



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

EFFECTOS DE LA INTERACCIÓN DEL VIENTO SOLAR EN LA
ROTACIÓN ATMOSFÉRICA DE VENUS

T E S I S

QUE COMO REQUISITO PARCIAL PARA OBTENER EL GRADO DE:
MAESTRA EN CIENCIAS DE LA TIERRA

PRESENTA

DENÍ TANIBÉ ZENTENO GÓMEZ

JURADO EXAMINADOR

- 1) HÉCTOR ANTONIO PÉREZ DE TEJADA JAIME
- 2) VÍCTOR MANUEL MENDOZA CASTRO
- 3) HÉCTOR JAVIER DURAND MANTEROLA
- 4) ANTÍGONA SEGURA PERALTA
- 5) SANDRA IGNACIA RAMÍREZ JIMÉNEZ



Ciencias de la Tierra

MÉXICO D.F.

AGOSTO 2010



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Agradecimientos

A mi madre por todo, absolutamente todo.

Al Dr. Héctor Pérez de Tejada por su apoyo, paciencia y, sobre todo, por compartir conmigo su fascinación por la ciencia.

A los miembros del jurado: Dra. Antígona Segura, Dra. Sandra Ramírez, Dr. Víctor Mendoza y Dr. Héctor Durand por su valioso tiempo en la revisión de la tesis.

Al Instituto de Geofísica por darme la oportunidad de estudiar en el Programa de Posgrado en Ciencias de la Tierra.

Al CONACyT por financiar mis estudios de maestría.

Dedicatoria

A mi papá y mi hermano Ares que no se cansan de mí (¡ni se cansarán!).

A toda la familia, en especial a Edahí, Ivonne, Rox y Vero por ser un gran soporte en los momentos más difíciles.

A Roberto por quererme tanto.

A Pablo Delgado Orea por su siempre buen ejemplo.

A mis amigos de toda la vida: Mario De Leo, Pili, Loli, Mónica y Cynthia.

A los amigos un tanto lejanos en distancia: Mireya, Toño, João y Nadine.

A todos los amigos de Geofísica, en especial a Diana, Mario, Tere y Oscar.

A los amigos de Ciencias de la Atmósfera y de la Facultad de Ciencias.

ÍNDICE

1. Introducción	1
1.1 Descripción matemática de la superrotación	4
2. Ecuaciones de momento	10
2.1 Componente vertical	16
2.1.1 Flujos de energía en las capas atmosféricas de Venus	17
2.2 Componente zonal	22
2.2.1 Gradientes horizontales de velocidad, temperatura, presión y densidad medidas por dos sondas de la misión Pioneer Venus	26
2.3 Componente meridional	30
3. El viento solar como fuente de energía para mantener la superrotación de Venus	34
3.1 El viento solar y su interacción con Venus	35
3.2 Cálculo de la pérdida de energía por viscosidad en la atmósfera neutra de Venus	37
3.3 Potencia que imparte el viento solar en su componente azimutal a la ionosfera	38
3.4 Efecto Magnus y flujo transterminador	40
3.5 Energía por unidad de tiempo que imparte el flujo transterminador a la ionosfera	44
4. Conclusiones	47
Referencias	49

1. Introducción

Desde hace ya algunas décadas se ha intentado comprender la dinámica atmosférica del planeta Venus, incluso algunas de las preguntas acerca de este tema que surgieron antes de que misiones espaciales visitaran a nuestro vecino siguen sin responderse, añadiéndose posteriormente muchas otras (Schubert, et. al., 1977).

Los estudios atmosféricos, ya sean terrestres o de cualquier otro planeta, pueden complicarse tanto como uno quiera; cuanto más detalle se desee, más elementos dentro de la descripción matemática serán requeridos.

Para el caso de la Tierra se cuenta con modelos a distintas escalas que nos permiten entender diversos fenómenos (Holton, 2004). Esto y la posibilidad de elaborar pronósticos a corto, mediano y largo plazo ha sido posible, en parte, gracias al continuo monitoreo atmosférico por diferentes medios como lo son el sondeo y las imágenes satelitales. Y aún con toda la información recolectada día a día pareciera no bastar para estudios demasiado finos, no solo por la cantidad de datos, sino también por la capacidad de cómputo todavía limitada en muchos casos y la falta de nuevas herramientas matemáticas que faciliten los cálculos.

En cuanto a Venus, la cantidad de datos con la que se cuenta es mucho menor, las mediciones *in situ* se han realizado en pocos y distintos lugares y el monitoreo con orbitadores, aunque efectuado de manera continua por largos periodos de tiempo, abarcan solamente ciertas zonas de la media y alta atmósfera (Moroz, 1981).

La atmósfera de Venus, al igual que las demás atmósferas de los planetas internos, está dividida en capas de acuerdo a la variación de la temperatura a partir de la superficie. La capa más cercana a ésta, compuesta de material neutro, se le llama troposfera, tal y como en la Tierra, solo que en Venus abarca los primeros 70 km de altura, esto es, aproximadamente unas cinco veces el grosor de la troposfera terrestre (Moroz, 1981; Hou, 1984).

En ambos planetas, la troposfera contiene la mayoría de la masa de toda la atmósfera, ya que es ahí donde se tienen las densidades más altas.

Ahora bien, a pesar de que Venus y la Tierra comparten algunas de sus características, otros rasgos son diferentes en gran medida, como por ejemplo la temperatura, la presión, la densidad y la composición atmosférica.

A nivel de superficie la temperatura en Venus es de aproximadamente 735 K, la presión alrededor de 92 bares y la densidad de $\sim 64 \text{ kg/m}^3$. Toda la atmósfera de Venus está compuesta principalmente de dióxido de carbono, sin embargo, entre los 50 y 70 km de altura se localizan las nubes que cubren por completo al planeta y que están compuestas en buena parte por ácido sulfúrico.

Han sido alrededor de quince naves las que han obtenido datos de Venus y los primeros registros datan de los años sesenta. Algunas de ellas simplemente sobrevolaron al planeta y otras más penetraron la atmósfera o permanecieron en órbita. De todos los registros atmosféricos, los más relevantes provienen de las misiones rusas Venera, de las misiones Mariner 5 y 10 de la NASA y sobre todo de la Pioneer Venus también de la NASA y de la Venus Express de la ESA; esta última es una misión muy reciente, de hecho la nave fue lanzada en 2005 y comenzó a mandar imágenes desde 2006. Debido a su todavía corto tiempo de operación, la mayoría de los datos aún no se han hecho públicos.

La Tabla 1.1 muestra una comparación de algunos parámetros promediados de la Tierra y de Venus.

Tabla 1.1. Comparación de parámetros de la Tierra y Venus

	Tierra	Venus
<i>Masa (10^{24} kg)</i>	5.9736	4.8685
<i>Radio ecuatorial (km)</i>	6378.1	6051.8
<i>Volumen (10^{10} km^3)</i>	108.321	92.843
<i>Densidad media (kg/m^3)</i>	5515	5243
<i>Aceleración debida a la gravedad</i>	9.80	8.87
<i>Temperatura superficial ($^{\circ}\text{C}$)</i>	15	464
<i>Presión superficial (bar)</i>	1.014	92
<i>Densidad superficial (kg/m^3)</i>	1.217	~ 65
<i>Composición atmosférica (% por</i>	78.084 N_2 , 20.946	96.5 CO_2 , 3.5
<i>Ángulo de inclinación respecto a la</i>	23.45	177.36
<i>Periodo de rotación del cuerpo sólido</i>	23.9345	5832.5
<i>(horas)</i>		(retrógrado)
<i>Periodo de traslación (días)</i>	365.256	224.701

En este trabajo el tema central es un fenómeno conocido como *superrotación*, que tiene lugar no solamente en Venus, sino también en otros cuerpos del Sistema Solar, como lo son Titán y la Tierra (Del Genio, 1996; Shell, 2004; Zhu, 2005).

Venus, sin embargo, muestra la superrotación más intensa y más intrigante de entre todos los cuerpos que la experimentan.

La superrotación no es más que el movimiento de masas atmosféricas cuya velocidad es mayor a la velocidad de rotación del planeta en la misma dirección.

Los vientos se dividen, para su estudio en la dinámica atmosférica, en tres tipos: los vientos zonales, los vientos meridionales y los vientos verticales. Los primeros son los que tienen dirección este-oeste, los segundos tienen dirección norte-sur y los terceros tienen una dirección perpendicular a la superficie del planeta.

En este trabajo nos enfocamos principalmente a los vientos zonales, que son de hecho los que muestran superrotación de manera permanente y con gran intensidad.

Como se puede ver en la Tabla 1.1, el periodo de rotación de Venus es muy largo comparado con el periodo de rotación de la Tierra, y de hecho, con cualquier otro planeta. Este periodo de rotación corresponde únicamente a la parte sólida del cuerpo. Ese número de horas de rotación de Venus es equivalente a 243 días terrestres. Esto quiere decir que si fijamos un punto en algún lugar de la superficie de Venus, este punto va a estar “viendo” al Sol durante un largo periodo de tiempo, es decir, su día será muy largo, y lo mismo sucederá para la noche.

La atmósfera, en cambio, rota siempre más rápido que la parte sólida del planeta; en los primeros kilómetros por encima de la superficie, la velocidad de los vientos zonales es casi cero, esto significa que prácticamente rotan con la misma velocidad que el sólido. Sin embargo, conforme aumenta la altura, la velocidad aumenta considerablemente, hasta alcanzar un máximo de velocidad troposférica a nivel de las nubes, esto es, alrededor de los 60 km de altura. La velocidad a dicha altura tiene una magnitud de aproximadamente 100 m/s, que corresponde a una rotación equivalente a 4 días terrestres.

Es notable entonces el contraste entre los 243 días del periodo de rotación de la parte sólida contra los 4 días del periodo de rotación de las nubes, y no solamente el contraste es de llamar la atención, sino también el hecho de que esas velocidades son

realmente grandes; para tener una idea, los huracanes terrestres más intensos, rara vez alcanzan esta velocidad de 100 m/s, y cuando lo hacen, es por corto tiempo.

Por encima de las nubes de Venus, a 70 km, la atmósfera tiene una componente de material ionizado y las velocidades zonales tienden en su mayoría a disminuir en los siguientes 30 km de altura, sin embargo, esa zona por encima de las nubes es en realidad una zona de transición hacia otra configuración de vientos que se caracterizan por su movimiento que va desde el punto subsolar hacia el punto antisolar a alturas por encima de la superficie mayores a los 120 km y donde las velocidades comienzan a incrementarse nuevamente.

Para la alta atmósfera, el movimiento del punto subsolar al punto antisolar se sabe que es debido a la interacción del viento solar con la ionosfera de Venus (Pérez de Tejada, 2010). Como el planeta no tiene campo magnético intrínseco, las partículas del viento solar pueden interactuar directamente con los iones planetarios, transfiriéndoles energía y momento. En consecuencia, la alta atmósfera es “arrastrada” por el viento solar hacia ambos lados del planeta. Como se dijo anteriormente, las velocidades en esta ubicación aumentan otra vez y por lo tanto también existe superrotación, aunque formalmente solamente existe para los flujos que van hacia el oeste, es decir, hacia el mismo sentido de giro del planeta.

A continuación se dará una descripción matemática con la que se pretende completar la información que hasta ahora se ha dado de superrotación en este trabajo.

1.1 Descripción matemática de la superrotación

Como estamos tratando con cuerpos que rotan, ya sea la parte sólida de un planeta, o las masas atmosféricas que se encuentran en él, comenzaremos por utilizar la ecuación básica de momento angular \vec{L} , dada por:

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \tag{1.1}$$

donde \vec{r} es el vector que va del origen del sistema de referencia que se utiliza, hasta un punto que se encuentre en el cuerpo que rota, y \vec{p} es el momento lineal, dado por:

$$\vec{p} = m\vec{v} \quad (1.2)$$

donde m es la masa y v la velocidad.

Sustituyendo la Ecuación (1.2) en (1.1), se obtiene la Ecuación (1.3):

$$\vec{L} = \vec{r} \times (m\vec{v}) = m(\vec{r} \times \vec{v}) \quad (1.3)$$

Así, el momento por unidad de masa m , y al cual llamaremos \vec{M} , se obtiene de la Ecuación (1.3) y resulta ser:

$$\vec{M} = \frac{\vec{L}}{m} = \vec{r} \times \vec{v} \quad (1.4)$$

En un sistema de referencia donde el origen coincide con el centro del planeta, la Ecuación (1.4) sería suficiente para calcular los momentos por unidad de masa, pero como nuestro interés está en la parte atmosférica, requerimos de un sistema de referencia cuyo origen se encuentre fuera del planeta, para poder así considerar las velocidades relativas entre las masas atmosféricas y la de la parte sólida.

En ese caso, la velocidad de la Ecuación (1.4) estará dada por la suma de la velocidad del sólido con la velocidad de una parcela atmosférica de interés, es decir:

$$\vec{M} = \vec{r} \times \vec{v}_{total} = \vec{r} \times (\vec{v}_{sólido} + \vec{v}_{parcela}) = \vec{r} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r} + \vec{v}_{parcela}) \quad (1.5)$$

Donde se hizo uso de la definición de velocidad tangencial, la cual está dada por:

$$\vec{v}_T = \vec{\Omega} \times \vec{r} \quad (1.6)$$

Siendo Ω la velocidad angular del planeta.

Para el caso de Venus, el eje de rotación atmosférico está casi alineado con el vector velocidad angular Ω , por lo que resulta ser buena aproximación el suponer que ambos se encuentran sobre un eje “z” de referencia (ver Figura 1.1).

Podríamos aplicar la Ecuación (1.5) para cada parcela atmosférica en Venus e integrar sobre todo el volumen atmosférico para así obtener el momento total por unidad de masa.

En el caso terrestre es común usar únicamente la componente vertical del momento, ya que la mayor contribución al momento por parte de las parcelas de aire es debido a los vientos zonales, como por ejemplo los “jets”, que van casi paralelos al ecuador pero a mayores latitudes y con velocidades importantes.

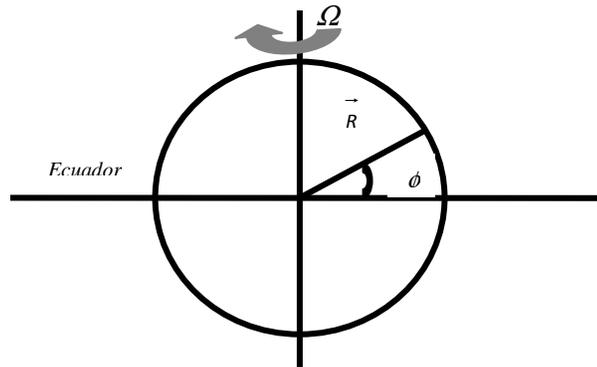


Figura 1.1. El eje de rotación de Venus coincide, a primera aproximación, con el vector de velocidad angular Ω . \vec{R} es el radio vector que va desde el centro del planeta hasta la superficie del mismo y ϕ es la latitud.

