

Tesis de Posgrado

Estudio de las ondas atmosféricas en la región de la mesopausa a partir de las temperaturas rotacionales de OH(6-2) y de O₂b(0-1)

Reisin, Esteban Rodolfo

1994

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Reisin, Esteban Rodolfo. (1994). Estudio de las ondas atmosféricas en la región de la mesopausa a partir de las temperaturas rotacionales de OH(6-2) y de O₂b(0-1). Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2695_Reisin.pdf

Cita tipo Chicago:

Reisin, Esteban Rodolfo. "Estudio de las ondas atmosféricas en la región de la mesopausa a partir de las temperaturas rotacionales de OH(6-2) y de O₂b(0-1)". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1994.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2695_Reisin.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

Tema de Tesis:

Estudio de las ondas atmosféricas en la región de la mesopausa a partir
de las temperaturas rotacionales de OH(6-2) y de O₂b(0-1)

Autor:

Esteban Rodolfo Reisin

Director de Tesis:

Dr. Jürgen Scheer

Lugar de trabajo:

Centro Argentino de Estudios de Radiocomunicaciones y Compatibilidad
Electromagnética (CAERCEM)

- Octubre 1994 -

*tesis
26 95
EJ. R*

Tesis presentada para optar el Título de Doctor en Ciencias Físicas.

a Graciela

a Bruno y Mauro

a mis padres

RESUMEN

Se discute el comportamiento dinámico de la atmósfera neutra en la región entre 80 y 100km. Los datos utilizados provienen de mediciones cenitales de las emisiones del cielo nocturno de $O_2^b(0-1)$ y $OH(6-2)$, obteniéndose la temperatura alrededor de 95km y 86km de altura, respectivamente. Se analizaron los datos de 117 noches, medidos en una serie de campañas en El Leoncito ($32^\circ S$, $69^\circ W$) y El Arenosillo ($37^\circ N$, $7^\circ W$), entre 1986 y 1992. El parámetro η de Krassovsky, con la ayuda del modelo de Hines, Tarasick y Shepherd, ha sido utilizado para caracterizar la propagación vertical de las ondas gravitatorias y de la componente semidiurna de la marea. Se hallaron, mediante un método de análisis espectral iterativo para datos no equidistantes, alrededor de mil eventos de ondas gravitatorias, para cada una de las emisiones, en el rango de períodos entre 200s y más de 6h, y se hizo un análisis estadístico con respecto a la propagación vertical y a las distribuciones espectrales de la cantidad y potencia de ondas, y de η . La mayoría de las ondas observadas tienen gran longitud de onda vertical, ó son evanescentes. De las ondas más cortas que 100km, un 30% se propaga hacia abajo. Se determinó una longitud de atenuación vertical de 22km, aproximadamente independiente del período, confirmando resultados de Collins *et al.*, obtenidos con lidar. Con respecto a la forma de la densidad de potencia espectral del conjunto de ondas observadas, se concluye que la pendiente espectral es menos pronunciada que el valor -2 del modelo de Dewan. El modelo de Hines, Tarasick y Shepherd concuerda aceptablemente con los valores de η encontrados, pero, con respecto al modelo de Walterscheid *et al.*, hay grandes discrepancias en períodos menores a 1000s. Las fases de η cubren el primer y el cuarto cuadrante, por lo cual no todos los valores están en 0° , y casi ninguno en 180° . Para la marea semidiurna, se observó propagación hacia arriba, con una longitud de onda vertical media de 29km y 43km a la altura de la capa de OH y del O_2^b , respectivamente. En promedio, la marea en temperatura precede en fase a la intensidad por aproximadamente 70min para el O_2^b y 140min para el OH. El promedio de $|\eta|$ para la marea semidiurna es aproximadamente 5 para ambas capas. Estos valores no son compatibles con las predicciones del modelo de Walterscheid *et al.*

ABSTRACT

The dynamical behaviour of the neutral atmosphere in the region between 80 and 100km is discussed. Data from zenith measurements of the nightglow emission of $O_2^b(0-1)$ and $OH(6-2)$ have been used to obtain temperatures around 95 and 85km, respectively. Data from 117 nights, measured in a series of campaigns at El Leoncito ($32^\circ S$, $69^\circ W$) and El Arenosillo ($37^\circ N$, $7^\circ W$), from 1986 to 1992. Krassovsky's η has been used, with the help of the model of Hines, Tarasick and Shepherd, to determine the vertical propagation of gravity waves and of the semidiurnal tide. Using an iterative method of spectral analysis for non-equidistant data, about one thousand gravity wave events, for each emission, has been found, in the period range between 200s and more than 6h. A statistical analysis with respect the vertical propagation and the spectral distributions of the number of waves and power and η has been done. Most of the observed waves have big vertical wavelength, or are evanescent. Thirty percent of the waves shorter than 100km propagate downward. A vertical attenuation length of 22km has been determined, approximately independent of period, confirming the lidar results of Collins *et al.* With respect to the shape of the power spectral density of all the observed waves it is concluded that the spectral slope is less pronounced than the theoretical value of -2 according to Dewan's model. The model of Hines, Tarasick y Shepherd agrees reasonably with the η values found, but with respect to the model of Walterscheid *et al.*, there are big discrepancies in periods less than 1000s. The phases of η cover the first and fourth quadrant, which means that not all values are zero, and there is nearly none at 180° . For the semidiurnal tide, upward propagation was observed, with a mean vertical wavelength of 29km and 43km at the height of the OH and the O_2 layers, respectively. On the average, the temperature tide precedes intensity in phase, by approximately 70min for O_2 and 140min for OH. The mean $|\eta|$ for semidiurnal tide is approximately 5 in both layers. These values are incompatible with the predictions of the model of Walterscheid *et al.*

**Estudio de las ondas atmosféricas en la región de la mesopausa a partir de las
temperaturas rotacionales de OH(6-2) y de O₂b(0-1)**

INDICE

1 - Introducción	1
2 - Método experimental para mediciones de intensidades y temperaturas rotacionales del O ₂ b(0-1) y del OH(6-2)	6
2.1 - Instrumento y técnica de medición	6
2.2 - Mejoras y avances en la técnica de medición	14
2.2.1 - Intensidades de banda.	14
2.2.2 - Corrección de altos fondos	16
3 - Mediciones realizadas	21
3.1 - Campañas de mediciones	21
3.2 - Variaciones nocturnas	22
3.3 - Promedios nocturnos y de campañas	39
4 - Método para el análisis espectral de los datos	47
4.1 - Dificultades con diversos métodos	47
4.2 - El periodograma Lomb-Scargle (LS)	48
4.3 - Modificaciones al periodograma LS	50
4.4 - Análisis de coincidencias	57
5 - El modelo de Hines, Tarasick y Shepherd de los efectos de ondas gravitatorias sobre la luminiscencia del cielo nocturno, y su aplicabilidad a la marea semidiurna	60
5.1 - El modelo de Hines, Tarasick y Shepherd	60
5.2 - Extensión del modelo de Hines, Tarasick y Shepherd a bajas frecuencias y su validez para la marea semidiurna	63

6 - Resultados observacionales con respecto a la marea semidiurna	67
6.1 - Estudio cuantitativo de la marea semidiurna	67
6.1.1 - Método usado	68
6.1.2 - Estudio de la marea en una noche particular	68
6.1.3 - Coincidencias espectrales observadas simultáneamente en ambas alturas	71
6.1.4 - Análisis estadístico del η de Krassovsky y de la longitud de onda vertical	74
6.1.5 - Análisis comparativo de la marea entre las diferentes campañas.	76
6.2 - Comparación de los resultados de la marea semidiurna con modelos y otras mediciones	79
7 - Ondas gravitatorias	83
7.1 - Método de detección de ondas gravitatorias	83
7.2 - Resultados de ondas gravitatorias	89
7.2.1 - Cantidad de ondas encontradas	89
7.2.2 - Características generales del η de Krassovsky	91
7.2.3 - Distribución de longitudes de onda verticales y sentido de propagación	92
7.2.4 - Amplitudes medias y atenuación entre capas	100
7.2.5 - Variación de η con la frecuencia	102
7.3 - Comparación de los resultados de ondas gravitatorias con modelos y otros resultados	108
7.4 - Pendientes espectrales	119
8 - Conclusiones	130
Agradecimientos	136
Apéndice A: Dedución de las ecuaciones del períodograma LS modificado	137
Apéndice B: Dedución de las relaciones de dispersión y polarización y de los parámetros μ y ν del modelo de Hines y Tarasick, incluyendo la fuerza de Coriolis	141
Bibliografía	146

Capítulo 1

Introducción

La dinámica de la alta atmósfera neutra, o sea todos aquellos fenómenos que involucran transporte de masa, momento y energía, adquiere cada vez mayor interés, a partir de la mejor tecnología para su investigación experimental y de nuevos modelos teóricos más completos para describirla.

Las diferentes capas de la atmósfera se distinguen a partir de los extremos del perfil de temperatura. La presencia de mecanismos de enfriamiento, principalmente la emisión infrarroja por el vapor de agua, conduce a un perfil de gradiente negativo en la troposfera, hasta ~ 12 km de altitud. A mayores alturas, hasta unos 50 km, la temperatura sube a causa de la absorción del ultravioleta solar en la capa de ozono. Esta zona es llamada estratosfera, porque el gradiente positivo de temperatura impide la convección. Hacia arriba, en la mesosfera, la temperatura vuelve a decrecer por enfriamiento radiativo, que involucra especialmente al dióxido de carbono. La mesopausa está definida por el mínimo de temperatura que se alcanza a una altura cercana a los 90 km. A partir de esta altura, en la termosfera, la temperatura vuelve a crecer rápidamente hasta llegar a temperaturas del orden de los 1000 K (variando con la actividad solar), debido a la absorción del ultravioleta solar lejano por el oxígeno molecular.

La región de la mesopausa, de interés en este trabajo, corresponde a alturas de la mesosfera superior y de la baja termosfera, entre 80 y 100 km.

Los modelos atmosféricos, como CIRA [1990] y MSIS [Hedin, 1987], basados en datos medidos en diversas partes del planeta, intentan describir los perfiles típicos de los parámetros físicos como densidades y temperaturas en distintas épocas del año y a diferentes latitudes. En principio, dan valores sobre el comportamiento medio de estos parámetros sin considerar perturbaciones como la marea, las ondas gravitatorias y la turbulencia.

Las oscilaciones de la marea térmica [ver, por ej., Chapman y Lindzen, 1970] con períodos de 12 y 24 horas, causada por el calentamiento solar, predominan en la alta atmósfera. Existen modelos que describen la marea media en vientos y temperaturas en función de la latitud y la época del año [por ej. Forbes. y Gillette, 1982, Forbes, 1987]. A pesar de la regularidad de la fuente, la marea muestra fuertes variaciones día a día, relacionadas con la interacción con los vientos y con otras ondas [Forbes *et al.*, 1991], pero cuantitativamente no bien entendidas.

Las ondas gravitatorias (ó de gravedad) internas en la atmósfera, similares a las ondas de gravedad internas del mar, fueron explicadas para la alta atmósfera por Hines [1960], y tienen un rol importante en la estructura y en la circulación de la atmósfera [Lindzen, 1981, 1985; Fritts, 1984; García y Solomon, 1985]. Estas ondas se propagan en las tres dimensiones y se reflejan en perturbaciones de parámetros como la densidad, los vientos y la temperatura. Normalmente aumentan su amplitud con la altura. Esto es debido a la conservación de energía y a la disminución exponencial de la densidad con la altura. Sin embargo, la estructura vertical de los vientos horizontales modula fuertemente la propagación vertical de las ondas y bajo ciertas condiciones, las ondas monocromáticas se deforman o rompen ("wave breaking"), redistribuyendo su energía hacia ondas más cortas (en cascada) y/o hacia turbulencia (saturación).

Sobre la base de argumentos de saturación espectral para las ondas gravitatorias, Dewan y Good [1984, 1986] concluyeron para los vientos horizontales, que la densidad de potencia espectral (PSD) es proporcional a k_z^{-3} (donde k_z es el número de onda vertical). Smith *et al.* [1987] desarrollaron más este modelo obteniendo la constante de proporcionalidad y prediciendo la dependencia en altitud del número de onda vertical dominante. Con interpretaciones diferentes a la dadas por Dewan, otros autores han llegado al mismo resultado para la PSD [Weinstock, 1985; Hines, 1991].

Dewan [1979], dedujo de argumentos de interacción de ondas en cascada que la PSD de los vientos horizontales varía como $k_x^{-5/3}$, donde k_x es el número de onda horizontal. Dewan [1990, 1991, 1994] y Dewan *et al.* [1992], relacionando la interpretación de saturación con la de cascada, derivaron las relaciones de PSD para vientos horizontales y verticales, densidad y temperatura con respecto a k_x , k_z y la frecuencia.

La cantidad de observaciones de ondas gravitatorias en la región de la mesopausa se ha incrementado en la última década a partir de las mejores técnicas de medición desde el suelo. Mediciones hechas con radares [por ejemplo Reid y Vincent, 1987; Manson y Meek, 1988; Murayama *et al.*, 1992], o con lidares de sodio [Gardner y Voelz, 1987; Kwon *et al.*, 1990; Beatty *et al.*, 1992, Collins *et al.*, 1994] han determinado períodos, velocidades de fase, y escalas verticales y horizontales de ondas en estas alturas.

Los métodos ópticos pasivos basados en la medición de las emisiones atmosféricas (luminiscencia del cielo o "airglow") son una importante alternativa para observar ondas gravitatorias. Las bandas roto-vibracionales de OH en el estado electrónico fundamental $X^2\Pi$, interpretadas por Meinel [1950], son la principal componente en la luminiscencia nocturna y permiten obtener las temperaturas rotacionales alrededor de 86km de altitud. Algunos ejemplos de trabajos sobre ondas gravitatorias observadas en temperaturas de OH son el de Shagaev [1974], Noxon [1978], Takeuchi y Misawa [1981], Myrabø *et al.* [1987], Sivjee *et al.* [1987], Hecht *et al.* [1987], Cogger *et al.* [1988], Viereck y Deehr [1989], Takahashi *et al.* [1990, 1992], Hecht y Walterscheid [1991], Taylor *et al.* [1991], Dewan *et al.* [1992], Gobbi [1993] y Swenson *et al.* [1994].

Mediante las emisiones del O_2 debidas a la transición entre el estado electrónico excitado $b^1\Sigma_g^+$ con número vibracional 0 y el estado electrónico fundamental $X^3\Sigma_g^-$ con número vibracional 1 (ó banda 0-1 del Sistema Atmosférico del O_2) se pueden medir temperaturas alrededor de 95km de altura. Una detallada discusión de las diferentes bandas de O_2 puede encontrarse en la tesis doctoral de Stegman [1991]. Desde el ejemplo dado por Noxon [1978] hay pocos trabajos publicados que relacionan mediciones de temperaturas de esta banda con ondas gravitatorias [Viereck y Deehr, 1989; Takahashi *et al.*, 1990, 1992; Hecht y Walterscheid, 1991; Gobbi, 1993; Zhang *et al.*, 1993].

Krassovsky [1972] fue el pionero del estudio teórico de ondas gravitatorias utilizando datos de luminiscencia atmosférica. Introdujo el parámetro η (razón entre la fluctuación relativa de intensidad y la fluctuación relativa de temperatura). Para las emisiones de OH, Krassovsky predijo un valor real y constante de η , pero independiente de los parámetros de onda.

