



ORGANIZACION LATINOAMERICANA DE ENERGIA

SECRETARIA PERMANENTE

BOLETIN ENERGETICO No. 15

ABRIL / JUNIO 1980



Caracterización del viento

Trabajo presentado por el Ing. Met. Jorge Iván Valencia Franco del Instituto Colombiano de Hidrología, Meteorología y Adecuación de Tierras (HIMAT) en el I Curso Seminario Latinoamericano sobre Prospección, Evaluación y Caracterización de la Energía Eólica, realizado por OLADE y el Instituto de Investigaciones Eléctricas de México en Cuernavaca del 26 al 30 de mayo de 1980.

I. TURBULENCIA

1. Concepto sobre la turbulencia.

Los principios generales de la mecánica de la atmósfera se pueden formular de acuerdo a las tres leyes de conservación: de masa, de cantidad de movimiento y de energía. Estos principios se pueden describir por medio de cinco ecuaciones escalares; la ecuación sexta que completa el sistema, es la ecuación de estado del aire.

La utilización de estas ecuaciones para describir las variaciones espaciales y temporales de los elementos meteorológicos, está supeditada, sin embargo, a la determinación de serias dificultades derivadas del carácter turbulento de los movimientos atmosféricos.

Para aclarar la importancia de esta dificultad, analicemos primero la definición y particularidades principales de los flujos turbulentos.

Movimiento turbulento es aquel movimiento, cuyas características cambian en el espacio y en el tiempo en forma irregular y caótica aunque no cambien las condiciones ambientales.

El carácter aleatorio de la variación de los parámetros es la principal particularidad de las corrientes turbulentas, diferenciándose así de los movimientos laminares, cuyas propiedades pueden ser determinadas exactamente en cualquier momento de tiempo por medio de las condiciones externas.

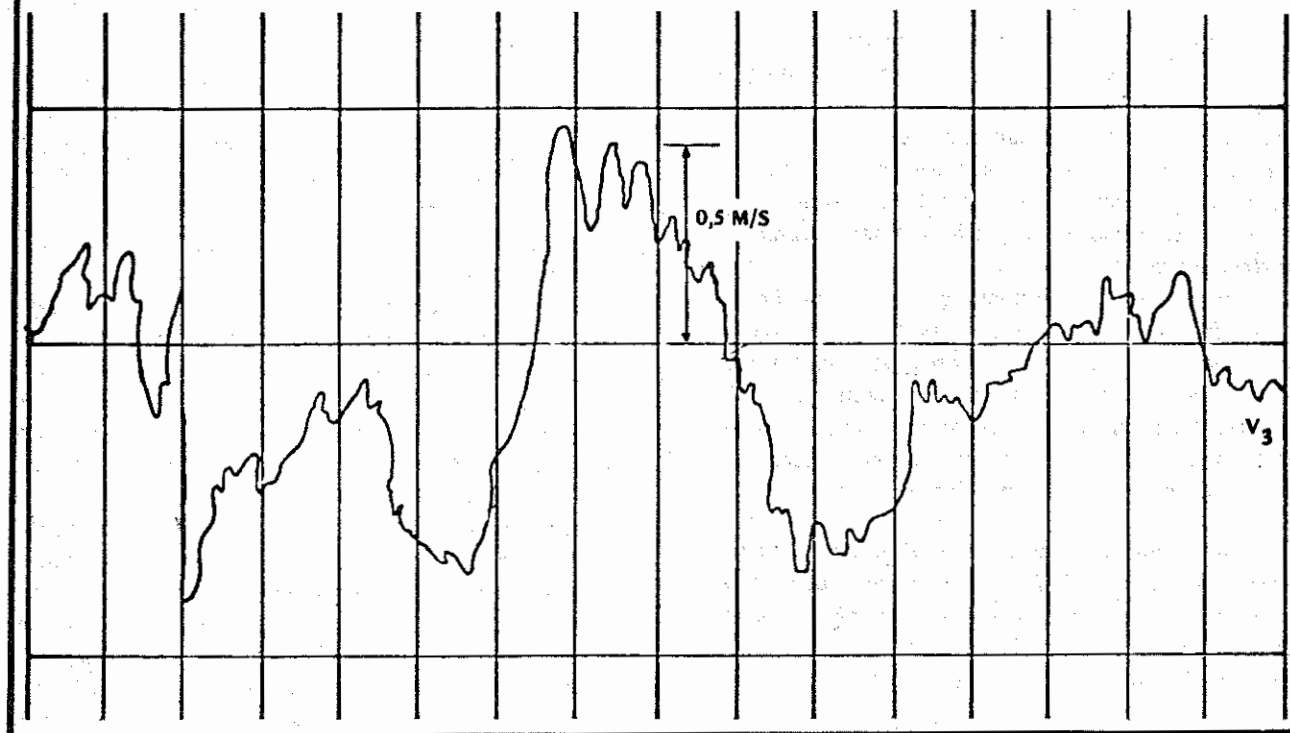
Sobre el carácter turbulento de los movimientos atmosféricos podemos constatar por los registros en las variaciones en el tiempo y en el espacio de los elementos meteorológicos (velocidad del viento) y obtenidos por medio de registradores especiales con una inercia muy pequeña. En la figura 1 como ejemplo, se presenta el registro de la variación con el tiempo de la componente vertical de la velocidad del viento V_z , obtenidos en condiciones ambientales determinadas. En esa curva se observa la cantidad de oscilaciones con diferentes periodos y amplitudes, lo que nos muestra la compleja estructura interna de los movimientos atmosféricos.

Los movimientos atmosféricos no son los únicos ejemplos de corrientes turbulentas. La mayoría de las corrientes que encontramos en la naturaleza y en las técnicas son turbulentas. En determinadas circunstancias, las corrientes en los océanos, mares, ríos,

alcantarillas, acueductos, y oleoductos, son turbulentos, así como el movimiento del aire en las capas bajas. Las causas principales que diferencian la turbulencia atmosférica es la diferencia de escalas y la influencia de la estratificación.

REGISTROS TÍPICOS DE LA VARIACION TEMPORAL DE LA COMPONENTE VERTICAL DE LA VELOCIDAD DEL VIENTO

FIGURA 1



Como veremos adelante, el régimen turbulento aparece como resultado de que, en ciertas circunstancias, el movimiento se vuelve inestable con relación a pequeñas perturbaciones. Esto significa que las variaciones aleatorias e incontrolables de las condiciones iniciales o marginales conllevan a variaciones principales del campo de la velocidad, de tal forma que la evaluación del campo es de carácter aleatorio y los valores instantáneos del vector de la velocidad son imposibles de determinar con antelación. Como consecuencia de lo anterior, la descripción matemática de las corrientes turbulentas y laminares debe ser en principio, diferente. En el caso del régimen laminar, el sistema de ecuaciones de la hidrodinámica permite determinar el valor de todas las características en cualquier momento, de acuerdo a los valores iniciales y en determinadas condiciones límites. En el régimen turbulento, las condiciones iniciales de las características correspondientes, también determinan sus valores consiguientes. Sin embargo, estos valores dependen de las perturbaciones incontrolables en las condiciones iniciales y limitantes, las cuales es imposible determinar exactamente; por eso la interpreta-

ción de las correspondientes ecuaciones diferenciales que describen las realizaciones instantáneas de los campos turbulentos, es prácticamente imposible.

Pueden darse solamente las distribuciones probabilísticas de estos campos y no los valores exactos. Por esto, en el caso de corrientes turbulentas, las ecuaciones de la hidrodinámica pueden ser utilizadas solamente para determinar las correspondientes distribuciones probabilísticas o las características medias de los campos aleatorios determinados por estas distribuciones. De esta manera, solamente es posible la descripción estadística de los movimientos turbulentos, que consiste en el análisis de las regularidades estadísticas, que son características para un conjunto de corrientes que se encuentran en determinadas condiciones ambientales.

La situación que se crea en el régimen turbulento del movimiento, es similar a la teoría cinética de los gases, que estudia el sistema de una gran cantidad de moléculas que se mueven y actúan recíprocamente. La descripción exacta del movimiento de una mo-

lécua prácticamente es imposible; por esto se analizan las propiedades estadísticas medias del conjunto

A pesar de que entre el movimiento de una gran cantidad de moléculas en los gases y el movimiento turbulento hay una cantidad de diferencias, existen ciertas analogías que son útiles en la descripción del movimiento turbulento.