En Venus, justamente los vientos más sobresalientes son los zonales. Los vientos meridionales (de norte a sur o de sur a norte) y los verticales (perpendiculares a la superficie planetaria) existen, pero son al menos un orden de magnitud menores. Además, los vientos zonales se encuentran a todas latitudes, con velocidades realmente altas y rotando de forma continua. Es de esperarse entonces que la contribución de las parcelas atmosféricas al momento por unidad de masa en su componente vertical sea mayor que

en el caso terrestre. Además de que, como ya se mencionó, el vector de momento angular en Venus es casi paralelo al eje de rotación atmosférico; de hecho más que en el caso terrestre.

De este modo es que se considera generalmente sólo la componente vertical de momento. El vector \vec{r} puede escribirse en sus tres componentes. Como \vec{r} va desde el centro del planeta hasta la parcela atmosférica que nos interesa, entonces podemos aproximar su valor a \vec{R} , donde R es el radio de Venus, considerando que la atmósfera es una capa muy pequeña comparada con el radio planetario. Luego \vec{R} puede descomponerse en sus tres direcciones así como la velocidad de la parcela (en u para la componente zonal, v para la componente meridional y w para la componente vertical), y haciendo los productos cruz correspondientes con Ω , resulta que la componente vertical del momento angular por unidad de masa está dada por:

$$M = R \cos \phi (\Omega R \cos \phi + u) \quad (1.7)$$

De acuerdo a la Ecuación (1.7), nos referimos a superrotación cuando M , a cualquier latitud o altura excede el valor de ΩR^2 , que es el momento angular de la superficie del planeta en el ecuador (Shell, et. al., 2004).

Esto es, al estar en la superficie del planeta, la velocidad zonal se anula. Ubicados en el ecuador, $\cos \phi$ es máximo pues ϕ vale cero grados; por el contrario, en el polo, ϕ vale 90° y por lo tanto $\cos \phi$ se hace mínimo, específicamente cero. En el caso del polo tendremos el momento angular más pequeño y sobre el ecuador el momento más grande.

En el caso de Venus, al considerar alguna altura distinta de cero, la velocidad zonal deja de ser nula a todas latitudes y longitudes, por lo tanto tendremos momento angular mayor a ΩR^2 y en consecuencia superrotación.

Uno podría pensar que por encima de la superficie donde hay superrotación, el momento angular en latitudes bajas sigue siendo mayor que en latitudes altas, asumiendo una misma altura. Esto no sucede en Venus, pues aunque el ángulo ϕ va aumentando y por lo tanto el coseno disminuyendo, hay zonas de latitud alta en las cuales la velocidad zonal es mayor que a menores latitudes, como lo muestra la Figura 1.2 donde se grafican

datos de misiones realizadas durante dos misiones espaciales: Mariner 10 y Pioneer Venus. Uno de los misterios de la dinámica atmosférica de Venus es cómo se transfiere momento a dichas zonas.

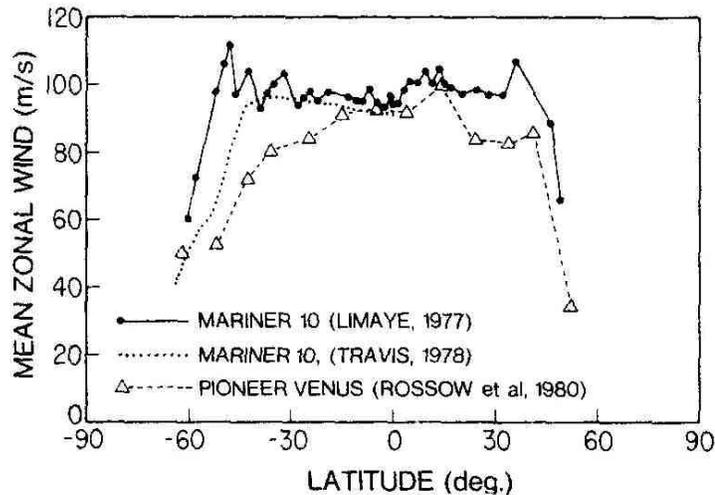


Figura 1.2. Rapidez de los vientos zonales con respecto a la latitud (Schubert, et. al., 1980).

Son tres las preguntas de importancia relativas a la dinámica atmosférica que están en nuestro interés:

- 1) ¿Cómo se origina la superrotación atmosférica?
- 2) ¿Cómo se mantiene la superrotación atmosférica?
- 3) ¿Está relacionado el origen del movimiento retrógrado del planeta con la superrotación?

La tesis está enfocada principalmente a la segunda pregunta, pero habrá espacios cortos para plasmar las ideas que han surgido en torno a las otras dos.

El capítulo 2 se centra en determinar las ecuaciones de la velocidad de los vientos en Venus, mostrando que éstas no logran explicar del todo la superrotación cuando se consideran efectos puramente atmosféricos, es decir, que solamente se llevan a cabo dentro de la atmósfera sin la acción de mecanismos externos.

En ese mismo capítulo y dentro de la parte de la ecuación de momento de la componente vertical, se muestra un análisis del flujo de distintos tipos de energía en las

capas atmosféricas de Venus, proporcionándonos valiosa información acerca del comportamiento de las distintas capas.

En el capítulo 3 se plantea la idea de que el viento solar pudiera ser el responsable de que la superrotación permanezca activa y sin interrupción. Se exponen ahí los argumentos y los cálculos realizados que favorecen esta idea.

Finalmente, en el capítulo 4 se enuncian las conclusiones de este trabajo.

2. Ecuaciones de momento

Utilizando algunos datos de Venus mostrados en la Tabla 1.1 y de otros que se irán añadiendo a lo largo de este trabajo, se determinarán las ecuaciones concernientes a la dinámica atmosférica de este planeta tomando como base la ecuación de momento dada en sus tres componentes (Holton, 2004) y que se derivan de la aplicación de la segunda ley de Newton a un fluido (Ecuación (2.1)):

$$\frac{D\vec{V}}{Dt} = \vec{F}_i + \vec{F}_e + \vec{F}_a + \vec{F}_d + \vec{F}_t \quad (2.1)$$

donde

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z} \quad (2.2)$$

es el operador euleriano aplicado a la velocidad $\vec{V} = (u, v, w)$, resultando en la derivada material de la misma (lado izquierdo de la Ecuación (2.1)).

En el lado derecho de la expresión (2.1), F_i , F_e , F_a , F_d y F_t corresponden a las fuerzas internas (por ejemplo gradientes de presión), fuerzas externas (principalmente la fuerza de gravedad), fuerzas aparentes (como la fuerza centrífuga), fuerzas asociadas a efectos disipativos y términos turbulentos, respectivamente, todas ellas por unidad de masa.

Los términos que serán considerados en el lado derecho de la Ecuación (2.1) son: la fuerza del gradiente de presión, la fuerza de gravedad, la fuerza viscosa y los términos turbulentos. Ahora bien, en meteorología se usa como sistema de referencia al planeta en rotación, por lo que es necesario considerar la esfericidad y la rotación misma, añadiéndose entonces los términos de fuerza de Coriolis y de fuerza centrífuga y utilizándose coordenadas esféricas.

Así, las ecuaciones básicas de momento en coordenadas esféricas y para un observador que se encuentra sobre la superficie planetaria, son¹:

$$\frac{Du}{Dt} - uv \frac{\tan \varphi}{a} + \frac{uw}{a} + \frac{1}{\rho} \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + 2\Omega (w \cos \varphi - v \sin \varphi) - F_{dx} - F_{tx} = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{Dv}{Dt} - u^2 \frac{\tan \varphi}{a} + \frac{vw}{a} + \frac{1}{\rho a} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + 2\Omega u \sin \varphi - F_{dy} - F_{ty} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{Dw}{Dt} + \frac{u^2 + v^2}{a} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + g - 2\Omega u \cos \varphi - F_{dz} - F_{tz} = 0 \quad (2.5)$$

Donde u , v y w son las componentes zonal, meridional y vertical de la velocidad, respectivamente; φ es la latitud, a es el radio del planeta, r es la distancia radial a un punto sobre la atmósfera, ρ es la densidad, p es la presión específica, Ω es la velocidad angular, F_{dx} , F_{dy} y F_{dz} se refieren a la fuerza disipativa en sus diferentes componentes y F_{tx} , F_{ty} y F_{tz} a la fuerza debida a turbulencias, también en sus diferentes componentes².

Las ecuaciones (2.3), (2.4) y (2.5) se pueden expresar en términos de x , y y z , donde x representa la distancia a lo largo de los paralelos, y la distancia a lo largo de los meridianos y z la distancia radial. La transformación entre los dos tipos de coordenadas está dada por las siguientes relaciones:

$$\frac{\partial}{\partial x} \equiv \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \equiv \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} \quad (2.7)$$

¹ Para ver la deducción completa de las ecuaciones se recomienda consultar Holton (2004).

² Los términos turbulentos son desconocidos y por lo tanto únicamente se dejan indicados a lo largo del análisis de escala. Para conocer todos los términos que conforman la parte turbulenta en las ecuaciones de momento, consultar Holton (2004).

$$\frac{\partial}{\partial z} \equiv \frac{\partial}{\partial r} \quad (2.8)$$

Es importante recalcar que, a pesar de que son varias las misiones que han visitado Venus, los datos obtenidos hasta el momento no permiten elaborar análisis de escala sinóptica o de meso y pequeña escala, por lo que en este trabajo se abordará únicamente la parte concerniente a la escala planetaria.

Otro punto importante a considerar es que, para facilitar las matemáticas, se pueden hacer ciertas aproximaciones a las ecuaciones de momento si se desprecian los términos de menor orden de magnitud. De no hacerlo, se tendrían que resolver las ecuaciones con métodos numéricos, empleando tiempo y cómputo que muchas veces es innecesario si se requiere de una visión global de la dinámica de vientos. Así, con base en los datos que a continuación se mencionan, se discretizará cada uno de los términos de las ecuaciones (2.3), (2.4) y (2.5).

En Venus se han encontrado vientos zonales con rapidez de 1 hasta 5 m/s cerca de la superficie y de aproximadamente 100 m/s en lo más alto de su troposfera y que corresponde a una capa de nubes compuesta en gran medida de gotas de ácido sulfúrico que se encuentra entre los 50 y 70 km de altura. La Figura 2.1 muestra un perfil de la rapidez promedio del viento atmosférico en Venus desde la superficie hasta los 100 km de altura.

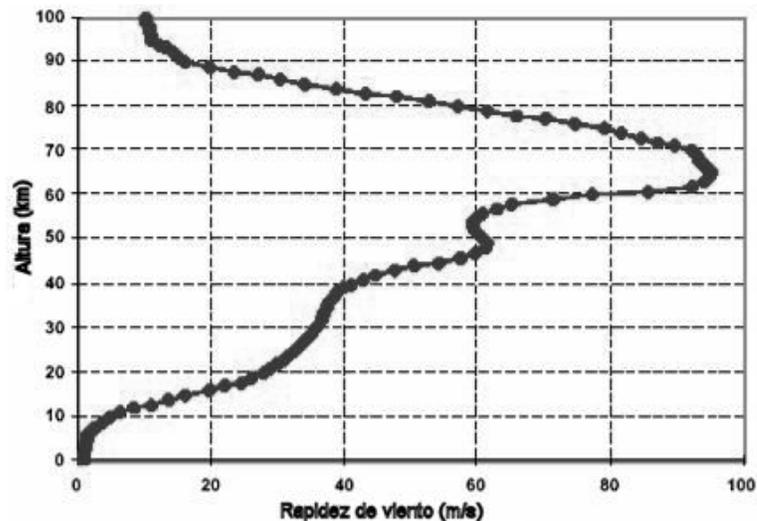


Figura 2.1. Perfil de rapidez de los vientos zonales en Venus (Landis, et. al., 2002b)

Para el caso meridional, se han registrado vientos de no más de 5 m/s y para el caso vertical de 1 a 3 m/s en la región de las nubes y de 0.5 cm/s cerca de la superficie. La Figura 2.2 muestra el perfil de velocidad meridional desde la superficie y hasta la cima de las nubes medido por las cuatro sondas (North, Day, Night y Sounder) de la misión Pioneer Venus (Schubert, et. al., 1980).

Aunque existen variaciones de la rapidez de los vientos respecto a la latitud y la altitud, principalmente, la variación temporal es prácticamente nula. Así por ejemplo, desde la primera misión que partió a Venus y hasta la que está actualmente en órbita que es la Venus Express, se ha visto que las velocidades de los vientos zonales tienen siempre, *grosso modo*, el mismo valor.

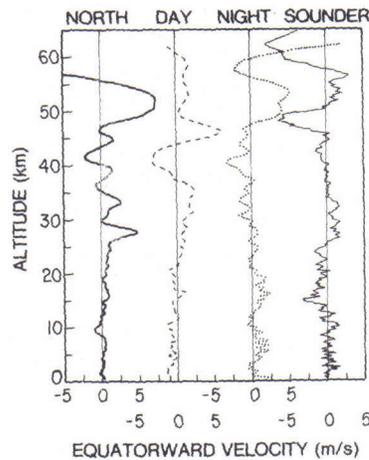


Figura 2.2. Perfiles de velocidad meridional de vientos en Venus medidos por las cuatro sondas de la misión Pioneer Venus (Schubert, et. al., 1980).

Para realizar el análisis de escala se eligieron dos alturas diferentes: 20 y 60 km, esto debido a que muchos de los parámetros considerados varían de manera importante conforme uno se aleja de la superficie. La escala espacial vertical D que consideraremos será de 2×10^4 m, que corresponde a una capa de 20 km de grosor centrada en cada una de las alturas elegidas para el análisis.

Como los rápidos vientos zonales se observan, en su mayoría, a latitudes medias y bajas sobre el planeta, entonces la escala espacial horizontal L deberá ser, precisamente, del orden del perímetro planetario, que es de $L = 38.02 \times 10^6$ m ($\sim 3 \times 10^7$ m).

De acuerdo a la Tabla 2.5, para una capa atmosférica que va de los 10 a los 30 km de altura, el gradiente de presión vertical es de 18.75 Pa/m, en tanto que para una capa que va de los 50 a los 70 km de altura, el gradiente es de 5.15 Pa/m.

Los gradientes horizontales de presión se desconocen, pero todo parece indicar que son bastante pequeños, al menos en la dirección zonal, ya que las mediciones que se han hecho de temperatura han mostrado que ésta tiene poca dependencia con la longitud, de hecho, las variaciones no suelen sobrepasar los 5 grados en niveles troposféricos. La Figura 2.3 muestra cuatro contrastes térmicos de sondas que realizaron mediciones a diferentes latitudes y longitudes.

Sería muy atrevido asumir el orden de magnitud que tienen los gradientes de presión horizontal, es por ello que en este trabajo quedan como interrogante, sin embargo, para no dejar de lado este dato y poder completar el análisis de escala, se determinó una variación local que da una idea acerca de estos gradientes de presión horizontal. Estos resultados se muestran páginas más adelante, dentro de la secciones correspondientes a las componentes zonal y meridional.

