\partial z} = \alpha_v \nabla^2 Q - \frac{\partial(\overline{q'u'})}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{q'v'})}{\partial y} - \frac{\partial(\overline{q'w'})}{\partial z} \quad (1.60)$$

Los términos con la barra representan el promedio del producto de variables atmosféricas, denominadas divergencia turbulenta de flujo (Portela et al., 1991, p. 106).

1.9. Aproximaciones del flujo turbulento en la CLA

1.9.1.1. Análisis dimensional y teoría de semejanza

El método de análisis dimensional se lo utiliza para obtener conexiones existentes entre los flujos turbulentos, gradientes de las variables meteorológicas y el aire en la CLA, deduciendo así la teoría de semejanza de Monin – Obukhov.

Radica en la formación de parámetros adimensionales para instituir una relación funcional en base a sus dimensiones físicas, en concordancia con el teorema de Buckingham que se detalla a continuación (Portela et al., 1991, p. 111).

Buckingham establece que si m cantidades ($Q_1, Q_2 \dots Q_m$) conteniendo n dimensiones fundamentales se relacionan mediante una ecuación dimensional homogénea, cuya relación se expresa mediante $m - n$ grupos adimensionales independientes ($\Pi_1, \Pi_2 \dots \Pi_{m-n}$) formados a partir de las cantidades originales m (Portela et al., 1991, p. 111). Dicho de otra manera:

$$f(Q_1, Q_2 \dots Q_m) = 0$$

la cual equivale a la relación adimensional

$$f(\Pi_1, \Pi_2 \dots \Pi_{m-n}) = 0$$

o de igual manera

$$\Pi_1 = f(\Pi_2, \Pi_3 \dots \Pi_{m-n})$$

Para la CLA, esto nos permite establecer semejanzas para los flujos turbulentos ($\overline{u'w'}$, $\overline{\theta'w'}$, $\overline{q'w'}$...) y los gradientes de las condiciones meteorológicas. Entonces para regiones próximas al suelo el efecto de la fuerza de Coriolis es despreciable. Teniendo esto en cuenta la diferencia del viento en el eje z ($\frac{\partial U}{\partial z}$) va a depender solamente de la altura con respecto al suelo denominada como z , la fricción suelo-aire y densidad del aire, dicho de otra forma, nos resulta:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = f(z, \rho, \tau) \quad (1.61)$$

y utilizando las unidades de cada una de las variables descritas se expresa como:

$$\tau \equiv [ML^{-1}T^{-2}], \quad \rho \equiv [ML^{-3}], \quad \frac{\partial U}{\partial z} \equiv [T^{-1}], \quad z \equiv [L] \quad (1.62)$$

formando grupos adimensionales según el teorema de Buckingham nos resulta

$$\frac{(\tau/\rho)^{-1/2}}{z \cdot (\partial U/\partial z)} = k \quad (1.63)$$

donde k tiene un valor de 0.4 y representa la constante de von Kármán que describe la distribución de la velocidad a lo largo del eje perpendicular al flujo turbulento cercano al suelo y bajo condiciones antideslizantes (Portela et al., 1991, p. 112). El numerador es también conocido como velocidad de fricción con dimensiones $[L/T]$ y se lo identifica con la letra u_* o también

$$u_* = (\tau/\rho)^{-1/2} \quad (1.64)$$

con su valor promedio

$$-\overline{u'w'} = u_*^2 \quad (1.65)$$

resolviendo la ecuación diferencial del análisis dimensional (1.61) es fácil obtener

$$U = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z}{z_0} \quad (1.66)$$

donde z_0 representa la longitud de rugosidad la cual depende de la topografía de la zona de estudio.

Y para superficies no lisas se define a $z = 0$ como base para niveles rugosos y se desplaza verticalmente el sistema de coordenadas, lo que nos resulta según el análisis dimensional

$$U = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z - d_0}{z_0} \quad (1.67)$$

donde d_0 representa la altura de desplazamiento del plano cero y sus valores se los obtiene conforme a la figura [2-1]

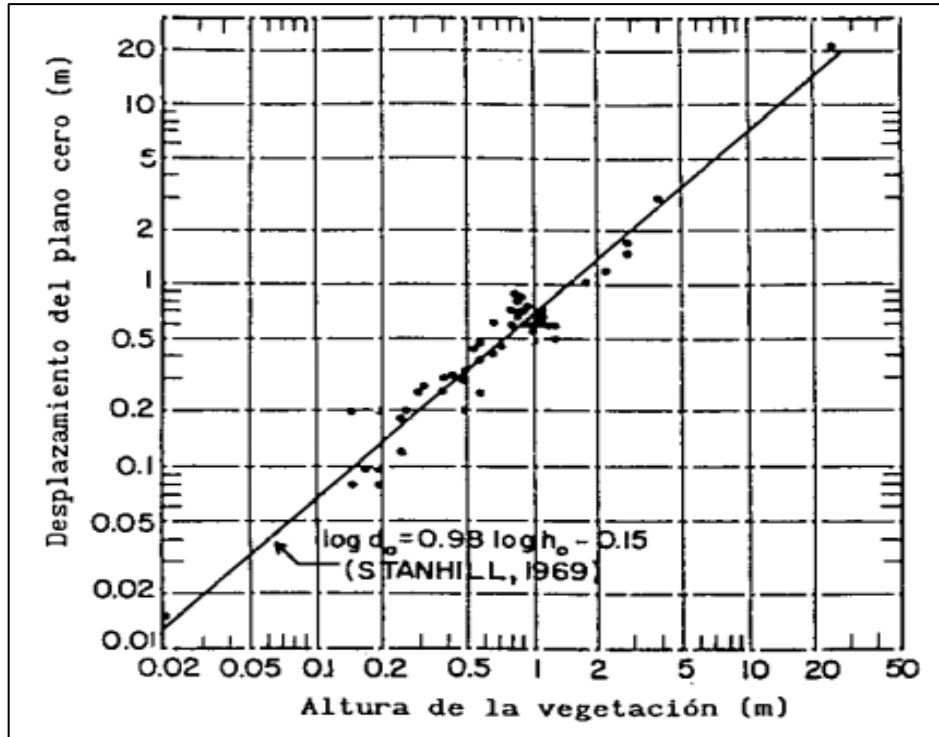


Gráfico 2-1. Desplazamiento del plano cero y la altura de la vegetación

Realizado por: Castro M., Gonzales R. 1991.

Para la temperatura potencial definida como θ_* y humedad específica q_* el análisis dimensional resulta

$$\overline{w'\theta'} = u_*\theta_* = -\frac{H}{\rho C_p}, \quad \overline{w'q'} = u_*q_* = -\frac{E}{\rho} \quad (1.68)$$

donde H representa el flujo de calor sensible y E la humedad del suelo, de las cuales podemos deducir las ecuaciones que describen la temperatura potencial y humedad específica

$$\theta - \theta_s = \frac{\theta_*}{k} \ln \frac{z - d_0}{z_{0h}} \quad (1.69)$$

$$Q - Q_s = \frac{q_*}{k} \ln \frac{z - d_0}{z_{0v}} \quad (1.70)$$

donde el subíndice s indica perfiles del suelo y los subíndices de z_0 definidos como h, v representan la rugosidad para la temperatura y la humedad específica respectivamente (Portela et al., 1991, p. 115).

Para el caso de que la estratificación de la temperatura del aire no sea neutra, se debe tomar en cuenta la fuerza de flotabilidad como consecuencia del cambio de la densidad. Aquí la hipótesis de semejanza básica presentada por Monin – Obukhov en el año 1954 considera estos valores y esta descrita, tal que:

$$L = \frac{-u_*^3}{k \cdot (g/T_a) \cdot (H/\rho \cdot C_p)} \quad (1.71)$$

donde T_a representa la temperatura del sistema aire – suelo, $(H/\rho \cdot C_p)$ es el flujo cinemático de calor desde el suelo y (g/T_a) la flotabilidad. El signo negativo fue introducido para obtener L positiva con una estratificación estable ($H < 0$) y negativa para los casos de inestabilidad ($H > 0$).

Para introducir la importancia del vapor de agua presente en el aire basta con incluir el término $(0.61 \cdot T_a \cdot E)$, obteniendo finalmente de (1.71) que

$$L = \frac{-u_*^3}{k \cdot \left(\frac{g}{T_a}\right) \cdot \left(\frac{H}{\rho C_p}\right) + 0.61 \cdot E} \quad (1.72)$$

por último, se obtiene que la relación $\zeta = z/L$ es una función única adimensional y es la medida de la estabilidad que nos da una importancia relativa de la producción de turbulencia por flotabilidad y cizallamiento.

CAPÍTULO II

2. MARCO METODOLÓGICO

2.1. Flujos térmicos

Los flujos térmicos se producen cuando una masa de aire pasa de un medio a otro donde sus aspectos fundamentales cambian según la temperatura y la humedad por el contacto del sistema aire-suelo. Aquí se producen flujos turbulentos de calor latente Q_L , calor sensible Q_H y cantidad de movimiento (Velasteguí et al. 2018, p. 338-339). Para ello se describe a continuación los procesos que influyen sobre estos flujos.

2.1.1. Balance de energía superficial

Para el balance de energía se toma en cuenta la vegetación de la zona y la atmósfera que circunda en ella. Cierta porcentaje de energía se utiliza para vaporizar el agua presente, de lo cual nos resulta una ecuación de balance descrita por

$$R_N = Q_H + Q_L + Q_G \quad (2.73)$$

donde R_N representa el flujo de radiación neta, Q_G el calor almacenado en el suelo, Q_H y Q_L ya han sido descritas anteriormente.