2. Origen de la turbulencia.

Las corrientes laminares y turbulentas son dos tipos de movimientos cuyas propiedades se diferencian sustancialmente, y los cuales en determinadas condiciones pueden transformarse el uno en el otro. Las diferencias entre ellas aparecen en una serie de procesos que tienen un gran interés práctico. Es conocido el hecho de que, la acción del movimiento turbulento de un líquido o gas en los cuerpos que se encuentran alrededor es mayor que para el movimiento laminar, asimismo, es muy importante que los procesos de difusión de calor y mezclas son más intensas en los flujos turbulentos; como consecuencia de lo anterior, la determinación de las condiciones del paso del régimen laminar a turbulento es muy importante para resolver una serie de problemas aplicados.

Al mismo tiempo, la determinación del mecanismo de aparición de la turbulencia debe permitir la comprensión de la naturaleza del movimiento turbulento, es por esto que el estudio de esta cuestión es también de interés para la física de la atmósfera.

El criterio sobre el origen de la turbulencia fue obtenido por el físico inglés O. Reynolds en 1883, estudiando el movimiento de los líquidos en tubos circulares de vidrio, Reynolds demostró que el movimiento laminar se convierte en turbulento cuando el número adimensional $Re = \frac{UL}{\nu}$, el cual fue llamado con su nombre, se vuelve mayor que un valor crítico determinado Rec (U y L respectivamente, son las escalas características de velocidad y longitud, ν es el coeficiente de viscosidad cinemática). El número de Reynolds, caracteriza el papel relativo de la fuerza de la inercia y la viscosidad molecular en la dinámica del fluido.

La fuerza de la inercia, cuyo papel consiste en el traslado espacial de la cantidad de movimiento, permite la aparición de perturbaciones en el flujo. La fuerza de la viscosidad, por el contrario, suaviza la aparición de estas irregularidades. Cuando el número Re es pequeño, es decir, que la fuerza de la viscosidad alcanza a opacar las perturbaciones en el flujo, que surgen como resultado de la acción de la fuerza de la inercia, el movimiento es laminar; cuando Re es grande, predomina la fuerza de la inercia, en el flujo surgen perturbaciones, las características del flujo ad-

quieran variaciones irregulares y el movimiento es turbulento. Las ilustraciones anteriores explican, porqué el número de Reynolds sirve como criterio del origen de la turbulencia.

Los valores críticos de Re (Rec) han sido establecidos experimentalmente para diferentes tipos de corrientes turbulentas. Se estableció que el valor Rec depende principalmente del grado de perturbaciones en el flujo laminar (turbulencia inicial de la corriente); mientras mayor sea la turbulencia inicial, Rec es menor.

El enfoque teórico del problema sobre el origen de la turbulencia se fundamenta en las siguientes concepciones. De acuerdo con la definición, las corrientes laminares estacionarias se describen por medio de soluciones fijas de las ecuaciones hidrodinámicas en condiciones ambientales. Se puede suponer en principio que esas soluciones deben existir para cualquier número de Reynolds. Al mismo tiempo, de la experiencia sabemos que las corrientes laminares tienen lugar cuando $Re < Rec$. Esto da base para pensar que las soluciones correspondientes a movimientos realmente obtenidos, deben satisfacer las ecuaciones de la hidrodinámica y ser además estables. Para lograr la estabilidad del movimiento es necesario que las perturbaciones desaparezcan con el tiempo. Si es inevitable la aparición de perturbaciones, así sean pequeñas, estas van a aumentar con el tiempo conllevando a cambios fundamentales en el movimiento inicial; este tipo de movimiento se llama inestable. Por cuanto el régimen turbulento aparece cuando $Re > Rec$, entonces se podría pensar que Rec caracteriza las condiciones de pérdida de la inestabilidad. Por eso, el análisis teórico del origen de la turbulencia se centra en el análisis matemático del asunto, es decir la estabilidad de las soluciones de las ecuaciones de la hidrodinámica.

El estudio sobre la teoría matemática de la estabilidad de las corrientes laminares, es de por sí, un problema aparte muy importante, al cual se le han dedicado una serie de investigaciones. Analizaremos ahora, solamente la parte cualitativa de la cuestión y examinaremos algunos momentos principales, basándonos en las ideas expresadas por Landau.

La investigación matemática de la estabilidad del movimiento, en relación con perturbaciones menores se realiza de acuerdo al siguiente esquema.

En el movimiento principal estable, con una distribución de velocidades $V_{io}(x)$ se introduce una perturbación pequeña $V_{il}(x,t)$, donde $V_{il}(x,t) \ll V_{io}(x)$, la cual se determina de tal manera que el movimiento resultante $V_i(x,t) = V_{io}(x) + V_{il}(x,t)$, satisfaga las ecuaciones de movimiento y de continuidad.

La perturbación del campo de velocidad $V_{il}(x,t)$ satisface un sistema de ecuaciones lineales diferenciales con coeficientes, que no dependen del tiempo. La solución general de estas ecuaciones puede ser presentado en la forma de una suma de soluciones parciales del tipo:

$$V_{il}(x,t) = A(t) f(x)$$

donde $A(t)$ es la amplitud que cambia periódicamente con el tiempo.

De tal manera, la inestabilidad cuando $Re > Rec$, conlleva a la aparición de un movimiento periódico no estacionario. Para valores grandes de Re , cercanos a Rec , este movimiento puede ser representado en forma de superposición con el movimiento estacionario $V_{io}(x)$ del movimiento periódico $V_{il}(x,t)$ con una pequeña, pero limitada amplitud, el valor de la cual, cuando $t \rightarrow \infty$ crece proporcionalmente a

$$\sqrt{Re - Rec}$$

Es necesario destacar la siguiente e importante particularidad de la solución periódica inestable $V_{il}(x,t)$.

En la ecuación que determina el valor absoluto de la amplitud, la fase del movimiento periódico indeterminada y depende de las condiciones aleatorias iniciales. De esta manera, el movimiento periódico considerado no se define únicamente por las condiciones limitantes. Se puede decir que este movimiento posee un grado de libertad (a diferencia del movimiento laminar estacionario, que se determina por las condiciones en los límites y que no posee grados de libertad).

De esta manera, la presencia de una perturbación pequeña conlleva, conjuntamente con un número de Reynolds (Re) grande, pero cercano al valor crítico Rec , a la aparición del movimiento periódico inestable, en el cual uno de los componentes con una frecuencia determinada es inestable. En el sucesivo aumento del número Re , llega un momento cuando el movimiento se vuelve inestable con relación a la pequeña perturbación $V_{i2}(x,t)$ y al movimiento periódico estacionario $V_{io}(x)$ $V_{i1}(x,t)^*$. La investigación de la inestabilidad en este caso se lleva a cabo de

(*) Esto indica, que se puede introducir el número de Reynolds no solamente para todo el flujo, sino también para el movimiento de frecuencia dada. La inestabilidad del movimiento debe llegar cuando $Re > Rec$. Como se ve, Re sobrepasará más rápidamente Rec en tanto sea mayor la escala, es decir, que en primer orden, pierde más estabilidad el movimiento de mayor escala.

igual manera que la anterior. Para la perturbación $V_{i2}(x,t)$ de nuevo se obtiene una ecuación lineal diferencial, cuyos coeficientes van a depender no solamente de las coordenadas sino también del tiempo, ya que la corriente inicial no es estacionaria. Como resultado, aparece un movimiento pseudoperiódico, que se caracteriza por dos períodos diferentes y dos grados de libertad (ya que ahora hay dos fases libres).

Cuando continua aumentando Re , aparecen nuevas oscilaciones aleatorias, con diferentes períodos y fases indeterminadas, es decir, el movimiento adquiere un carácter complejo e irregular con un gran número de grados de libertad, este movimiento es turbulento; en este caso se podría pensar que los intervalos entre los valores críticos correspondientes Re , que generan nuevas oscilaciones, las cuales se hacen cada vez menores y consecuentemente las oscilaciones que aparecen serán de más alta frecuencia y de escala menor. De esta manera para valores grandes de Re , aparece un movimiento turbulento desarrollado, que es la superposición de movimientos de diferentes períodos y escalas. El movimiento de una escala o período dada, se llama vórtice turbulento (o campo turbulento).

De esta manera, obtenemos un modo visual de la aparición del movimiento turbulento. Todas estas conclusiones se relacionan con corrientes que poseen una densidad constante.