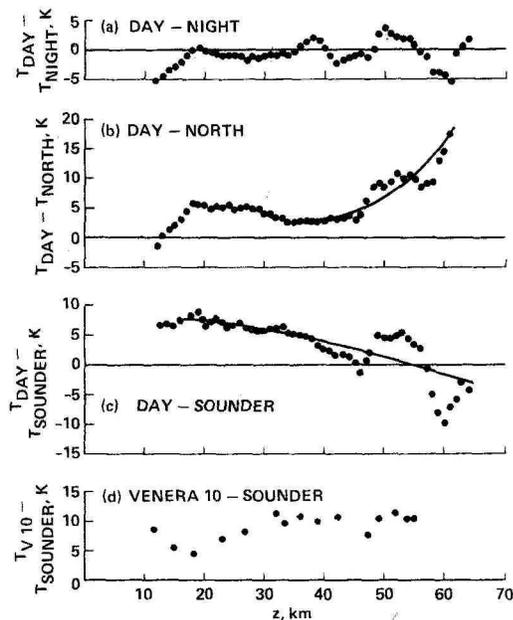


Figura 2.3. Contrastes de temperatura a partir de los datos de las sondas: Day (31.3°S, 6:46 AM), Night (27.4°S, 0:07 AM), North (60.2°N, 3:35 AM), Sounder (4.0°N, 7:38 AM), Venera 10 (16°N, 1:44 PM), (Schubert, et. al., 1980).

Por otro lado, el valor de la velocidad angular a nivel de superficie puede determinarse fácilmente a partir del periodo de rotación del planeta Venus (ver Tabla 1.1):

$$\Omega = \frac{2\pi}{\text{periodo}} = \frac{2\pi}{(5832.5 \times 3600) s} \approx 3 \times 10^{-7} s^{-1}$$

Finalmente, para conocer la fuerza de fricción hace falta conocer el valor de la viscosidad cinemática en la atmósfera. En el caso de Venus este valor se reporta en Young (2000). La Figura 2.4 muestra los valores de viscosidad cinemática para algunos cuerpos del Sistema Solar, incluido Venus y en cuyo caso se ve claramente que, dentro del grupo de los ocho cuerpos, es el que cuenta con menor viscosidad. De acuerdo al gráfico, la viscosidad cinemática se halla aproximadamente en los $4.8 \times 10^{-7} m^2 s^{-1}$.

Una vez que se tienen los valores de los parámetros meteorológicos, procedemos a aplicarlos en la componente vertical de la ecuación de momento.

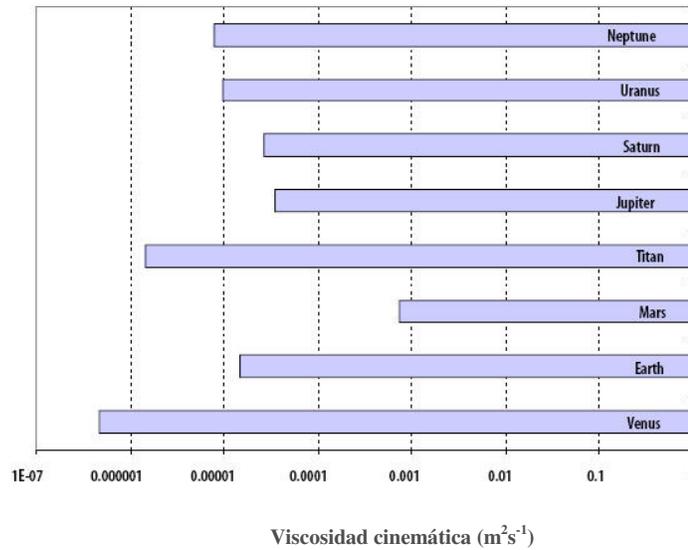


Figura 2.4. Estimaciones de la viscosidad cinemática para distintos cuerpos del Sistema Solar (Young, 2000).

2.1 Componente vertical

De la Tabla 1.1 sabemos que:

$$a = 6.052 \times 10^6 \text{ m } (\sim 10^6 \text{ m})$$

$$g = 8.87 \text{ m/s}^2 (\sim 10 \text{ m/s}^2)$$

Y de la Tabla 2.5

$\rho \sim 20 \text{ kg/m}^3$ en superficie y $\sim 0.5 \text{ kg/m}^3$ a 60 km de altura.

Aplicando la relación (2.8) a la Ecuación (2.5), se tiene:

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g - \frac{u^2 + v^2}{a} + 2\Omega u \cos \varphi + F_{dz} + F_{tz} \quad (2.9)$$

El lado izquierdo de (2.9) corresponde a la derivada material definida en (2.2), por lo tanto, la Ecuación (2.9) se simplifica de la siguiente manera:

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g - \frac{u^2 + v^2}{a} + 2\Omega u \cos \varphi + F_{dz} + F_{tz} \quad (2.10)$$

Con base en (2.10) y para una altura de 20 km sobre la superficie planetaria, se obtiene la siguiente tabla:

Tabla 2.1. Órdenes de magnitud de los términos de la componente vertical de la ecuación de momento para una altura de 20 km.

$\frac{D\vec{v}}{Dt}$	$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$	g	$\frac{u^2 + v^2}{a}$	$2\Omega u \cos \varphi$	F_{dz}	F_{tz}
$\left[\frac{uw}{L} \right]$	$\left[\frac{(\Delta p)_v}{\rho D} \right]$	$[g]$	$\left[\frac{u^2}{a} \right]$	$[2\Omega u]$	$\left[\frac{v w}{D^2} \right]$	
10^{-9}	10^0	10^1	10^{-4}	10^{-5}	10^{-18}	?

Y para la altura de las nubes, la tabla resultante es la que se muestra a continuación:

Tabla 2.2. Órdenes de magnitud de los términos de la componente vertical de la ecuación de momento para una altura de 60 km.

$\frac{D\bar{v}}{Dt}$	$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$	g	$\frac{u^2 + v^2}{a}$	$2\Omega u \cos \varphi$	F_{dz}	F_{tz}
$\left[\frac{uw}{L} \right]$	$\left[\frac{(\Delta p)_v}{\rho D} \right]$	$[g]$	$\left[\frac{u^2}{a} \right]$	$[2\Omega u]$	$\left[\frac{vw}{D^2} \right]$	
10^{-6}	10^0	10^1	10^{-2}	10^{-5}	10^{-15}	?

Puede verse de las Tablas 2.1 y 2.2 que los términos de mayor orden de magnitud son el de la gravedad y el del gradiente de presión, por lo que, así como en el caso de la Tierra en escala sinóptica, la ecuación de momento en su componente vertical se reduce a la aproximación hidrostática en escala planetaria, esto es:

$$\boxed{\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g} \quad (2.11)$$

Dado que verticalmente se presentan los términos de mayor magnitud (como se comprobará en las secciones 2.2 y 2.3), procedimos a analizar cómo es que varía el flujo de energía en la troposfera alrededor del planeta (dirección este-oeste) con la altura usando un modelo propuesto hace ya casi cinco décadas y que se presenta a continuación.

2.1.1 Flujos de energía en las capas atmosféricas de Venus

En 1962, Yale Mintz publicó un trabajo acerca del flujo de energía del lado día al lado noche en un planeta que siempre da la misma cara al Sol. Aunque Venus no da siempre la misma cara al Sol, su rotación es tan lenta que a primera aproximación podría estudiarse este flujo de energía a través del terminador. Para la época en la que se realizó el trabajo, los datos de temperatura, presión, etc. necesarios para realizar los cálculos que

hizo Mintz, poseían aún demasiada incertidumbre, y de hecho, muchos de esos datos ahora sabemos que son erróneos.

Sin embargo, la ecuación de la cual parte Mintz nos ha permitido, con la iniciativa de Héctor Durand Manterola, realizar un estudio de los términos que participan en el flujo de energía que se transporta a través del terminador de Venus (Zenteno, et.al., 2008).

Dicha ecuación es:

$$H = \int_{\sigma} \left(C_v T + gZ + \frac{\vec{V} \cdot \vec{V}}{2} \right) v \rho \delta\sigma \quad (2.12)$$

Donde H es la transferencia neta de energía a través de la superficie σ , C_v es el calor específico a volumen constante, T es la temperatura, g es la aceleración debida a la gravedad, Z la elevación, V la velocidad de flujo, v la componente de la velocidad del flujo que es normal a la superficie σ y ρ la densidad. Ahora bien, $\delta\sigma=2\pi r$ y $Z=r-R$, siendo r el radio de una capa atmosférica y R el radio planetario.

Derivando la Ecuación (2.12) con respecto a r , se obtiene lo siguiente:

$$\frac{dH}{dr} = 2\pi \left[C_p T + g(r-R) + \left(\frac{v^2}{2} \right) \right] \rho v r \quad (2.13)$$

que separando sus tres términos nos indica el flujo de tres tipos de energía, como se muestra a continuación:

$$\frac{dH_{\text{Calor sensible}}}{dr} = 2\pi \rho v r C_p T$$

$$\frac{dH_{\text{Potencial}}}{dr} = 2\pi \rho v r g (r-R) \quad (2.14)$$

$$\frac{dH_{\text{cinética}}}{dr} = 2\pi \rho v r \left(\frac{v^2}{2} \right)$$

Los valores promedio de densidad (ver Tabla 2.3), velocidad (ver Figura 2.1) y temperatura (ver Tabla 2.3) son bien conocidos, así como el valor de la constante g (8.87 m/s^2), el calor específico a presión constante (ver Tabla 2.4) y el radio del planeta ($6,051,800 \text{ m}$).

Sustituyendo valores en las ecuaciones (2.14) y considerando capas de 1 km de grosor, se obtiene el gráfico de la Figura 2.1, donde es importante notar que la escala asociada al flujo de energía cinética corresponde al eje horizontal superior y la escala asociada al resto de las energías corresponde al eje horizontal inferior.

Como se puede observar, el flujo de energía cinética es, por mucho, menor al resto de las otras energías, incluso en la zona de nubes (50 a 70 km de altura), donde la velocidad de los vientos zonales es máxima en la troposfera. Además, los máximos de flujo de calor sensible coinciden con las caídas abruptas en el flujo de energía cinética, mientras que los máximos de flujo de energía potencial coinciden con los máximos de flujo de energía cinética. Y aunque menos visible, existen tres picos (aproximadamente a 20 , 45 y 65 km de altura) que coinciden en los flujos de calor sensible, de energía cinética y de energía potencial.

Aunque los máximos de los flujos de todas las energías no coinciden, se encuentran aproximadamente en la misma zona, digamos que entre los 15 y 25 km de altura. No es de sorprenderse que los máximos se encuentren ahí, ya que es justamente en esa zona donde se encuentran capas muy densas y con una velocidad considerable. Dicho de otro modo, cerca de la superficie del planeta (a no más de 5 km de altura), se encuentran las densidades atmosféricas más grandes, sin embargo, en esa misma zona, las velocidades de los vientos zonales son prácticamente nulas. Contrario a esto, a grandes alturas troposféricas (zona de nubes), la densidad es muy baja, sin embargo las velocidades son máximas en esa ubicación. Esto indica que la densidad de energía asociada a estas alturas, ya sea cerca de la superficie o en la zona de nubes, es relativamente baja, pues los valores de densidad son “compensados”, por decirlo de alguna manera, por la magnitud de la velocidad. En cambio, alrededor de los 20 km de altura, existen aún densidades considerables y las velocidades comienzan a adquirir mayor importancia, por lo tanto, ambos parámetros contribuyen en gran medida a la densidad de energía de esa zona.

Tabla 2.3. Valores promedio de temperatura, presión y densidad en la atmósfera de Venus desde la superficie hasta los 100 km de altura (Landis, et. al., 2002a).

H (km)	T (K)	P (bar)	ρ (kg/m ³)
0	735	92.10	64.79
5	697	66.65	49.87
10	658	47.39	37.72
15	621	33.04	27.95
20	581	22.52	20.39
25	539	14.93	14.57
30	497	98.51×10^{-1}	10.15
35	455	59.17×10^{-1}	68.31×10^{-1}
40	418	35.01×10^{-1}	44.04×10^{-1}
45	385	19.79×10^{-1}	26.93×10^{-1}
50	350	10.66×10^{-1}	15.94×10^{-1}
55	302	53.14×10^{-2}	92.07×10^{-2}
60	263	23.57×10^{-2}	46.94×10^{-2}
65	243	97.65×10^{-3}	20.86×10^{-2}
70	230	36.90×10^{-3}	83.93×10^{-3}
75	215	13.63×10^{-3}	32.98×10^{-3}
80	197	47.60×10^{-4}	11.86×10^{-3}
85	181	13.93×10^{-4}	40.07×10^{-4}
90	169	37.36×10^{-5}	11.51×10^{-4}
95	168	10.16×10^{-5}	31.55×10^{-5}
100	175	26.60×10^{-6}	78.90×10^{-6}

Tabla 2.4. Calor específico a presión constante del dióxido de carbono, principal componente de la atmósfera de Venus, para diferentes alturas.

Altitud [km]	C_p (CO ₂) [m ² /(s ² K)]
0	1143.472
5	1126.470
10	1107.768
15	1088.499
20	1066.019
25	1040.516
30	1012.558
35	982.332
40	953.429
45	925.848
50	894.678

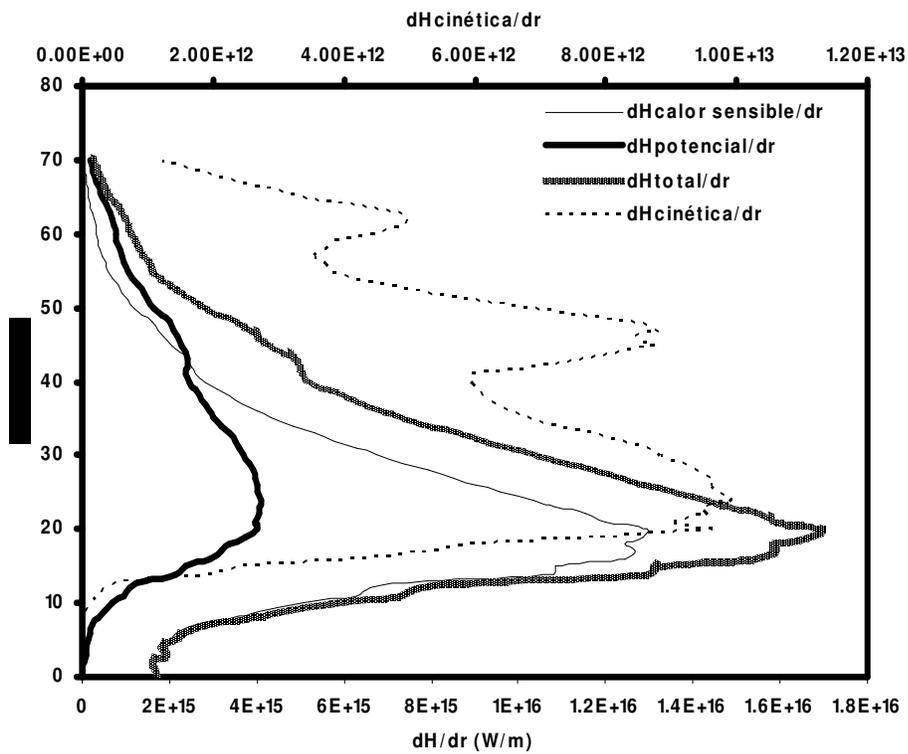


Figura 2.5. Flujos de energías cinética, potencial, de calor sensible y total en la atmósfera de Venus.