Los valores de R_N y Q_G pueden ser medidos mediante un pirómetro, mientras que Q_H y Q_L son valores que determinan el flujo de calor sensible empleado para calentar el aire en un determinado volumen y la energía empleada para evaporización respectivamente (Van Ulden, 1985; citado en Velasteguí et al. 2018, p. 338-339).

Para el balance de energía superficial partimos de

$$Q_G = aR_N \quad (2.74)$$

$$Q_H = \left[\frac{(1 - \alpha) + S}{1 + S} \right] R_N (1 - a) - \beta \quad (2.75)$$

utilizando $a = 0.1$ para zonas rurales y $a = 0.3$ para zonas urbanas (Doll et al., 1985; citado en Velasteguí et al. 2018, p. 338). De igual manera $\beta = 20 \text{ Wm}^{-2}$ y $\alpha = 0.75$ para zonas urbanas.

Y la variable S que depende de la temperatura está determinada por

$$S = e^{0.055(T-279)} \quad (2.76)$$

Entonces la radiación neta parametrizada según el porcentaje de radiación reflejada del suelo A , nubosidad N , ángulo de la posición del sol θ , temperatura T y radiación incidente Q (Velasteguí et al. 2018, p. 338) se la determina por la ecuación

$$R_N = \frac{((1 - A)Q + c_1 T^6 - \sigma T^4 + c_2 N)}{1 + c_3} \quad (2.77)$$

donde σ representa la constante de Stefan-Boltzmann con un valor de $5.67 \times 10^{-8} \text{Wm}^{-2} \text{K}^{-4}$, y las constantes $c_1 = 5.31 \times 10^{-13} \text{Wm}^{-2} \text{K}^{-6}$, $c_2 = 60 \text{Wm}^{-2}$ y $A = 0.185(1 - e^{-\frac{h}{100}})$, donde h representa la humedad (Velasteguí et al. 2018, p. 338). Finalmente, la variable c_3 y Q están determinadas por

$$c_3 = \frac{0.38((1 - \alpha)S + 1)}{S + 1} \quad (2.78)$$

$$Q = (a_1 \sin \phi + a_2)(1 - b_1 N^{b_2}) \quad (2.79)$$

con $a_1 = 990 \text{Wm}^{-2}$, $a_2 = -30 \text{Wm}^{-2}$, $b_1 = 0.75$, $b_2 = 3.4$ (Velasteguí et al. 2018, p. 339).

De la ecuación (2.79) se puede despejar la nubosidad N , obteniendo así

$$N = 1 - \frac{b_1 Q}{a_1 \sin \phi + a_2} \quad (2.80)$$

2.1.2. Método de Monin – Obukhov

El método de Monin – Obukhov nos ayuda a determinar los valores de u_* (velocidad de fricción) como función de la altura z y velocidad del viento U_z (Van Ulden, 1985, p. 1197).

$$u_* = k U_z \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi_M \left(\frac{z}{L} \right) + \psi_M \left(\frac{z_0}{L} \right) \right]^{-1} \quad (2.81)$$

donde k fue descrita en la ecuación (1.63) como la constante de Von Karman con valor 0.4, ψ_M es una función de estabilidad estrictamente válida para $z_0 \ll z < |L|$ que aparece en condiciones inestables y esta descrita por

$$\psi_M = 2 \ln \left(\frac{1 + x}{2} \right) + \ln \left(\frac{1 + x^2}{2} \right) - 2 \tan^{-1}(x) + \frac{\pi}{2} \quad (2.82)$$

con

$$x = \left(1 - \frac{16z}{L} \right)^{1/4} \quad \text{para } L < 0$$

y

$$\psi_M = -\frac{5z}{L} \quad \text{para } L > 0$$

2.1.3. Estimación del parámetro de rugosidad z_0

La longitud z_0 representa las características homogéneas del terreno. La importancia de la obtención de este parámetro nos ayuda a la estimación del perfil de la velocidad del viento a

grandes alturas desde flujos superficiales. La evaluación de este parámetro según (Wieringa, 1976; citado por VanUlden, 1985, p. 1198) utiliza la desviación estándar normalizada de la velocidad del viento de la manera (σ_u/U) para un área de $5km^2$.

También se puede obtener este parámetro teniendo una descripción visual del terreno, descrito en la tabla 1 – 2.

Tabla 1- 2: Clasificación del terreno por Wieringa para un z_0 efectivo.

Clases	Descripción del Terreno	z_0 (m)
1	Mar abierto	0.0002
2	Pisos de barro, nieve; sin vegetación, sin obstáculos	0.005
3	Tierra plana abierta; hierba, pocos obstáculos aislados	0.03
4	Cultivos bajos; obstáculos ocasionales grandes, $x/H^* > 20$	0.10
5	Cultivos elevados; obstáculos dispersos $15 < x/H^* < 20$	0.25
6	Parqueaderos, arbustos; numerosos obstáculos	0.5
7	Gran cobertura regular de obstáculos (suburbios, bosques)	1.0
8	Centro de la ciudad con edificios altos y de poca altura	¿?

Donde x es la distancia típica de obstáculos hacia arriba y H la altura de los obstáculos principales. La clase 8 es teóricamente intratable para la CLA.

Fuente: Van Ulden, 1985.

Realizado por: Minda Luna, Omar, 2021.

2.2. Estabilidad Atmosférica

La estabilidad atmosférica hace referencia a las masas de aire que tienen una tendencia al movimiento vertical en respuesta a pequeñas perturbaciones. Este movimiento se considera adiabático ya que no existe pérdida de calor hacia el entorno, ninguna molécula de aire escapa de la masa de aire durante este proceso, la temperatura irá disminuyendo conforme se desplace hacia arriba debido a la expansión de volumen. Al ser una masa de aire seco, sin presencia de vapor de agua, la primera ley de la termodinámica predice una expansión térmica a un nivel -9,8 K por cada km. Por lo tanto, la masa de aire se comportará como un globo con una fuerza de flotabilidad con tendencia a un movimiento ascendente, en cambio sí existe un desplazamiento hacia abajo el globo se volverá más denso que el aire circundante y continuará su movimiento hacia abajo. La situación es estáticamente inestable (Xuhui 2018, p. 67).

Cuando una masa de aire se mueve de una altura z_1 a una altura z_2 esta se volverá más fría que el aire circundante. Como resultado la flotabilidad obligara a la masa de aire a volver a su posición original, es decir, cualquier perturbación que se genere será amortiguada por el empuje. La supresión de las perturbaciones verticales se debe a la estratificación estable y explica por qué la turbulencia se debilita en condiciones estables. Las capas de inversión, en las que la temperatura

del aire aumenta con la altura, son especialmente estables y constituyen una barrera al transporte turbulento (Xuhui 2018, p. 70).

Una capa de aire es denominada neutra si su temperatura ambiental cambia con la altura a una velocidad igual a la tasa de lapso adiabático seco. En condiciones neutras, la turbulencia es generada mecánicamente por la cizalladura del viento. En presencia de la cizalladura del viento y una fuerza viscosa, el flujo es dinámicamente inestable de manera que una pequeña perturbación inicial se amplificara, dando lugar a un movimiento de vuelco. La generación de cizalladura de turbulencia también se genera en aire inestable y es posible en el aire estable si el gradiente de Richardson definido como

$$R_i = \frac{\frac{g}{\theta} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}\right)^2} \quad (2.83)$$

sea menor al valor crítico de 0,25 (Xuhui 2018, p. 70).

El diagnóstico de la estabilidad del aire utilizando la temperatura potencial, debido a que es constante en el proceso adiabático resulta que

$$\begin{aligned} < 0 \quad \textit{inestable} \\ \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = 0 \quad \textit{neutro} \\ > 0 \quad \textit{estable} \end{aligned} \quad (2.84)$$

donde $\bar{\theta}$ es la temperatura potencial de la atmósfera.

El flujo de Richardson expresa el efecto combinado comparando la fuerza relativa de la producción y destrucción de la flotabilidad y también la cizalladura de la turbulencia según

$$R_f = \frac{\textit{producción de flotabilidad}}{\textit{producción de cizalladura}} = \frac{\frac{g}{\theta} \overline{w'\theta'}}{\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}} \quad (2.85)$$

para la CLA se omite el término negativo en la generación de cizalladura, resultándonos

$$R_f = \frac{\frac{g}{\theta} \overline{w'\theta'}}{\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}} \quad (2.86)$$

en un tipo de movimiento llamado convección forzada, la turbulencia generada por el cizallamiento domina el flujo, en este caso R_f se aproxima a cero. Tanto el empuje como la cizalladura del viento contribuyen a la generación de turbulencia si R_f es negativo, y el empuje destruye la turbulencia si R_f es positivo. Un valor de R_f igual a 1 ocurre cuando la producción de turbulencia por flotación es al mismo nivel que la producción de cizalladura, lo que indica una fuerte inestabilidad (Xuhui 2018, p. 71).

La estabilidad del aire es una fuerte función de la altura que R_f ni R_i indican, entonces el parámetro de estabilidad de Monin – Obukhov se basa en las cantidades de flujo para determinarla. Este parámetro es utilizado en la CLA y esencialmente ζ es una variación del flujo de Richardson descrito en (2.83).