Existe otro procedimiento que permite investigar las condiciones de existencia del régimen turbulento, la esencia de este método, consiste en el análisis del balance energético de la perturbación de la vorticidad de escala correspondiente y en determinadas condiciones, en las cuales la energía de la perturbación dada no va a hacerse menor con el tiempo (es decir puede existir largo tiempo).

a) Plano horizontal.

Analizaremos la utilización de este método con una situación típica en la atmósfera. Supongamos que en una corriente homogénea horizontal aparece una perturbación de escala l , con una velocidad V_l y una temperatura potencial, diferente de la temperatura del medio circundante T_p . El tiempo característico de existencia en este vórtice es $\tau_1 \sim \frac{l}{V_l}$. En este caso, de la energía cinética de la corriente principal (o de la vorticidad de mayor escala) para la formación de energía cinética del movimiento turbulento, del cual se resta por unidad de tiempo la energía R_{l1}

La energía cinética de la vorticidad se gasta en el trabajo R contra la fuerza de la viscosidad. Esta fuerza se describe por medio del último miembro de

la ecuación de movimiento. El trabajo realizado contra la fuerza de la viscosidad en la unidad del tiempo es $R_2 l$.

Además, en una corriente estratificada y estable, la vorticidad realiza un trabajo contra la fuerza de "Arquímedes", el trabajo realizado en la unidad de tiempo será $R_3 l$.

Para que esta perturbación de escala l no desaparezca con el tiempo, es decir, que la variación de la energía cinética aumente con el tiempo, en la atmósfera estratificada estable se debe cumplir la condición:

$$R_1 l \quad R_2 l \quad R_3 l$$

Si el papel de la estratificación es pequeño ($R_3 l \ll R_2 l$) entonces la anterior condición se reduce a la exigencia de que:

$$R_1 l > R_2 l. \text{ Es decir: } Re l > 1$$

Si por el contrario $R_3 l \gg R_2 l$, entonces obtenemos:

$$Re l < 1$$

En este caso $Re l$ — es el número de Reynolds para la vorticidad de la escala l . De esta manera, para mantener la turbulencia de escala l , es necesario que el número de Reynolds sea lo suficientemente grande.

En una estratificación inestable, el trabajo de la fuerza de "Arquímedes" R_3 es una fuerza complementaria de energía y para el mantenimiento de la escala l se debe cumplir la desigualdad:

$$R_1 l + R_3 l > R_2 l$$

b) Plano vertical

El problema de los movimientos verticales en el aire es uno de los principales en la meteorología. Bajo la influencia de estos movimientos ocurren variaciones temporales y espaciales de muchos elementos meteorológicos (temperatura, presión, humedad y otros.) La presencia de corrientes verticales presenta además un interés práctico, por cuanto influyen en la difusión de contaminantes atmosféricos, así como en el régimen de vuelo de aviones, etc.

Dependiendo de las dimensiones horizontales características, todos los movimientos verticales que se observan en la atmósfera, se pueden dividir en tres tipos:

- **Velocidades verticales caóticas**
Las dimensiones horizontales características en este caso, pueden variar desde algunos centímetros hasta centenas de metros; la velocidad vertical característica en estas corrientes es del orden de algunos metros por segundo. La influencia de estas velocidades verticales en la transferencia y distribución de diferentes propiedades físicas (calor, humedad, cantidad de movimiento y otros) se describen con ayuda de los conceptos sobre turbulencia.
- **Corrientes verticales convectivas**
Que se presentan en volúmenes de aire con dimensiones horizontales de varios kilómetros (no más de 20-30 km), los valores característicos de la velocidad vertical es del orden de algunos m/seg.; son originados bajo la influencia de irregularidades de la superficie activa y la circulación orográfica.
- **Corrientes verticales regulares**
Abarca zonas con dimensiones horizontales del orden de miles de kilómetros, la velocidad vertical es del orden de 2 m/seg.

Las corrientes verticales de tipos II y III se describen por medio de la ecuación de movimiento y la ecuación de transferencia.

De la ecuación de continuidad se puede obtener la expresión para la velocidad vertical y nos muestra que las corrientes verticales en la atmósfera resultan por acción de tres factores: fuerza de rozamiento, inestabilidad, e inercia del movimiento.

Como se observaba anteriormente, la atmósfera siempre se encuentra en estado turbulento, en la atmósfera ocurre un proceso continuo de mezcla de los vórtices turbulentos. Los vórtices turbulentos inestables de gran escala conforman vórtices con características dimensionales y velocidades menores (intervalo de inercia de la turbulencia). Este proceso continua hasta que la influencia de la viscosidad no permite la formación de vórtices más pequeños, por la disipación de la energía de turbulencia en energía calorífica (intervalo de viscosidad).

Dependiendo de la causa de aparición de la turbulencia se pueden considerar tres tipos: térmica (convectiva), dinámica y mecánica.

II. GRADIENTE VERTICAL

1. Capa cercana a la superficie.

Ley logarítmica de la distribución vertical de la velocidad del viento.

El análisis dimensional del orden de los valores de los miembros en las ecuaciones de movimiento (si se integra de acuerdo a la altura en relación con la ecuación del flujo de calor) nos muestra que en la capa cercana a la superficie, todos estos factores se reducen y con suficiente precisión (cercana del 10 o/o) pueden ser expresados así:

$$K\rho \frac{dc}{dz} = \frac{U}{b; V} = Tg \propto \text{const.} \quad (1)$$

donde: $C = \sqrt{U^2 + V^2}$ es el módulo de la velocidad del viento; τ_0 es la tensión de la fricción superficial; α el ángulo de desviación del viento de las isobaras; U y V , las proyecciones de la velocidad del viento en los ejes X y Y (en este caso, el eje X está orientado por la tangente de la isobara y el eje Y , por la normal a la isobara hacia el lado de menor presión).

Las ecuaciones (1) nos muestran que la tensión de la fricción superficial y el ángulo de desviación del viento en esta capa son constantes con la altitud. De acuerdo al orden de los miembros de la ecuación (1) esta afirmación es cierta hasta los 50-100 metros.

El sabido alemán Prandtl en 1932, introdujo el concepto de trayectoria del desplazamiento ℓ el cual también se llama escala de turbulencia.

En base a razonamientos fundamentales de la teoría de la dimensionalidad, obtenemos que ℓ y el coeficiente de turbulencia K están relacionados por la fórmula:

$$K = \ell^2 \frac{dc}{dz} \quad (2)$$

entonces la primera ecuación de la expresión (1) se convierte en:

$$\ell \frac{dc}{dz} = U^*$$

considerando un elemento nuevo $U^* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$, que se llama velocidad de fricción o velocidad dinámica.

Con estratificaciones de la capa en mención, cercanas a la indiferente ($Ri \approx 0$, $g = g_a$), las trayectorias del desplazamiento dependen solamente de la altura. Por cuanto ℓ , posee las unidades de longitud y fundamentados en la teoría de la semejanza podemos escribir la fórmula de Prandtl de la siguiente forma:

$$\ell = \gamma (Z + Z_0)$$

donde Z , es la altura sobre la superficie; Z_0 , es el valor que caracteriza el significado de ℓ en la superficie terrestre (cuando $Z=0$) y se llama parámetro de rugosidad;

$\gamma = 0.38$, constante de Karman.

Integrando la ecuación (3) dentro de los límites de $Z=0$, donde la velocidad del viento bajo la influencia de la adhesión se convierte en cero ($C=0$), hasta una altura cualquiera Z , donde la velocidad del viento es $C(Z)$, obtenemos la expresión de la ley logarítmica de distribución de la velocidad del viento en la capa inferior:

$$C(Z) = \frac{U^*}{\gamma} \left(\ln \frac{Z + Z_0}{Z_0} \right) \quad (5)$$

si medimos en una altura Z_3 la velocidad del viento C , entonces:

$$C(Z_3) = \frac{U^*}{\gamma} \left(\ln \frac{Z_3 + Z_0}{Z_0} \right) \quad (6)$$

utilizando esta fórmula podemos determinar el valor de U^* . Descartando de (5) y (6) la velocidad de fricción, obtenemos:

$$C(Z) = C(Z_3) \frac{\ln \left(\frac{Z + Z_0}{Z_0} \right)}{\ln \left(\frac{Z_3 + Z_0}{Z_0} \right)} \quad (7)$$

si diferenciamos la ecuación (7) y utilizamos las relaciones (2) y (4) obtenemos:

$$K(Z) = \gamma^2 \frac{C(Z_3)}{\ln \left(\frac{Z_3 + Z_0}{Z_0} \right)} (Z + Z_0) \quad (8)$$

la dependencia de K de la altura, la expresó Prandtl en la siguiente forma:

$$K(Z) = K_0 + aZ \quad (9)$$

de las ecuaciones (8) y (9), obtenemos que:

$$a = \gamma^2 \frac{C(Z_3)}{\ln \frac{Z_3 + Z_0}{Z_0}} \quad \text{y} \quad K_0 = aZ_0 \quad (10)$$

De esta manera, la afirmación sobre la dependencia lineal de ℓ y Z , nos lleva a confirmar la dependencia lineal de K y Z .