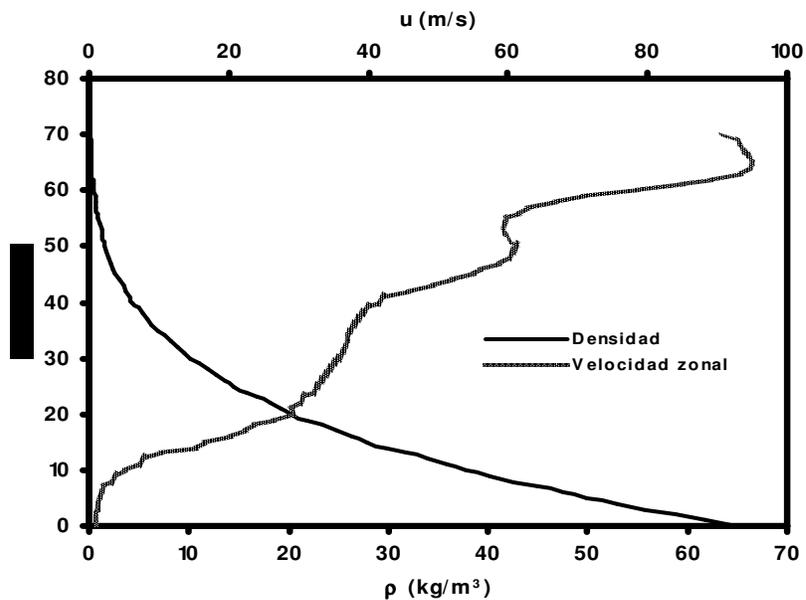


Figura 2.6. Perfiles de densidad y velocidad zonal en la troposfera de Venus.

En la Figura 2.6 se muestran los perfiles de densidad y velocidad zonal en la zona troposférica. Como se puede observar, el cruce de ambos perfiles es la zona que tiene asociada el mayor flujo de energía y a la cual hicimos referencia anteriormente.

2.2 Componente zonal

Ahora se procederá a hacer el análisis de escala para la componente zonal de la ecuación de momento.

Aplicando la relación (2.6) a la Ecuación (2.3) se tiene:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - uv \frac{\tan \varphi}{a} + \frac{uw}{a} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\Omega(w \cos \varphi - v \sin \varphi) - F_{dx} - F_{tx} = 0 \quad (2.15)$$

Nuevamente los primeros cuatro términos de la Ecuación (2.15) corresponden a una derivada material, por lo que dicha ecuación se reduce a:

$$\frac{D\bar{u}}{Dt} - uv \frac{\tan \varphi}{a} + \frac{uw}{a} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\Omega(w \cos \varphi - v \sin \varphi) - F_{dx} - F_{tx} = 0 \quad (2.16)$$

A partir de (2.16) y considerando una altura de 20 km sobre la superficie del planeta, se obtiene la Tabla 2.5 que se muestra a continuación:

Tabla 2.5. Órdenes de magnitud de los términos de la componente zonal de la ecuación de momento para una altura de 20 km.

$\frac{D\bar{u}}{Dt}$	$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$	$\frac{uw}{a}$	$\frac{uv \tan \varphi}{a}$	$2\Omega v \sin \varphi$	$2\Omega w \cos \varphi$	F_{dx}	F_{tx}
$\left[\frac{u^2}{L} \right]$	$\left[\frac{(\Delta p)_H}{\rho L} \right]$	$\left[\frac{uw}{a} \right]$	$\left[\frac{uv}{a} \right]$	$[2\Omega v]$	$[2\Omega w]$	$\left[\frac{vu}{D^2} \right]$	
10^{-5}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-6}	10^{-7}	10^{-9}	10^{-14}	?

Despreciando los términos de menor magnitud, se obtiene un balance entre la derivada material de la velocidad zonal y el gradiente de presión horizontal. Despejando la velocidad zonal de dicho balance en su forma discreta, se obtiene la Ecuación (2.17):

$$u = \sqrt{-\frac{(\Delta p)_H}{\rho}} \quad (2.17)$$

A 20 km de altura la densidad es de $\sim 20 \text{ kg/m}^3$ (ver Tabla 2.3) y el gradiente de presión a lo largo de la dirección zonal es de $\sim 1.5 \times 10^4 \text{ Pa}$ (ver Figura 2.8). Sustituyendo estos datos en la Ecuación (2.17) se obtiene una velocidad zonal de $\sim 27 \text{ m/s}$, consistente con la velocidad zonal observada por la misión Pioneer Venus (ver Figura 2.1).

Entre las sondas Day y Night, la diferencia de presión zonal máxima se halla entre los 13 y 16 km de altura (ver Figura 2.10), sin embargo, como lo indica la Ecuación (2.17), la velocidad máxima dependerá también de la densidad. La Figura 2.7 muestra el perfil de densidad troposférico junto con el perfil obtenido en la Figura 2.10.

Las velocidades zonales más altas, de acuerdo con la Ecuación (2.17) se obtienen entre los 25 y 35 km de altura (ver Figura 2.8).

A modo de comparación, se grafica la velocidad obtenida de la Ecuación (2.17), así como las velocidades de las cuatro sondas (Day, Night, North y Sounder) de la misión Pioneer Venus (ver Figura 2.8)

Por encima de los 40 km de altura, el perfil obtenido con la Ecuación (2.17) se aleja de los valores registrados de todas las sondas hacia velocidades más pequeñas.

La sonda Night, que es la que presenta los valores más pequeños de velocidad por encima de los 30 km de altura, llega a tener velocidades de hasta casi cuatro veces el valor de la velocidad obtenido con la Ecuación (2.17) a alturas de alrededor de los 55 km, como lo muestra la Figura 2.8.

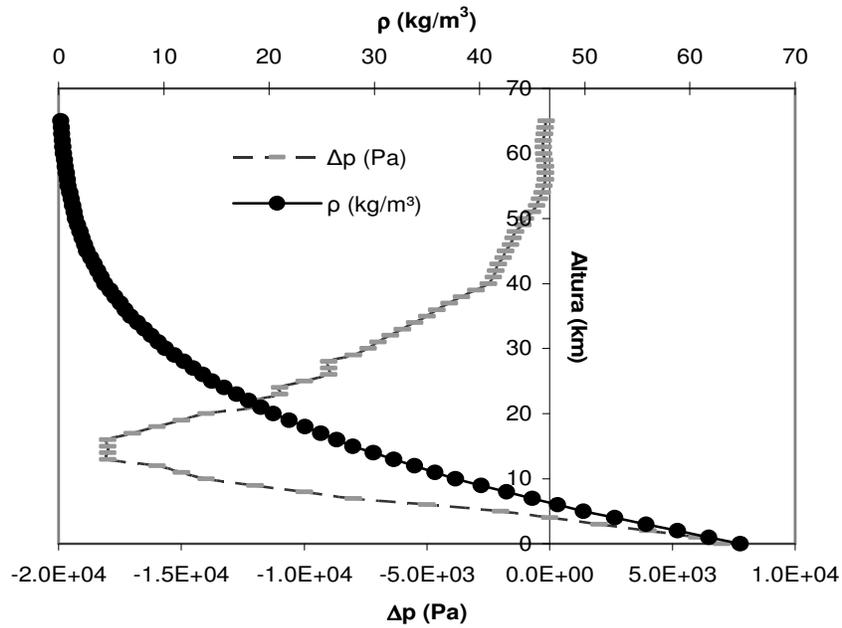


Figura 2.7. Perfil de densidad troposférica y perfil de la diferencia de presiones entre las sondas Day y Night.

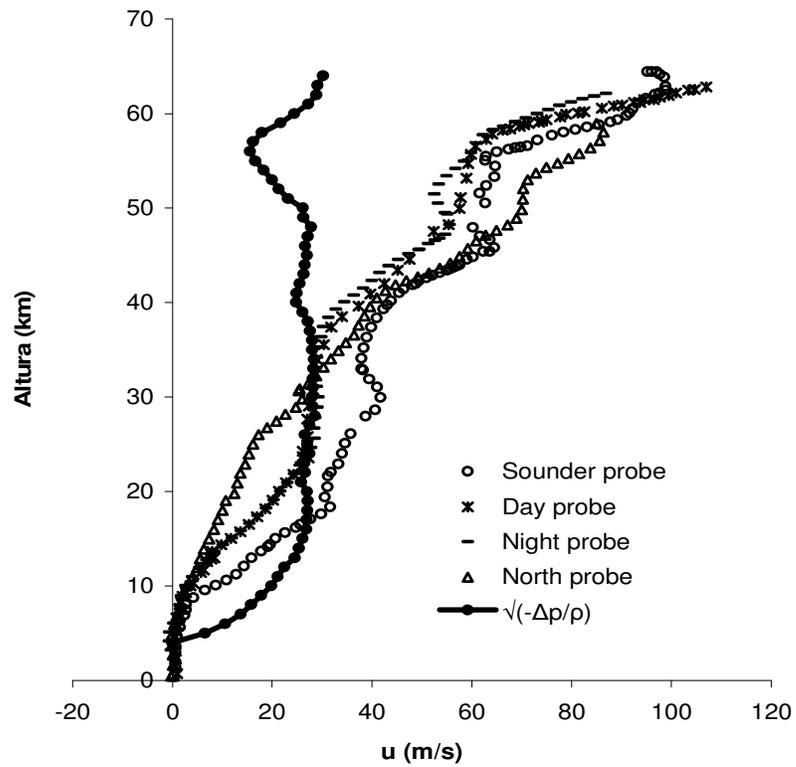


Figura 2.8 Perfiles de velocidad zonal de las sondas Day, Night, North y Sounder (Counselmann, 1979) y el obtenido de la Ecuación (2.17).

Para una altura de 60 km y a partir de la ecuación (2.16), se obtiene la Tabla 2.6.

Tabla 2.6. Órdenes de magnitud de los términos de la componente zonal de la ecuación de momento para una altura de 60 km.

$\frac{D\vec{u}}{Dt}$	$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$	$\frac{uw}{a}$	$\frac{uv \tan \varphi}{a}$	$2\Omega v \sin \varphi$	$2\Omega w \cos \varphi$	F_{dx}	F_{tx}
$\left[\frac{u^2}{L} \right]$	$\left[\frac{(\Delta p)_H}{\rho L} \right]$	$\left[\frac{uw}{a} \right]$	$\left[\frac{uv}{a} \right]$	$[2\Omega v]$	$[2\Omega w]$	$\left[\frac{vu}{D^2} \right]$	
10^{-4}	0	10^{-5}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-6}	10^{-13}	?

En este caso el término de mayor magnitud es el de la derivada material de la velocidad zonal y no está balanceado por alguno de los otros términos conocidos, por lo que se deduce que deben existir otras fuerzas, probablemente de origen turbulento, que permitan el balance, esto es, que se cumpla que:

$$\boxed{\frac{D\vec{u}}{Dt} = F_{tx}} \quad (2.18)$$

A diferencia del caso terrestre, puede verse de las Tablas 2.5 y 2.6, o bien, de las Ecuaciones (2.17) y (2.18), que en Venus no se deduce una aproximación geostrofica para la componente zonal como sucede en el caso de la Tierra a nivel sinóptico, donde los términos dominantes son el de gradiente de presión y la fuerza de Coriolis.

Al comienzo de este capítulo se hizo notar que el valor de la fuerza de gradiente de presión en la dirección zonal es desconocida, sin embargo, los valores asociados en las Tablas 2.5 y 2.6 se obtuvieron, como mera aproximación, a partir de un análisis de datos efectuado para dos sondas de la misión Pioneer Venus que se detalla enseguida.

2.2.1 Gradientes horizontales de velocidad, temperatura, presión y densidad medidas por dos sondas de la misión Pioneer Venus

Determinar gradientes promedio de la atmósfera de Venus no es sencillo debido a que son muy pocos los datos que se han tomado “in situ”, además de que se han registrado en diversas ubicaciones y no de manera continua.

El análisis de escala que se realizó anteriormente podría refinarse si se tuviera un mayor número de datos.

Entender la superrotación a nivel global es el interés que se tiene por el momento pero eso no limita el que podamos estudiar un caso más particular.

La Figura 2.9 y la Tabla 2.7 muestran las ubicaciones de las sondas enviadas por el Pioneer Venus. De ella se puede observar que las sondas Day y Night impactaron al planeta casi a la misma latitud. Esta cercanía en latitud permite determinar gradientes horizontales de velocidad, temperatura, presión y densidad. Los valores de densidad, temperatura y presión registrados por cada una de las sondas fueron tomados de Seiff, et. al. (1980), y los de velocidad por Counselman, et. al. (1979). Se asume que la variación de los parámetros entre las dos sondas es lineal; esto es arriesgado suponerlo, pero a falta de datos en longitudes intermedias y a esa misma latitud, procederemos a hacerlo.

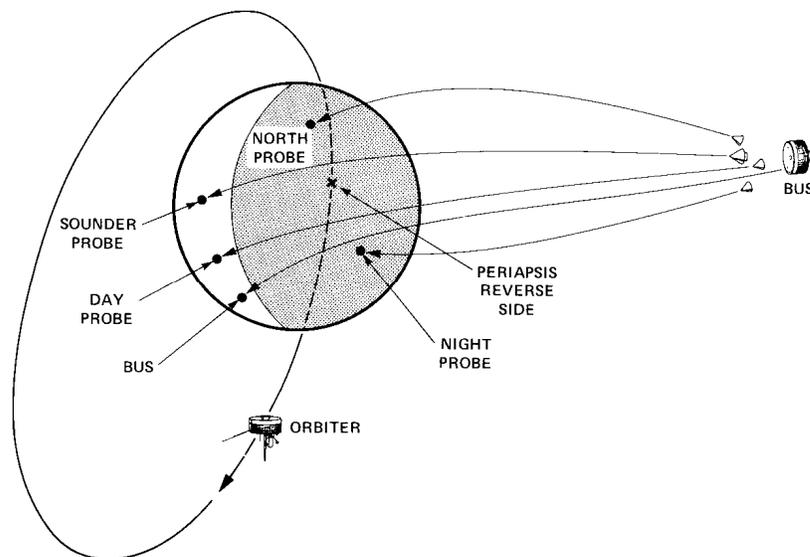


Figura 2.9. Trayectorias y zonas de impacto de las sondas de la misión Pioneer Venus.

(Fimmel, et. al., 1983)

Tabla 2.7. Ubicación de las sondas de la misión Pioneer Venus durante su descenso hacia el planeta (<http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/pvprobes.html>).