Los modelos más recientes que predicen la reacción del airglow al paso de ondas gravitatorias, obtienen como resultado que η es un valor complejo y que depende, además de depender de la química involucrada en la producción y pérdidas de las moléculas emisoras, de la frecuencia y del número de onda. De este modo, la medición de η se convierte en una importante herramienta para el estudio de las ondas. Desde 1987, dos teorías fueron desarrolladas:

Walterscheid *et al.* [1987] propusieron un modelo dinámico-químico para el OH, asumiendo una capa de emisión sin extensión vertical. El caso de la marea fue tratado especialmente por Walterscheid y Schubert [1987]. La extensión vertical de la capa emisora fue tomada en cuenta por Schubert y Walterscheid [1988]. Hickey [1988 a, b] incluyó disipación y conducción térmica por turbulencia, y la fuerza de Coriolis al modelo de capa sin espesor y Schubert *et al.* [1991] agregaron nuevamente la capa extendida. Esta versión fue aplicada por Hickey *et al.* [1993] al caso de las emisiones del O_2 .

El segundo modelo partió del trabajo de Hines y Tarasick [1987] en el cual se calculó el η para una reacción simple en mediciones cenitales. Un punto clave de ese paper es la determinación de una directa relación entre el número de onda vertical y la parte imaginaria de η . Luego, los autores [Tarasick y Hines, 1990] adaptaron el modelo para el caso de mediciones no cenitales y ondas que se propagan en cualquier dirección horizontal. Tarasick y Shepherd [1992a, b] incluyeron, para las emisiones de $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ y de OH, respectivamente, diferentes mecanismos químicos y de desactivación no radiativa ("quenching").

En un reciente trabajo [Walterscheid *et al.*, 1994] se demuestra la equivalencia formal de ambos modelos para el caso de ondas sin atenuación. Sin embargo, los resultados numéricos de los dos modelos son muy distintos.

El objetivo del presente trabajo es hacer un estudio detallado de ondas gravitatorias, incluyendo la marea, a partir de datos de intensidades y temperaturas rotacionales de OH(6-2) y de $O_2(b^1\Sigma_g^+)(0-1)$ obtenidas en mediciones propias.

El trabajo está organizado de la siguiente forma:

En el capítulo 2 se discuten las características del instrumento y la técnica de medición. En el siguiente capítulo se hace un relevamiento de los datos obtenidos en las diferentes campañas de medición y se discuten características de las variaciones lentas, de los promedios nocturnos y de los promedios totales de cada campaña. Después, se presenta el método de análisis espectral de los datos. En el capítulo 5 se resumen puntos salientes del modelo de Hines, Tarasick y Shepherd, importantes para la discusión siguiente. Se extiende este modelo, al incluir las fuerzas de Coriolis y se discute su aplicabilidad a la marea semidiurna. En el capítulo 6 se dan los resultados con respecto a la marea semidiurna, comparándolos con otras mediciones y modelos. Finalmente, se discuten los resultados obtenidos acerca de las ondas gravitatorias.

Capítulo 2

Método experimental para mediciones de intensidades y temperaturas rotacionales de $O_2(b(0-1))$ y de $OH(6-2)$

2.1 - Instrumento y técnica de medición

El instrumento usado para medir las emisiones nocturnas de $O_2(b^1\Sigma_g^+ \rightarrow X^3\Sigma_g^-)$ (0-1) y de $OH(X^2\Pi)(6-2)$ es un espectrómetro con filtro interferencial inclinable que abarca el rango de longitudes de onda de 8450 a 8670 Å, con una resolución espectral de 12 a 14 Å. Fue diseñado por Scheer [1987]. La posibilidad de cubrir este rango espectral con un único filtro ha sido indicada por Noxon [1978].

Se mide en dirección cenital con una apertura de campo rectangular de 2° (este-oeste) por 0.4° (norte-sur). En promedio, cada 117s se obtiene un par de temperaturas rotacionales. El error estadístico es en ambas bandas menor a 5K, y en caso de alta intensidad de airglow menor a 3K.

En mi tesis de Licenciatura [Reisin, 1987] hice una detallada descripción de las características y de la calibración del instrumento. Aquí, se resumirán los aspectos principales de la técnica de medición.

El instrumento consiste básicamente de dos cámaras unidas a través de un tubo óptico (ver figura 2.1; [Reisin, 1987]). La cámara superior, por donde entra la luz, contiene un filtro interferencial (de 8670Å a incidencia normal) montado sobre un plato inclinador, el cual es inclinable hasta 30° mediante un mecanismo controlado por computadora. Este mecanismo consiste de un motor paso-a-paso que gira un tornillo micrométrico (no mostrado en la figura) el cual empuja el borde del plato inclinador. El rango total de giro corresponde a casi 5000 pasos del motor, dando una resolución mecánica muy fina con pasos menores a 0.1Å. Un sensor basado en un termistor permite registrar la temperatura de la cámara.

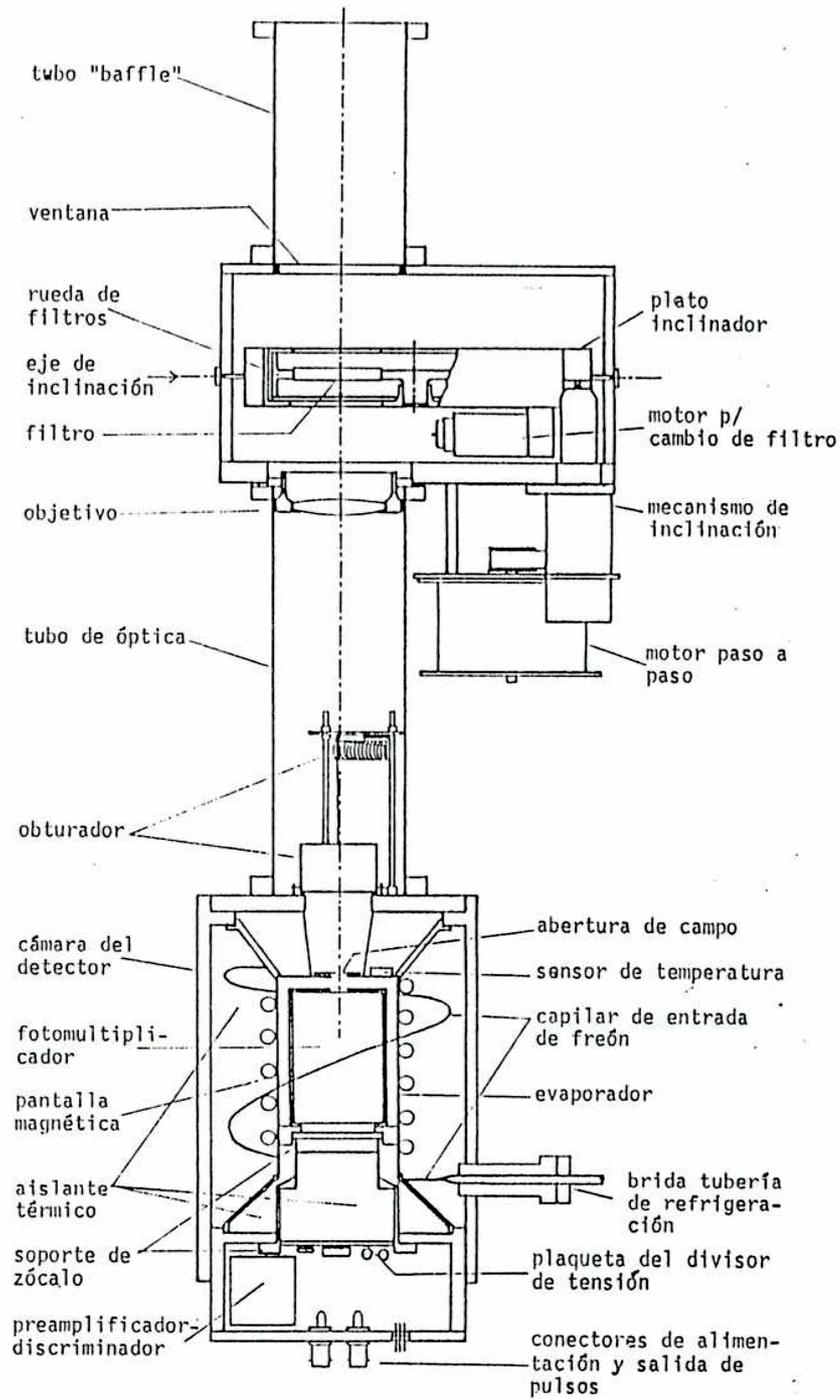


Figura 2.1: Esquema del espectrómetro utilizado.

El tubo óptico contiene en su parte superior una lente objetivo de 28 cm de longitud focal, y en su parte inferior un obturador óptico. La lente enfoca el haz incidente hacia la apertura de campo, en la cámara inferior. La apertura de campo es un rectángulo de 2x10mm, con el lado mayor paralelo al eje de inclinación del filtro. Como detector, ubicado por debajo de la apertura se emplea un fotomultiplicador RCA C31034 con cátodo de arseniuro de galio, que tiene una muy alta eficiencia de detección (17%). El fotomultiplicador está enfriado a -35°C mediante un sistema de freón. La cámara también contiene el preamplificador-discriminador y un sensor de temperatura del evaporizador.

Los accesorios al espectrómetro son una interfaz a la computadora, la microcomputadora misma (Radio Shack TRS80, con memoria de 16kB) con salida a impresora y cassette, el sistema de refrigeración y las fuentes de alimentación. La microcomputadora controla todas las operaciones del instrumento. El software correspondiente consiste en un programa en BASIC que, entre otras tareas, lleva al filtro a las diferentes posiciones de inclinación, maneja y lee al contador de fotones, calcula las temperaturas rotacionales en tiempo real, guarda la información en cassette y la imprime. Solo algunas funciones que lo requieren, como el movimiento del motor paso-a-paso y las mediciones de las temperaturas internas del instrumento, están implementadas en rutinas de lenguaje de máquina. La ventaja del uso del BASIC es la facilidad para modificar el programa de medición. Al tratarse de un interpretador, subfunciones del programa pueden ser ejecutadas en forma manual, lo cual permite en circunstancias imprevistas, poder continuar con la medición sin pérdida de datos y, además, facilita pruebas del instrumento.

Como el filtro no está térmicamente estabilizado, hay corrimientos en las posiciones espectrales debido a cambios de la temperatura ambiental. Para muestrear siempre en las mismas posiciones espectrales, el programa de control realiza, después de 28 juegos de muestras espectrales (que tarda 50 minutos), una reasignación de las posiciones de muestreo, determinando para ello la posición del máximo del pico P4 del OH (lo cual tarda poco menos que 5min). Por este motivo, los datos finales no son temporalmente equidistantes.

Los rasgos de las emisiones de OH en el rango espectral del instrumento son

las líneas P4, P5, P6, P7 y P8 de la banda (6-2). El instrumento cubre toda la rama R y parte de la rama P de la banda del O_2 . La figura 2.2 muestra un barrido completo del rango espectral de las emisiones nocturnas. Los dos picos a la derecha corresponden a ambas ramas de la banda del O_2 con las componentes rotacionales no resueltas. Los otros picos corresponden a las líneas rotacionales de P4 a P7 del OH, de izquierda a derecha, respectivamente. La deformación en cada uno de los flancos izquierdos de los picos de OH indica la presencia de la componente menor del doblete de spin. El doblete P8 se encuentra en la región del valle de la banda de O_2 . Las posiciones de muestreo usadas por el instrumento para la determinación de intensidades y temperaturas se indican con líneas verticales.

Para determinar las temperaturas rotacionales es necesario calcular los espectros de emisión. Para el cálculo de los niveles de energía se usan, en el caso del O_2 , las constantes moleculares dadas por Herzberg [1950] y, para el OH, las constantes de Coxon y Foster [1982]. Cada línea de longitud de onda λ tiene una velocidad de emisión por unidad de volumen del emisor (o fuerza de línea), $S(\lambda)$, que es proporcional a la probabilidad de transición espontánea (coeficiente de Einstein). Para el O_2 , las probabilidades de transición se calculan utilizando los factores de peso dados por Watson [1968] (ver Ritter y Wilkerson [1987]). Para el OH se utilizan los coeficientes de Einstein dados por Mies [1974].

Para las líneas de una banda de emisión, $S(\lambda)$ también es proporcional a la población del estado inicial que depende de la temperatura rotacional. Esta dependencia es la base para la determinación espectroscópica de la temperatura rotacional. Ya que las emisiones atmosféricas de O_2 y OH se encuentran en equilibrio termodinámico local, la temperatura rotacional coincide con la temperatura cinética y en este texto se usa directamente el término "temperatura de O_2 " (u OH). Estas temperaturas corresponden, en realidad, a un promedio pesado por el perfil de intensidades, en las respectivas capas de emisión. Según mediciones directas, la capa de O_2 (excitado) tiene un máximo de emisión a 95km de altura aproximadamente, mientras que el máximo de la capa de OH se encuentra a 87km. Ambas capas tienen un ancho (a mitad del máximo) de aproximadamente 10km.

Para determinar las temperaturas rotacionales a partir de las intensidades medidas es necesario tomar en cuenta las características del instrumento, es decir

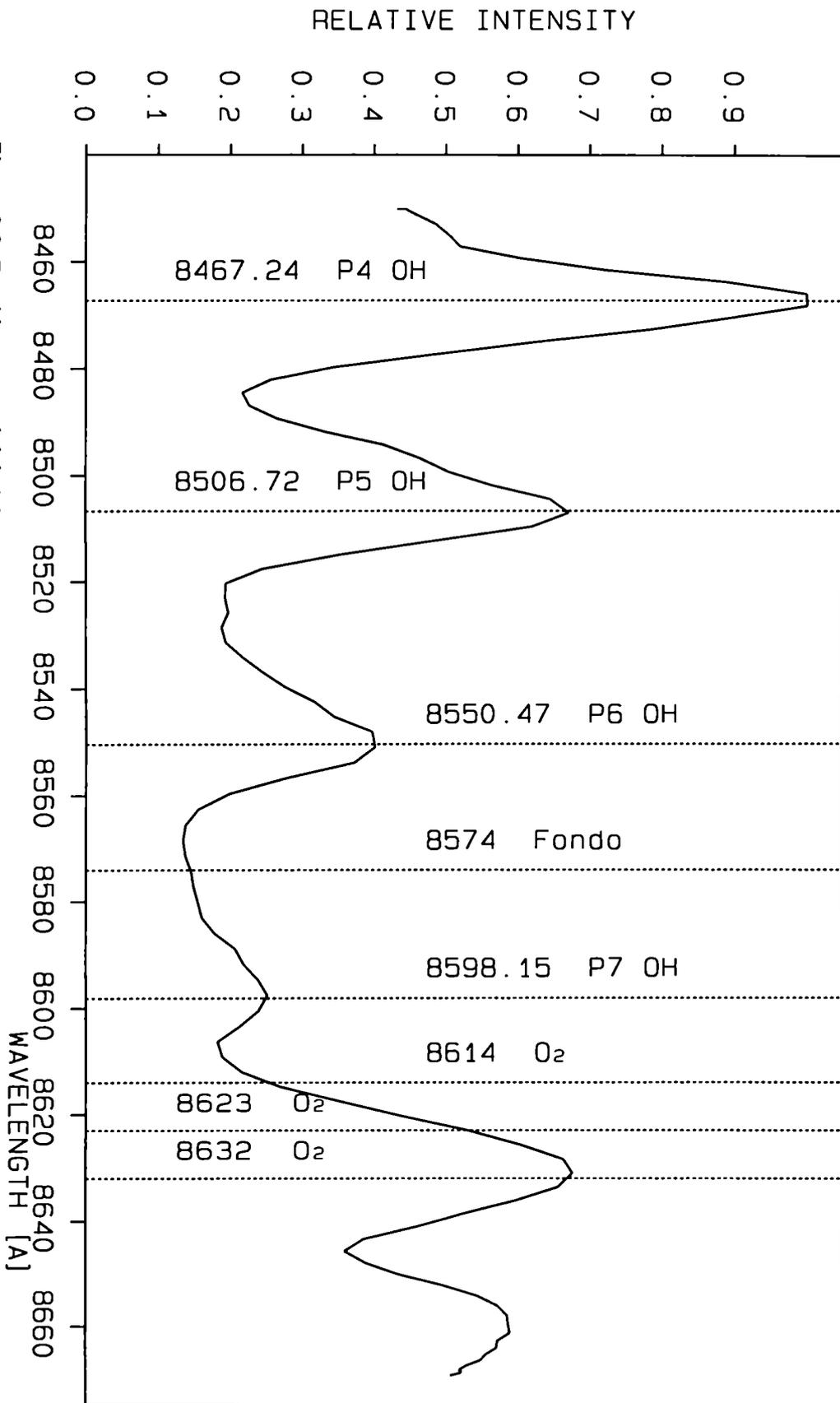


Figura 2.2: Barrido espectral del cielo nocturno.

la calibración de longitud de onda y la función del instrumento. La calibración de longitud de onda, $\lambda(\rho)$, define la longitud de onda en función de la inclinación del filtro, dada en número de pasos del motor paso-a-paso ρ . Para calibrar $\lambda(\rho)$, se utilizó 6 líneas conocidas de una lámpara de neón. $\lambda(\rho)$ también depende de la temperatura del filtro interferencial y por eso la calibración debe ser hecha en el rango de temperaturas ambientales que ocurren en la práctica.