Derivando la ecuación (1.64) con respecto a z y omitiendo los efectos de estabilidad se obtiene que

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \simeq \frac{u_*}{kz} \quad (2.87)$$

eliminando $\partial \bar{u} / \partial z$ de (2.86), con (2.87) y notando la relación $\overline{u'w'} = -u_*^2$ obtenemos la aproximación para R_f

$$R_f \simeq \zeta = \frac{z}{L} \quad (2.88)$$

donde ζ representa el parámetro adimensional y de estabilidad de Obukhov, L la longitud de Obukhov. La ecuación (2.88) nos indica que la estabilidad o inestabilidad del aire aumenta linealmente con la altura. Esto se debe a que L se determina con la velocidad de fricción de la superficie y el flujo de calor y, por lo tanto, es invariable con la altura. El signo de L determina las clases de estabilidad: el aire es inestable si L es negativo y estable si es positivo. La magnitud de L es una medida de la extensión vertical de dominio de la cizalla en la producción de turbulencia (Xuhui 2018, p. 73). La clasificación para la estabilidad atmosférica según la longitud de Monin – Obykhov está descrita en la tabla [2-2].

Tabla 2 - 2: Clasificación para la estabilidad atmosférica según la longitud de Monin-Obukhov

Condición	Longitud de Monin-Obukhov
Extremadamente inestable	$-100 \leq L < 0$
Inestable	$-500 \leq L < -100$
Neutral	$ L > 500$
Estable	$50 \leq L < 500$
Extremadamente estable	$0 \leq L < 50$

Fuente: Journal of wind Engineering & Industrial Aerodynamics, 2018.

Realizado por: Minda, O. 2021.

2.3. Hipótesis e identificación de las variables

2.3.1. Hipótesis

H_0 : El modelo de Monin – Obukhov ayudará a determinar la variación en la estabilidad de la dinámica atmosférica con la altura en la provincia de Chimborazo a partir de datos de las estaciones meteorológicas del GEAA.

H_1 : Los parámetros atmosféricos determinan la longitud de Monin – Obukhov.

H_2 : El modelo de Monin – Obukhov permitirá establecer la estabilidad atmosférica.

H_3 : La estabilidad atmosférica varía con la altura de la zona.

2.3.2. Demostración de la Hipótesis

La hipótesis H_3 se demostró en la ecuación (2.88) que dicta que la estabilidad o estabilidad atmosférica aumenta linealmente con la altura.

La hipótesis H_2 quedo demostrada en la ecuación (1.72) de la cual se obtiene el parámetro de estabilidad $\zeta = z/L$ que nos permite establecer la estabilidad atmosférica dependiente estrictamente de la Longitud de Obukhov.

La hipótesis H_1 queda demostrada con las competentes de la ecuación (1.72) de la longitud de Obukhov como lo son la humedad, la densidad, la temperatura del aire, la velocidad de fricción del viento y la humedad del suelo.

La hipótesis H_0 va a ser demostrada en el capítulo IV con el tratamiento de los datos del GEAA obteniendo así la variación en la estabilidad atmosférica según el modelo de Monin – Obukhov para la provincia de Chimborazo.

2.3.3. Identificación de las variables

Las variables por utilizar en esta investigación son:

Variable independiente: Longitud de Monin – Obukhov.

Variable dependiente: Variación de la dinámica atmosférica.

2.4. Tipo y diseño de la investigación

2.4.1. Tipo de investigación

La investigación por realizarse sigue los lineamientos del método de investigación cuantitativo debido a que se trabajará con un banco de datos de las estaciones meteorológicas del Grupo de Energías Alternativas y Ambiente para el respectivo análisis de la variación de la dinámica atmosférica de la provincia de Chimborazo utilizando los modelos de Van Ulden y Hostlag, siendo computacional de igual manera según su objetivo. Su nivel profundización es explicativo ya que se analizará la dinámica atmosférica de la región para así obtener la variación de la dinámica atmosférica con la altura. Según la inferencia es de tipo inductivo – deductivo debido información que se obtendrá a partir de las series de datos meteorológicos.

2.4.2. Diseño de la investigación

2.4.2.1. Diseño experimental

En esta investigación se desea estudiar la variación de la dinámica atmosférica de la provincia de Chimborazo mediante la base de datos de las estaciones meteorológicas del GEAA, utilizando el modelo de Van Ulden - Holtslag y los parámetros de Monin – Obukhov que ayudarán al análisis de parámetros atmosféricos como, temperatura, velocidad del viento, humedad, presión, radiación solar. Obteniendo así las variaciones de la dinámica atmosférica en la región.

2.4.2.2. Localización del estudio

El trabajo de investigación se realizará en la Escuela Superior Politécnica de Chimborazo en la provincia de Chimborazo, utilizando los datos meteorológicos de las estaciones del GEAA.

2.4.2.3. Población del estudio

En esta investigación se utilizarán los datos meteorológicos registrados durante el año 2021 de las estaciones del GEAA de la provincia de Chimborazo.

2.4.2.4. Tamaño de muestra

Se tomarán datos a cuatro diferentes alturas, una altura máxima que determina los cambios máximos que presenta la dinámica atmosférica, dos alturas medias de estudio sobre la evolución de la atmosfera y una altura mínima de punto de partida para el estudio.

2.4.2.5. Método de muestreo

Los datos van a obtenerse mediante un muestreo sistemático por horas en cuadro diferentes alturas, comenzando por Cumandá con una altura de 331 m.s.n.m., Multitud con altura de 1483 m.s.n.m., ESPOCH con 2754 m.s.n.m. y finalmente Urbina con 3634 m.s.n.m. ubicación en la cual se encuentran las estaciones meteorológicas del GEAA.

2.4.2.6. Técnicas de recolección de datos

Se utilizarán los datos de las estaciones meteorológicas del GEAA mediante un método de muestreo sistemático por horas.

2.4.2.7. Análisis estadístico descriptivo

Se utilizará un tipo de análisis estadístico descriptivo para conocer el comportamiento de los datos en las diferentes alturas a utilizarse y también en las diferentes horas en que se tomarán los respectivos datos meteorológicos.

CAPÍTULO III

3. ANÁLISIS E INTERPRETACIÓN DE LOS RESULTADOS

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos a partir del tratamiento de datos de las estaciones meteorológicas, comprendidos en el periodo de enero a julio del año 2021 del grupo GEAA. Realizado en MATLAB para la Longitud de Monin - Obukhov.

3.1. Resultados del tratamiento de los datos meteorológicos en MATLAB

Se procedió a preparar un código en el lenguaje de MATLAB para el tratamiento y procesamiento de los datos del grupo GEAA, y de esa manera, obtener la longitud de Monin - Obukhov, conociendo así, la altura a la cual se encontrarían las diferentes clasificaciones de estabilidad detalladas en la tabla [2-2].

3.1.1. Longitud de Obukhov de los meses de enero a julio del 2021

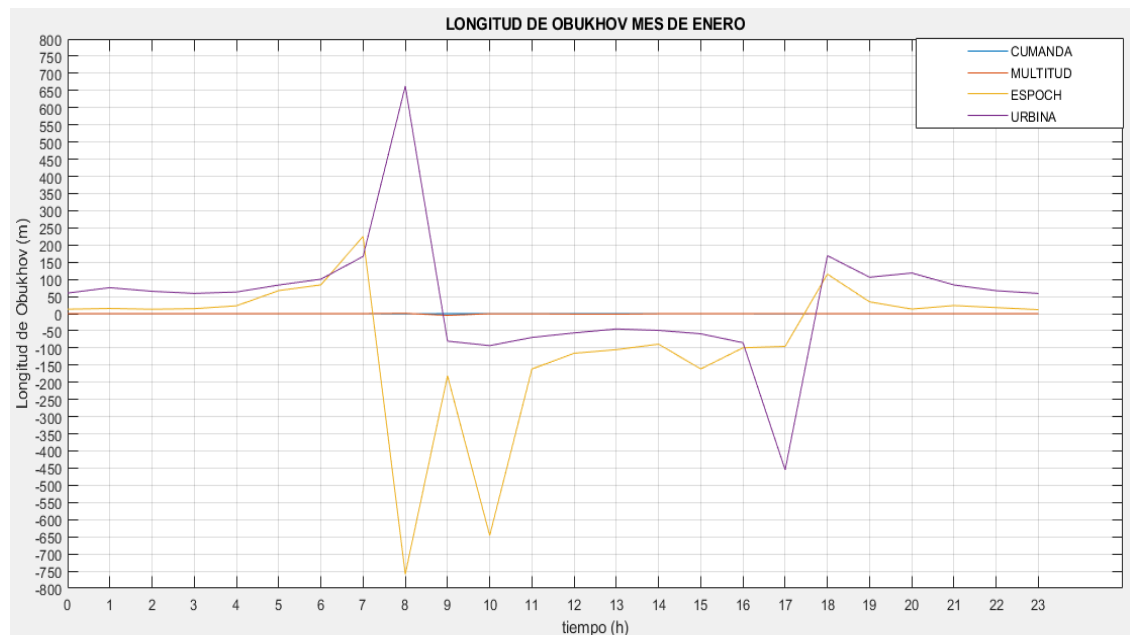


Gráfico 1 - 3. Longitud de Obukhov mes de enero

Realizado por: Minda, O. 2021.