All times in UT (= EST + 5 hours) on December 9, 1978

	Large Probe	North Probe	Day Probe	Night Probe	Bus
Entry Time (200 km)	18:45:32	18:49:40	18:52:18	18:56:13	20:21:52
Impact Time	19:39:53	19:42:40	19:47:59	19:52:05	*
Loss of Signal	19:39:53	19:42:40	20:55:34	19:52:07	20:22:55
Impact Latitude	4.4 N	59.3 N	31.3 S	28.7 S	(37.9 S)
Impact Longitude	304.0	4.8	317.0	56.7	(290.9)
Solar Zenith Angle	65.7	108.0	79.9	150.7	60.7
Local Venus Time	7:38	3:35	6:46	0:07	8:30

*Bus signal lost at 110 km altitude

El procedimiento fue el siguiente: para cada altura reportada (intervalos de 1 km) se restó el valor de la presión registrada por la sonda Day al valor de la presión registrada por la sonda Night. Lo mismo se realizó con el resto de los parámetros. Las Figuras 2.10, 2.11, 2.12 y 2.13 muestran cada uno de los perfiles.

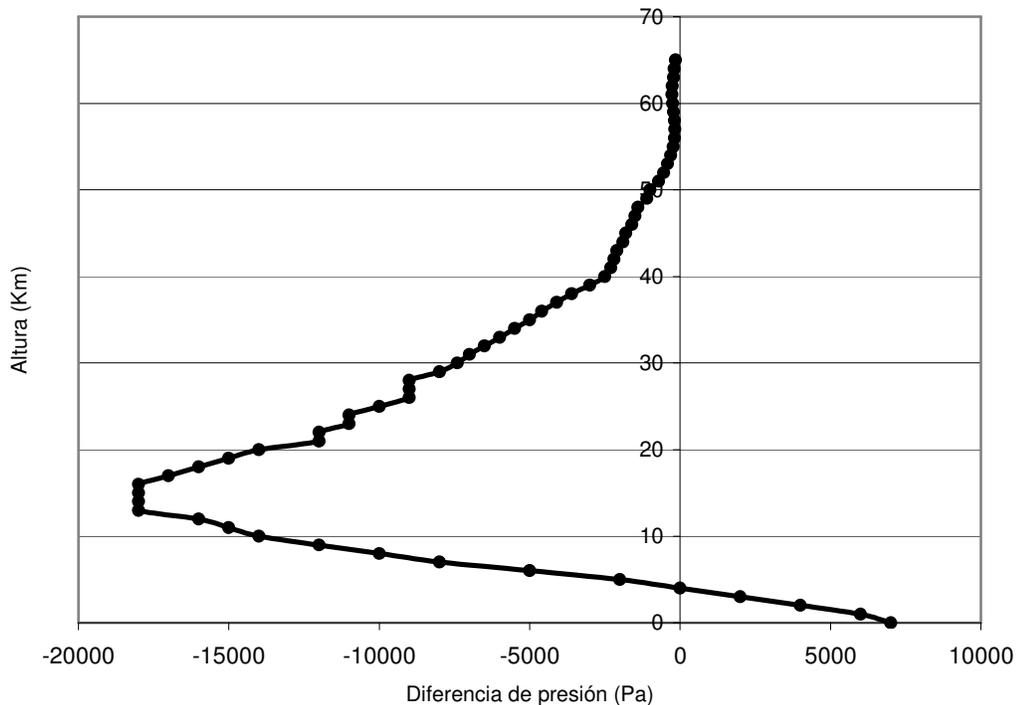


Figura 2.10. Perfil de la diferencia de presiones entre las sondas Day y Night.

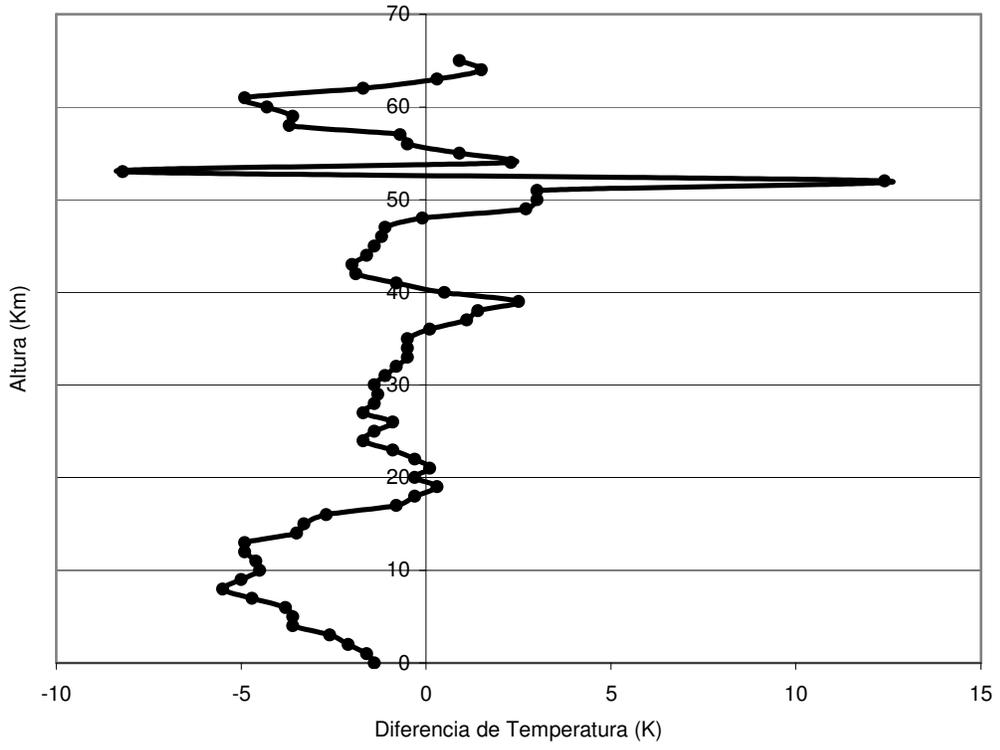


Figura 2.11. Perfil de la diferencia de temperaturas entre las sondas Day y Night.

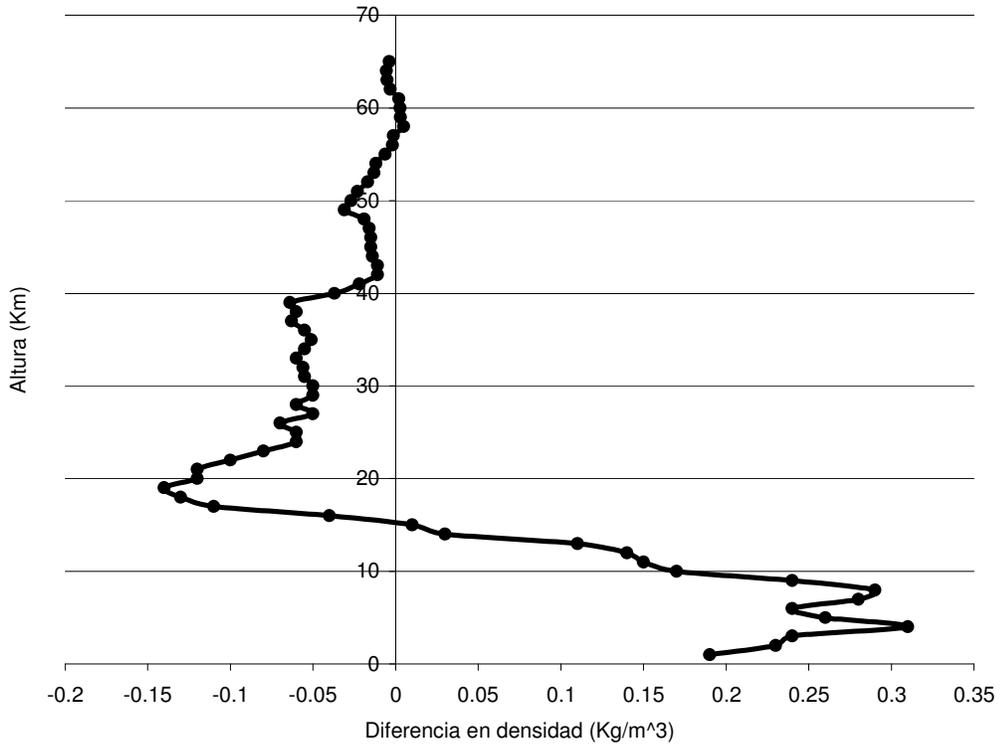


Figura 2.12 Perfil de la diferencia de densidades entre las sondas Day y Night.

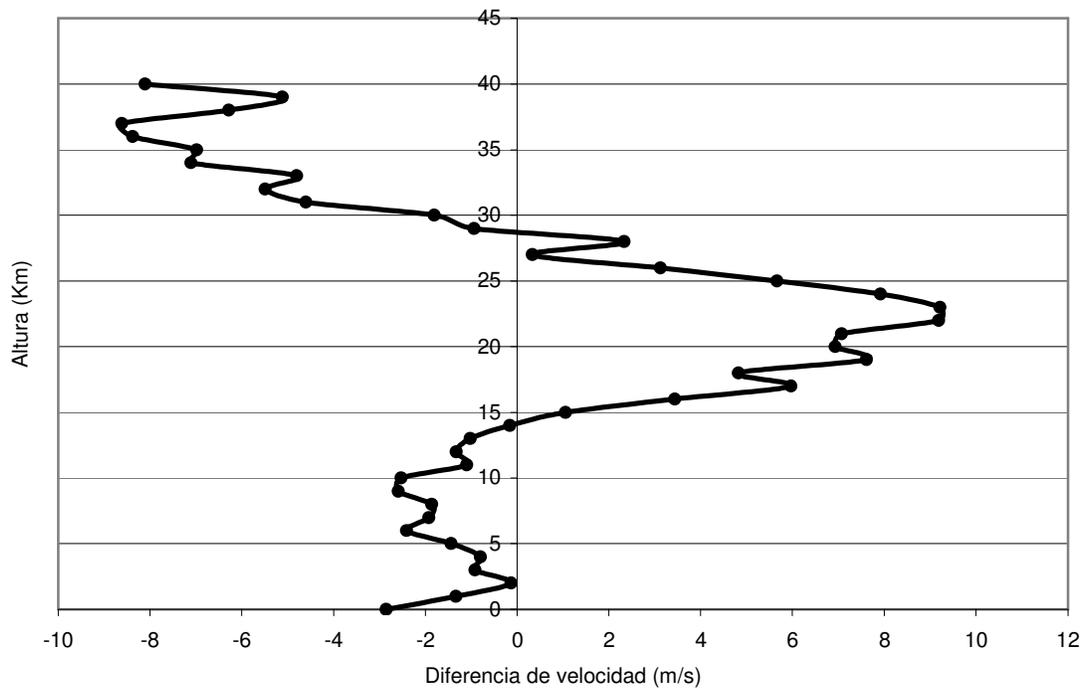


Figura 2.13. Perfil de la diferencia de velocidades entre las sondas Day y Night.

Al haber gradientes de presión o densidad, las masas atmosféricas tienden a ir de donde hay mayor densidad (o mayor presión) a donde hay menor densidad (o menor presión). Cuanto mayor sea el gradiente, más intenso será el movimiento de estas masas. Ejemplo de estos son los huracanes. Los gradientes de presión que hay entre el ojo de los huracanes y sus límites externos, son muy grandes, esto hace que las masas atmosféricas involucradas se muevan a gran velocidad.

En Venus, sin embargo, estos gradientes son extremadamente pequeños (comparados con los terrestres)³. Uno pensaría que la rotación lenta de Venus provocaría grandes gradientes de temperatura (y por tanto de presión y densidad), ya que el lado día de Venus estaría bajo la acción de la radiación solar durante muchos días, y el lado noche, al no recibir radiación, se enfriaría. Pero esto no sucede.

³ Los datos reportados por Seiff, et. al. (1980) de la sonda Night muestran una temperatura de 322 K en el kilómetro 52 y una temperatura de 332.1 K en el kilómetro 53. El comportamiento de la temperatura en las distintas sondas es de decremento conforme aumenta la altura y suponemos que hubo un error tipográfico al momento de reportar los valores mencionados. La Figura 2.9 se elaboró respetando los valores publicados mostrando un máximo en la diferencia de temperatura a los 52 y 53 kilómetros de altura que, insistimos, seguramente son erróneos pero no hemos logrado verificarlo con los autores.

De acuerdo a la posición donde impactaron las sondas Day y Night, la distancia entre ellas es del orden de 10 mil kilómetros. Del valor del gradiente de densidad entre la posición de ambas sondas, se ve que hay una diferencia de a lo más 300 gramos por metro cúbico en esos 10 mil kilómetros.

Entonces, los vientos (zonales en este caso) no parecen estar generados completamente por gradientes de este tipo, contrario a lo que sucede en la Tierra donde los vientos se dan principalmente por la existencia de gradientes de presión y/o densidad, generados usualmente por gradientes de temperatura que son a su vez debidos al calentamiento no uniforme de la atmósfera a consecuencia de la radiación solar.

Muchos modelos sugeridos en el pasado que intentan explicar la superrotación en Venus están basados en modelos terrestres adaptados a las condiciones atmosféricas de nuestro planeta hermano (véase por ejemplo, Yamamoto, et. al., 2007 y las referencias que se mencionan en la introducción de ese trabajo), pero si los gradientes de presión, densidad o temperatura no son suficientes para explicar el fenómeno, entonces otro tipo de estudio es necesario.

2.3 Componente meridional

Queda por analizar la componente meridional de la ecuación de momento.

Aplicando la relación (2.7) a la Ecuación (2.4), se tiene:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} - u^2 \frac{\tan \varphi}{a} + \frac{vw}{a} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + 2\Omega u \sin \varphi - F_{dy} - F_{ty} = 0 \quad (2.19)$$

Como los primeros cuatro términos de (2.19) corresponden a una derivada material, entonces se reduce a:

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} - u^2 \frac{\tan \varphi}{a} + \frac{vw}{a} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + 2\Omega u \sin \varphi - F_{dy} - F_{ty} = 0 \quad (2.20)$$

Para una altura de 20 km sobre la superficie de Venus y con base en la Ecuación (2.20), se obtiene la Tabla 2.8.

Tabla 2.8. Órdenes de magnitud de los términos de la componente meridional de la ecuación de momento para una altura de 20 km.

$\frac{D\vec{v}}{Dt}$	$\frac{u^2 \tan \varphi}{a}$	$\frac{vw}{a}$	$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$	$2\Omega u \sin \varphi$	F_{dy}	F_{ty}
$\left[\frac{uv}{L} \right]$	$\left[\frac{u^2}{a} \right]$	$\left[\frac{vw}{a} \right]$	$\left[\frac{(\Delta p)_H}{\rho L} \right]$	$[2\Omega u]$	$\left[\frac{v^2}{D^2} \right]$	
10^{-6}	10^{-4}	10^{-10}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-15}	?