La función del Instrumento representa la forma del espectro medido por el espectrómetro expuesto a luz monocromática. Esta función puede ser factorizada como $F(\lambda, \lambda') = A(\lambda, \lambda') R(\lambda')$ donde λ' es la longitud de onda de la luz y λ la longitud de onda a la cual el instrumento está sintonizado. El factor $A(\lambda, \lambda')$ describe la resolución del instrumento y está normalizado como $A(\lambda, \lambda) = 1$ ya que toda la variación espectral de la sensibilidad se describe por $R(\lambda')$. $A(\lambda, \lambda')$ indica la parte relativa de la intensidad medida por el instrumento en λ . Para cada λ' fijo, $A(\lambda, \lambda')$ puede ser aproximado por dos funciones gaussianas diferentes, según si λ' es mayor o menor que λ . Los semianchos de estas gaussianas decrecen con λ entre 5.3Å y 4.4Å para la parte izquierda de la gaussiana ($\lambda < \lambda'$) y entre 6.6Å y 4.5Å para la parte derecha.

A partir de las fuerzas de línea y de la función del instrumento se construye para el O₂ y el OH la convolución

$$G(\lambda) = F_c \sum S(\lambda') F(\lambda, \lambda') \quad (2.1)$$

donde la suma se hace sobre todas las líneas de emisión que afectan en el rango espectral del instrumento. La constante F_c es un factor de escala y puede ser definida igual a uno ya que aquí sólo interesan las intensidades relativas. $G(\lambda)$ es denominado "espectro sintético" porque describe cómo el espectro de las emisiones moleculares sería observado por el espectrómetro. Una técnica usual para determinar temperaturas es medir un barrido total del espectro y encontrar la temperatura rotacional para la cual el espectro sintético ajuste mejor los datos.

Otra forma más eficiente es considerar los valores de $G(\lambda)$ en sólo tres ó cuatro longitudes de onda, $\lambda_1, \dots, \lambda_4$, estratégicamente elegidas para maximizar la sensibilidad con respecto a la temperatura y, en mediciones reales, minimizar el ruido esta-

dístico. A partir de estos valores se construyen los coeficientes de Shagaev [1974] como

$$x = \frac{G(\lambda_1) - G(\lambda_2)}{G(\lambda_3) - G(\lambda_4)} \quad (2.2)$$

Nótese que al tratarse de un cociente de intensidades, no es necesario conocer las intensidades absolutas, como ya fue mencionado. Una vez calculada, a través de los espectros sintéticos, la dependencia de x con respecto a la temperatura rotacional puede ser utilizada directamente para obtener las temperaturas a partir de los correspondientes x medidos.

La tabla 2.1 indica las posiciones de muestreo seleccionadas para las mediciones (ya mostradas en la figura 2.2). En las campañas anteriores a 1987, donde no se ha medido el fondo espectral, se ha utilizado para el O_2 el coeficiente de Shagaev de tres valores, $x = (G_8 - G_6)/(G_8 - G_7)$. Aquí se ha simplificado la notación definiendo $G_i = G(\lambda_i)$, donde los i corresponden a las longitudes de onda de la tabla 2.1. Para el OH se utilizó el esquema de cuatro valores, $x = (G_1 - G_3)/(G_2 - G_5)$.

Tabla 2.1: Posiciones de muestreo utilizadas en las campañas de medición.

índice	λ [Å]	fuerce
1	8467.24 (P4)	OH
2	8506.72 (P5)	OH
3	8550.47 (P6)	OH
4 *	8574	Fondo
5 **	8598.15 (P7)	OH
6	8614	O_2
7	8623	O_2
8	8632	O_2

(*) utilizado a partir de la campaña de 1987

(**) utilizado antes de 1987

Una sensible mejora en la calidad de los datos fue logrado a partir de la campaña de 1987 por la medición del fondo espectral en vez de la línea P7 del OH [Reisin, 1987]. Desde entonces, se usa para el O₂, $x = (G_7 - G_4)/(G_8 - G_6)$ y para el OH, $x = (G_2 - G_4)/(G_1 - G_3)$.

En el cálculo de espectros sintéticos según la ecuación (2.1) no se incluye el fondo espectral debido a la luz de las estrellas, y eventualmente de la Luna, etc. En contraste, el fondo está presente en las mediciones. Sea $S_0(\lambda')$ la función continua que representa la variación espectral del fondo. La señal medida por el instrumento es

$$G'(\lambda) = \sum S(\lambda') F(\lambda, \lambda') + \int S_0(\lambda') F(\lambda, \lambda') d\lambda' \quad (2.3)$$

En primera aproximación, se puede suponer el fondo constante en todo el rango espectral, o sea

$$S_0(\lambda') = K \quad (2.4)$$

Usando (2.1) y (2.4) se puede reescribir (2.3) como

$$G'(\lambda) = G(\lambda) + KM(\lambda) \quad (2.5)$$

donde

$$M(\lambda) = \int F(\lambda, \lambda') d\lambda' \quad (2.6)$$

Usando la notación $G'_i = G'_i(\lambda_i)$ y $M_i = M(\lambda_i)$ en (2.5),

$$G'_i = G_i + KM_i \quad (2.7)$$

Como no hay líneas de emisión próximas a λ_4 (fondo espectral), $G_4 \cong 0$. Por (2.7) se tiene

$$K = G'_4 / M_4 \quad (2.8)$$

En el esquema de muestreo que incluye el fondo, es entonces posible aislar las

emisiones moleculares del fondo usando los valores conocidos G'_i y M_i

$$G_i = G'_i - G'_4 M_i / M_4 \quad (2.9)$$

Luego, se reemplazan, en los coeficientes x , los valores de G_i por la expresión (2.9) corrigiendo de este modo el fondo espectral. En el esquema de muestreo sin medición del fondo espectral (campañas anteriores a 1987), se aproxima la corrección, reemplazando directamente G_i por G'_i . Dado que, tanto el numerador como el denominador de x en (2.2), son diferencias de intensidades, al menos en primer orden, el fondo es corregido (teniendo en cuenta que las razones M_i/M_k son aproximadamente uno y que los fondos en las campañas afectadas fueron relativamente pequeños con respecto a la señal).

2.2 - Mejoras y avances en la técnica de medición

En la sección anterior se han discutido los principales aspectos de la técnica de medición. Posteriormente al trabajo de Reisin [1987] se han introducido nuevas mejoras en el procesamiento de las mediciones. Estos son, en el orden de importancia para el presente trabajo:

- 1) Determinación de las intensidades de banda.
- 2) Corrección de altos fondos causados por el espectro solar.
- 3) Recalibraciones de $\lambda(\rho)$ para todas las campañas.

El último punto no será tratado en detalle porque, al afectar únicamente los valores medios de temperaturas, no tiene impacto en el presente contexto. Sólo se menciona que se han podido compatibilizar las temperaturas e intensidades entre las distintas campañas de medición corrigiendo las variaciones en la calibración de $\lambda(\rho)$. Esto no influye en los resultados de las variaciones de marea y ondas gravitatorias.

2.2.1 - Intensidades de banda

La intensidad total de banda de la emisión molecular (también llamado "tasa de

emisión"), I_b , es un parámetro importante en el estudio de las ondas atmosféricas, porque se usa en los modelos que analizan los efectos de las ondas sobre la luminiscencia. I_b es la suma de todas las fuerzas de línea de una banda, es decir

$$I_b = \sum S(\lambda) \quad (2.10)$$

Para determinar I_b a partir de las muestras espectrales, G_i , se utiliza el siguiente método. Se define como intensidad medida, I_m , como una combinación lineal de los G_i de la siguiente forma

$$I_m = G(\lambda_1) + G(\lambda_2) + G(\lambda_3) - C G(\lambda_4) \quad (2.11)$$

donde

$$C = \{M(\lambda_1) + M(\lambda_2) + M(\lambda_3)\} / M(\lambda_4) \quad (2.12)$$

es una constante calculable a partir de (2.6).

Usando (2.5) en (2.11) se ve que

$$I_m = G'(\lambda_1) + G'(\lambda_2) + G'(\lambda_3) - C G'(\lambda_4) \quad (2.13)$$

que es independiente del fondo espectral, K , por lo cual puede ser determinado de las mediciones aún sin conocer el fondo. Por esta característica lo llamamos "intensidad medida".

Para el muestreo que incluye el fondo espectral, se usa para el caso del O_2

$$I_m = G_8 + G_7 + G_6 - G_4 (M_8 + M_7 + M_6) / M_4 \quad (2.14)$$

y para el OH

$$I_m = G_1 + G_2 + G_3 - G_4 (M_1 + M_2 + M_3) / M_4 \quad (2.15)$$

Para el muestreo sin inclusión del fondo espectral, se usa para el O_2

$$I_m = G_8 + G_7 - G_6 (M_8 + M_7) / M_6 \quad (2.16)$$

y para el OH

$$I_m = G_1 + G_2 + G_3 - G_5 (M_1 + M_2 + M_3) / M_5 \quad (2.17)$$

(nótese que (2.16) corresponde a un esquema de tres y no cuatro posiciones de muestreo, pero que también es independiente del fondo espectral al utilizar los valores medidos \mathcal{G}'_i).

Entonces, se pueden calcular, por una parte, las intensidades de banda I_b mediante la ecuación (2.10) para distintas temperaturas rotacionales T . Por otra parte, mediante el cálculo del espectro sintético (2.1) en las posiciones de muestreo, se pueden calcular I_m usando las ecuaciones (2.14) ó (2.16) en el caso del O_2 y (2.15) ó (2.17) en el caso del OH. Con estos elementos se obtiene la siguiente función

$$R(T) = I_m / I_b \quad (2.18)$$

Con eso, en la práctica, puede ser hallada la intensidad de banda, I_b , ya que I_m es fácilmente calculable de las mediciones, a través de (2.13). Como en el caso de las intensidades medidas, las intensidades de banda son dadas en unidades relativas.

La figura 2.3 muestra las curvas $R(T)$ para las distintas combinaciones I_m dadas por (2.14-17). La característica más saliente de las curvas de abajo (figura 2.3.b), correspondientes a las combinaciones (2.14) y (2.15), es que son crecientes. De acuerdo a (2.18), a I_m fijo, un incremento en la temperatura rotacional implica un decremento en I_b . Esto genera un acoplamiento (anticorrelación) entre las temperaturas e intensidades que debe ser tenido en cuenta en el análisis de ondas gravitatorias (ver capítulo 7). Para I_m obtenidos con las combinaciones (2.16) y (2.17) (figura 2.3.a), las curvas suben más suavemente que en los otros dos casos, y a partir de 200K, los $R(T)$ son casi constantes. Así, en este caso, el acoplamiento entre T e I_b es, afortunadamente, menores, por lo cual las intensidades de banda son menos afectadas por el mayor nivel de ruido de las temperaturas.

2.2.2 - Corrección de altos fondos

Frecuentemente en la campaña de 1990 en "El Arenosillo" (ver capítulo 3), la desviación de la luz lunar hacia el campo de vista del instrumento, a través de bruma y aerosoles, generó grandes fondos espectrales, situación no existente en las otras

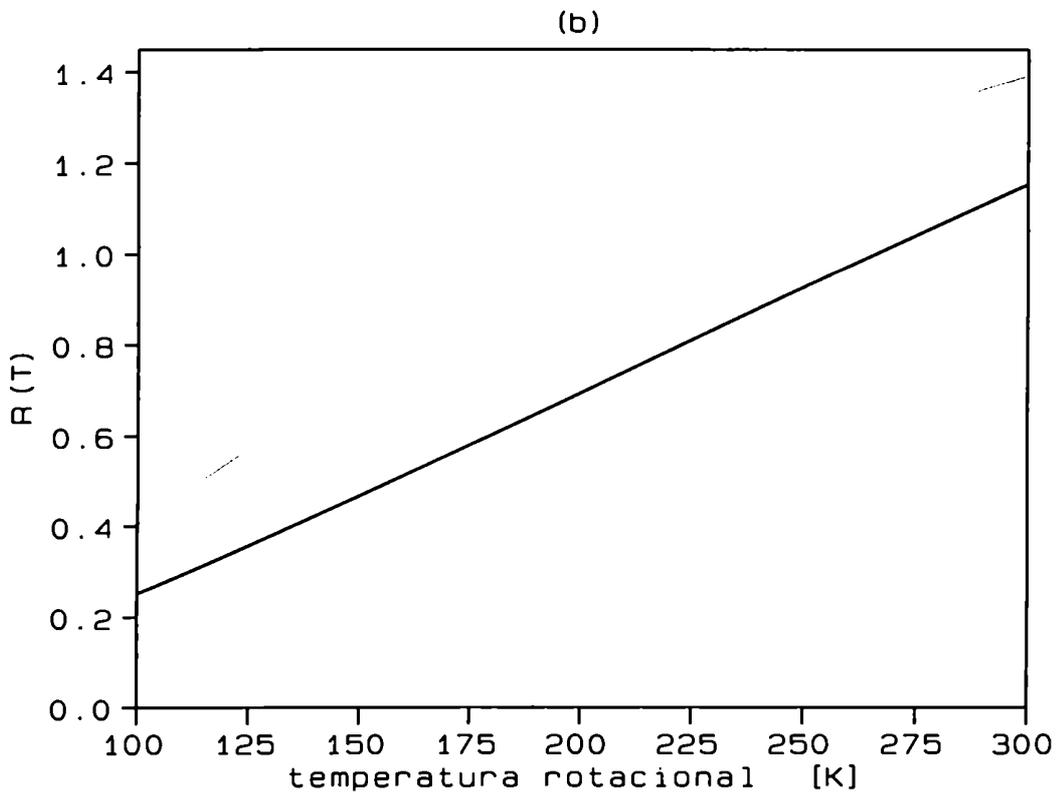
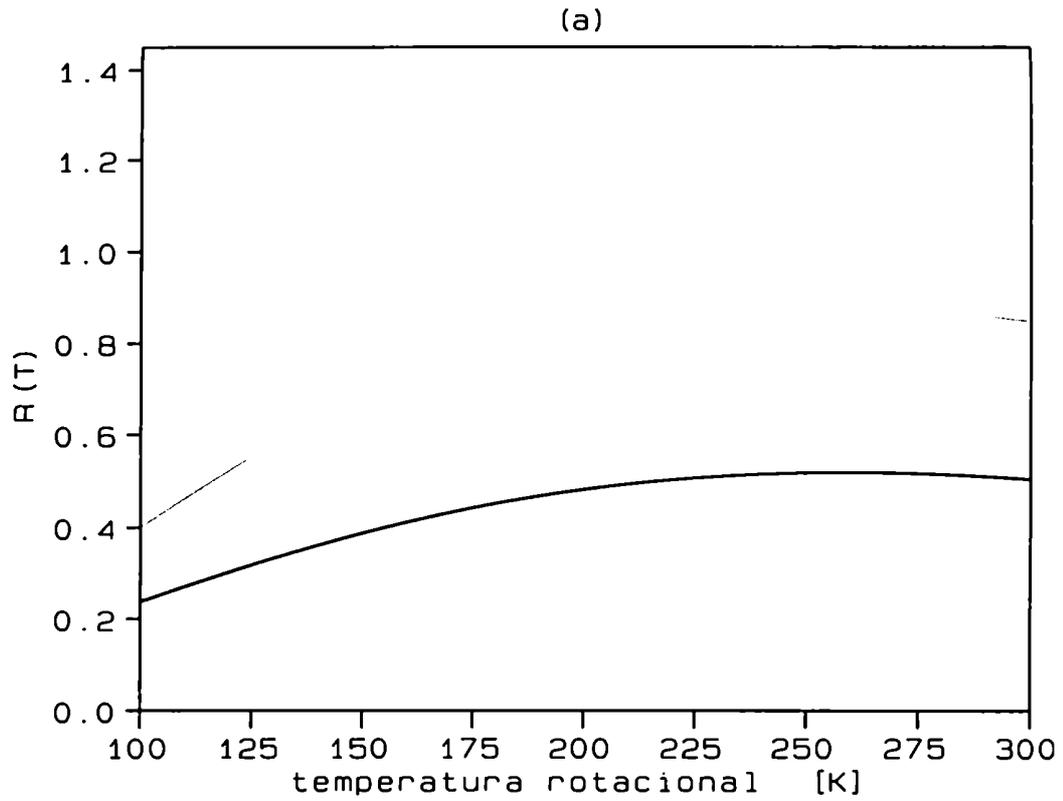