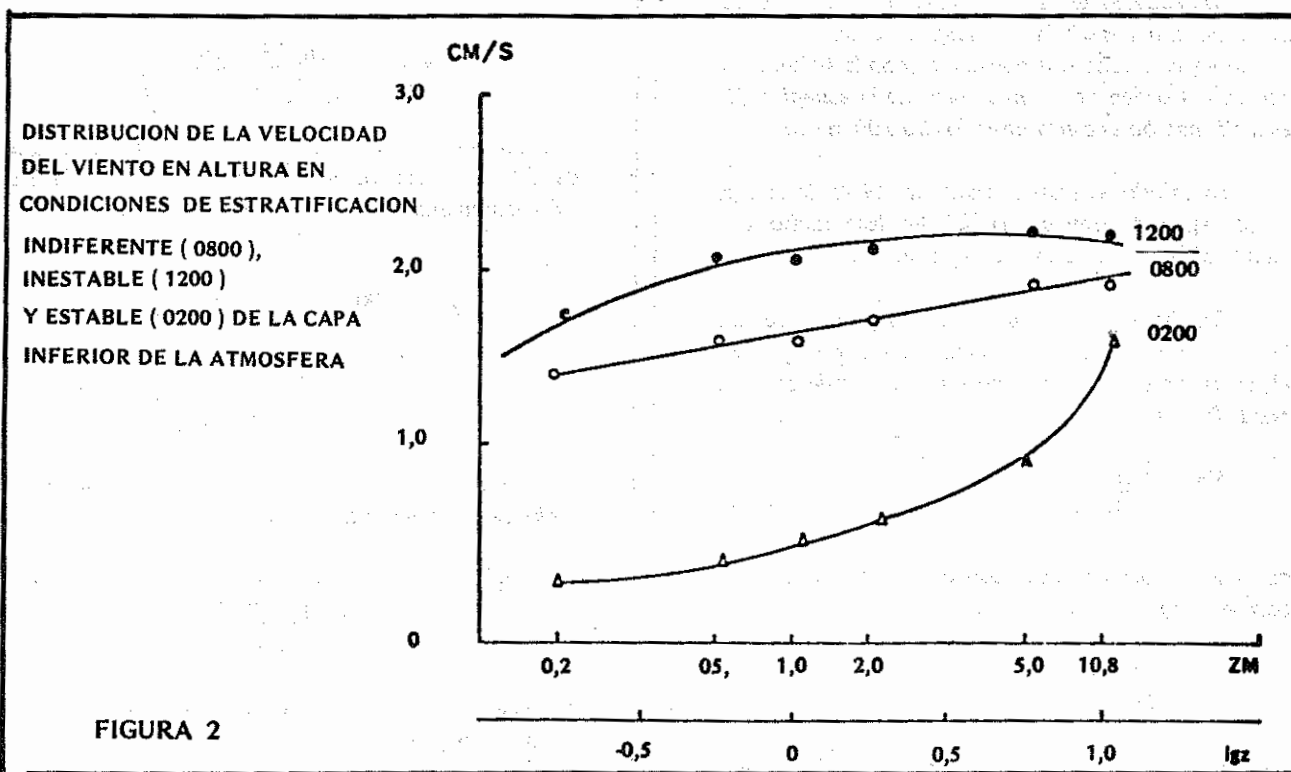
El análisis de una gran cantidad de observaciones en diferentes zonas de la tierra, han demostrado que la ley logarítmica de la fórmula (5), se cumple aceptablemente, si la estratificación térmica de la capa no se diferencia mucho de la estratificación indiferente. En la figura 2 se ha esquematizado la distribución de la velocidad del viento con la altura, obtenida por datos de mediciones de gradiente en una zona semidesértica. En este gráfico se han utilizado los ejes semilogarítmicos de coordenadas, en uno de los ejes está el logaritmo de la altura ($\lg Z$), en el otro, la velocidad del viento medida en diferentes alturas (C) en la escala lineal. Este gráfico nos muestra que a las 08:00, cuando la estratificación está cerca a la indiferente, la distribución de la velocidad del viento es logarítmica; todos los puntos experimentados que satisfacen la fórmula (5) se distribuyen cerca de la recta.

Al mismo tiempo, cuando la inestabilidad es marcada (12:00) y especialmente cuando se presenta

estratificación estable (02:00), la distribución del viento en los ejes de coordenadas ($\lg Z, C$) posee una curvatura bien marcada: de un signo para estratificación inestable y de otro para estratificación estable (de inversión). En comparación con el caso, cuando $C \sim \lg Z$, la velocidad del viento crece con la altura más lentamente para $g \gg g_a$ (número de Richard $Ri < 0$) y más rápido para $g < g_a$ ($Ri > 0$).

La cuestión sobre la distribución del viento en altura en condiciones no uniformes ($|g| \gg g_a$) en los últimos años ha sido objeto de varias investigaciones.

Las más nombradas han sido las fórmulas presentadas por MONIN-OBUJOV, obtenidos en base a la teoría de la similitud y dimensional.



El análisis de los valores dimensionales que forman parte de las ecuaciones determinantes de la variación de la temperatura y velocidad del viento en altura, en la capa cercana, ha permitido hacer las siguientes conclusiones: la temperatura adimensional (es decir la relación T/T^*) y la velocidad del viento (relación C/U^*) son funciones universales de relación adimensionales del parámetro de estabilidad estática:

$$B = \frac{Z}{L^*} \quad (11)$$

donde L^* es la escala de altura de MONIN-OBUJOV y es igual a:

$$L^* = \frac{U_*^2}{\gamma_b T^*} \quad (12)$$

donde en su orden U^* , es la velocidad de fricción o velocidad dinámica (escala de la velocidad), T^* es la escala de la temperatura determinada por la fórmula:

$$T^* = - \frac{Q_0}{\gamma C_p \rho_0 U^*} \quad (13)$$

$b = \frac{G}{T}$ parámetros de ARQUIMEDES
(G, aceleración de la caída libre);
y la constante de KARMAN.

La fórmula para la distribución de la velocidad del viento en la capa inferior de la atmósfera, de acuerdo a la teoría de la similitud, es la siguiente:

$$C(Z) - C(Z_1) = \frac{U^*}{Y} \left[f_c(B) - f_c(B_1) \right] \quad (14)$$

donde $f_c(B)$ es una función universal de la variable h . Esta función ha sido determinada por medio de una serie de observaciones, realizadas en diferentes condiciones y en varias zonas del mundo. Como resultado se ha obtenido que:

$$f_c(B) = \begin{cases} \ln B + 10B & \text{para } B > 0 \\ \ln(B) & \text{para } 0.07 \leq B \leq 1 \\ 0.25 + 1.2B^{-1/3} & \text{para } B < 0.07. \end{cases} \quad (15)$$

2. Capa Límite Atmosférica

Anteriormente se hizo un análisis teórico acerca del comportamiento de la turbulencia atmosférica.

También cuando analizamos la aproximación geostrofica mencionamos que se despreciaba en la ecuación de movimiento el efecto de la fricción. Esta aproximación es válida en la denominada atmósfera libre, o sea desde el primer kilómetro hacia arriba. Por debajo de la misma, es decir, en la capa en contacto con la superficie terrestre los efectos de fricción deben ser tenidos en cuenta y a esta capa se le denomina capa límite atmosférica.

Se le puede caracterizar como aquella región de la atmósfera, cercana a la superficie terrestre, directamente afectada por el efecto de fricción de la misma. Como ya expresamos, si bien su altura es variable puede tomarse para latitudes medias, un valor aproximado de 1 km.

La figura 3, muestra un esquema de la capa límite atmosférica con sus subdivisiones.