En concordancia con la tabla [2-2] se puede observar que para las estaciones de Cumandá y Multitud que se encuentran muy próximas a cero, su condición va a ser extremadamente estable para las horas en ausencia de radiación solar y extremadamente inestables cuando la radiación solar está presente. En cambio, para la estación de ESPOCH desde 00:00 am hasta 05:00 am la

dinámica atmosférica presenta una condición extremadamente estable, en cambio para la estación de Urbina desde las 00:00 am hasta las 06:00 am la condición es estable. Ambas presentan una similitud de su condición neutra a las 08:00 am, a las 09:00 am presentan una cercanía a la condición de inestabilidad extrema, siendo Urbina la que prolonga esta condición hasta las 17:00 pm y ESPOCH presenta un regreso a su condición neutra a las 10:00 am para luego seguir la tendencia de Urbina en su condición de inestabilidad extrema hasta la hora marcada. Y finalmente tanto ESPOCH como Urbina desde las 18:00 pm hasta las 23:00 pm tienden a ser extremadamente estable y estable respectivamente.

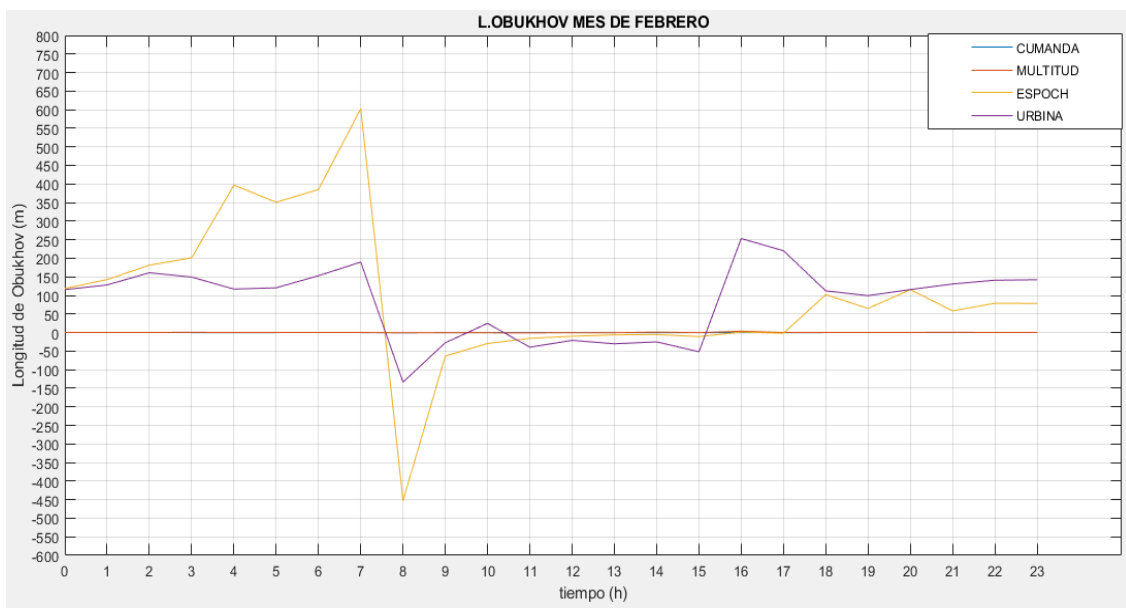


Gráfico 2 - 3. Longitud de Obukhov mes de febrero

Realizado por: Minda, O. 2021.

Las estaciones de Cumandá y Multitud siguen la tendencia de ser extremadamente estables. Para ESPOCH y Urbina entras las 00:00 am y 07:00 am presentan valores de estabilidad, con un decrecimiento acelerado a partir de las 08:00 am a condiciones de extrema inestabilidad hasta las 16:00 pm para Urbina y 17:00 pm para ESPOCH. Regresando a condiciones de estabilidad hasta las 23:00 pm.

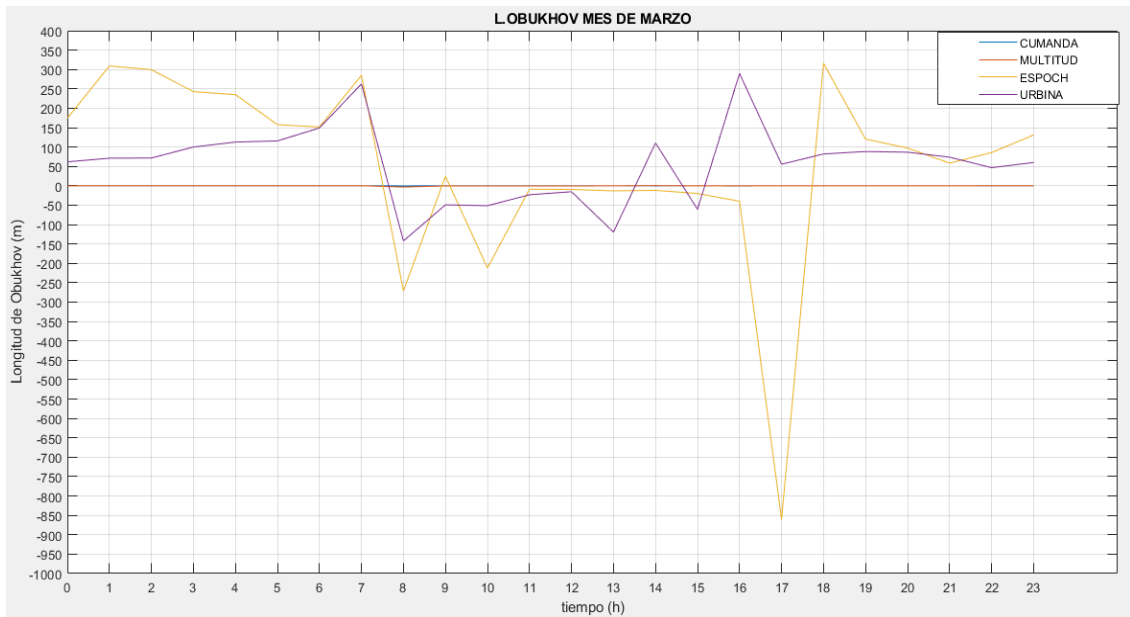


Gráfico 3 - 3. Longitud de Obukhov mes de marzo

Realizado por: Minda, O. 2021.

Cumandá y Multitud siguen la tendencia de extremadamente estables. ESPOCH y Urbina presentan condiciones estables desde las 00:00 am hasta las 07:00 am, presentando un decrecimiento a condiciones extremadamente inestables hasta las 16:00 pm para ESPOCH y hasta las 15:00 pm para Urbina. ESPOCH a las 17:00 pm presenta condiciones neutras para luego cambiar hasta las 23:00 a condiciones estables al igual que Urbina.

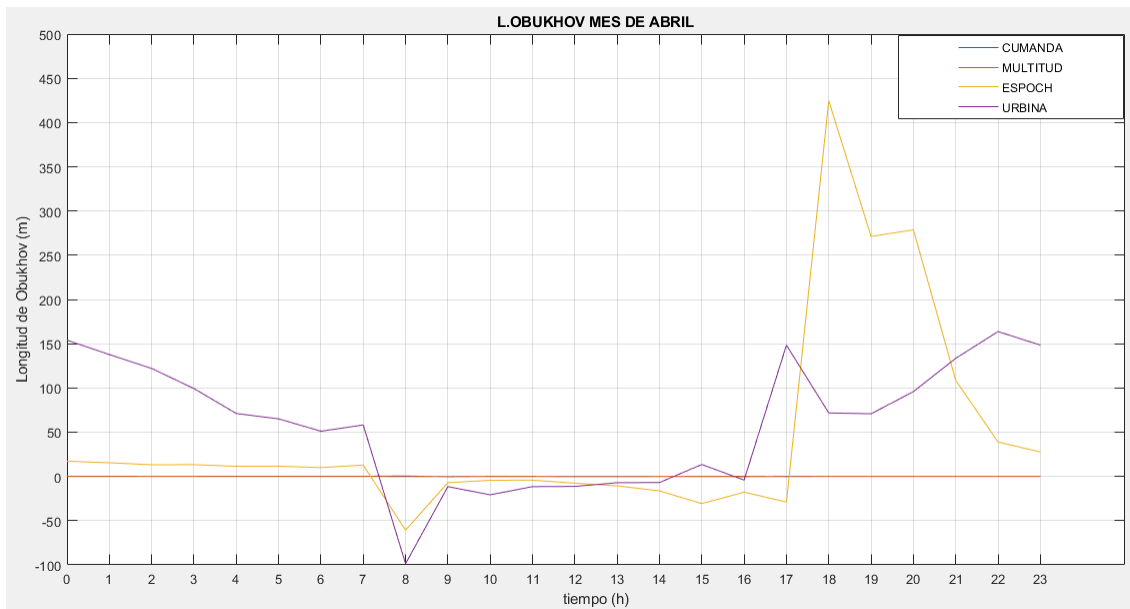


Gráfico 4 - 3. Longitud de Obukhov mes de abril

Realizado por: Minda, O. 2021.

Cumandá y Multitud siguen la tendencia de extremadamente estables. ESPOCH y Urbina presentan condiciones de extremadamente estable y estable respectivamente para las horas comprendidas entre las 00:00 am hasta las 07:00 am, luego desde las 08:00 am hasta las 16:00 pm para Urbina y 17:00 pm para ESPOCH las condiciones extremadamente inestables. Y finalmente, las condiciones tienden a ser estables.