Los dos términos sombreados de la Tabla 2.8 muestran estar en balance, de hecho, se le conoce como balance ciclostrófico. Aunque ambos son del orden de 10^{-4} , en realidad el término que contiene el gradiente de presión meridional es aproximadamente cuatro veces mayor que el término de curvatura, sin embargo, la tangente de la latitud puede igualarlos, siempre y cuando se elija la latitud correcta. Concretamente, para latitudes de alrededor de los 75 grados, se cumple que:

$$u = \sqrt{-\frac{a(\Delta p)_H}{\rho L \tan \varphi}} \quad (2.21)$$

Así como para el gradiente de presión zonal, tampoco se tiene un valor preciso para el gradiente de presión meridional, sin embargo, se pudo obtener una aproximación de éste gracias a las sondas Sounder y Day de la misión Pioneer Venus, ya que ambas se ubicaron en longitudes muy cercanas entre sí (ver Tabla 2.7). La distancia entre Sounder y Day es de $\sim 3 \times 10^6$ m. A 20 km de altura, la presión registrada por Sounder es de 22.14×10^5 Pa, y la registrada por Day es de 22.41×10^5 Pa (Seiff, et. al., 1980), dando una diferencia de 2.7×10^4 Pa. En consecuencia, existe un gradiente de presión meridional de 9×10^{-3} Pa/m, que si se sustituye en la ecuación (2.21) junto con el valor de densidad a esa altura (20 kg/m^3), el radio de Venus y considerando una latitud de 75

grados, entonces se obtiene una velocidad zonal de ~27 m/s, consistente con la reportada en la Figura 2.1.

Aplicando la Ecuación (2.20) para una altura de 60 km, se obtiene la Tabla 2.9.

Tabla 2.9. Órdenes de magnitud de los términos de la componente meridional de la ecuación de momento para una altura de 60 km.

$\frac{D\bar{v}}{Dt}$	$\frac{u^2 \tan \varphi}{a}$	$\frac{vw}{a}$	$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$	$2\Omega u \sin \varphi$	F_{dy}	F_{ty}
$\left[\frac{uv}{L} \right]$	$\left[\frac{u^2}{a} \right]$	$\left[\frac{vw}{a} \right]$	$\left[\frac{(\Delta p)_H}{\rho L} \right]$	$[2\Omega u]$	$\left[\frac{v^2}{D^2} \right]$	
10^{-5}	10^{-3}	10^{-6}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-15}	?

El término de curvatura sombreado en la Tabla 2.9 es el de mayor magnitud, sin embargo, como se vio en el caso anterior, la tangente de la latitud influye mucho en el balance de fuerzas. De hecho, se puede obtener también un balance ciclostrófico para bajas latitudes, específicamente para las que se encuentran cercanas a los 20 grados. En ese caso, la Ecuación (2.21) también es aplicable bajo estas circunstancias.

La sonda Sounder registró una presión de 22.99×10^3 Pa a 60 km de altura, mientras que la sonda Day registró, a esa misma altura, una presión de 22.85×10^3 Pa (Seiff, et. al., 1980), por lo tanto, la diferencia entre las dos presiones es de 860 Pa. Como se mencionó renglones atrás, la distancia entre ambas sondas es de $\sim 3 \times 10^6$ m, por lo que resulta entonces que el gradiente meridional en la región de nubes es de 5.7×10^{-4} Pa/m. Sustituyendo este dato en (2.21) y sabiendo que la densidad a 60 km de altura es de ~ 0.5 kg/m³ (ver Tabla 2.3), se obtiene una velocidad zonal de ~ 100 m/s.

Una vez más, el caso meridional de Venus no resulta en una aproximación geostrófica a escala planetaria, sino más bien ciclostrófica, pero únicamente para latitudes muy específicas.

El ejercicio 3.17 de Holton (2004) trata justamente acerca del balance ciclostrófico en Venus, donde a partir de éste se puede llegar a la siguiente expresión cuando se utilizan coordenadas isobáricas:

$$\omega_r^2(p_1) - \omega_r^2(p_0) = \frac{-R \ln\left(\frac{p_0}{p_1}\right)}{(a \sin \varphi \cos \varphi)} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} \quad (2.22)$$

Siendo $\omega_r \equiv \frac{u}{a \cos \varphi}$ la velocidad angular relativa, R la constante de gas ideal ($187 \text{ J} \cdot \text{Kg}^{-1} \text{K}^{-1}$) y $\langle T \rangle$ la temperatura vertical promedio.

La ventaja de la Ecuación (2.22) es que en vez de utilizar gradientes de presión, se utilizan gradientes de temperatura. En el caso de Venus, el gradiente de la temperatura vertical promedio es de $\sim -1.1 \times 10^{-6} \text{ K/m}$; este valor fue deducido a partir de los datos de Seiff, et. al. (1980).

Para latitudes diferentes a los 20 grados y a 60 km de altura, se requeriría otro valor del gradiente de presión meridional, o bien, del gradiente de temperatura vertical promedio. A modo de ejemplo se puede hacer un cálculo del gradiente meridional de temperatura necesario para generar, mediante balance ciclostrófico, un viento zonal de 90 m/s a una latitud de 54 grados; ambos datos corresponden a los obtenidos por la sonda North (Schubert, et. al., 1980). Sean $p_0 = 86.58 \times 10^5 \text{ Pa}$ y $p_1 = 21.03 \times 10^3 \text{ Pa}$ los valores de presión a nivel de superficie y de las nubes, respectivamente (Seiff, et. al., 1980), obtenidos por la sonda North, entonces, despejando el gradiente meridional de la temperatura vertical promedio de la Ecuación (2.22) y sustituyendo en ésta los datos arriba mencionados, se tiene que:

$$\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} = -1.6 \times 10^{-6} \text{ K/m}$$

Resumiendo lo de esta sección, el balance ciclostrófico es posible únicamente para latitudes cercanas a los 75 grados cuando se trata de alturas de 20 km sobre la superficie y de 20 grados cuando se trata de alturas de 60 km sobre la superficie. En latitudes diferentes, otro tipo de balance es necesario y, por lo tanto, se requiere de una fuerza adicional, quizá de origen turbulento, que se iguale al término de curvatura, o bien, al que contiene el gradiente de presión meridional.

3. El viento solar como fuente de energía para mantener la superrotación de Venus

De acuerdo a los capítulos anteriores, sobre todo el capítulo 2 donde se mencionó que los gradientes de presión y densidad no son suficientes para generar vientos tan intensos como los de Venus, otro origen debe existir y éste debe ser externo a la atmósfera misma.

Plantear un mecanismo mediante el cual se origina la superrotación tal y cual sucede en Venus no es tarea fácil y por el momento el enfoque será únicamente a cómo se mantiene la superrotación.

De alguna u otra forma el fenómeno debió iniciarse con gran cantidad de energía involucrada en un momento dado o con poca energía pero a lo largo de mucho tiempo. Sin embargo, como en todo sistema real, no se puede evitar una disipación. Si la atmósfera de Venus no estuviese siendo alimentada continuamente por algún tipo de energía, seguramente los vientos se desacelerarían con el paso del tiempo hasta desaparecer. Durante más o menos cuatro décadas no se ha visto una disminución en la intensidad de los vientos, así que es de suponerse que la energía que se disipa debe estar siendo reemplazada de una u otra manera, y aquí se propone al viento solar como candidato para mantener viva a la superrotación.

Originalmente pensamos que era la componente azimutal del viento solar la responsable de la superrotación. Como la magnitud de la componente radial de la velocidad del viento solar en la vecindad de Venus sobrepasa, por lo menos, en un orden de magnitud a la componente azimutal, esta última es en ocasiones despreciada, sin embargo, parecía tener una participación importante en la superrotación atmosférica. Primeramente, el sentido de la componente azimutal sugería estar arrastrando a la alta atmósfera de Venus, justo en sentido retrógrado, y en segundo lugar, la potencia que imparte a la ionosfera es comparable con la disipación de la troposfera, como se calcula en la sección 3.3. Posteriormente se determinó que la componente azimutal muy probablemente no es la razón de que se mantenga la superrotación debido a un efecto de aberración que se discutirá más adelante; a pesar de ello, se consideró importante mostrar

el estudio que se llevó a cabo referente a este aspecto. En la sección 3.4 se expondrá la idea más interesante que hasta ahora se nos ha ocurrido y que parece explicar de manera muy acertada la forma en la que la superrotación se alimenta. También tiene sus inicios en el viento solar, pero no con la componente azimutal, sino con el viento total actuando sobre la ionosfera de Venus, creando el flujo transterminador y éste a su vez proveyendo de energía a la atmósfera para llevar a cabo la superrotación.

Por lo pronto, en la siguiente sección, se dará una breve introducción referente al viento solar y cómo éste interactúa con la atmósfera de Venus.

3.1. El viento solar y su interacción con Venus

El viento solar es el conjunto de partículas cargadas que provienen de la corona solar, siendo ésta la capa atmosférica más externa del Sol (ver Figura 3.1).

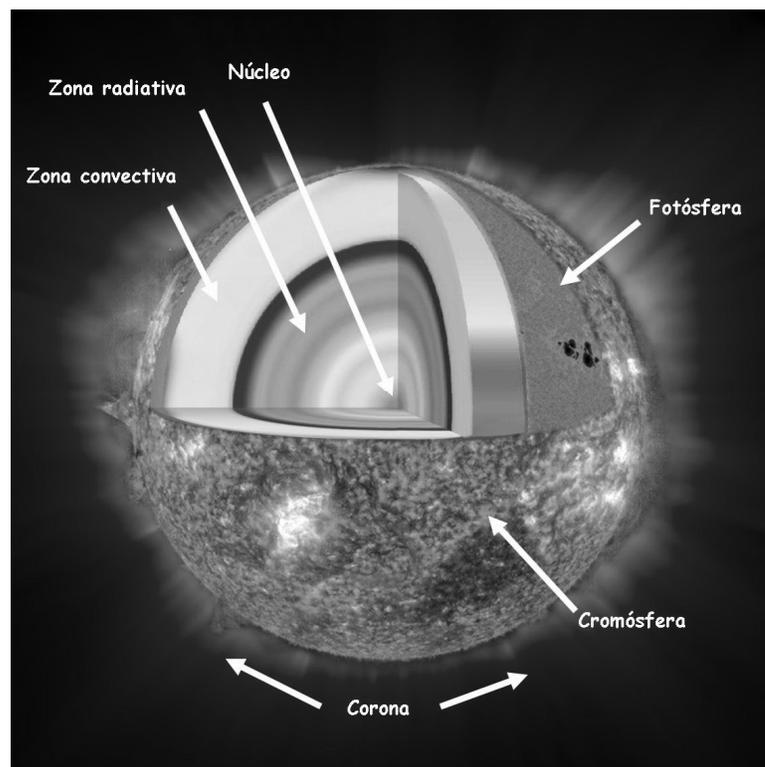


Figura 3.1. Capas que conforman la estructura solar
(http://www.nasa.gov/mission_pages/solar-b/solar_020_prt.htm).

La corona se encuentra a una temperatura de alrededor de 10^6 K; respecto a las otras capas atmosféricas solares, esta temperatura es muy elevada y actualmente se desconoce el mecanismo mediante el cual se da este incremento tan abrupto, sin embargo, el hecho de estar tan caliente hace que la presión en esa zona sea también elevada y por lo tanto el material coronal tiende a expandirse, sin embargo, éste al mismo tiempo está siendo contenido por la gravedad solar. En 1958, Eugene Parker propuso que la gravedad solar actuaba de manera equivalente a una *tobera de De Laval* ante el flujo de material caliente de la corona solar, haciendo que las partículas escapen del Sol a velocidades supersónicas formando lo que se conoce como “viento solar”, quien arrastra consigo el campo magnético del Sol.

El viento solar viaja por el medio interplanetario y su alcance determina lo que se conoce como heliósfera, que va aún más allá de la órbita de Plutón.

En su viaje, el viento solar interacciona con obstáculos como planetas y cometas dando lugar a diversos fenómenos que dependen de las características del obstáculo y de las propiedades del viento previas al momento de la interacción.

En cuerpos magnetizados, como por ejemplo la Tierra, el viento solar confina las líneas de campo magnético terrestre, induciéndose así corrientes eléctricas que provocan cambios en la configuración magnética de la Tierra.

En cuerpos no magnetizados, tal como en el caso de Venus, la interacción entre el viento solar y el planeta es directa, es decir, sin un campo magnético planetario intrínseco de por medio, sino más bien con la atmósfera.

Debido a la radiación solar, la parte alta de la atmósfera planetaria se ioniza y por ello la existencia de la capa que lleva el nombre de ionosfera, la cual actúa como conductor permitiendo la interacción del viento solar con Venus.

El campo magnético que viaja con el plasma solar induce corrientes en la ionosfera que a su vez inducen un campo magnético que se opone al primero, evitando mayor penetración. Como el plasma y el campo magnético solar están anclados entre sí, entonces el primero, al experimentar un aumento de presión debido al apilamiento de las líneas de campo, viaja hacia ambos lados del obstáculo siguiendo la dirección de las líneas de campo que se enroscan en el planeta como lo muestra la Figura 3.2.

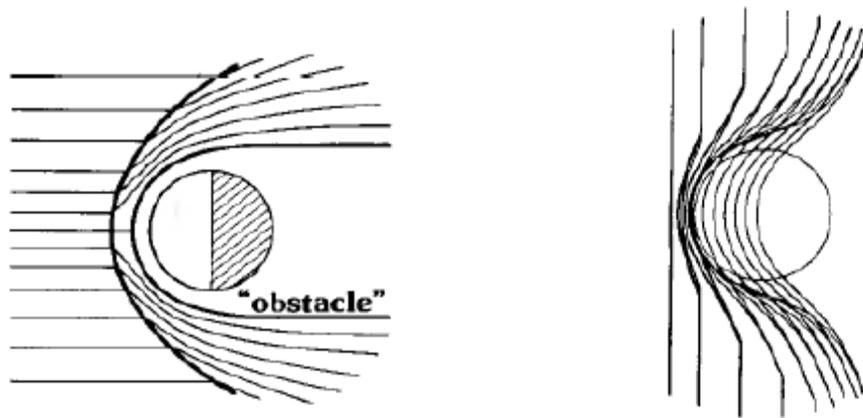


Figura 3.2. a) Dirección del viento solar. El Sol se encuentra del lado izquierdo y el flujo del viento va de izquierda a derecha, b) Apilamiento de las líneas de campo magnético proyectado sobre el plano ecuatorial magnético inducido en el planeta (Kivelson, et. al., 1995).

En latitudes altas, específicamente en las zonas polares, no se da tal apilamiento de líneas de campo, sino por el contrario, ellas se desplazan por encima de los polos, llevando consigo el plasma del viento solar y causando que este último arrastre a la ionosfera de Venus en longitudes cercanas al terminador por medio de interacción viscosa. Al flujo de material ionosférico debido a dicho arrastre se le conoce como *flujo transterminador* y éste a su vez arrastra más material ionosférico de los alrededores, también por interacción viscosa (Pérez de Tejada, et. al., 2010).