2.1. Capa de superficie

También se le denomina capa de flujos constantes o de Prandtl. Se le define usualmente como la parte inferior de la capa límite atmosférica en contacto con la superficie terrestre, caracterizada por constancia de los flujos turbulentos con la altura (en realidad las mediciones determinan variaciones que oscilan alrededor de un 10 o/o). La inter-

acción con la superficie terrestre es muy fuerte y el ajuste de su estructura a las condiciones de superficie es relativamente rápido, de aquí que se puede asumir dentro de la misma un estado cuasi-estacionario. Su altura es variable y puede darse como representativo un valor entre 20 y 50 m.

Para condiciones adiabáticas (cuando es 0 el gradiente de temperatura potencial o de aproximadamente $1^\circ\text{C}/100\text{ m}$, el de temperatura) suponemos válida la expresión logarítmica:

$$u(Z) = \frac{u^*}{k} \ln \frac{Z}{Z_0}$$

u , es el valor del módulo del viento y Z es la altura k y Z_0 fueron definidos anteriormente.

Esta expresión se torna útil si se conoce el valor de u en un dado nivel, sea por ejemplo: $u(h)$ (h podría ser el nivel anemométrico).

$$\text{Entonces: } u(Z) = \frac{u^*}{k} \ln \frac{Z}{Z_0}$$

$$u(h) = \frac{u^*}{k} \ln \frac{h}{Z_0}$$

$$\text{de donde: } \frac{u(Z)}{u(h)} = \frac{\ln(Z/Z_0)}{\ln(h/Z_0)}$$

Se ve claramente la utilidad de esta expresión ya que en la misma no aparece u^* y permite conocer, dentro de la región en cuestión la distribución $u(Z)$ a partir de $u(h)$.

Se ve que el único parámetro que afecta a la distribución bajo condiciones adiabáticas es el parámetro de rugosidad Z_0 .

Se dan a continuación algunas mediciones de Z_0 , para terrenos típicos.

Descripción del Terreno	Z_0 (cm)
Liso	0,001
Arena	0.03
Superficie con nieve: nieve	
lisa sobre pasto corto	0,005
Sobre pradera	0,1
Nieve vieja	0,5-1,0
Pasto corto	1-4
Pasto largo	4-8
Pinos (hasta 10 m)	50-100
Océano (dependiendo de la velocidad del viento)	0,001-0,5

Supongamos $h=10$ m, entonces la relación $u(40\text{ m})/u(10\text{ m})$ varía desde 1,12 a 1,30 para rango de Z_0 entre 0,01 cm. a 10 cm. Cuando el terreno "viento arriba" es de menor Z_0 , el principal incremento del viento ocurre por debajo de los 10 m. (por experiencia). Cuando más suavizada es la superficie terrestre, mayor es el viento en los niveles bajos. Esto sugiere que a constancia de los demás factores intervinientes, es preferible ubicar un aerogenerador en un lugar de poca rugosidad, lejos de lugares con obstáculos. Si es inevitable ubicarlo en un terreno rugoso se le colocará a alturas mayores que en el caso de terreno suavizado (poca rugosidad).

Si las condiciones atmosféricas son de inestabilidad (o sea cuando la temperatura con la altura decrece a valores mayores que $1^\circ\text{C}/100\text{ m}$) como es el caso en condiciones de altos valores de insolación, la ecuación anterior para $u(Z)$ no es válida y entonces hay que recurrir a diversas técnicas que predicen dicha distribución bajo condiciones no adiabáticas, por ejemplo podemos mencionar el tratamiento de Monin-Obukhov (ya señalado) que para valores pequeños del parámetro $\beta Z/L$ expresa:

$$u(Z) = \frac{u^*}{k} \left(\ln \frac{Z}{Z_0} + \beta \frac{Z}{L} \right) \quad (18)$$

donde β es una constante que oscila entre 4 a 7, y

$$L = -u^* \frac{C_p T}{k g H} \quad (19)$$

siendo: $H =$ flujo turbulento de calor

Cuando la atmósfera es inestable ($-\frac{\partial \theta}{\partial Z} < 0$ ó $\frac{\partial T}{\partial Z} < 1^\circ\text{C}/100\text{ m}$) entonces $L < 0$.

Para condiciones inestables se tiene que $u(Z)$ aumenta con Z más lentamente que en condiciones adiabáticas (observar en la expresión que $\beta Z/L < 0$). O sea, bajo estas condiciones el aerogenerador obtendrá el mismo rendimiento que en condiciones adiabáticas tan sólo a mayor altura.

Si la atmósfera tiene condiciones estables (o sea, $\frac{\partial T}{\partial Z} > 1^\circ\text{C}/100\text{ m}$) (se incluye obviamente la condición isotérmica), $H < 0$ (o sea dirigido hacia el suelo) y el viento se incrementa con la altura más fuertemente que bajo condiciones adiabáticas, pero bajo estas condiciones es preferible usar una expresión empírica:

$$u(z) = u_* \left(\frac{z}{Z_0} \right)^\alpha \quad (20)$$

$$\text{ó} \quad \frac{u(z)}{u(h)} = \left(\frac{z/Z_0}{h/Z_0} \right)^\alpha \quad (21)$$

El valor de α fluctúa entre 0,25 y 0,35 correspondiendo valores más altos a condiciones de mayor estabilidad.

Es interesante señalar algunas recomendaciones:

- Bajo condiciones neutrales o levemente inestables el viento queda determinado por la ley logarítmica hasta alturas de 100 m. sobre el suelo.
- Bajo condiciones sinópticas detectadas en experiencias en Texas y Holanda, sobre terrenos de bajos valores de Z_0 , el incremento de u con la altura sobre dicho nivel no tiene consecuencias importantes para la instalación de aerogeneradores en condiciones diarias.
- Hay sí, un incremento bastante marcado de bajo condiciones estables y es tan sólo esas condiciones que resultaría de interés instalar aerogeneradores a alturas del suelo relativamente altas.
- Las inversiones de temperatura son un caso especial de condiciones de estabilidad y por ende una climatología de las mismas para un dado comportamiento sinóptico en una región, resulta de interés económico.

2.2. Subcapa Laminar

Aunque dada la altura que la misma tiene, no existe un interés en el conocimiento de la distribución de $u(Z)$ dentro de la misma para fines eólicos haremos una breve descripción de esta.

En ciertos casos, cuando Z_0 es pequeño, o sea, para aquellas superficies suavizadas, el valor del coeficiente de difusividad turbulenta $K_m = k u_* Z_0$, puede llegar a ser del mismo orden de magnitud que ν . Entonces, cuando ello ocurre se debe tomar:

$$(K_m \pm \nu) \frac{\partial u}{\partial Z} = u_*^2 \quad (22)$$

Aún más, cuando:

$$K_m = k u_* Z_0 \ll \nu$$

la estructura de la capa de superficie está denominada por los efectos de la viscosidad molecular y la transferencia turbulenta es despreciable. Esta condición permite la denominación de "flujo aerodinámicamente suave".

La teoría muestra que cuando:

$$Re = \frac{Z_0 u_*}{\nu} > 2,5$$

entonces es lícito no considerar ν en (22).

Se tiene que cuando

$$Re < 0,13$$

el flujo es aerodinámicamente suavizado y la expresión a usar es:

$$v \frac{\partial u}{\partial z} = u_*^2$$

de donde:

$$u(z) = v^{-1} \cdot u_*^2 \cdot z$$

2.3. Capa de Transmisión

En esta capa el efecto de la fuerza de fricción será tal, que produce un retardo en la velocidad del viento, en el caso en que el movimiento sea balanceado, esto es:

$$0 = -f \cdot k \times \vec{V} - \alpha \nabla H P + \vec{F}_{roz}$$

Los esquemas que se presentan en los dos hemisferios, en el caso de isobaras rectas, se presenta en la figura 4.

De aquí se puede sacar las siguientes conclusiones:

- Que un efecto de la fricción es el de disminuir el viento.
- Que el viento real ha girado en el hemisferio Norte hacia la izquierda y en el hemisferio Sur a la derecha del viento geostrófico; o sea, en ambos casos hacia las bajas presiones.

Lo expuesto surge al considerar la fuerza de Coriolis: $-f \cdot k \times \vec{V}$, que tendrá que actuar perpendicularmente a $\vec{V}$, hacia la derecha en el hemisferio Norte y hacia la izquierda en el hemisferio Sur; y la fuerza de fricción deberá actuar en la misma dirección y sentido contrario a $\vec{V}$.

Ekman atacó el problema teórico de como gira el viento con la altura, reduciendo la ecuación del movimiento a una ecuación de segundo orden, en la que la variable dependiente es el vector velocidad y la variable independiente la altura.