Figura 2.3: Razón de intensidad medida sobre intensidad de banda en función de la temperatura rotacional; con esquema previo a la campaña de 1987, (a), y con el esquema actual, (b). La curva llena corresponde al O₂ y la punteada al OH.

campañas. La corrección por fondo, explicada en la sección 2.1, no alcanza bajo estas condiciones, dando temperaturas de OH sistemáticamente muy bajas. En la figura 2.4 se muestra un barrido espectral del cielo en estas condiciones de muy alto fondo. Los rasgos espectrales de las emisiones del O_2 y del OH son casi indetectables y se ven, en cambio, tres líneas de absorción, una de las cuales aparece en el lugar del pico P6 del OH (es decir, cerca a 8550\AA). Esta última absorción es la principal causa de las desviaciones encontradas en las temperaturas de OH.

Sin embargo, en el espectro de la luz solar hay tres líneas de absorción de calcio simplemente ionizado en nuestro rango espectral [Neckel y Labs, 1984], que se encuentran en los lugares observados, indicados en la figura 2.4.

El vapor de agua atmosférico no afecta el espectro pues la bibliografía (por ej., Harrison y Kendall [1973]) no indica líneas de absorción del agua en el rango espectral del instrumento. Además, se ha medido el espectro de "luz blanca" (lmparita incandescente atenuada) a través de 6 cm de agua líquida, sin observarse ninguna estructura espectral. La cantidad de agua utilizada supera la que puede haber en toda la columna atmosférica.

Tratándose entonces de un fenómeno predecible, es posible aplicar una corrección a las intensidades que tenga en cuenta esta estructura de fondo. Para tomar en cuenta automáticamente la presencia del fondo lunar se reemplaza (2.9) por

$$G_i = G_i' - G_u' M_i / M_4 - (G_4' - G_u') M_i' / M_4' \quad (2.19)$$

cuando la intensidad de fondo (dada por G_4') supera un cierto valor mínimo G_u' . Los M_i' son constantes similares a las M_i pero que tienen en cuenta la estructura del espectro solar. La ec. (2.19) incluye las contribuciones de fondo constante y del espectro solar, siendo esta última contribución proporcional al exceso de la intensidad sobre el umbral ($G_4' - G_u'$). Los M_i' se obtienen empíricamente del espectro mostrado en la figura 2.4. Este espectro corresponde a una situación donde el fondo es mucho mayor que la intensidad del airglow. Luego, los M_i' son prácticamente proporcionales a las intensidades en las posiciones de muestreo (la pequeña contribución del airglow es estimada y restada). El valor de G_u' se elige empíricamente de los valores de fondo

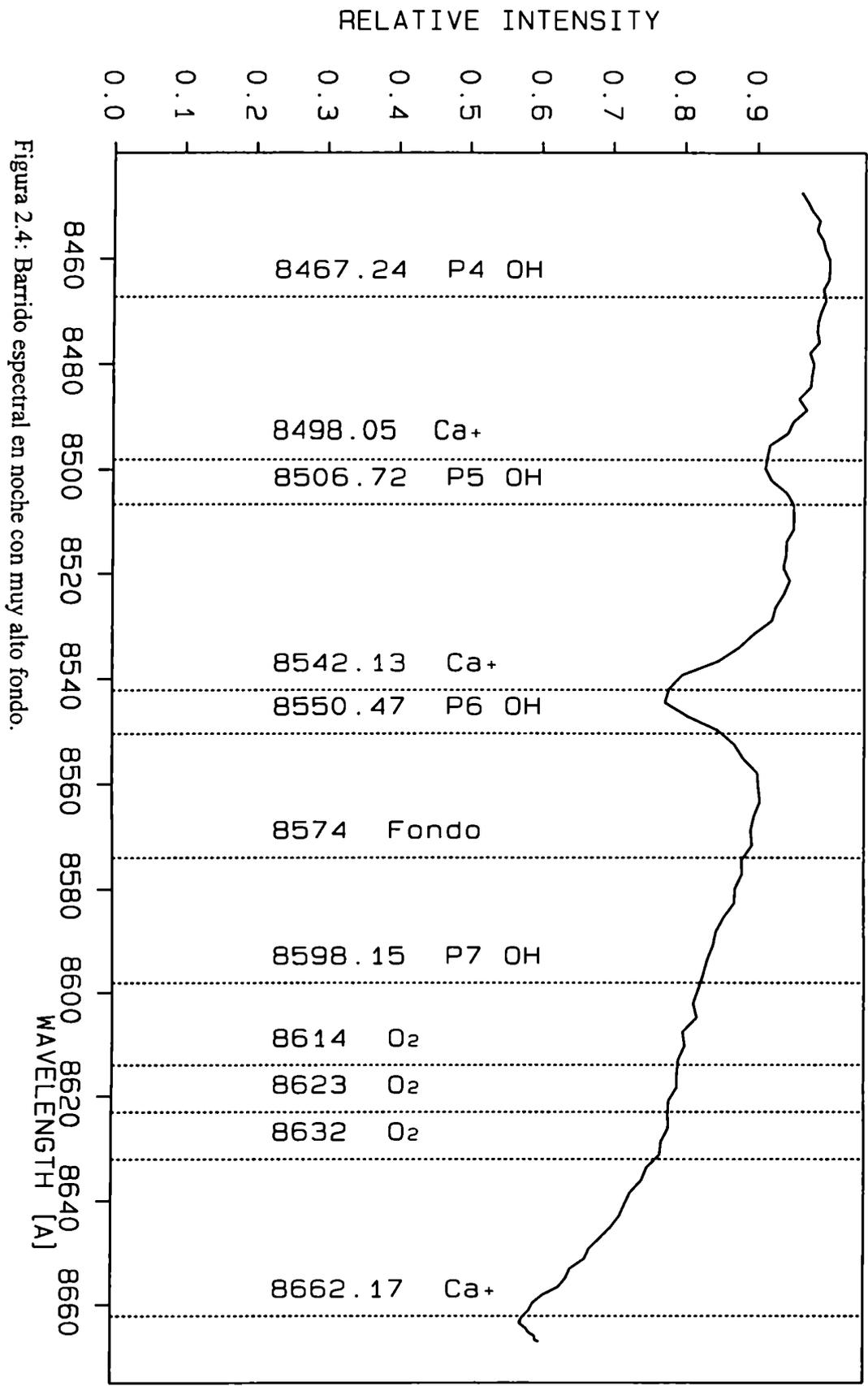


Figura 2.4: Barrido espectral en noche con muy alto fondo.

medidos en noches sin presencia de la Luna y su valor exacto no es muy crítico. Con esta corrección se ha eliminado la correlación entre los altos fondos y las temperaturas de OH, inclusive en situaciones donde el fondo supera en varias veces las intensidades medidas I_m . De todos modos, se ha usado el criterio de rechazar los datos cuyos I_m sean menores a G'_4 , para garantizar la buena calidad de los datos. Por la mayor distancia de las líneas de Fraunhofer a las posiciones de muestreo del O_2 , el efecto es mucho menor para esta banda, que para el OH.

Capítulo 3

Mediciones realizadas

3.1. Campañas de mediciones

Se han realizado 7 campañas de mediciones, 5 de las cuales fueron hechas en el Observatorio Astronómico "El Leoncito", Provincia de San Juan, (32°S , 69°W) y corresponden a los periodos 22.6.84 - 26.6.84, 26.6.86 - 14.7.86, 26.10.86 - 10.11.86, 14.9.87 - 30.9.87 y 10.10.92 - 26.10.92. Los datos de la campaña de 1984 (cinco noches) no son utilizados en el presente trabajo por tener un nivel de ruido en las temperaturas más elevado que en las otras campañas, al tratarse de las primeras pruebas del instrumento. Tampoco se utilizan los datos obtenidos en la ciudad de Buenos Aires en algunas noches de Diciembre de 1988. Desde el 18.1.90 hasta el 14.3.90 se ha medido desde el campo de lanzamientos de cohetes "El Arenosillo", Huelva, España (37°N , 7°W) en el contexto de la campaña internacional DYANA ("DYnamics Adapted Network for the Atmosphere" [Offermann, 1991]).

En el trabajo de Scheer y Reisin [1990] se hizo un primer relevamiento de los datos de las campañas de El Leoncito de 1986 y 1987, con respecto a las variaciones nocturnas lentas, los promedios nocturnos y los promedios de campañas. En el presente capítulo se extiende este relevamiento para incluir las campañas de El Arenosillo en 1990 y de El Leoncito en 1992. A diferencia del trabajo mencionado, aquí se presentan las intensidades extrapoladas a la banda entera (ver capítulo anterior), y no las limitadas al rango espectral observado.

La Tabla 3.1 resume la cantidad de temperaturas rotacionales medidas en cada una de las campañas para las capas de O_2 y OH. En lo que sigue de este trabajo, se utilizan las abreviaturas LEO por El Leoncito, y ARE por El Arenosillo. Las fechas dadas corresponden a las del inicio de la noche, aún en los casos donde los datos comienzan recién después de la medianoche. No hubo datos utilizables por razones meteorológicas en las noches del 25.1.90, 6.2.90, 8.2.90, 2.3.90, 3.3.90 y 7.3.90. En la noche del 9.3.90 hay datos utilizables sólo para el OH. En las noches 8.11.86 y 24.10.92 no se ha

medido por razones técnicas. La tabla indica el total de noches con mediciones correspondientes a cada campaña y el total de pares de temperaturas obtenidas.

Todas las mediciones fueron hechas bajo permanente vigilancia nuestra, controlando las condiciones de visibilidad en el cenit y el correcto funcionamiento del espectrómetro. A partir de esto, se ha podido hacer una cuidadosa selección de los datos empleados, garantizando así la calidad de los mismos. La cantidad de temperaturas así elegidas son indicadas por separado para el O₂ y el OH, como también el porcentaje con respecto al total medido.

Tabla 3.1: Cantidad de noches, temperaturas medidas y temperaturas usadas en este trabajo, para O₂ y OH.

Campaña	Noches	T. Medidas	T. Usadas O ₂	%	T. Usadas OH	%
LEO 26.06.86-14.07.86	19	6443	6169	96	6196	96
LEO 26.10.86-10.11.86	15	3974	3871	97	3874	97
LEO 04.09.87-30.09.87	17	5194	5094	98	5102	98
ARE 18.01.90-14.03.90	50	15458	10891	70	10654	69
LEO 10.10.92-26.10.92	16	3856	3636	94	3420	89
TOTAL	117	34925	29661	85	29246	84

El excelente porcentaje de aprovechamiento de datos en las campañas de LEO es el mejor indicativo de las buenas condiciones meteorológicas en ese lugar. El aprovechamiento en ARE hubiera sido menor a lo indicado en la tabla, sin la corrección para altos fondos debidos al espectro solar.

La cantidad típica de pares de temperaturas para una noche de invierno completa es de 364 mientras que para las noches más cortas (segunda campaña de 1986) es de 308.

3.2 - Variaciones nocturnas.

Las figuras 3.1 a 3.7 muestran el conjunto completo de los datos usados para

(a) temperaturas rotacionales de O_2 y OH, y (b) intensidades de banda de estas dos capas. Las curvas de las temperaturas de cada noche son corridas por 40K con respecto a la de la noche previa, para evitar solapamientos. Para las intensidades, el corrimiento entre las curvas de dos noches contiguas es de 8000 unidades relativas. Debido a la extensión de la campaña de El Arenosillo, los datos son divididos en tres figuras (3.4, 3.5 y 3.6). Para mayor claridad, los datos de temperaturas son filtrados con un filtro digital pasabajos que elimina periodos menores a 5 minutos [Scheer y Reisin, 1990]. Las unidades relativas de las intensidades de banda han sido elegidas para llevar las intensidades de O_2 y OH al mismo rango de valores. Las líneas rectas que aparecen en algunas curvas corresponden a intervalos temporales sin datos utilizables.

El aspecto más saliente de estas figuras es el diferente comportamiento de las intensidades y temperaturas de noche a noche, y también entre las distintas campañas. En la mayoría de las noches, las variaciones predominantes son de grandes periodos (mayores a 6h), como fue ya mencionado en el trabajo de Scheer y Reisin [1990] para las campañas LEO'86 y '87.

Las campañas de LEO'87 y de ARE muestran, en las variaciones lentas de las temperaturas de las dos capas, signatures similares de noche a noche que dan claros indicios de la presencia de la marea durante estas campañas. El comportamiento es más irregular en las otras campañas.

En la publicación citada se reportó una variación pico-a-pico (entendida como la diferencia entre los promedios de datos próximos al máximo y al mínimo de la noche) de 55K para las temperaturas de O_2 (el 14.9.87) y de 40K para el OH (30.9.87). Durante la campaña de ARE, variaciones pico-a-pico de 30K a 40K han sido típicas durante la mayoría de las noches para ambas capas de emisión. Aún más, entre el 15.2.90 y el 27.2.90 las variaciones han sido normalmente de 40K a 50K, alcanzando para el OH un máximo de 52K el 26.2.90.