3.2. Cálculo de la pérdida de energía por viscosidad en la atmósfera neutra de Venus

La energía disipada por acción de la viscosidad en la troposfera de Venus, por unidad de volumen y por unidad de tiempo, se calcula utilizando la siguiente ecuación (Walz, 1961):

$$E_{vis} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \quad (3.1)$$

La rapidez de los vientos zonales en Venus es casi nula cerca de la superficie del planeta y alcanza 10^2 m/s a nivel de las nubes (ver Figura 2.1); éstas se hallan entre los 50 y 70 km de altura ($\sim 10^5$ m). En consecuencia, el gradiente de velocidad vertical en la atmósfera de Venus es del orden de 10^{-3} s⁻¹. Por otro lado, la viscosidad dinámica μ del dióxido de carbono para los rangos de temperatura y presión en la atmósfera de Venus es del orden de 10^{-5} Pa·s (Fenghour, et. al., 1998). De este modo se tiene que, de acuerdo a la Ecuación (3.1), la energía disipada debido a la viscosidad por unidad de volumen y por unidad de tiempo es:

$$E_{vis} \approx \frac{3}{7} \times 10^{-11} \frac{\text{J}}{\text{m}^3 \text{s}} \quad (3.2)$$

El volumen troposférico global de Venus es del orden de 10^{16} m³. Multiplicando éste por el valor obtenido de la energía disipada por unidad de volumen y por unidad de tiempo se obtiene la energía total disipada por unidad de tiempo y resulta ser del orden de 10^5 J·s⁻¹, o bien,

$$P_{vis} \approx 10^5 \text{ W} \quad (3.3)$$

3.3 Potencia que imparte el viento solar en su componente azimutal a la ionosfera

La potencia que imparte la componente azimutal de la velocidad del viento solar sobre la ionosfera de Venus, se calcula de la siguiente manera:

$$P_{viento\ azimutal} = \frac{1}{2} v_{vs}^3 \rho_{vs} \sigma = \frac{1}{2} \pi v_{vs}^3 \rho_{vs} R^2 \quad (3.4)$$

En donde v_{sw} es la velocidad de la componente azimutal del viento solar (aproximadamente 20 km/s), ρ_{sw} es la densidad del viento solar en la órbita de Venus (20

partículas/cm³) y σ es la sección transversal (en este caso un círculo de radio R igual al radio de Venus). Sustituyendo los valores con las unidades adecuadas, resulta:

$$P_{\text{viento azimutal}} \approx 10^5 \text{ W}$$

Esta potencia es comparable a la energía disipada por viscosidad en la troposfera y por tanto sugiere una posible conexión entre ambos fenómenos. Durante su determinación surgió la inquietud acerca de la influencia del movimiento traslacional del planeta. Resulta que el movimiento de Venus alrededor del Sol es en sentido opuesto a la componente azimutal del viento solar y, además, de mayor magnitud, quizá de unos 30 km/s. Esto tiene como consecuencia un viento resultante de cuando menos 10 km/s en sentido contrario al del flujo de vientos zonales en Venus, haciendo entonces que el arrastre del que se habló anteriormente sea prógrado y no retrógrado.

Aunque este resultado es contrario al mantenimiento de la superrotación, es necesario señalar que Lundin, et. al. (2001) realizaron un estudio acerca de la influencia de la componente azimutal del viento solar sobre la posición de las cuñas magnéticas polares en la Tierra y encontraron que, a pesar de que la velocidad orbital de la Tierra supera a la velocidad azimutal y que son opuestas en sentido una de la otra, la posición de las cuñas está siendo afectada en mayor grado por la componente azimutal del viento solar.

Aún en el caso de que la componente azimutal del viento solar no sea responsable de mantener activa la superrotación, el proceso debe iniciarse gracias a un agente externo al planeta. Una posibilidad, que es por cierto la que consideramos más adecuada para la solución de este problema, está basada en la acción del flujo transterminador sobre la ionosfera de Venus. En la penúltima sección se explicó brevemente cómo se origina el flujo transterminador. En la siguiente sección se dará una explicación acerca del efecto Magnus sobre el flujo transterminador con el objeto de justificar su desviación del eje Sol-Venus y posteriormente se examinará la diferencia de velocidades en ese mismo flujo (con respecto a la longitud) que puede dar lugar a un movimiento atmosférico superrotante y retrógrado.

3.4 Efecto Magnus y flujo transterminador

Pérez de Tejada (2006), aplicó la teoría del efecto Magnus a la ionosfera de Venus y encontró que la desviación del flujo transterminador en el lado noche del planeta se debe, en particular, a un efecto Magnus.

El efecto Magnus surge de la interacción de un cuerpo rotante con un fluido en movimiento relativo a dicho cuerpo.

Supongamos que el fluido se mueve con una velocidad V hacia la izquierda, tal y como aparece en la Figura 3.3, y el cuerpo rotante, en este caso una pelota, gira, visto desde arriba, en el sentido de las manecillas del reloj. De un lado de la pelota, la velocidad del fluido y la de la pelota misma van en el mismo sentido, dando como resultante una velocidad mayor que la que se obtiene del otro lado de la pelota, en donde las velocidades son contrarias. De acuerdo al principio de Bernoulli que establece un balance entre los distintos tipos de energía para un fluido que se mueve a lo largo de líneas de corriente, donde hay mayor velocidad habrá menor presión y donde hay menor velocidad habrá mayor presión.

En resumen, existe una diferencia de presiones debida a la diferencia de velocidades que resultan del movimiento del fluido con la rotación de la pelota. Esta diferencia de presiones genera una fuerza sobre la pelota que se dirige del lugar de mayor presión al de menor presión (ver Figura 3.3), haciendo que la pelota se desvíe en la dirección de la fuerza.

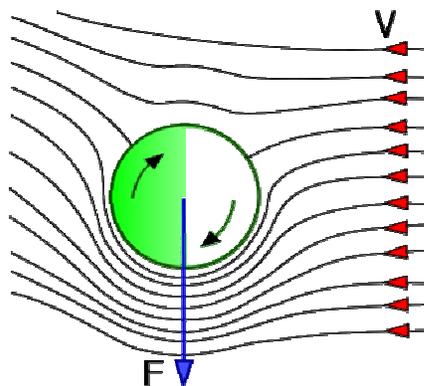


Figura 3.3. Efecto Magnus. Una pelota que rota inmersa en un fluido en movimiento, siente una fuerza llamada Fuerza de Magnus debida a la interacción de la pelota con el fluido (<http://labprop.dmt.upm.es/Monty/aerorrea.htm>).

Ahora bien, por la tercera ley de Newton, si esta fuerza está siendo aplicada a la pelota, entonces la pelota debe de ejercer una fuerza de igual magnitud y en sentido contrario, haciendo que el fluido en el que está inmerso tienda a moverse en sentido opuesto a la primera fuerza.

Si en lugar de pelota colocamos a la ionosfera de Venus inmersa en un flujo, el flujo transterminador, tendremos también un efecto Magnus.

El movimiento de rotación de Venus va de este a oeste. El flujo transterminador tiene una trayectoria ligeramente desviada de la línea Sol-Venus hacia el lado atardecer (esto debido al movimiento orbital del que se habló anteriormente).

La fuerza generada debido a la interacción de la ionosfera de Venus con el flujo transterminador hará que la ionosfera tienda a moverse hacia el oeste, alejándose de Venus, sin embargo tal desplazamiento no se observa y es probablemente debido a que está “atada” gravitacionalmente a la parte sólida del planeta, o quizá, como argumenta Pérez de Tejada (2006), la razón es que el viento solar ejerce una presión en los flancos de Venus que no permite que el material ionosférico se desplace hacia zonas más externas de Venus.

Como se mencionó renglones atrás con el ejemplo de la pelota y de acuerdo a la tercera ley de Newton, la fuerza de Magnus tendrá en respuesta una fuerza de igual magnitud pero en sentido contrario. En este caso, el flujo transterminador sentirá una fuerza hacia el lado este, que hará que su eje de simetría sea desplazado (alrededor de 10°) y que además se de una compresión de la ionosfera del lado atardecer, tal y como se muestra en la Figura 3.4.

La magnitud de la fuerza de Magnus depende, entre otras cosas, de la velocidad de rotación del cuerpo y de la densidad del fluido en el que está inmerso. De acuerdo a Pérez de Tejada (2006), la fuerza de Magnus en la ionosfera de Venus es de $\sim 3.5 \times 10^7$ dinas.

El flujo transterminador tiene, en principio, la misma rapidez tanto de un lado (amanecer) como del otro (atardecer), sin embargo, a bajas alturas ionosféricas, donde el flujo ya no es el transterminador sino el rotacional, existe una diferencia de aproximadamente 2000 m/s entre ambos lados tal y como se muestra en la Figura 3.5 que

contiene las medianas de los datos de velocidad atmosférica a una altura de 250 km sobre la superficie planetaria.

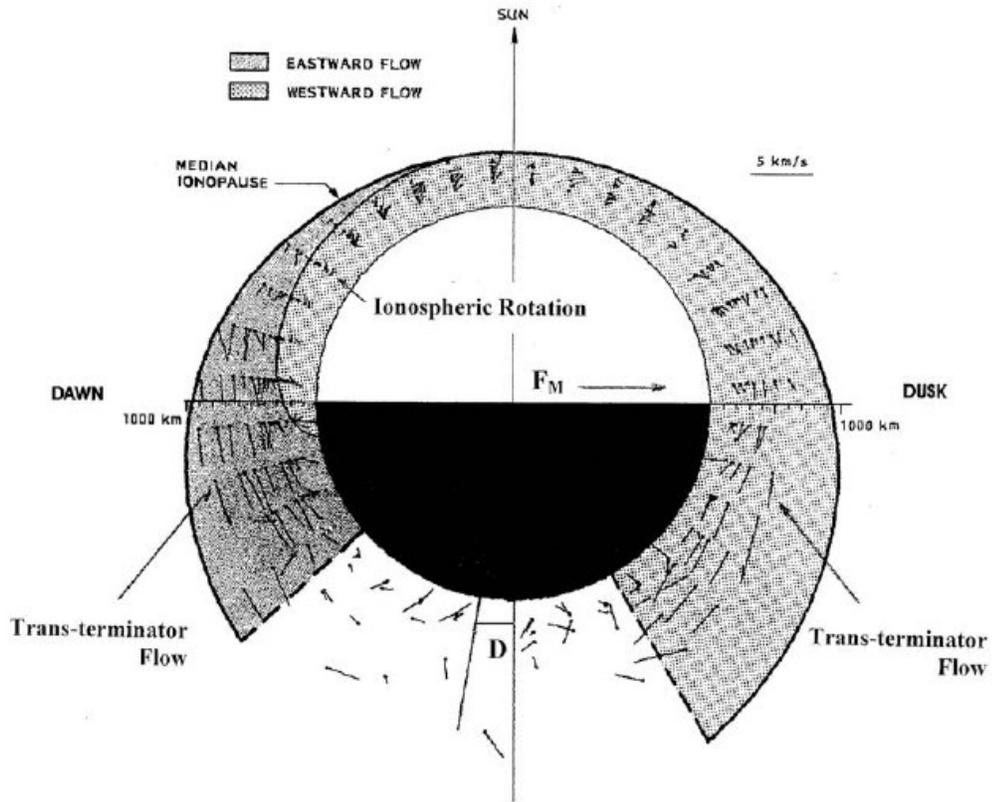


Figura 3.4. Vectores de velocidad de los iones O^+ de la ionosfera de Venus cada 10° de longitud. La escala en la altura es mayor por un factor de 4 relativa al radio planetario (Miller y Whitten, 1991; adaptado por Pérez de Tejada, 2010).

Nótese que en la Figura 3.5 hay dos picos, un mínimo y un máximo en las longitudes solares de más o menos -140° y 100° , respectivamente, y que corresponden a las longitudes donde se inicia el flujo transterminador. De acuerdo a Miller, et. al. (1987) la diferencia en velocidad de 2 km/s se debe a que las velocidades del flujo transterminador y del flujo rotacional de menor altura se superponen.

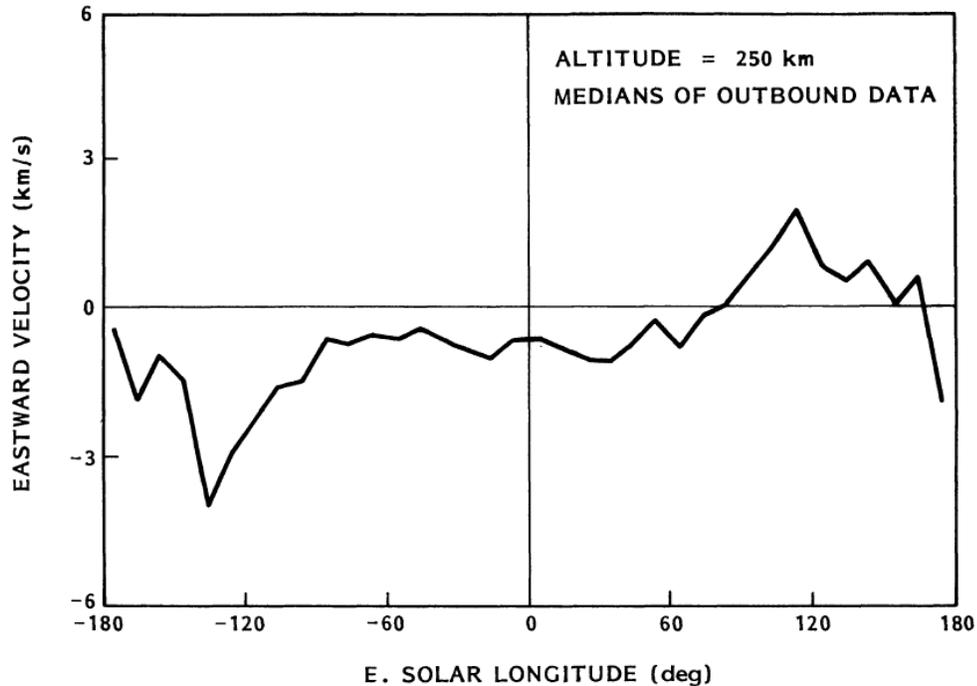


Figura 3.5. Velocidades de los O⁺ en sentido este a 250 km de altura.

(Tomado de Miller, et. al., 1991)

Así, el flujo transterminador del lado atardecer se suma con la superrotación ionosférica retrógrada porque van en el mismo sentido, mientras que el flujo transterminador del lado amanecer se resta de la superrotación por ir en sentido contrario. Esto genera un gradiente de velocidad: en el lado atardecer, a -140° de longitud, la rapidez es de 4000 m/s y en el lado amanecer, a 100 ° de longitud, la rapidez es de 2000 m/s.

Sería natural entonces que, dado ese gradiente de velocidad, el flujo ionosférico se acelere en sentido retrógrado (del atardecer al amanecer) y arrastre consigo, a través de colisiones binarias o coulombianas, las capas bajas de la atmósfera, llegando incluso hasta la parte neutra.