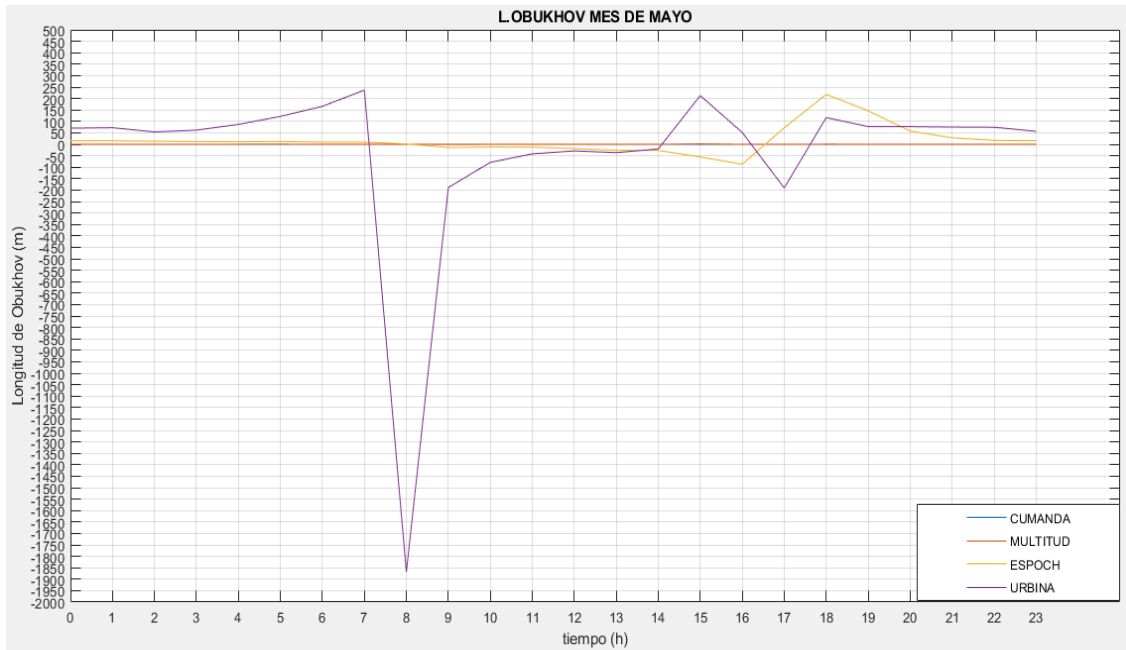


Gráfico 5 - 3. Longitud de Obukhov mes de mayo

Realizado por: Minda, O. 2021.

Cumandá y Multitud siguen la tendencia de extremadamente estables. ESPOCH entre las horas 00:00 am y 08:00 am presenta la condición extremadamente estable, Urbina en el mismo horario presenta estabilidad, luego esta última decrece a condiciones neutrales para luego mantenerse en condiciones extremadamente inestables e inestables desde las 09:00 am hasta las 17:00 pm. ESPOCH presenta condiciones extremadamente inestables para el periodo 09:00 am y 16:00 pm. Urbina y ESPOCH terminan hasta las 23:00 pm en condiciones estables y extremadamente estables respectivamente.

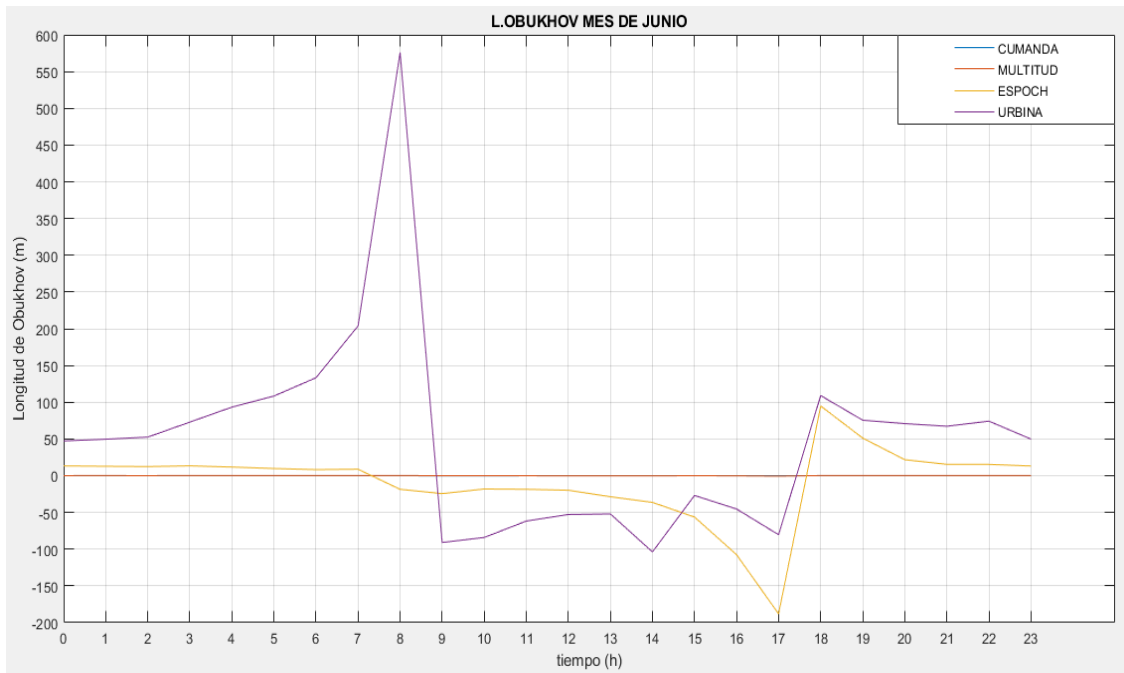


Gráfico 6 - 3. Longitud de Obukhov mes de junio

Realizado por: Minda, O. 2021.

Cumandá y Multitud siguen la tendencia de extremadamente estables. Urbina presenta condiciones estables desde 00:00 am hasta 07:00 y a las 08:00 condiciones neutras. ESPOCH entre las 00:00 am y las 07:00 am sus condiciones son extremadamente estables, para luego a partir desde las 08:00 am hasta 18:00 pm presenta condiciones inestables al igual que Urbina, pero este último desde las 09:00 am. Finalmente ambas presentan condiciones estables y extremadamente estables.

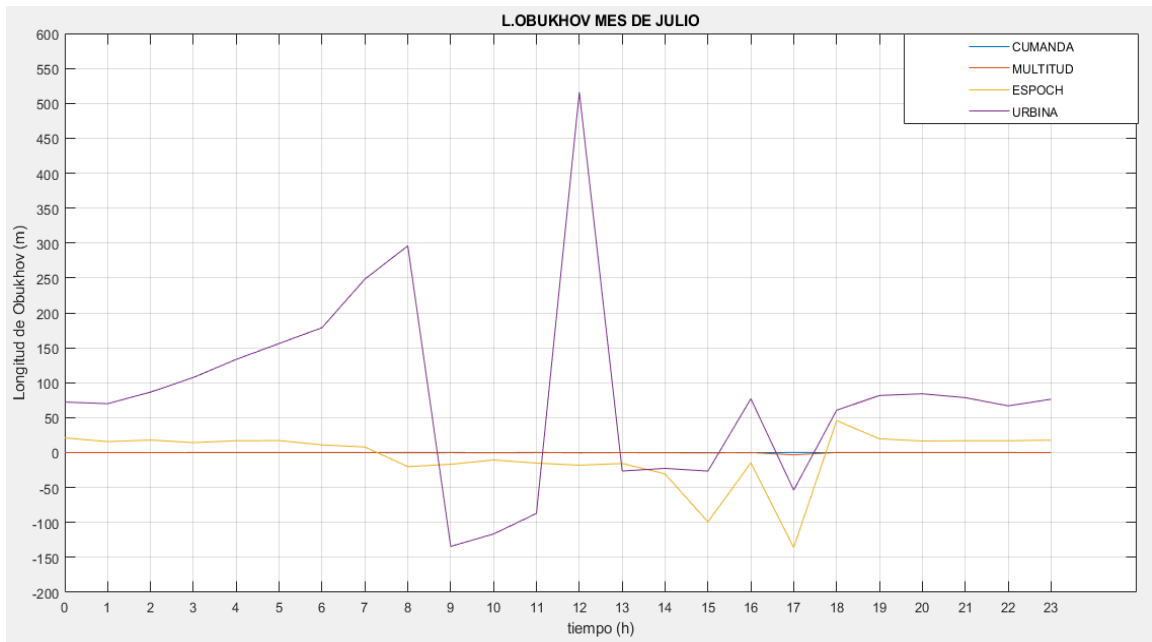


Gráfico 7 - 3. Longitud de Obukhov mes de julio

Realizado por: Minda, O. 2021.

Cumandá y Multitud siguen la tendencia de extremadamente estables. Urbina presenta condiciones estables hasta las 08:00 am, luego condiciones neutras a las 12:00 pm, decreciendo aceleradamente hasta condiciones extremadamente inestables hasta las 17:00 pm. ESPOCH hasta las 07:00 am presenta condiciones extremadamente estables, para luego tener una tendencia extremadamente inestable desde las 08:00 am hasta las 17:00 pm. Finalmente, estas dos estaciones tienen tendencia a condiciones extremadamente estables.

3.2. Análisis de varianza de la Longitud de Obukhov

Para un análisis estadístico de la varianza que se presenta en los datos se procede a trabajar con dos hipótesis; la hipótesis H_0 que nos dice que la media de la longitud de Obukhov va a ser la misma entre las diferentes estaciones. Y La hipótesis alternativa H_1 que nos dice que en las medias para la longitud de Obukhov, al menos dos difieren significativamente.