Esto es posible, porque la fuerza $\vec{F}_{roz}$ puede ser expresada por:

$$F_{roz} = v \frac{\partial^2 |\vec{V}|}{\partial z^2}$$

Para resolver la ecuación que da la variación del viento con la altura en la capa de fricción supuso:

- Que la fuerza de presión horizontal y por ello el viento geostrófico, tienen la misma dirección y magnitud en todos los niveles.
- Que el volumen específico es independiente de la altura. Esta última condición, no es una violación tan seria a las condiciones reales - como parecería - por cuanto el efecto de fricción está confinado a las capas más bajas.
- Que la viscosidad es independiente de la altura. Con esta suposición obtuvo como resultado que la hodógrafa del movimiento es una espiral (figura 5); de tal modo que el viento real gira con la altura en el hemisferio Norte, en el sentido de las agujas del reloj, y en el hemisferio Sur en el sentido contrario, aumentando en ambos casos, la velocidad con la altura. El nivel más alto en el cual el viento tiende a ser paralelo con las isobaras, suele ser considerado como el representativo del viento geostrófico o gradiente.

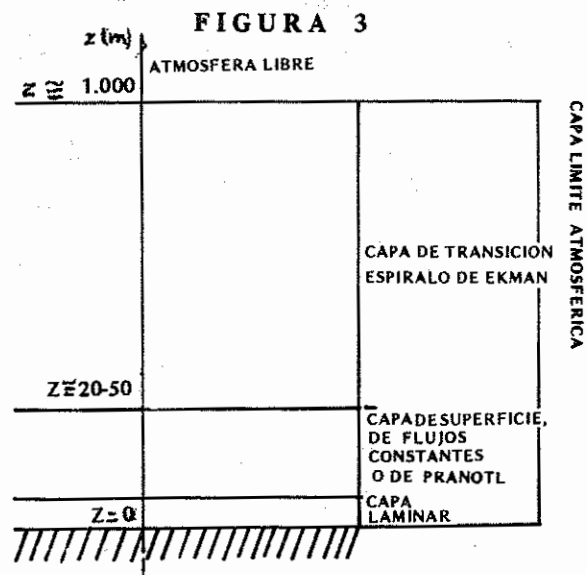
Como información se dan las expresiones de las componentes horizontales u y v del viento, según la solución de Ekman:

$$u = u_g + \sqrt{2} u_g \sin \alpha_0 e^{-Z/H_*} \cos \left(\alpha_0 + 3/4\pi - \frac{Z}{H_*} \right)$$

$$v = \sqrt{2} v_g \sin \alpha_0 e^{-Z/H_*} \sin \left(\alpha_0 + 3/4\pi - \frac{Z}{H_*} \right)$$

u_g y v_g : componentes del viento geostrófico.

α_0 : Angulo entre el viento real y el geostrófico en $Z=0$ $H_* = \sqrt{2} \cdot K m / f$



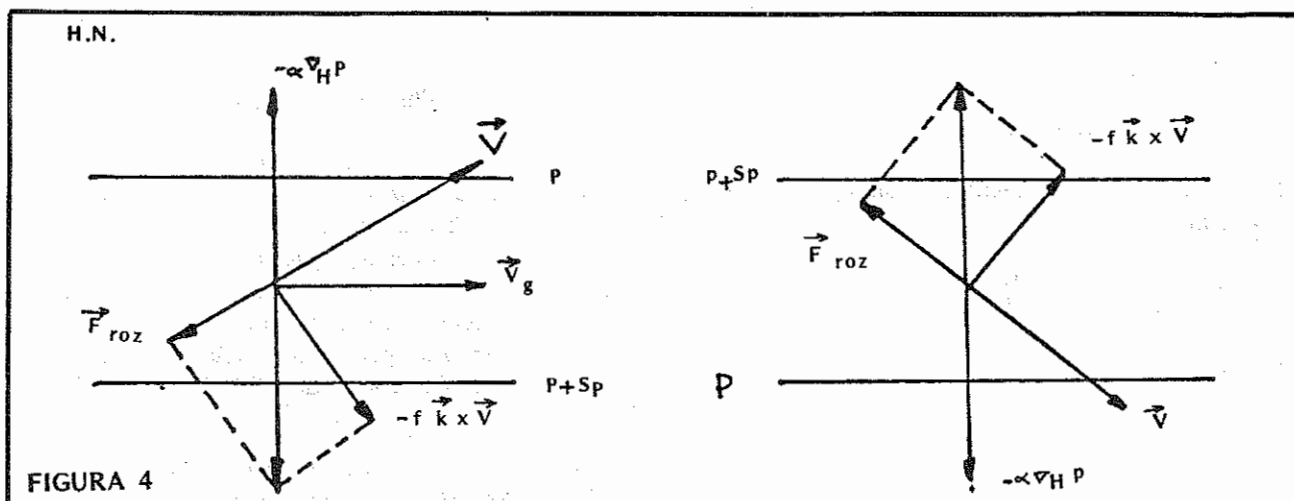


FIGURA 4

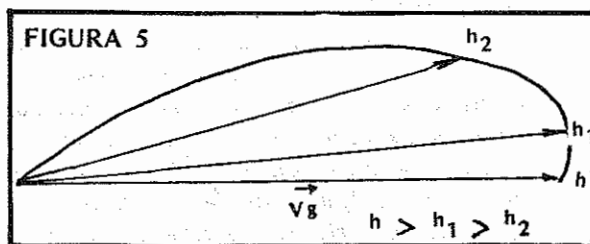


FIGURA 5

III. RACHAS Y TORMENTAS

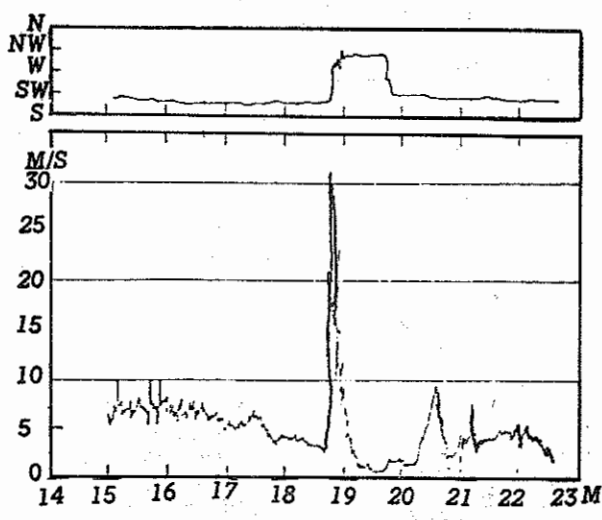
Cuando se habla de variaciones de la velocidad del viento es preciso distinguir cuidadosamente entre rachas y turbonadas.

Una racha es un aumento brusco del viento con respecto a su velocidad media, tomada en cierto intervalo de tiempo. Su duración es menor que la de una turbonada y va seguida de un debilitamiento o amaine del viento.

La turbonada es un viento fuerte que se inicia bruscamente, dura algunos minutos y después se

FIGURA 6

VARIACION DE LA DIRECCION Y LA VELOCIDAD DEL VIENTO CUANDO SE PRESENTA UNA TURBONADA



calma también rápidamente, se le define con más precisión como un incremento brusco de la velocidad del viento desde 8 m/seg al menos, alcanzando 11 m/seg como mínimo y una duración de por lo menos 1 minuto.

En la figura 6, se muestra un ejemplo del registro de una turbonada y algunas rachas.

Las tormentas son un fenómeno meteorológico bastante complejo, que se desarrollan en la atmósfera con una estratificación bastante inestable. Una de las características de las tormentas es la presencia de vientos fuertes (turbonadas y en rachas). Las tormentas generalmente duran poco tiempo (dos horas).

El viento fuerte en las tormentas, de acuerdo a la escala de Beaufort, es de 10 (25 - 28 m/seg) alcanzando hasta 11 (29 - 32 m/seg).

1. Características espectrales del campo turbulento de velocidad.

Para muchos problemas prácticos, no tiene tanta importancia la descripción de los conocimientos irregulares de una corriente turbulenta, como lo hemos analizado, sino las características que describan más detalladamente la estructura de los campos turbulentos.

En particular, para la utilización de la energía eólica, es importante destacar las características de las fluctuaciones de la dirección del viento.