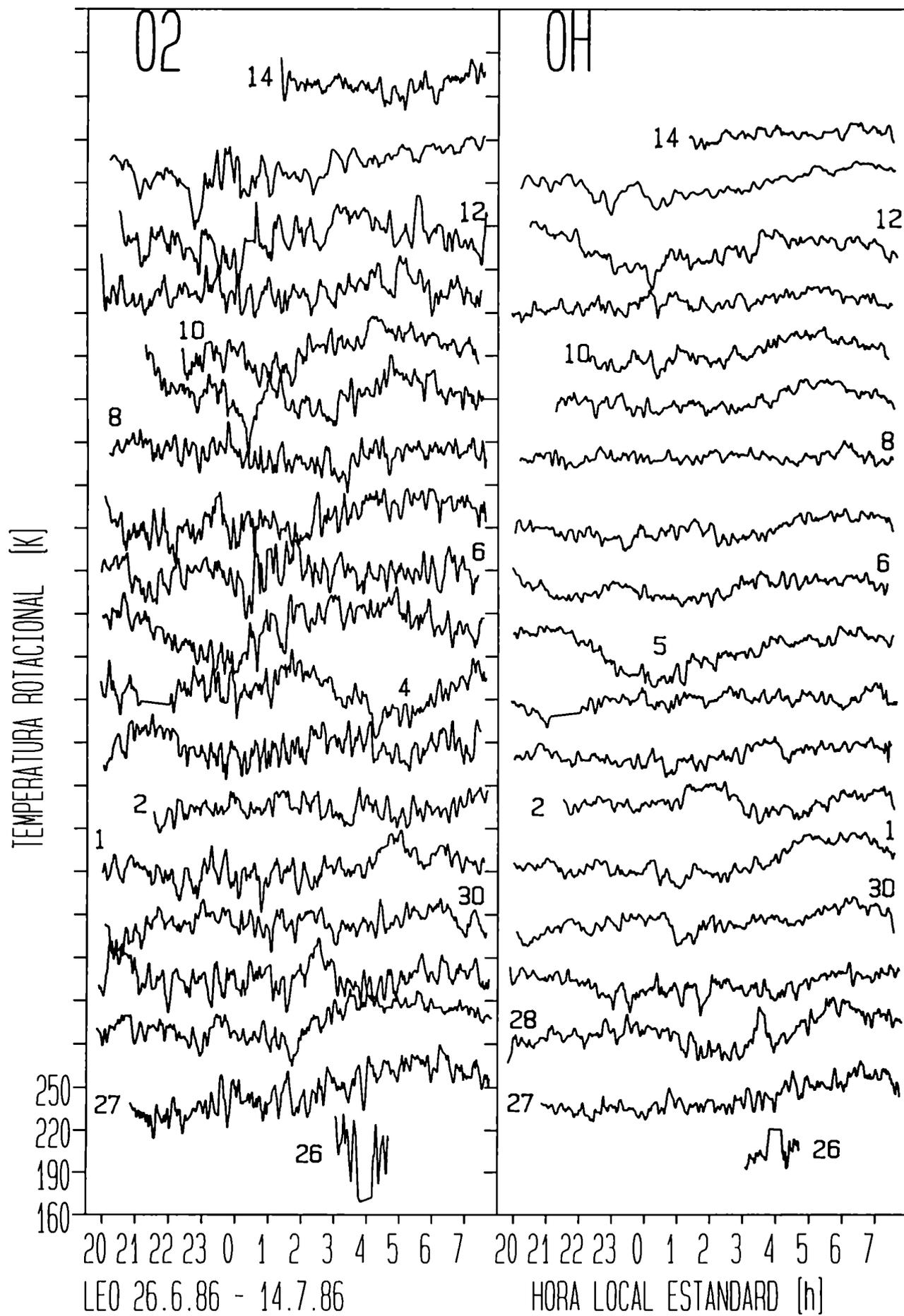


Figura 3.1.a: Temperaturas rotacionales de la primera campaña de 1986 en El Leoncito

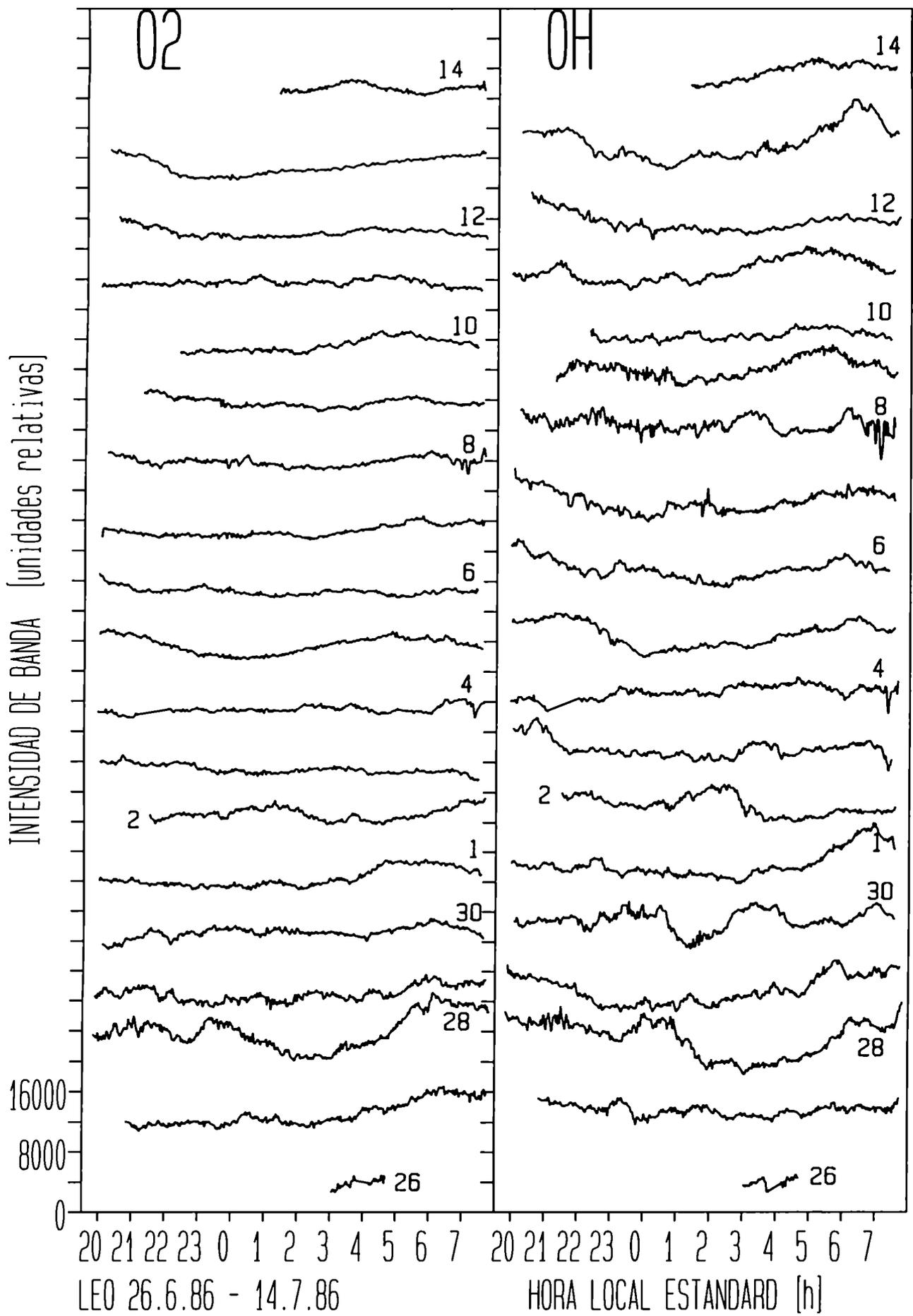


Figura 3.1.b: Intensidades de bnada para la primera campaña de 1986 en El Leoncito.

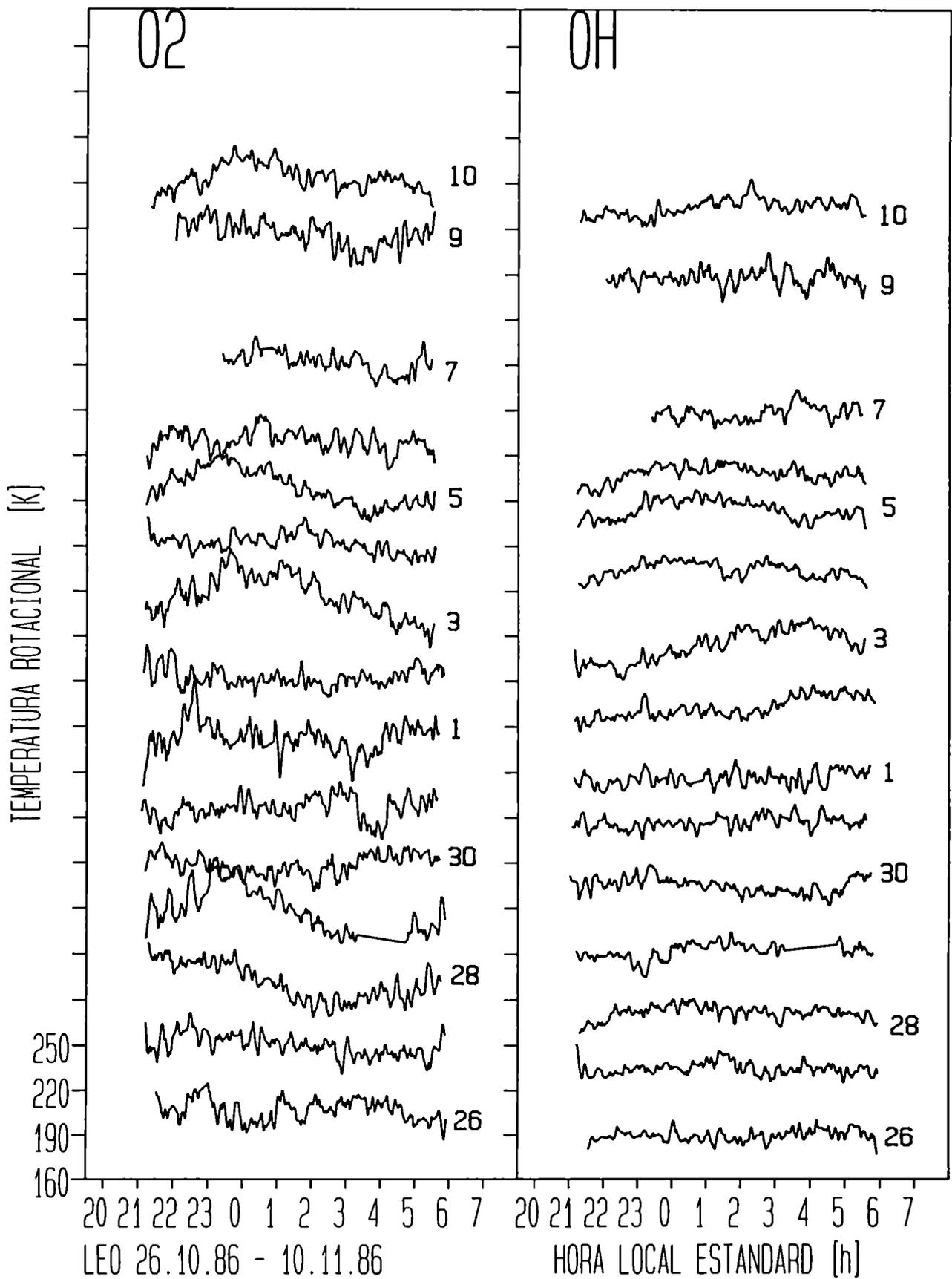


Figura 3.2.a: Temperaturas rotacionales de la segunda campaña de 1986 en El Leoncito

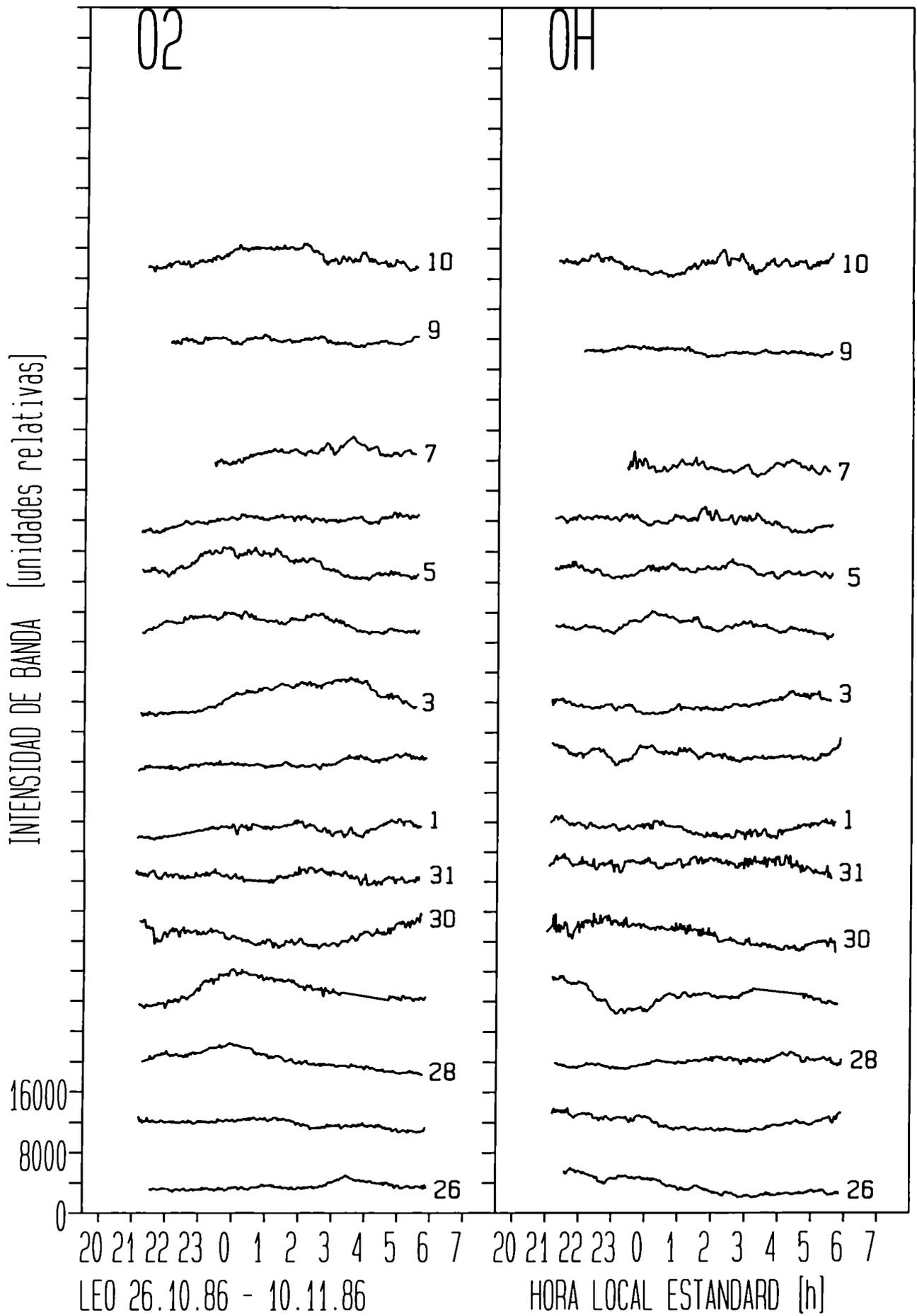


Figura 3.2.b: Intensidades de banda de la segunda campaña de 1986 en El Leoncito.