Tabla 1 - 3: Análisis de varianza para el mes de enero

Origen de las variaciones	Suma de cuadrados	Grados de libertad	Promedio de los cuadrados	F	Probabilidad
Entre grupos	373707,76	23,00	16248,16	0,71	0,82
Dentro de los grupos	1646410,20	72,00	22866,81		
Total	2020117,97	95,00			

Realizado por: Minda Luna, Omar, 2021.

Debido a que $F < 1$, se procede a rechazar la hipótesis nula. Diciendo que los valores de las medias difieren significativamente para la longitud de Obukhov en el mes de enero.

Tabla 2 – 3: Análisis de varianza para el mes de febrero

Origen de las variaciones	Suma de cuadrados	Grados de libertad	Promedio de los cuadrados	F	Probabilidad
Entre grupos	432832,53	23	18818,81	1,47	0,11
Dentro de los grupos	923177,80	72	12821,91		
Total	1356010,32	95			

Realizado por: Minda Luna, Omar, 2021.

Debido a que $F > 1$, se procede a rechazar la hipótesis nula. Diciendo que los valores de las medias difieren significativamente para la longitud de Obukhov en el mes de febrero.

Tabla 3 - 3: Análisis de varianza para el mes de marzo

Origen de las variaciones	Suma de cuadrados	Grados de libertad	Promedio de los cuadrados	F	Probabilidad
Entre grupos	513559,42	23	22328,67	1,33	0,18
Dentro de los grupos	1205246,27	72	16739,53		
Total	1718805,70	95			

Realizado por: Minda Luna, Omar, 2021.

Debido a que $F > 1$, se procede a rechazar la hipótesis nula. Diciendo que los valores de las medias difieren significativamente para la longitud de Obukhov en el mes de marzo.

Tabla 4 - 3: Análisis de varianza para el mes de abril

Origen de las variaciones	Suma de cuadrados	Grados de libertad	Promedio de los cuadrados	F	Probabilidad
Entre grupos	130663,01	23	5681,00	1,14	0,33
Dentro de los grupos	359224,32	72	4989,23		
Total	489887,32	95			

Realizado por: Minda Luna, Omar, 2021.

Debido a que $F > 1$, se procede a rechazar la hipótesis nula. Diciendo que los valores de las medias difieren significativamente para la longitud de Obukhov en el mes de abril.

Tabla 5 - 3: Análisis de varianza para el mes de mayo

Origen de las variaciones	Suma de cuadrados	Grados de libertad	Promedio de los cuadrados	F	Probabilidad
Entre grupos	981750,86	23	42684,82	1,06	0,41
Dentro de los grupos	2892903,78	72	40179,22		
Total	3874654,65	95			

Realizado por: Minda Luna, Omar, 2021.

Debido a que $F > 1$, se procede a rechazar la hipótesis nula. Diciendo que los valores de las medias difieren significativamente para la longitud de Obukhov en el mes de mayo.

Tabla 6 - 3: Análisis de varianza para el mes de junio

Origen de las variaciones	Suma de cuadrados	Grados de libertad	Promedio de los cuadrados	F	Probabilidad
Entre grupos	157804,52	23	6861,07	1,22	0,26
Dentro de los grupos	404530,41	72	5618,48		
Total	562334,93	95			

Realizado por: Minda Luna, Omar, 2021.

Debido a que $F > 1$, se procede a rechazar la hipótesis nula. Diciendo que los valores de las medias difieren significativamente para la longitud de Obukhov en el mes de junio.

Tabla 7 - 3: Análisis de varianza para el mes de julio

Origen de las variaciones	Suma de cuadrados	Grados de libertad	Promedio de los cuadrados	F	Probabilidad
Entre grupos	138222,63	23	6009,68	0,93	0,57
Dentro de los grupos	467268,81	72	6489,84		
Total	605491,43	95			

Realizado por: Minda Luna, Omar, 2021.

Debido a que $F < 1$, se procede a rechazar la hipótesis nula. Diciendo que los valores de las medias difieren significativamente para la longitud de Obukhov en el mes de julio.

CONCLUSIONES

- Se pudo notar que, en las estaciones de Cumandá y Multitud, la longitud de Obukhov varía entre -5 m y 5 m debido a la baja velocidad del viento presentada en la zona, lo que indicaría que la dinámica atmosférica presenta condiciones extremadamente estables para la noche y extremadamente inestables para el día.
- Las estaciones de ESPOCH y Urbina debido a su compleja topografía, presentan condiciones atmosféricas que varían entre extremadamente estables y estables para horas de la noche y madrugada, en horas donde la radiación solar está presente las condiciones varían entre extremadamente inestables e inestables. Lo que indica que la radiación solar cumple un papel fundamental al momento de describir la dinámica atmosférica de la zona en estudio.
- Con un análisis estadístico de varianza, quedo demostrado la variabilidad que existe entre la dinámica atmosférica que se presentan en las diferentes alturas de la provincia de Chimborazo.
- El modelo de Monin – Obukhov es perfectamente aplicable para estudiar la variabilidad en la dinámica atmosférica en la provincia de Chimborazo, presentando los niveles de estabilidad e inestabilidad a diferentes horas, en referencia a las condiciones meteorológicas características de la zona.

RECOMENDACIONES

- Se recomienda tomar regiones más grandes de tiempo para obtener un estudio detallado de la variabilidad en la dinámica atmosférica que presenta la provincia de Chimborazo y con eso hacer predicciones futuras de este comportamiento.
- Se debe realizar un mantenimiento constante de las estaciones meteorológicas para que los datos obtenidos ayuden a conocer el pasado de la dinámica atmosférica en la provincia y basándose en eso poder decir algo sobre el futuro.
- Es importante continuar estudiando los diferentes cambios atmosféricos que se presentan en la provincia para prevenir a la ciudadanía ante alguna condición extrema de la atmósfera.

GLOSARIO

Cizalladura: proceso generado por el cambio abrupto de las masas de aire en su dirección y velocidad (Xuhui 2018, p. 68).

Fluido: tipo de medio continuo formado por alguna sustancia entre cuyas partículas solo hay una fuerza de atracción débil (Xuhui 2018, p. 1).

Turbulencia: turbulencia o flujo turbulento es un régimen de flujo caracterizado por baja difusión de momento, alta convección y cambios espacio-temporales rápidos de presión y velocidad (Mora 2017, p. 68).

Rugosidad: descripción del tipo de terreno de una zona específica (Van Ulden 1985, p. 1198).

BIBLIOGRAFÍA

VLADO SPIRIDONOV; & MLADJEN CURIE. *Fundamentals of meteorology*. Suzia: Springer Nature, 1979. ISBN 0133411311, pp. 1-34.

COLLIER, E; & IMMERZEEL. "High-resolution modeling of atmospheric dynamics in the Nepalese Himalaya". *Journal of geophysical research: Atmospheres*, vol. 175, no. 4449 (2015), (Países Bajos) pp. 238.

ARQUÍMIDES HARO. "Flujos térmicos superficiales en la ciudad de Riobamba". *Perfiles*, vol. 08. no. 03, Ciudad De Riobamba. pp. 32-36.

KARAMANLIOGLU, B; et al. "The effect of midazolam on the levels of serum cortisol, fasting blood sugar, liver enzymes and apnea". *Turk Anesteziyoloji ve Reanimasyon*, vol. 18, no. 2 (1990), (Turquía) pp. 78-80.

LEVEQUE, W.;et al. *An Introduction to the Theory of Numbers*. Edición 06. Dordrecht-Holanda: Ridel Publishing Company, 1986, pp 1-6.

LUKASZEWICZ, G; & KALITA, P. *Navier–Stokes Equations: An Introduction with Applications* [en línea]. Edición 34. Krakow-Polonia. [Consulta: 14 de junio 2021]. Disponible en: <http://www.springer.com/series/5613>.

MORA, X. "Navier-Stokes equations: Unpredictability even without butterflies?" *Mètode Revista de difusió de la investigació*, vol. 0, no. 8 (2017), (España) pp 67-73.

MURCIA, U. *Composición y estructura vertical de la atmósfera . Presión y vientos*. [en línea]. Murcia-España: Ediciones de la Universidad de Murcia, 2000. Disponible en: <http://www.um.es/geograf/clima/tema03.pdf>.

PORTELA, A; et al. "Parametrización de la capa límite atmosférica en los modelos numéricos de pronóstico meteorológico". *Física de la Tierra* [en línea], 1991, (España) (no. 3), pp 103. [Consulta: 21 de junio 2021]. ISSN 1988-2440. Disponible en: <http://revistas.ucm.es/index.php/FITE/article/view/FITE9191110103A>.

SAAVEDRA, M. 2011. "Caracterización climática de la circulación atmosférica en América del Sur". *Revista de Investigación de Física*, vol. 14, no. 01 (2011), (Perú) pp. 1-7.

VAN ULDEN; & HOSTLAG. *Estimation of Atmospheric Boundary Layer Parameters for Diffusion Applications* [en línea]. Volume 24. Países Bajos: Royal Netherlands Meteorological Institute, 1985. [Consulta: 23 de abril 2021]. Disponible en: papers3://publication/uuid/2075185C-E7DA-4731-AFE2-A072F440B8E5%0Apapers3://publication/uuid/2C1B0D0E-9949-42CE-9BAF-46F0056D6793.

VELASTEGUÍ A; et al. 2018. "Evaluación de la Estabilidad Atmosférica Bajo Condiciones Físicas y Meteorológicas del Altiplano Ecuatoriano". *Revista Brasileira de Meteorologia*, vol. 33, no. 2 (2018), (Ecuador) pp. 336-343.