Siguiendo el desarrollo de la sección anterior, donde se calculó la potencia que imparte la componente azimutal del viento solar sobre la ionosfera de Venus, se determinará ahora la potencia que imparte el flujo transterminador sobre la ionosfera de Venus.

3.5 Energía por unidad de tiempo que imparte el flujo transterminador a la ionosfera

Tomando la Ecuación (3.4) pero aplicándola al flujo transterminador, tenemos que

$$P_{tt} = \frac{1}{2} v_{tt}^3 \rho_{tt} \sigma \quad (3.5)$$

donde P_{tt} , v_{tt} , ρ_{tt} son la potencia, la velocidad y la densidad del flujo transterminador, respectivamente; σ es la sección transversal a través de la cual pasa el flujo transterminador que, cabe mencionar, no está bien definida, sin embargo, el flujo parece estar atravesando un área en forma de anillo de unos 600 km de grosor (ver Figuras 3.4 y 3.6). El hecho de que el área sea de forma anillada implica que el flujo transterminador está presente en todas (o casi todas) latitudes (ver Figura 3.6).

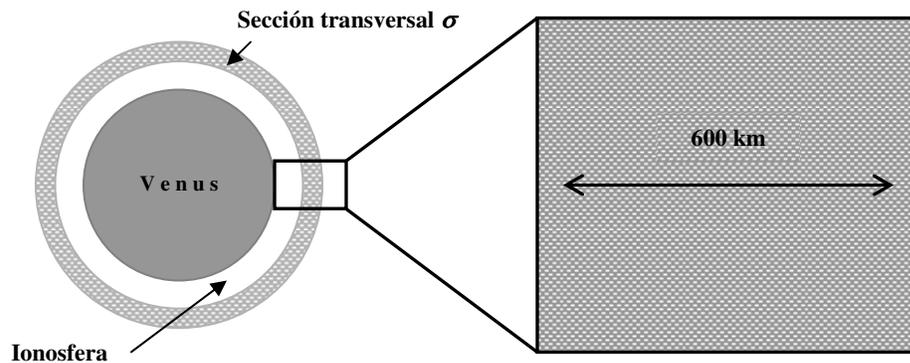


Figura 3.6. Venus visto desde el Sol. El flujo transterminador inicia en longitudes cercanas a los $\pm 90^\circ$ y atraviesa una sección transversal que suponemos tiene una forma de anillada y un ancho de 600 km.

El lado derecho de la Figura es una ampliación de una parte del anillo considerado.

La velocidad promedio del flujo transterminador es de alrededor de 3000 m/s y su densidad numérica es de unas 10^3 partículas por centímetro cúbico. Dado que el principal componente del flujo es el oxígeno, cuya masa molar es de 16 g/mol, entonces,

dividiendo la masa molar por el número de Avogadro (6.022×10^{23}) y eso a su vez dividido por 1000 para convertirlo a unidades mks, entonces obtenemos una masa del oxígeno de aproximadamente 2.7×10^{-26} kg/partícula. Si este resultado lo multiplicamos por la densidad numérica del flujo transterminador (en unidades MKS), entonces se tiene que la densidad en dicho flujo es de alrededor de 2.7×10^{-17} kg/m³.

Ahora bien, para calcular la sección transversal simplemente tomamos el área de un círculo de radio 7,051,800 metros, que es el radio de Venus más la altura atmosférica hasta la cima del flujo transterminador, y le restamos el área de un círculo de radio 6,451,800 metros, que corresponde a la parte sólida de Venus más la altura atmosférica hasta donde inicia el flujo transterminador (el flujo transterminador tiene un grosor de aproximadamente 600 mil metros). Como resultado se obtiene una σ de $\sim 2.5 \times 10^{13}$ m².

Sustituyendo entonces los datos $v_{tr} = 3000$ m/s, $\rho_{tr} = 2.7 \times 10^{-17}$ kg/m³ y $\sigma = 2.5 \times 10^{13}$ m² en la Ecuación (3.5), se obtiene el siguiente valor:

$$P_{tr} \approx 9.1 \times 10^6 \text{ W}$$

La potencia que imparte el flujo transterminador es un orden de magnitud mayor a la potencia por pérdida viscosa en la atmósfera neutra. En consecuencia, el flujo transterminador cuenta con la energía necesaria para compensar esa pérdida viscosa y además, al superponerse con el flujo ionosférico rotacional, hace que este último presente un gradiente de velocidad entre los lados amanecer y atardecer, situación que desencadena un flujo atmosférico retrógrado.

La importancia de este resultado es precisamente que, además de que existe la energía suficiente para mantener la superrotación atmosférica, la dirección del flujo ya está determinada por el gradiente de velocidad producido por la interacción flujo transterminador-ionosfera y que a su vez es provocada por la acción del viento solar al chocar con Venus.

Como todo sistema real, no toda la energía puede ser utilizada en trabajo, así que forzosamente la potencia del transterminador debe ser mayor a la potencia por disipación viscosa, tal y como sucede con los valores obtenidos renglones arriba.

Esta propuesta supone un flujo rotacional ionosférico inicial y, en efecto, existe uno de magnitud considerable (más o menos de 500 m/s, como se observa en la Figura 3.5) de origen desconocido, sin embargo, a diferencia de la troposfera, en la ionosfera ya se encuentran gradientes de temperatura importantes. Desde los 150 km de altura, la diferencia en temperatura entre el día y la noche es de alrededor de 100 K, y esta diferencia se conserva a mayores alturas; al menos hasta los 300 km (ver Figura 3.7).

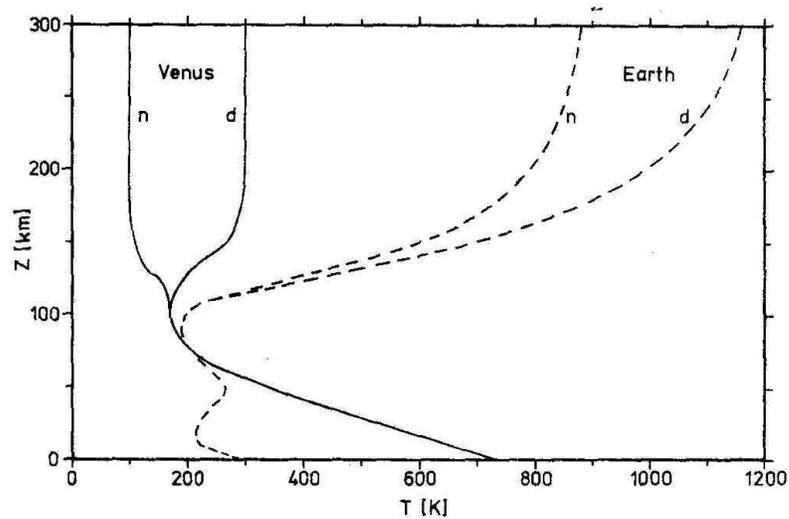


Figura 3.7. Comparación de perfiles de temperatura atmosférica para Venus y la Tierra (Schubert, et. al., 1980).

Este gradiente de temperatura bien podría provocar un flujo rotacional inicial de considerable velocidad.

El mecanismo de transferencia de momento del flujo transterminador hacia capas más bajas no se ha definido aún, así como tampoco el mecanismo de transferencia de momento de la ionosfera hacia la troposfera. Entre la ionosfera y el flujo transterminador, la transferencia debe ser a distancia, pues la densidad es muy baja, además la presencia de partículas cargadas seguramente hace que las interacciones coulombianas sean más intensas que cualquier interacción de otro tipo. Por el contrario, a menores alturas la densidad es mayor y la interacción entre iones y material neutro no puede ser coulombiana, pero quizá la densidad aún no es lo suficientemente grande como para tener colisiones que impliquen contacto directo entre partículas.

4. Conclusiones

En este trabajo se simplificaron las tres componentes de la ecuación de momento atmosférico para el caso del planeta Venus a escala planetaria y resultó que, por un lado, la componente vertical se reduce a la aproximación hidrostática, y por otro lado, las componentes zonal y meridional no coinciden con la aproximación de viento geostrófico como sucede en el caso de la Tierra a escala sinóptica y era de esperarse debido a la lenta rotación del cuerpo planetario, sin embargo, se obtiene un balance ciclostrófico aplicable a alturas de 20 km y latitudes de alrededor de los 75 grados, o bien, para alturas de 60 km y latitudes de alrededor de los 20 grados.

Aunque existen grandes cantidades de datos atmosféricos de Venus, hace falta conocer su variación en el tiempo de manera más precisa y con mejor resolución con el objeto de determinar más acertadamente los términos de mayor peso en la ecuación de momento a escala planetaria y también para hacer uso de ellos en escalas más pequeñas. Datos *in situ* de gradientes de presión horizontal, viscosidad, entre otros, son fuertemente requeridos. Muy probablemente la misión Venus Express va a proveer muchos de estos datos en un futuro no muy lejano; por ahora solo queda esperar a que se hagan públicos. Sin embargo, independientemente de esas carencias, el análisis de las ecuaciones de momento permitió inferir que la dinámica atmosférica de Venus no puede depender únicamente de agentes internos como gradientes de presión y/o densidad atmosférica, sino que es necesaria, forzosamente, la acción de fuerzas externas al planeta para poder lograr el balance requerido por la superrotación.

Aquí se propone al viento solar como el responsable de que la superrotación permanezca constante a lo largo del tiempo vía la acción del flujo transterminador. Aunque el mecanismo de transferencia de momento no está definido todavía, la potencia asociada a la pérdida viscosa en la troposfera es comparable con la potencia impartida por el flujo transterminador sobre la atmósfera de Venus; en otras palabras, el flujo transterminador posee la energía suficiente para compensar la pérdida de energía por viscosidad de la atmósfera neutra. Además, debido a un traslape entre el flujo transterminador y el flujo rotacional ionosférico, se genera un gradiente de velocidad

entre el lado amanecer y el lado atardecer, con una diferencia de aproximadamente 2 km/s, dando lugar a un movimiento de masa atmosférica netamente retrógrado.

Es interesante notar que, a pesar de que la energía de movimiento (energía cinética) involucrada en la superrotación es de gran magnitud, de acuerdo a los resultados obtenidos referentes a los flujos de distintos tipos de energía en las capas atmosféricas de Venus a través del terminador, la de menor contribución es justamente la de energía cinética.

Aún es desconocido el origen de la superrotación, pero igual de importante es éste como la forma en que se mantiene. Quizá encontrar el origen sea más difícil pues pudo haberse iniciado durante la formación del Sistema Solar o en épocas donde no se tienen registros que permitan la comprobación de los modelos.

REFERENCIAS

Bougher, S. W., et. al., *VENUS II. Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment*, The University of Arizona Press, 1997.

Counselman, C. C., et. al., *Venus Winds Are Zonal and Retrograde Below the Clouds*, *Science*, vol. 205, 85-87, 1979.

Del Genio, Anthony D., *Simulations of Superrotation on Slowly Rotating Planets: Sensitivity to Rotation and Initial Condition*, *Icarus*, 120, 332-343, 1996.

Fenghour, A., et. al., *The Viscosity of Carbon Dioxide*, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, Vol. 27, No. 1, 31-44, 1998.

Fimmel, R., et. al., *Pionner Venus*, *Scientific and Technical Information Branch, NASA*, 1983.

Holton, James, R., *An Introduction to Dynamic Meteorology*, *The International Geophysics Series*, vol. 88, 4rd edition, 2004.

Hou, Arthur Y., *Axisymmetric Circulations Forced by Heat and Momentum Sources: A Simple Model Applicable to the Venus Atmosphere*, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 41, No. 24, 3437-3455, 1984.

Kivelson, M., et. al., *Introduction to Space Physics*, *Cambridge University Press*, 1995.

Landis, G.A., et. al., *Atmospheric flight on Venus*,
40th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno Nevada, 14-17 January
2002a.

Landis, G.A., et. al., *Venus atmospheric Exploration by Solar Aircraft*,
53rd International Astronautical Congress, The World Space Congress – 2002,
10-19 Oct 2002b/Houston, Texas.

Lundin, R., et. al., *On the solar wind flow control of the polar cusp*,
J. of Geophys. Res., vol. 106, 13023-13035, 2001.

Miller, K. L., et. al., *Ion Dynamics in the Venus Ionosphere*,
Space Science Reviews, 165-199, 1991.

Mintz, Yale, *The energy budget and atmospheric circulation on a
synchronously rotating planet*, *Icarus*, vol. 1, 172-173, 1962-1963.

Moroz, V. I., *The Atmosphere of Venus*,
Space Science Reviews, 29, 3-127, 1981.

Pérez de Tejada, H., et. al., *Viscous Flor Properties in the Transport of Solar
Wind Momentum to the Venus Upper Ionosphere*, *Icarus*, vol. 106, 182-188,
2010.

Pérez de Tejada, H., *Magnus Force in the Venus Ionosphere*,
J. of Geophys. Res., vol. 111, A11105, 2006.

Pérez de Tejada, H., *Empirical Values of the transport coefficients of the
Solar Wind: Conditions in the Venus Ionosheath*, *The Astrophysical Journal*,
Vol. 618, L145-L148, 2005.

Seiff, A., et. al., *Measurements of Thermal Structure and Thermal Contrasts in the Atmosphere of Venus and Related Dynamical Observations: Results From the Four Pioneer Venus Probes*, *J. Geophys. Res.*, 85, 7903-7933, 1980.

Shell, Karen. M., et.al., *Abrupt Transition to Strong Superrotation in an Axisymmetric Model of the Upper Troposphere*, *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 61, p. 2928-2935, 2004.

Schubert, G., et. al., *Dynamics, Winds, Circulation and Turbulence in the Atmosphere of Venus*, *Space Science Reviews*, 20, 357-387, 1977.

Schubert, G., et. al., *Structure and circulation of the Venus atmosphere*, *J. Geophys. Res.*, 85, 8007–8025, 1980.

Stone, Peter H, *The Structure and Circulation of the Deep Venus Atmosphere*, *Journal of Atmospheric Sciences*, vol. 31, Issue 6, pp.1681-1690, 1974.

Walz, A., *Boundary Layers of Flow and Temperature*,
The M.I.T. Press, 1961.

Yamamoto, M., et. al. *A parametric study of atmospheric superrotation on Venus-like planets: Effects of oblique angle of planetary rotation axis*, *Geophysical Research Letters*, vol. 34, L16202, 2007.

Young, Larry A., *Vertical Lift – Not Just For Terrestrial Flight*,
AHS/AIAA/RaeS/SAE International Powered Lift Conference, Arlington, VA,
October 30-November 1, 2000.

Zenteno, D., et.al., *The energy budget and atmospheric circulation on Venus*,
37th COSPAR Scientific Assembly, Montréal, Canada., p.360513-20, July 2008.

Zhu, Xun, *Dynamics in Planetary Atmospheric Physics: Comparative Studies of Equatorial Superrotation for Venus, Titan, and Earth*, Johns Hopkins APL Technical Digest, Vol. 26, No. 2, 2005.