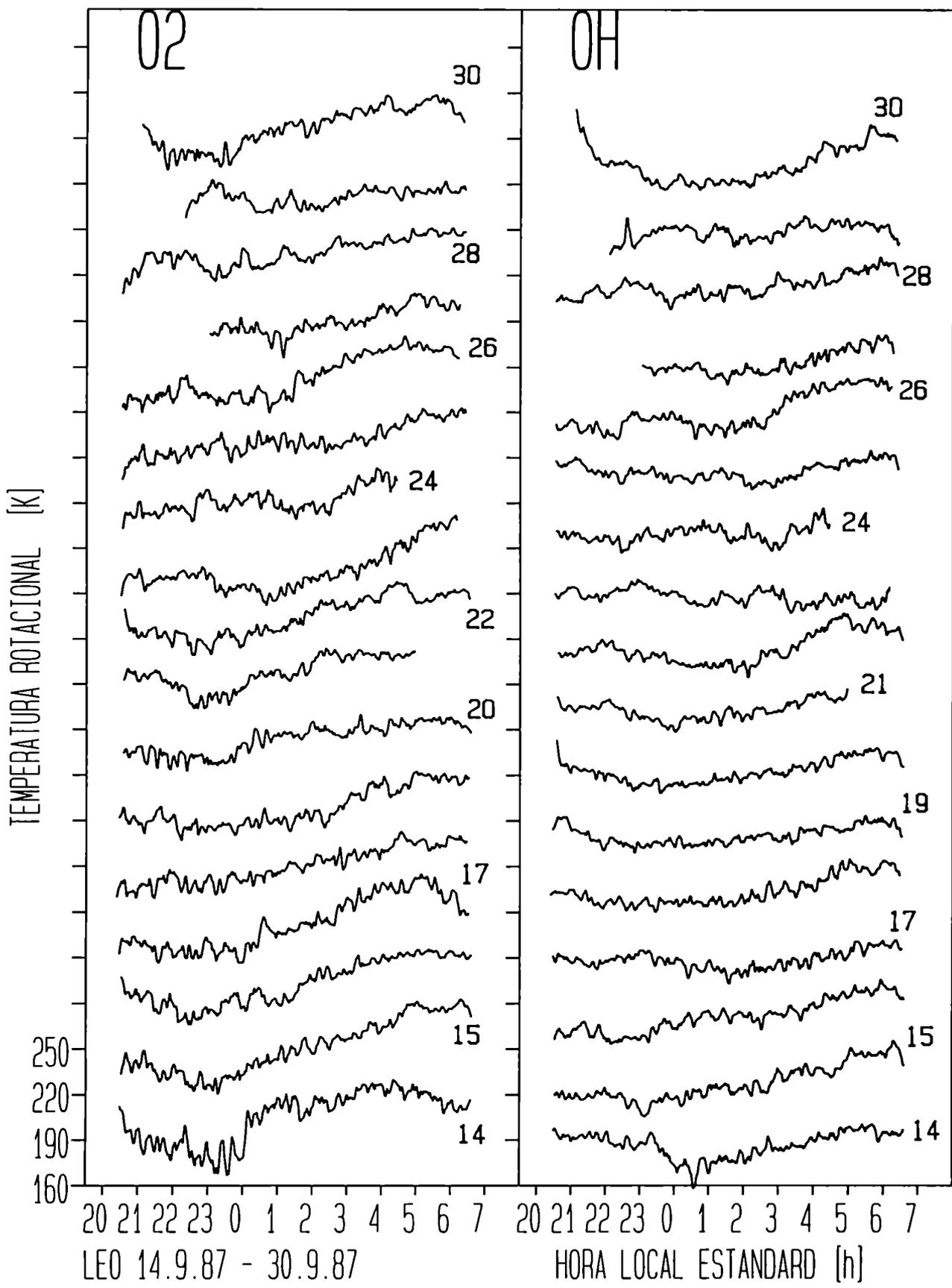


Figura 3.3.a: Temperaturas rotacionales de la campaña de El Leoncito de 1987.

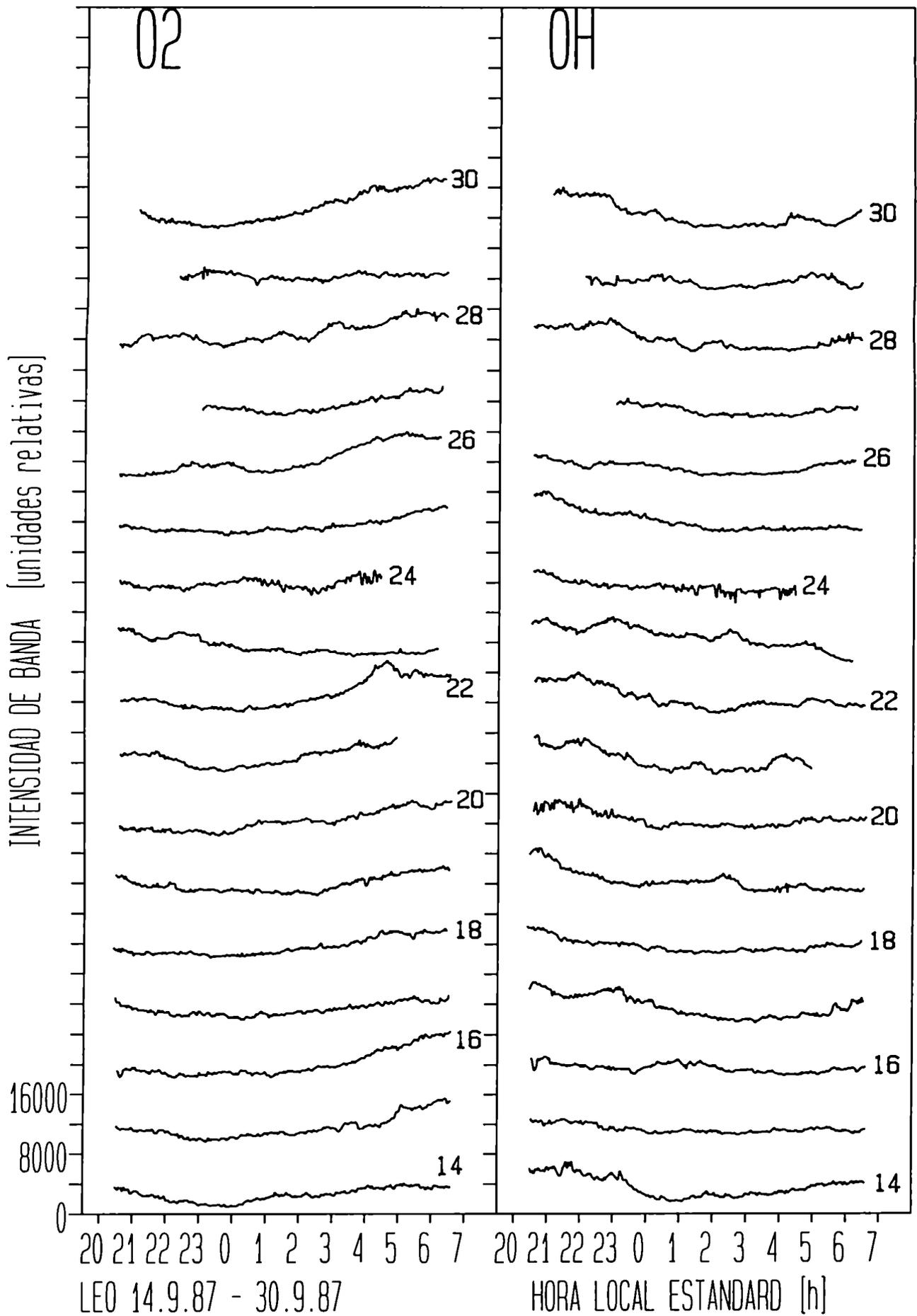


Figura 3.3.b: Intensidades de banda de la campaña de El Leoncito de 1987

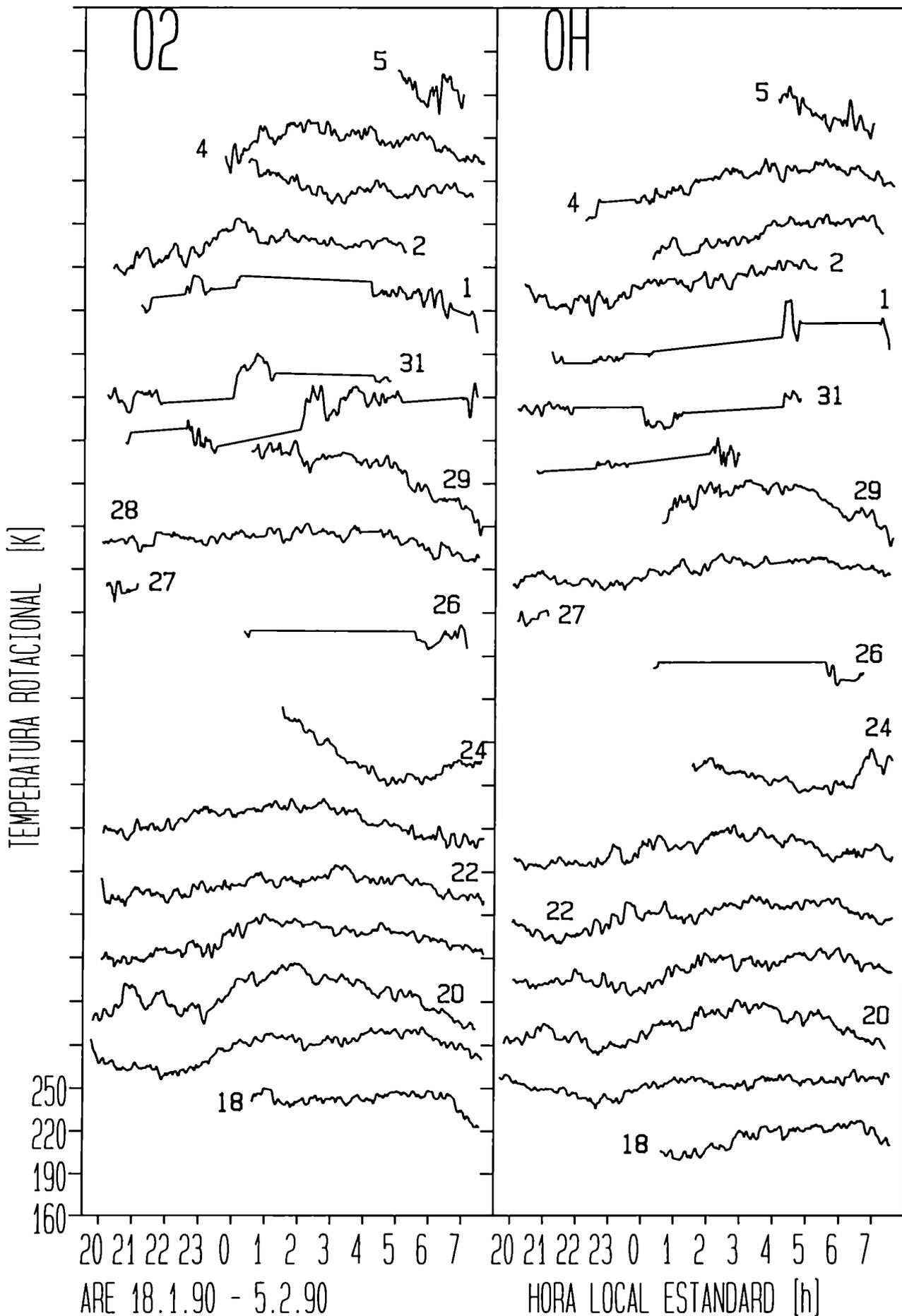


Figura 3.4.a: Temperaturas rotacionales de la campaña de El Arenosillo, 1a parte

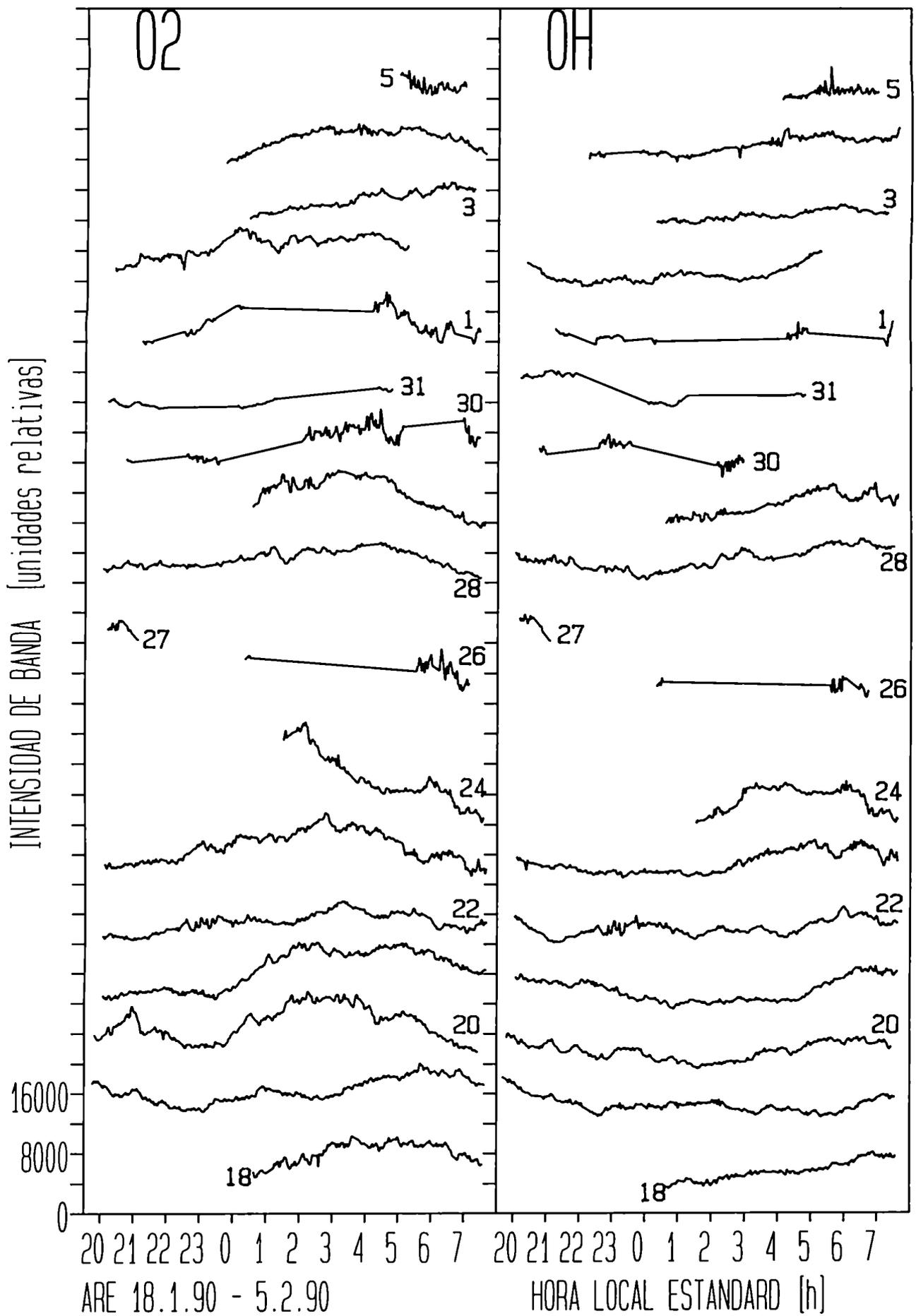


Figura 3.4.b: Intensidades de banda de la campaña de El Arenosillo, primera parte