XUHUI, L. 2018. *Fundamentals of Boundary- Layer Meteorology*. Estados Unidos: Springer International Publishing. ISBN 9783319608518, pp. 68-75.

ANEXOS

ANEXO A: CÓDIGO EN R DE RELLENO PARA DATOS METEOROLÓGICOS FALTANTES

```
1 library(randomForest)
2 library(openxlsx)
3 library(readxl)
4 library(mice)
5 library(tidyr)
6 library(ggplot2)
7 library(plotly)
8
9 CUMANDA<- read_excel("Tesis/DATOS ESTACIONES METEOROLÓGICAS/0101_0630 ESPOCH.xlsx",
10                      col_types = c("text", "text", "numeric",
11                                   "numeric", "numeric", "numeric"))
12
13 ▾ BaseMeses <- function(CUMANDA, columna=6){
14
15     Enero <-CUMANDA[3:746,6]
16     Febrero <-CUMANDA[747:1418,6]
17     Marzo <-CUMANDA[1419:2162,6]
18     Abril <-CUMANDA[2163:2882,6]
19     Mayo <-CUMANDA[2883:3626,6]
20     Junio <-CUMANDA[3627:4346,6]
21     Julio <-CUMANDA[4347:5090,6]
22
23
24     #HORAYFECHA
25
26     HORA <- data.frame(rep(seq(0,23),31))
27     fe <- seq(as.POSIXct('2021-01-01'),by='1 hour', length=5090)
28     fe <- data.frame(Fecha=fe)
29     fecha <- separate(fe, col="Fecha", into = c("fecha", "hora"),sep = "")
30     fecha_Ene <- fecha[1:744,1]
31     ff <- data.frame(fecha_Ene)
32
33     class(ff)
34
35 ▾ unirdata <- function(...){
36     args<-list(...)
```

```
37
38     n <- sapply(args,nrow)
39     mx <- max(n)
40 ▾ pad <- function(x,mx){
41 ▾     if(nrow(x)<mx){
42         nms<-colnames(x)
43         padTemp<-matrix(NA,mx -nrow(x),ncol(x))
44         colnames(padTemp)<- nms
45 ▾         if(ncol(x)==0){
46             return(padTemp)
47 ▾         }else{
48             return(rbind(x,padTemp))
49 ▾         }
50 ▾     }
51 ▾     else{
52         return(x)
53 ▾     }
54 ▾ }
55     rs <- lapply(args,pad,mx)
56     return(do.call(cbind,rs))
57 ▾ }
58
59
60 #un solo data frame
61
62 CUMANDA<-unirdata(ff,HORA,Enero,Febrero,Marzo,Abril,Mayo,Junio,Julio)
63 names(CUMANDA) <- c("FECHA","HORA","Enero","Febrero","Marzo","Abril","Mayo","Junio","Julio")
64 return(CUMANDA)
65 ▾ }
66
67 BaseVacíaMeses <- BaseMeses(CUMANDA, columna = 6)
68
69
70 #FALTANTES POR MESES
71
72 ▾ FaltantesMeses <- function(BaseVacíaMeses){
```

```

73 Enero<-data.frame(BaseVaciamMeses [1:744,3])
74 names(Enero)<-"Enero"
75 Faltante1<-colSums(is.na(Enero))
76 Porcentaje1<-round(Faltante1*100/(24*31),2)
77
78
79 Febrero<-data.frame(BaseVaciamMeses [1:672,4])
80 names(Febrero)<-"Febrero"
81 Faltante2<-colSums(is.na(Febrero))
82 Porcentaje2<-round(Faltante2*100/(24*31),2)
83
84
85 Marzo<-data.frame(BaseVaciamMeses [1:744,5])
86 names(Marzo)<-"Marzo"
87 Faltante3<-colSums(is.na(Marzo))
88 Porcentaje3<-round(Faltante3*100/(24*31),2)
89
90
91 Abril<- data.frame(BaseVaciamMeses [1:720,6])
92 names(Abril)<-"Abril"
93 Faltante4<-colSums(is.na(Abril))
94 Porcentaje4<-round(Faltante4*100/(24*30),2)
95
96
97 Mayo<- data.frame(BaseVaciamMeses [1:744,7])
98 names(Mayo)<-"Mayo"
99 Faltante5<-colSums(is.na(Mayo))
100 Porcentaje5<-round(Faltante5*100/(24*31),2)
101
102
103 Junio<- data.frame(BaseVaciamMeses [1:720,8])
104 names(Junio)<-"Junio"
105 Faltante6<-colSums(is.na(Junio))
106 Porcentaje6<-round(Faltante6*100/(24*30),2)
107
108

```

```

109 Julio<- data.frame(BaseVaciamMeses [1:744,9])
110 names(Julio)<-"Julio"
111 Faltante7<-colSums(is.na(Julio))
112 Porcentaje7<-round(Faltante7*100/(24*31),2)
113
114
115 Faltantes<-c(Faltante1,Faltante2,Faltante3,Faltante4,Faltante5,Faltante6,Faltante7)
116
117 Porcentaje<-c(Porcentaje1,Porcentaje2,Porcentaje3,Porcentaje4,Porcentaje5,Porcentaje6,Porcentaje7)
118
119 suma<-sum(Faltantes)
120
121 print("Cantidad Total de Faltantes")
122
123 print(suma)
124
125 print("Cantidad de faltantes por meses")
126
127 data.frame(Faltantes,Porcentaje)
128 ^ }
129
130 FaltantesMeses<- FaltantesMeses (BaseVaciamMeses);FaltantesMeses
131
132
133 #IMPUTACION
134
135 v relleno<-function(BaseVaciamMeses){
136   FaltantesMeses
137   Impmaximo<-100
138   En<-FaltantesMeses [1,2]
139   Fe<-FaltantesMeses [2,2]
140   Ma<-FaltantesMeses [3,2]
141   Ab<-FaltantesMeses [4,2]
142   May<-FaltantesMeses [5,2]
143   Ju<-FaltantesMeses [6,2]
144   Jul<-FaltantesMeses [7,2]

```

```

153     message("Quitar el mes de Enero sobrepasa el 100%")
154     BaseVaciameses$Enero<- NULL
155 ^ }
156 v if (Fe >= Impmaximo) {
157     message("Quitar el mes de Febrero sobrepasa el 100%")
158     BaseVaciameses$Febrero<- NULL
159 ^ }
160 v if (Ma >= Impmaximo) {
161     message("Quitar el mes de Marzo sobrepasa el 100%")
162     BaseVaciameses$Marzo<- NULL
163 ^ }
164 v if (Ab >= Impmaximo) {
165     message("Quitar el mes de Abril sobrepasa el 100%")
166     BaseVaciameses$Abril<- NULL
167 ^ }
168 v if (May >= Impmaximo) {
169     message("Quitar el mes de Mayo sobrepasa el 100%")
170     BaseVaciameses$Mayo<- NULL
171 ^ }
172 v if (Ju >= Impmaximo) {
173     message("Quitar el mes de Junio sobrepasa el 100%")
174     BaseVaciameses$Junio<- NULL
175 ^ }
176 v if (Jul >= Impmaximo) {
177     message("Quitar el mes de Julio sobrepasa el 100%")
178     BaseVaciameses$Julio<- NULL
179 ^ }
180
181     impuda<-rfImpute(HORA~.,BaseVaciameses, ntrees=300,iter=10)
182     return(impuda)
183 ^ }
184 impuda<-relleno(BaseVaciameses)
185
186
187 write.xlsx(impuda, file = "ESPOCHHUMEDAD.xlsx")
188

```

ANEXO B: CÓGIDO EN MATLAB PARA TRATAMIENTO DE DATOS METEOROLÓGICOS

%Programa para determinar la estabilidad atmosférica en la ciudad de
%Riobamba, adaptado a sus condiciones físicas y meteorológicas.

```
%set(handles.importa1,'Enable','on');
clc
dm=xlsread('ESPOCHFINAL.xlsx');
%R=287.08; % J/(kg K);
P=1013.25; %mBar

%latgra=str2double(get(handles.latg,'String'));
latgra=1;
%latmin=str2double(get(handles.latm,'String'));
latmin=39;
%latsec=str2double(get(handles.lats,'String'));
latsec=0;
lat=-(latgra+(latmin/60)+(latsec/3600));
%longra=str2double(get(handles.long,'String'));
longra=78;
%lonmin=str2double(get(handles.lonm,'String'));
lonmin=39;
%lonsec=str2double(get(handles.lons,'String'));
lonsec=0;
lon=longra+(lonmin/60)+(lonsec/3600);%ok
%cp=1003.62;% J/(kg K) Capacidad calórica
A1=0.2;
B1=2.5;
C1=8;
gamma=4.7;
k=0.40; % Constante de von karman
g=9.78; % m/s^2 aceleración de la gravedad
sigma=5.67E-8;% W/(m^2K^4)
nd=input('Numero de datos (5089) N=');
Res=zeros(1,8);
d=0;
for j=1:nd
%M =get(handles.mes,'Value');
M=dm(j,1);
```



```

%D=get(handles.dia,'Value');
D=dm(j,2);
%hora=str2double(get(handles.hora,'String'));
hora=dm(j,3);
%m=0;
%m=str2double(get(handles.min,'String'));
%s=str2double(get(handles.sec,'String'));
%s=0;
t=hora; %+(m/60)+(s/3600);

%Cálculo del Dia Juliano
%d=30*(M-1)+D;%ok
if hora==0
    d=d+1;
end
%SL=4.871+0.0175*d+0.033*sin(0.0175*d);%ok
%delta=asin(0.398*sin(SL));%ok
%h=-lon*(pi/180)+0.043*sin(2*SL)-0.033*sin(0.0175*d)+0.262*(t+5)-
pi;%ok
delta=0.49*(cos((2*pi*(d-173)/365.25)));
fi=asin(sin(delta)*sin(lat*(pi/180))-
cos(delta)*cos(lat*(pi/180))*cos(t*pi/12));%ok
%Llamado de datos
ds=xlsread('dsuelo.xlsx');
%i=get(handles.suelo,'Value');
i=4;
% Llamado parámetros superficiales
Z0=ds(i,1); % Parámetro de rugosidad
%A=ds(i,2) % Albedo
%B=ds(i,3); % Razón de Bowen
Cg=ds(i,4); % Constante de flujo terrestre
%Te=str2double(get(handles.tamb,'String'));
Te=dm(j,4);
T=Te+273.15;%ok
%Presión atmosférica
Patm=dm(j,6);
% Cálculo densidad
ro=(Patm/P)*(353.44/(T));
%ro=(Patm*100)/(R*T);
%Calculo calor específico del aire
cp=999.2+0.1434*T+(1.101*10^(-4))*T^(2)-(6.7581*10^(-8))*T^3);