Ya se analizó la estructura compleja del movimiento turbulento, que se destaca en la presencia de fluctuaciones de diferentes períodos y frecuencias. Esto nos permite presentar el movimiento turbulento como una superposición de movimientos de torbellino de diferentes escalas. Para calcular la distribución de la energía de los torbellinos de diferentes dimensiones, es necesario distribuir el movimiento en sus componentes, lo cual es fundamentado físicamente, ya que la suma de la energía de los diferentes componentes debe ser igual a la energía total de turbulencia B.

Este método consiste en la presentación del campo de velocidad en forma de la integral de Fourier

en vectores de onda que son inversamente proporcionales a la escala de los torbellinos y pueden ser diferentes en distintas direcciones. Así, representamos la pulsación de velocidad en el punto A, en la forma de la integral de Fourier:

$$u_i^*(X_A, t) = A_i(\gamma, t) e^{i\gamma X_A} d\gamma, \quad (1)$$

donde:

$$A_i(\gamma, t) = \frac{1}{2M^3} \int u_i^*(X_A, t) e^{-i\gamma X_A} dX_A \quad (2)$$

es la componente - Fourier de la velocidad, que caracteriza el aporte, a la pulsación de la velocidad $u_i^*(X_A, t)$, de la componente del movimiento con el vector de onda. γ

El tensor espacial de correlación para el campo de velocidad es:

$$R_{ij}(X_A, X_B, t) = u_i^*(X_A, t) u_j^*(X_B, t) \quad (3)$$

$$\int A_j(\gamma, t) A_i(\gamma', t) e^{i\gamma X_A} e^{i\gamma' X_B} dX_A dX_B$$

En el campo turbulento homogéneo, el tensor de correlación va a depender solamente de la diferencia $D = X_A - X_B$; esto tendrá lugar si:

$$A_i(\gamma, t) A_j(\gamma', t) = F_{ij}(\gamma, t) \delta(\gamma - \gamma')$$

Reemplazando esta expresión en la ecuación (3) obtenemos:

$$R_{ij}(n, t) = \int F_{ij}(\gamma, t) e^{i\gamma n} d\gamma \quad (4)$$

donde $F_{ij}(\gamma, t)$ - es el coeficiente de la transformación de Fourier del tensor espacial de correlación, llamado tensor de correlación espectral.

Haciendo en (4) $n=0$ e $i=j$, obtenemos:

$$R_{ii}(0, t) = \int F_{ii}(\gamma, t) d\gamma = 2\beta \quad (5)$$

el tensor $F_{ii}(\gamma, t)$, que describe el aporte de los torbellinos con el vector de onda en la energía de turbulencia, se llama tensor espectral de energía.

Teniendo en cuenta que es más cómodo analizar una función que dependa de un valor escalar, entonces tomamos la densidad espectral de energía de turbulencia $E(\gamma, t)$, que es igual a la integral de $F_{ii}(\gamma, t)$ en la superficie σ de la esfera de radio:

$$R = \sqrt{\gamma_1^2 + \gamma_2^2 + \gamma_3^2}$$

$$E(\gamma, t) = \frac{1}{2} \oint F_{ii}(\gamma, t) d\sigma \quad (6)$$

$\gamma_1^2 + \gamma_2^2 + \gamma_3^2 = \gamma^2$

de la fórmula (5) se deduce que:

$$\beta = \frac{1}{2} \int F_{ii}(\gamma, t) d\gamma = \frac{1}{2} \oint_{\gamma_1^2 + \gamma_2^2 + \gamma_3^2 = \gamma^2} F_{ii}(\gamma, t) d\sigma = \oint_0^\infty E(\gamma, t) \gamma^2 d\gamma \quad (7)$$

La densidad espectral de energía $E(\gamma, t)$ caracteriza el aporte en la energía total de turbulencia de las componentes del movimiento con el número de onda independientemente de la dirección del vector de onda.

El caso más sencillo para el análisis es considerar la situación de un campo isotrópico turbulento, es decir, el campo en el cual todas las características del movimiento turbulento son idénticas en todas las direcciones. Todas las funciones escalares promedios, que describen la estructura estadística de tal campo, permanecen invariable en la rotación o cuando se proyecta imaginariamente el sistema de coordenadas. Así, por ejemplo, el espectro $F_{ii}(\gamma, t)$ del campo homogéneo isotrópico puede ser función solamente de la longitud del vector γ , donde ésta es la única invariable con relación a la rotación del elemento. Para el campo isotrópico, de (7) y pasando al sistema de coordenadas esféricas, encontramos la relación entre $E(\gamma, t)$ y $F_{ii}(\gamma, t)$ en la forma:

$$E(\gamma, t) = 4\pi \gamma^2 F_{ii}(\gamma, t) \quad (8)$$

Las fórmulas (5) y (7) nos muestran que la condición de igualdad de la suma de energía de todas las componentes del movimiento, a la energía total de turbulencia, se cumple utilizando la transformación de funciones para el campo de velocidad.

IV. ROSA DE LOS VIENTOS

Una parte de la energía de radiación solar que llega a la tierra se transforma finalmente en energía cinética de los gases de la atmósfera, cuyas moléculas están en consecuencia siempre en movimiento.

El viento es el movimiento natural del aire atmosférico. En meteorología, esta palabra se refiere en general a un movimiento de conjunto del aire cerca de la superficie terrestre o en altitud. El presente capítulo está dedicado al movimiento horizontal del aire sobre la superficie de la tierra.

El movimiento del aire raramente es regular. Corrientemente es turbulento, con torbellinos de forma y dimensiones variadas, que se desarrollan en el aire y perturban su flujo. El efecto de la turbulencia cerca de la superficie terrestre es la producción de va-

riaciones rápidas e irregulares de la velocidad y de la dirección del viento. Estas fluctuaciones de frecuencia elevada son independientes unas de otras.

En este capítulo se verá como se realiza la medida del viento en superficie y se estudiarán sus principales características:

Principios Generales de la Medida del Viento en Superficie

El viento puede ser considerado como un vector definido por una magnitud, la velocidad del viento, y una dirección. La dirección del viento es la de su procedencia.

El viento sufre generalmente fluctuaciones rápidas. El grado de perturbación aportado por estas fluctuaciones se expresa con el término turbulencia.

La velocidad, la dirección y la turbulencia del viento se miden preferentemente con la ayuda de instrumentos, pero, cuando es imposible, se les pueden evaluar por estimación. Esto es, por ejemplo, lo que ocurre cuando la velocidad del viento es inferior a dos nudos, pues con velocidades débiles los instrumentos son poco sensibles y dejan de ser precisos. Calma, es la ausencia de todo movimiento perceptible del aire.

Dirección del Viento en Superficie-Unidades

La dirección del viento se define como aquella de donde sopla. Se expresa en grados, contados en el sentido de las agujas del reloj a partir del norte geográfico o utilizando los rumbos de la rosa de los vientos.

Sin embargo, para los mensajes cifrados, la dirección del viento debe expresarse en la escala 00-36. El cuadro 1 da las cifras de la clave y su equivalente exacto en grados correspondientes a los 32 rumbos de la rosa de los vientos.

Medida de la Dirección del Viento en Superficie

En general, la dirección del viento se mide con la ayuda de una veleta. Para que funcione correctamente una veleta debe girar sobre su eje con un mínimo de rozamiento. Debe estar equilibrada con relación a este eje.

Es necesario vigilar con especial cuidado que el eje de la veleta esté perfectamente vertical y que la orientación de la veleta con respecto al norte verdadero sea precisa.

Para las observaciones sinópticas, hay que determinar la dirección media del viento durante el intervalo de los 10 minutos anteriores a la hora de la observación. Es conveniente para ello utilizar una veleta registradora.

Para la aviación y otros fines, es preferible a menudo, utilizar una transmisión a distancia y la veleta debe reaccionar a los cambios rápidos de dirección. Se utiliza con frecuencia una transmisión eléctrica entre la veleta y el registrador.

También suele ser necesario estimar la dirección del viento en ausencia de instrumentos o cuando el viento es demasiado débil. En efecto, la mayor parte de las veletas cesan de ser sensibles a la dirección del viento cuando su velocidad es inferior a dos nudos.

Velocidad del Viento en Superficie - Unidades

La velocidad del viento se expresa en nudos; un nudo es igual a una milla marina por hora ó 0.51 metros por segundo.

La velocidad del viento en superficie es raramente constante durante un intervalo de tiempo, por corto que sea; en general varía rápida y continuamente. La turbulencia del viento produce variaciones que son irregulares en período y amplitud.