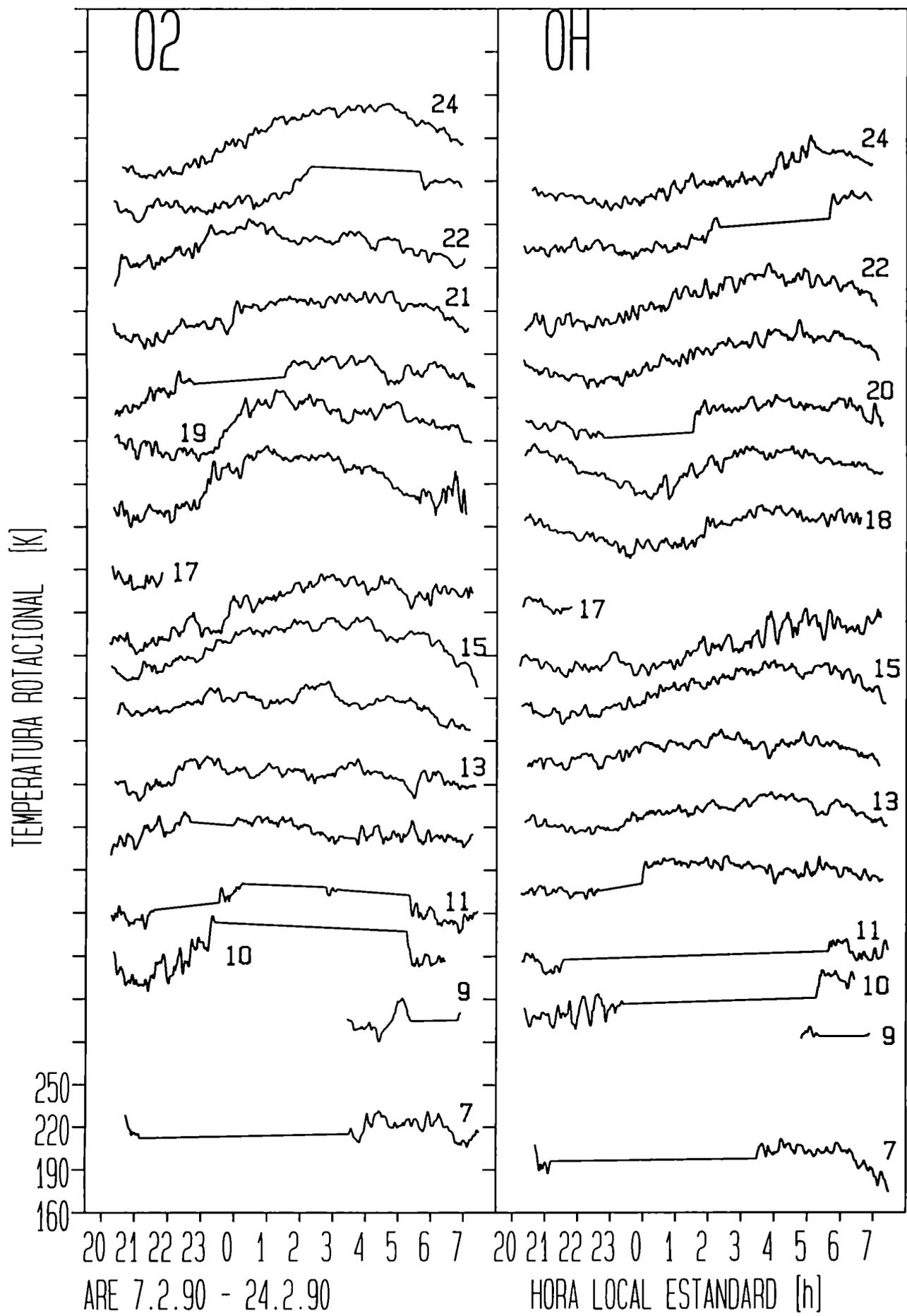


Figura 3.5.a: Temperaturas rotacionales de la campaña de El Arenosillo, 2a parte

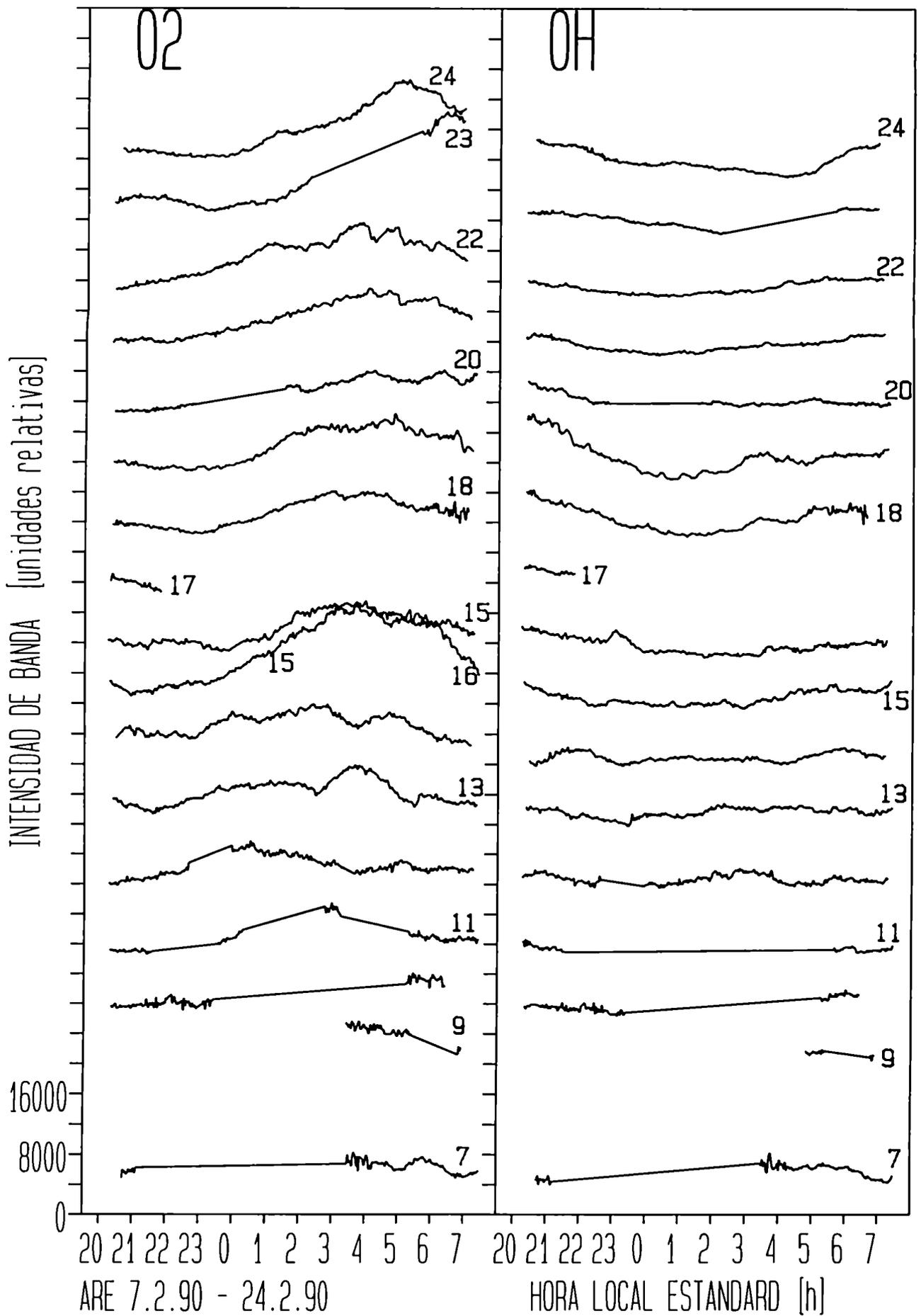


Figura 3.5.b: Intensidades de banda de la campaña de El Arenosillo, segunda parte

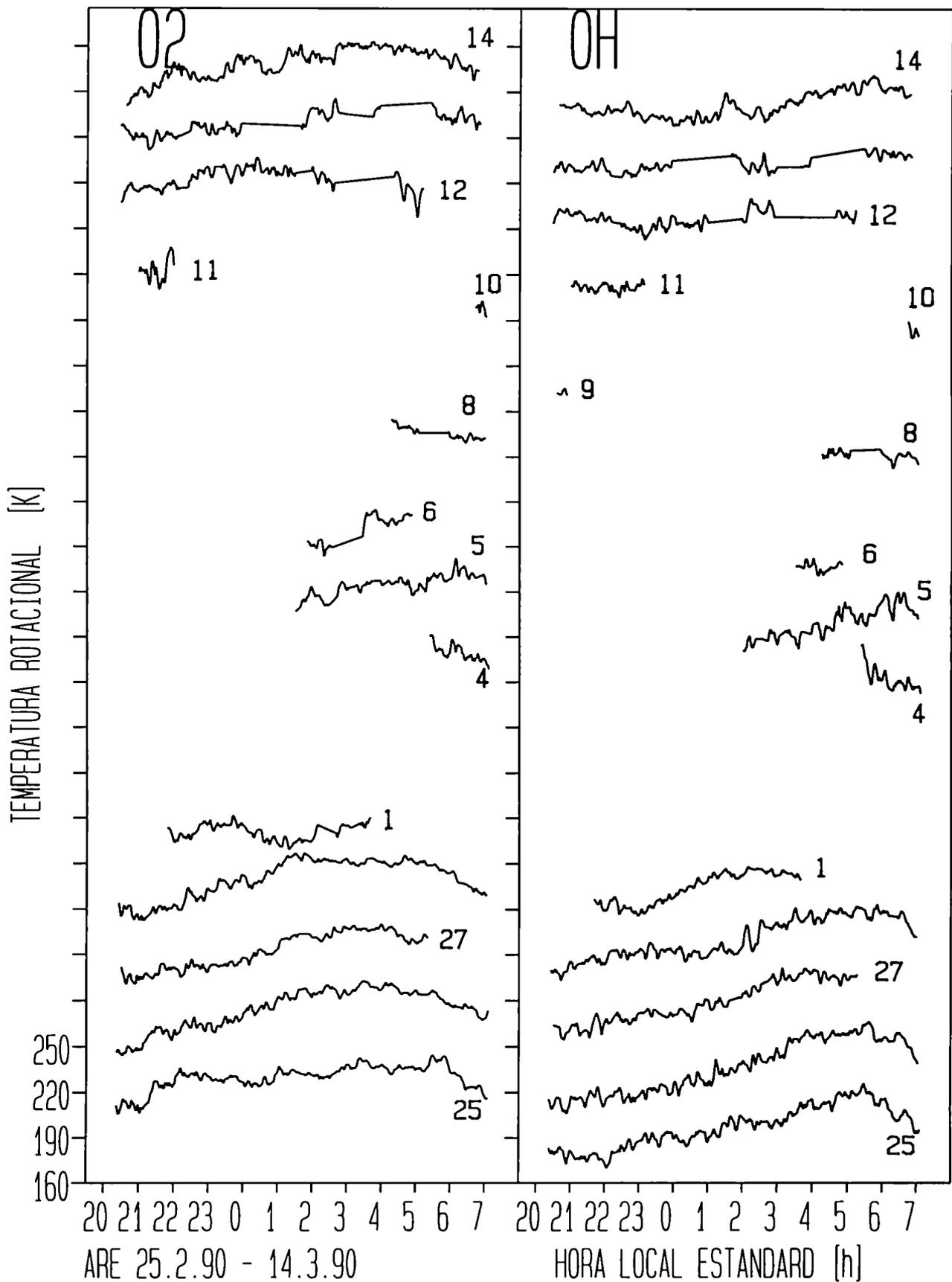


Figura 3.6.a: Temperaturas rotacionales de la tercera parte de la campaña de El Arenosillo

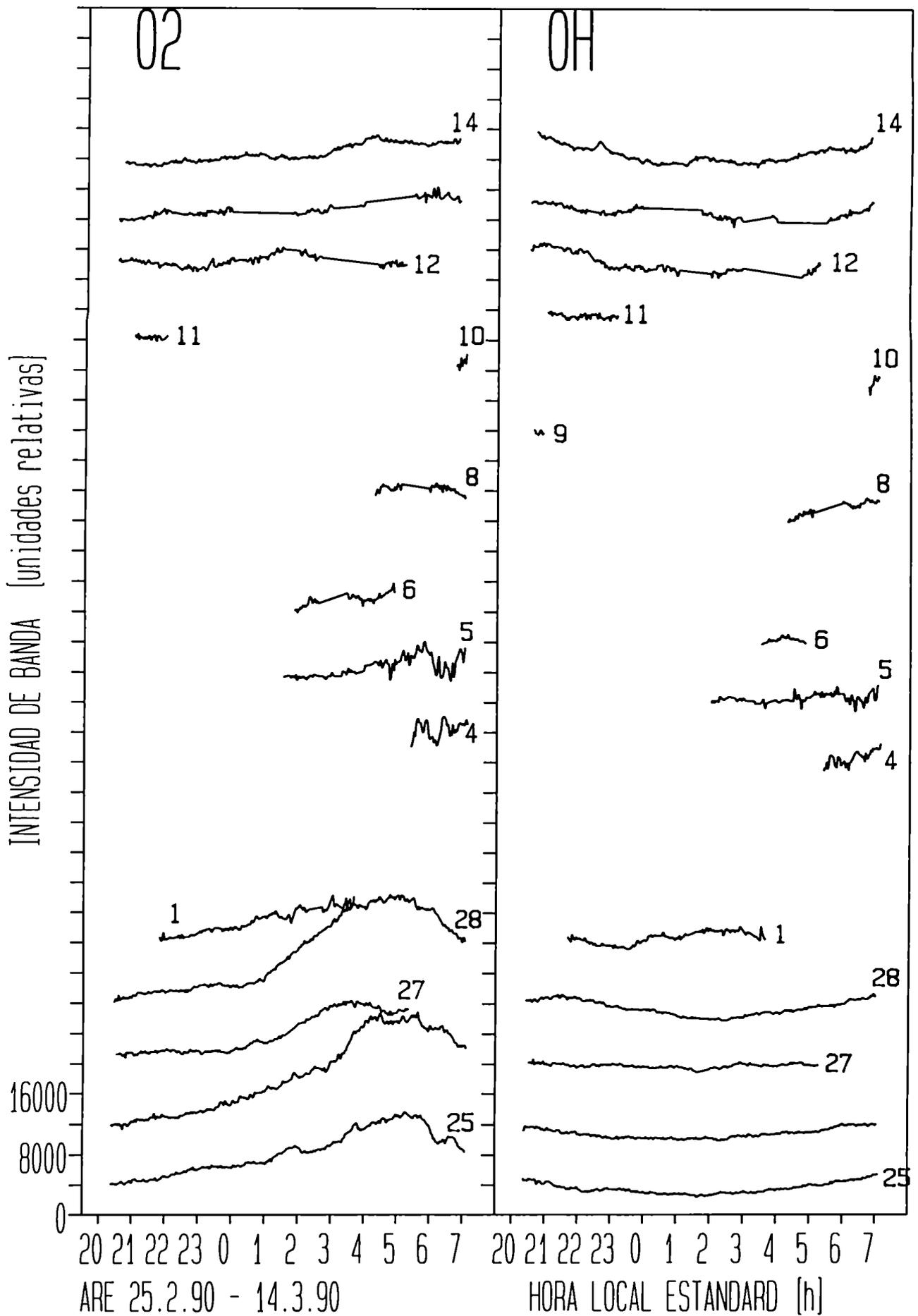


Figura 3.6.b: Intensidades de banda de la campaña de El Arenosillo, tercera parte