```

```

% Cálculo Factor de Albedo
Hu=dm(j,5);
A=0.185*(1-exp(-Hu/100));

% omega=7.2722e-5
% f=2*omega*sin(lat*pi()/180)
% beta=0.2
%incluir la corrección de la densidad por temperatura

%Z=str2double(get(handles.valorZ,'String'));
Z=10;
%u=str2double(get(handles.valoru,'String'));
u=dm(j,8);
%Qf=str2double(get(handles.Qf,'String')); % Flujo de calor antropogénico
%if valor==1
    % Q1=str2double(get(handles.radneta,'String'));
    %set(handles.Q1,'String',Q1);
%else
%Q1r=dm(j,8);
    % N=str2double(get(handles.fraccionCielo,'String'));2
Q1r=dm(j,7);
% N=dm(j,7)/8;

c1=5.31E-13;% W m-2 K-6
    c2=60;% W m-2
% c3=0.12;
    a1=990;% W m-2
    a2=-30;% W m-2
    b1=-0.75;
    b2=3.4;
% A=0.18; %albedo
%Calculo de la nubosidad metodo AEREMET
if (t-1)<0
    t=24;
end
    fip=asin(sin(delta)*sin(lat*(pi/180))-
cos(delta)*cos(lat*(pi/180))*cos((t-1)*pi/12));%ok
    fil=(fi+fip)/2;
    Ro=(a1*sin(fil)+a2);
    N=((1-Q1r/Ro)/0.75)^(1/3.4);

```

```

% Radiación de onda corta incidente
Qsw=(a1*sin(fi1)+a2)*(1+b1*N^b2); %*(1-A); %No se esta usando esta
relacion
%incluirl corrección de albedo para ángulo fi
% Calculo de radiacion neta en funcion de radiacion incidente
S=exp(0.055*(T-279));
c3=(0.38*((1-A)*S+1)/(S+1));
Q1=((1-A)*Q1r+(c1*T^6)-(sigma*T^4)+c2*N)/(1+c3); % radiación neta
ok
% set(handles.Q1,'String',Q1);
%end
% Flujo de calor sensible

Qf=0;
beta=20; %W/m2

Cg=0.75;
%Cálculo flujo de calor
%Qh=((1-Cg)*Q1+Qf)*(B/(1+B));
Qh=(((1-Cg)*S+1)*Q1*(1-A))/(1+S)-Cg*beta;
%Qh2=((1-Cg)*(Q1r)+Qf)*(B/(1+B));
% Flujo de calor latente
ag=0.3;
%Qe=Qh/B;
Qe=Q1*(1-ag)-Qh;
Qg=Q1*ag;

Res(j,1)=Qh;
%set(handles.Qe,'String',Qe);
Res(j,2)=Qe;
Res(j,3)=Qg;
Res(j,4)=Q1;

%método iterativo para calcular L

uuo=(k*u)/log(Z/Z0);
LLO=- (ro*cp*T*uuo^3)/(k*g*Qh);
Res(j,8)=LLO;
if LLO<0

```

```

        x=(1-16*(Z/LLo))^0.25;
        fim=2*log((1+x)/2)+log((1+x^2)/2)-2*atan(x)+pi/2;
        x0=(1-16*(Z0/LLo))^0.25;
        fim0=2*log((1+x0)/2)+log((1+x0^2)/2)-2*atan(x0)+pi/2;
        fih=2*log((1+x^2)/2);
        uu=(k*u)/(log(Z/Z0)-fim+fim0);
        L=-(ro*cp*T*uu^3)/(k*g*Qh);
elseif LLo>0
        fim=-5*(Z/LLo);
        fim0=fim;
        fih=fim;
        uu=k*u/(log(Z/Z0)-fim+fim0);
        L=-(ro*cp*T*uu^3)/(k*g*Qh);
end

if abs(abs(LLo)-abs(L))>0.005
    LLo=L;
    if LLo<0
        x=(1-16*(Z/LLo))^0.25;
        fim=2*log((1+x)/2)+log((1+x^2)/2)-2*atan(x)+pi/2;
        x0=(1-16*(Z0/LLo))^0.25;
        fim0=2*log((1+x0)/2)+log((1+x0^2)/2)-2*atan(x0)+pi/2;
        fih=2*log((1+x^2)/2);
        uu=k*u/(log(Z/Z0)-fim+fim0);
        L=-(ro*cp*T*uu^3)/(k*g*Qh);
        gamma1=0.005;
    elseif LLo>0
        fim=-5*(Z/LLo);
        fim0=fim;
        fih=fim;
        uu=k*u/(log(Z/Z0)-fim+fim0);
        L=-(ro*cp*T*uu^3)/(k*g*Qh);
        gamma1=0.01;
    end
end

Res(j,5)=uu;
%Res(j,5)=Q1r;
Res(j,6)=L;
% Res(j,6)=Ro;
% Calmas

```

```

    if u==0
        %disp('Calma');
        %set(handles.estabi,'string','Inestable')
        Res(j,7)=8;% '%G';
    end

% identifica el tipo de ESTABILIDAD Gryning et al 2007
if L<0 & L>(-1/0.056)
    %disp('Muy Inestable');
    % set(handles.estabi,'string','Muy estable')
    Res(j,7)=1; '%A';
elseif L<=(-1/0.056) & L>(-1/0.016)%adamente Inestable');
    %disp('Inestable');
    %set(handles.estabi,'string','Estable')
    Res(j,7)=2;% 'B';
elseif L<=(-1/0.016) & L>(-1/0.004)
    % disp('Ligeramente Inestable');
    %set(handles.estabi,'string','Estable')
    Res(j,7)=3;% 'C';
elseif L<=-250
    %disp('Neutra');
    %set(handles.estabi,'string','Estable')
    Res(j,7)=4;% 'D';
elseif L>500
    %disp('Neutra');
    %set(handles.estabi,'string','Estable')
    Res(j,7)=4;% 'D';

elseif L<=(1/0.002) & L>(1/0.006)
    %disp('Ligeramente Estable');
    %set(handles.estabi,'string','Estable')
    Res(j,7)=5;% 'E';
elseif L<=(1/0.006) & L>(1/0.022)
    %disp('Estable');
    %set(handles.estabi,'string','Inestable')
    Res(j,7)=6;% 'F';
elseif L<=(1/0.022) & L>0
    %disp('Extremadamente Estable');

```

```
        %set(handles.estabi,'string','Inestable')
        Res(j,7)=7;% %'G';
elseif L==0
        %disp('Calma');
        %set(handles.estabi,'string','Inestable')
        Res(j,7)=8;% %'G';
end
d
end

xlswrite('ESPOCHPRUEBA.xls',Res);
```



ESCUELA SUPERIOR POLITÉCNICA DE CHIMBORAZO

**DIRECCIÓN DE BIBLIOTECAS Y RECURSOS DEL APRENDIZAJE
UNIDAD DE PROCESOS TÉCNICOS Y ANÁLISIS BIBLIOGRÁFICO Y DOCUMENTAL**

REVISIÓN DE NORMAS TÉCNICAS, RESUMEN Y BIBLIOGRAFÍA

Fecha de entrega: 17 / 01 / 2022

INFORMACIÓN DEL AUTORA (S)
Nombres – Apellidos: <i>OMAR DAVID MINDA LUNA</i>
INFORMACIÓN INSTITUCIONAL
Facultad: <i>Ciencias</i>
Carrera: <i>Física</i>
Título a optar: <i>Físico</i>
f. Analista de Biblioteca responsable: <i>Ing. Leonardo Medina Nuste MSc.</i>

**LEONARDO
FABIO MEDINA
NUSTE**

Firmado digitalmente por LEONARDO
FABIO MEDINA NUSTE
Nombre de reconocimiento (DN): cn=EC,
o=BANCO CENTRAL DEL ECUADOR,
ou=ENTIDAD DE CERTIFICACION DE
INFORMACION-BOBCE, l=QUITO,
serialNumber=0000621485,
cn=LEONARDO FABIO MEDINA NUSTE
Fecha: 2022.01.17 10:57:18 -05'00'



0010-DBRA-UTP-2022