Se ha convenido que hay calma cuando la velocidad del viento es inferior a un nudo.

La velocidad del viento se puede medir de distintas maneras. La más sencilla es la observación directa del efecto del viento en la superficie terrestre sin utilizar instrumentos. La escala Beaufort, establecida en 1905 por el almirante Sir Francis Beaufort con objeto de estimar la velocidad del viento en el mar, ha sido más tarde adoptada para ser utilizada en tierra. Después se le añadieron equivalencias en velocidad del viento para cada clase de efectos observados.

Los instrumentos de medida y registro de la velocidad del viento han reducido considerablemente la utilización de la escala Beaufort, particularmente para las estaciones terrestres. Sin embargo, constituye un medio cómodo para estimar la velocidad del viento a falta de otros procedimientos.

Medición y Registro de la Dirección del Viento.

El coeficiente de retardo de un instrumento para determinar la dirección del viento debe ser menor o igual a 1 segundo para registrar el 63 o/o de un cambio brusco de dirección.

Los métodos prácticos de indicar o de registrar la dirección, comprenden los tipos puramente mecánicos (tales como el modelo a doble pluma, frecuentemente adaptado a los anemómetros tubulares de presión) y los tipos de transmisión eléctrica. Estos últimos son los más convenientes para indicación a distancia, generalmente constituidos por repetidores autosincronizados a corriente alterna o continua. Con tales sistemas es posible obtener una precisión de $\pm 2^\circ$ de la dirección.

Estimación de la Dirección del Viento

La mayoría de las veletas no responden a los cambios de dirección cuando la velocidad del viento es menor de 3 nudos (1.4 m/seg.), en este caso la dirección debe estimarse observando por ejemplo la dirección del humo de una chimenea alta, el movimiento de las hojas, etc., en un sitio descubierto.

La determinación de la persistencia del viento, que es el valor resultante de la relación entre la velocidad vectorial y la escalar, la cual nos indica el cuadrante de donde sopla el viento con mayor frecuen-

cia, tiene gran interés tanto práctico como científico, para análisis climatológicos, estudios de contaminación y difusión de contaminantes, planeación, etc.

Si el viento sopla todo el tiempo de un mismo cuadrante, la velocidad vectorial y la escalar coinciden y la persistencia será de 100 o/o, si en cambio el viento sopla del lado contrario con igual frecuencia, la persistencia del viento será cero.

Se utilizan diversos métodos para el cálculo de la persistencia del viento, aunque ninguno ha demostrado confiabilidad exacta para fines específicos.

Cuando se utilizan 4 y 8 rumbos de la rosa de los vientos, y de acuerdo al fin específico de utilización de la forma, teniendo en cuenta que la dirección del viento es una variable continua y no discreta, es necesario encontrar un factor de corrección, para determinar por medio de las frecuencias relativas el ángulo que indica el punto medio del cuadrante con mayor frecuencia relativa en porcentaje de vientos que soplan de dicho cuadrante.

CUADRO No. 1 – DIRECCION DEL VIENTO

EQUIVALENCIA EN LOS RUMBOS DE LA ROSA DE LOS VIENTOS

Dirección en la rosa de los vientos.	Equivalente exacto en grados	Cifras de la clave	Dirección en la rosa de los vientos.	Equivalente exacto en grados	Cifras de la clave
Calma	—	00	S cuarto SW	191,25	19
N cuarto NE	11,25	01	SSW	202,5	20
NNE	22,5	02	SW cuarto S	213,75	21
NE cuarto N	33,75	03	SW	225	23
NE	45	05	SW cuarto W	236,25	24
NE cuarto E	56,25	06	WSW	247,5	25
ENE	67,5	07	W cuarto S	258,75	26
E cuarto N	78,75	08	W	270	27
E	90	09	W cuarto NW	281,25	28
E cuarto SE	101,25	10	WNW	292,5	29
ESE	112,5	11	NW cuarto W	303,75	30
SE cuarto E	123,75	12	NW	315	32
SE	135	14	NW cuarto N	326,25	33
SE cuarto S	146,25	15	NNW	337,5	34
SSE	157,5	16	N cuarto NW	348,75	35
S cuarto SE	168,75	17	N	360	36
S	180	18	Variable	—	99

REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

1. Necco, G.V.: *Curso de Cinemática y Dinámica de la Atmósfera*, EUDEBA, Ed. Previás, B.A. 1980.
2. Eldridge, F.R.: *Wind Machines*, National Science Foundation, Division of Ad. Energy and Resources, Oct. 1975.
3. CAPRI: *Problemas del Aprovechamiento de la Energía Eólica en la República Argentina*, Revista Electrotécnica, B.A. 1952.
4. Holton, J.R.: *An Introduction to Dynamic Meteorology*, Academic Press, 1972.
5. Petterssen, S.: *Introducción a la Meteorología*, 4ta. Ed., Espasa Calpe, Madrid, 1968.
6. Golding, E.W.: *The Generation of Electricity by Wind Power*, Editorial John Wiley & Sons U.S.A., 1976.
7. Natural Power Inc.: *Información de Equipos U.S.A.* (catálogo).
8. Natural Power Inc.: *Anemometer and Wind Direction Recording Systems U.S.A.* (catálogo).
9. Weather Measure Corp.: *Scientific Instruments and System Catalog*, U.S.A., 1978 (catálogo).
10. Natural Power Inc.: *Operating Manual for Wind Data Compiler III*. U.S.A. (manual).
11. Baumeister & Marks: *Manual del Ingeniero Mecánico de Marks*. Uthea, 6a. Edición, 1967. México.
12. Palmer Cosslett Putnam: *Power from the Wind*. Van Nostrand Reinhold Co., U.S.A., 1948.
13. Electrical Research Association.: *Reports on Wind Power Published by ERA*. U.S.A.
14. American Wind Energy Association: *Proceeding National Conference, Fall 1978*. Editado por West Texas State University, Febrero 1979.
15. Hardy, Donald M.: *Wind Power Studies Initial Data and Numerical Calculations*. Lawrence Livermore Laboratory, U.S.A., 1976 (reporte).
16. Kerrigan, T.C.: *A Verification Statistic for Numerical Wind Models*. Pacific Northwest Laboratory. U.S.A. 1978.
17. R.I. Harris, B.A.: *On the Spectrum and Auto-correlation Function of Gusts in High Winds*.
18. Justus, C.G.: *Winds and Wind System Performance*. The Franklin Institute Press, 1978.
19. B. Wolf, H. Meyer: *Wind Energy*. The Franklin Institute Press, 1979.
20. J.V. Ramsdell: *Estimates of the Number of Large Amplitude Gust*. Battelle Pacific Northwest Laboratories, U.S.A. 1978.
21. T.C. Kerrigan: *Spectral Estimates of a Wind Fluctuation Statistic Pertaining to Wind Energy Generators*. Pacific Northwest Laboratory, U.S.A. 1978.
22. W.C. Cliff: *Wind Direction Change Criteria for Wind Turbine Design*. Pacific Northwest Laboratory, 1979. U.S.A.
23. Aiello, J.L.: *Nuevos Desarrollos en la Simulación Numérica de la Capa Límite Atmosférica con Modelos Estacionarios Bidimensionales*, Tesis Doctoral, Depto. de Meteorología, FCE y N., U.B.A., C.N.I.E., B.A., 1980.
24. Martínez C., y Rivero, O.: *Apuntes del Curso de Pronosticadores: Cinemática y Dinámica de la Atmósfera*, Depto. de Meteorología. Fac.Cs. Exactas y Naturales, U.B.A.
25. Matveev, L.T.: *Curso de Meteorología General. Física de la Atmósfera*. Hidrometeoizdat. Leningrado 1976. (Inglés y Ruso).
26. Gicina, F.A., y otros: *Meteorología Dinámica. Meteorología Teórica*. Hidrometeoizdat. Leningrado 1976. (Inglés y Ruso).
27. Busch, N.E., Tennekes, H., Panofsky, H.A.: *Turbulence Structure in the Planetary Boundary Layer Meteorology*". 1973, Vol. 4.
28. Kuo, H.L.: *Planetary Boundary Layer Flow of a Stable Atmosphere over the Globe*. Journal Atmospheric Science, 1973. Vol. 30 No. 1.
29. T.C. Kerrigan: *A Technique for Analyzing the Structure of Atmospheric Turbulence*. Pacific Northwest Laboratory. (U.S. Department of Energy). U.S.A., 1978.