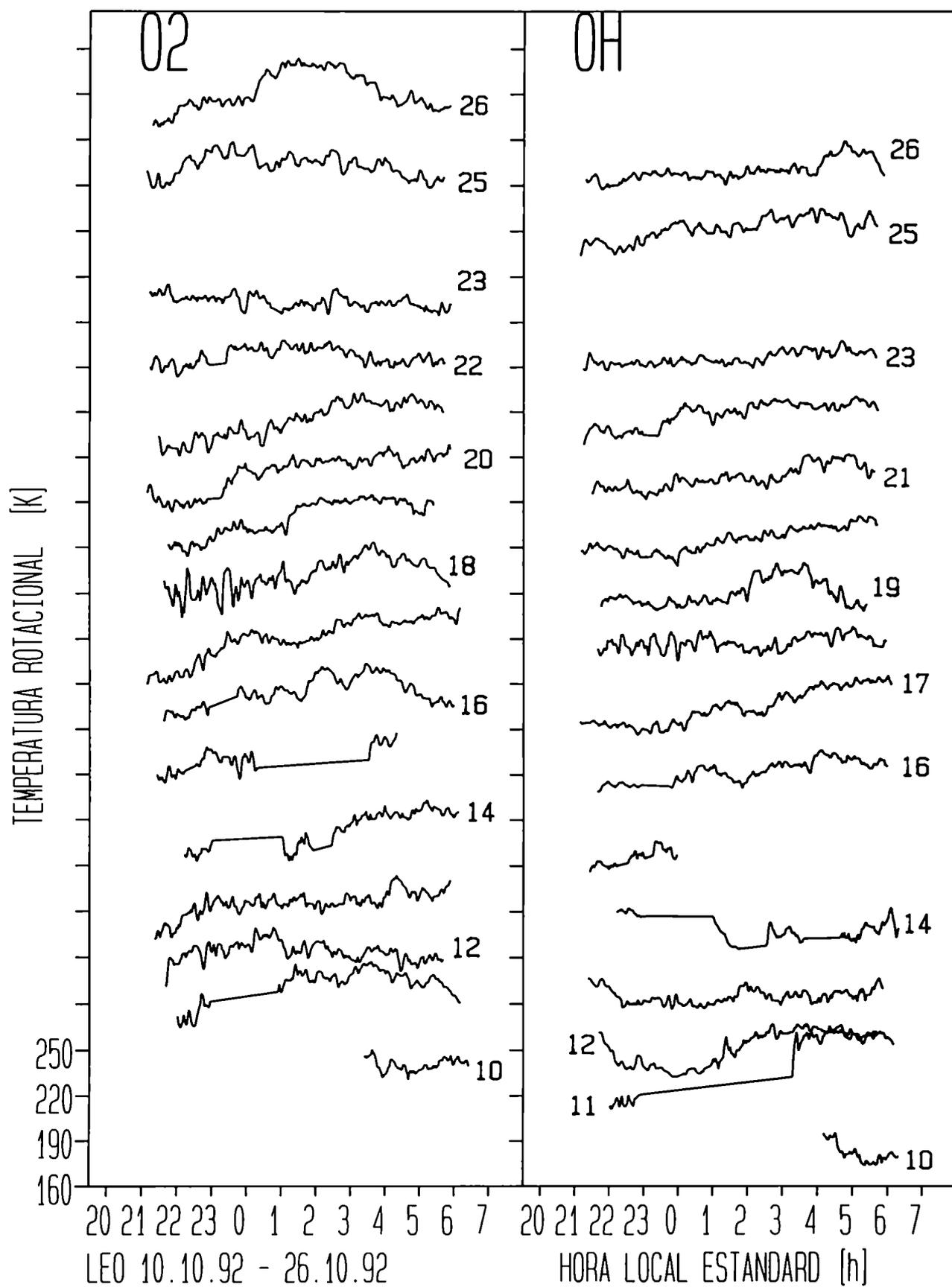


Figura 3.7.a: Temperaturas rotacionales de la campaña de El Leoncito de 1992

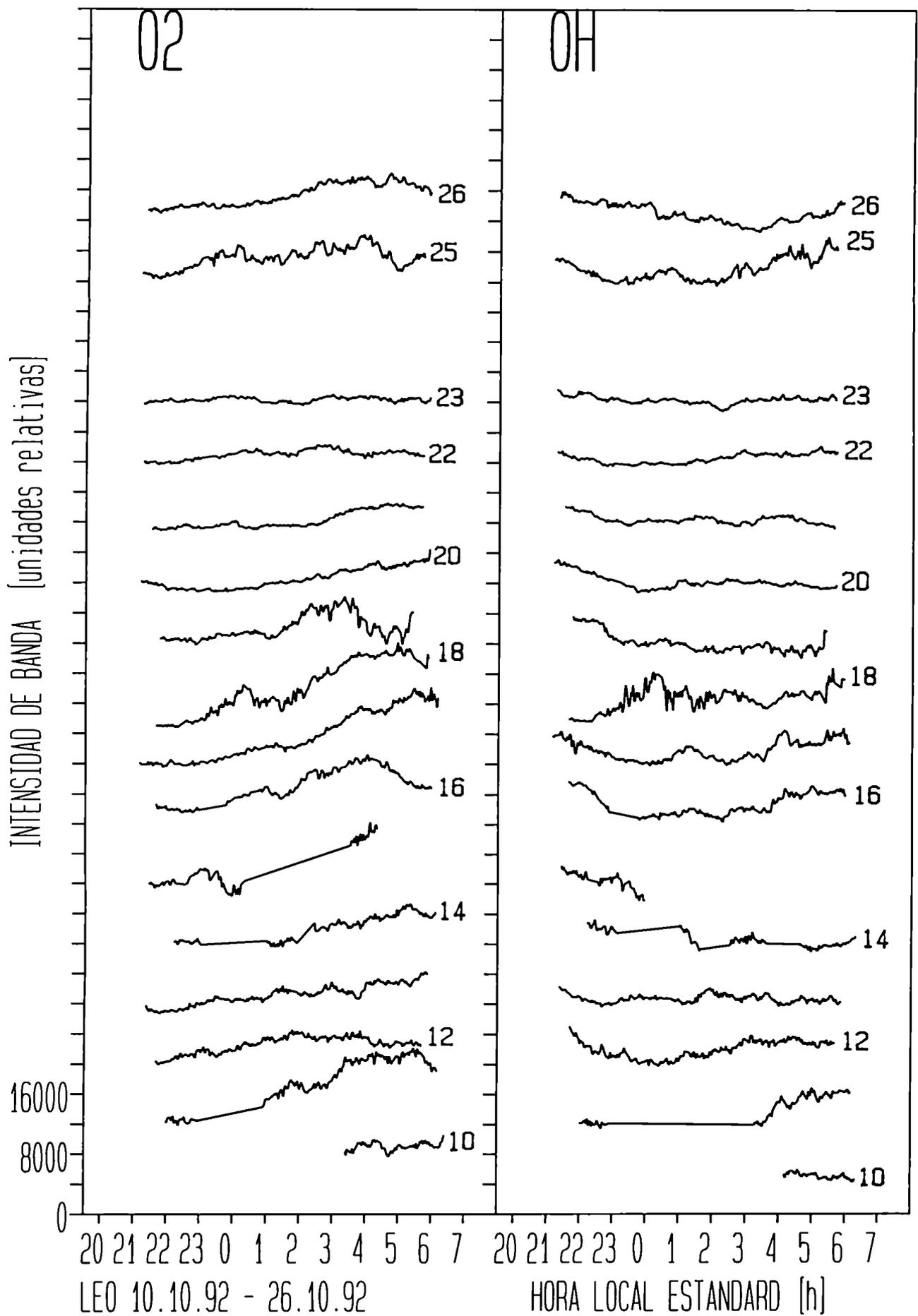


Figura 3.7.b: Intensidades de banda de la campaña de El Leoncito de 1992

La campaña de LEO de 1992 muestra, en las variaciones lentas de las temperaturas, características similares a las de la segunda campaña de 1986. Las variaciones pico-a-pico son típicamente de 20K pero también hay noches con temperaturas más constantes, especialmente en la altura de emisión del OH. Como caso extremo, el 23.10.92 tiene una variación pico-a-pico menor a 12K en ambas capas. Se confirma en muchos casos de las dos últimas campañas la precedencia de las fases en las temperaturas de O_2 con respecto a las de OH por aproximadamente 1 a 2 horas que corresponde a una velocidad de propagación vertical de fase de 5 a 10km/h [Scheer y Reisin 1990].

Con respecto a las intensidades del O_2 , en las dos últimas campañas se observa en muchos casos una baja intensidad al comienzo de la noche y un fuerte incremento que alcanza su máximo entre las 2:00 y 5:00h. Típicamente, las intensidades de O_2 crecen en un factor de alrededor de 2 en una misma noche. Las máximas intensidades se alcanzaron en ARE el 26.2.90 y 28.2.90, siendo el factor de crecimiento de 4.6 y 4.1, respectivamente. Scheer y Reisin [1990] citan un factor de crecimiento de 5 para la noche del 30.9.87. Sin embargo, este valor corresponde a intensidades medidas y no a las intensidades de banda, para las cuales el factor es 3.1.

Si bien la característica más común en las intensidades de O_2 es la gran variabilidad durante la noche, hay unos pocos casos donde esas se mantienen muy constantes durante toda la noche, destacándose el 9.11.86 y el 23.10.92. Para estas noches, se observa también muy poca variabilidad en las temperaturas rotacionales de O_2 .

Las intensidades de OH también varían en un factor de alrededor de 2 durante la mayoría de las noches. Aún en las noches más quietas (por ejemplo el 9 y 10.11.86, y el 23.10.92) las intensidades crecen por un factor de 1.5. Al igual que para el O_2 , estas noches también tienen poca variabilidad en temperaturas de OH. El factor 4 de crecimiento de intensidades reportado por Scheer y Reisin [1990] para las intensidades medidas es un poco mayor que el correspondiente para las intensidades de banda (3.6) que fue típico durante la campaña de ARE. Para el 19.2.90, el factor de crecimiento de intensidades de banda alcanzó el máximo de 5.4. La campaña más irregular en el comportamiento de las intensidades de OH de noche a noche es la de Invierno de 1986.

La mejora en el esquema de medición a partir de la campaña de 1987 (ver capítulo anterior) dio como resultado una importante reducción de ruido en las temperaturas rotacionales. Esto es claramente visible al comparar las figuras de las temperaturas en las campañas de 1986 (3.1a y 3.2a) con las restantes (3.3a -3.7a)

3.3 - Promedios nocturnos y de campañas.

Las figuras 3.8 a 3.12 muestran los promedios nocturnos para las temperaturas rotacionales (a), e intensidades de banda (b). Algunos de los puntos corresponden a promedios de noches incompletas: para la primera campaña de LEO'86 el 26.6.86 y el 14.7.86 (primera y última noche), para LEO'92 el 10, 11, 14 y 15.10.92, mientras que no hay casos para la segunda campaña de LEO'86 y la de LEO'87. La campaña de ARE tiene 30 noches incompletas: 18, 26, 27, 29, 30 y 31 de Enero, 1 a 11 de Febrero, 17.2.90 y 1 a 12 de Marzo. En las figuras, sólo se conectan con líneas los puntos de noches consecutivas, para facilitar la identificación de puntos no existentes.

Al igual que en las variaciones nocturnas, en los promedios nocturnos también se observa un comportamiento distintivo para las distintas campañas. Mientras que la primera campaña de 1986 (fig. 3.8) y la de 1987 (fig 3.10) tienen poca variación en los promedios de temperatura, la segunda campaña de 1986 (fig. 3.9) y la de 1992 (fig. 3.12) muestran variaciones de hasta 30K pico-a-pico. Por otra parte, en estas dos campañas, se observa una correlación de ambas capas. Estas variaciones podrían entonces estar vinculadas a ondas planetarias.

La campaña internacional DYANA, debido a su extensión temporal y espacial, ha permitido reunir información suficiente para el estudio de ondas planetarias. A partir de los promedios nocturnos de temperaturas de OH en cinco estaciones ubicadas en diferentes lugares, incluyendo El Arenosillo, Scheer *et al.* [1994] identificaron ondas planetarias a través del desfase en las distintas longitudes geográficas. Semejante análisis no fue posible para las otras campañas.

Los promedios nocturnos de intensidades tienen una gran variabilidad. En una misma campaña, hay noches que tienen dos veces más intensidad que otras. La campaña con menor varianza para ambas capas es LEO'87.

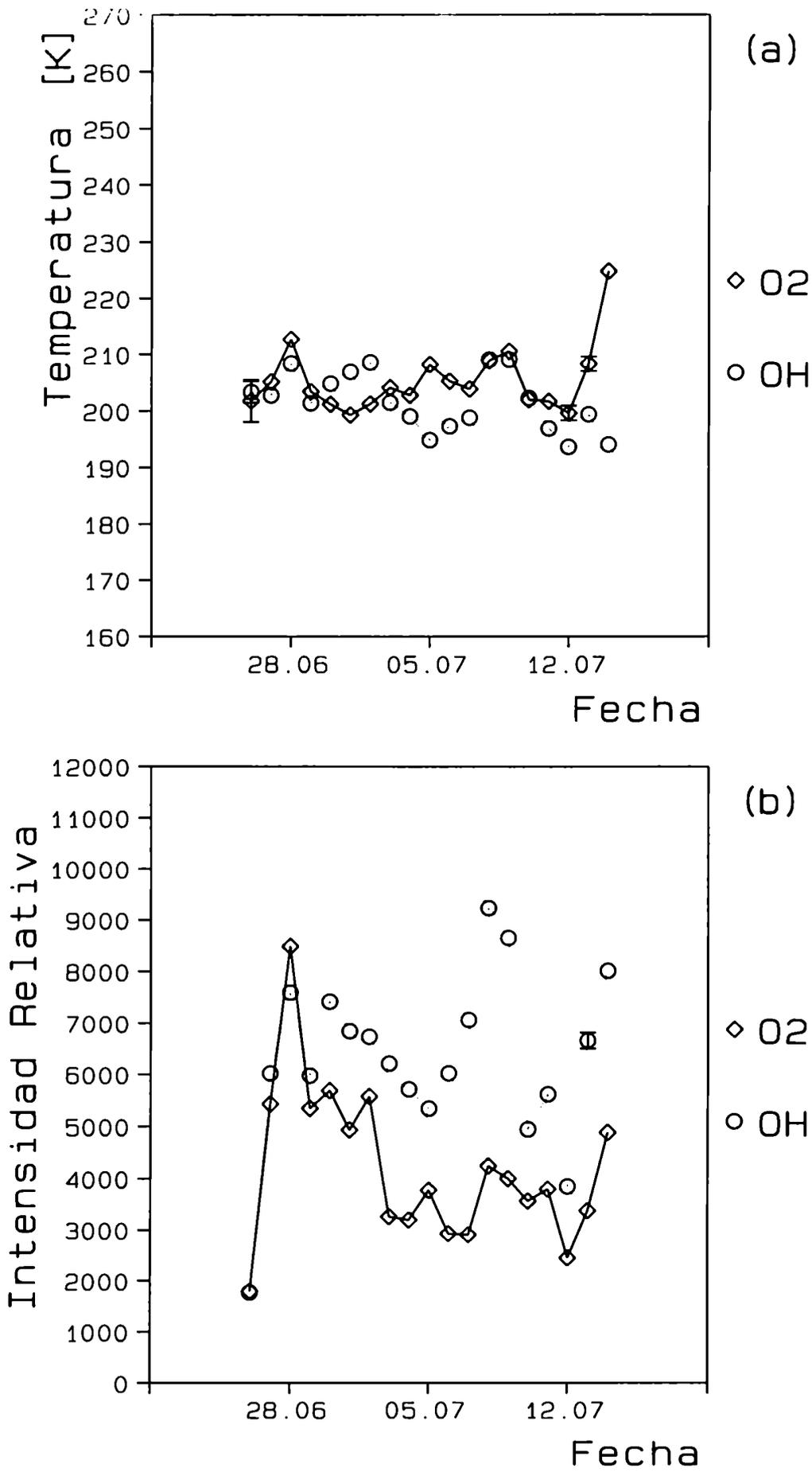


Figura 3.8: Promedios nocturnos de temperaturas rotacionales (a) e intensidades de banda (b) de la primera campaña de El Leoncito de 1986

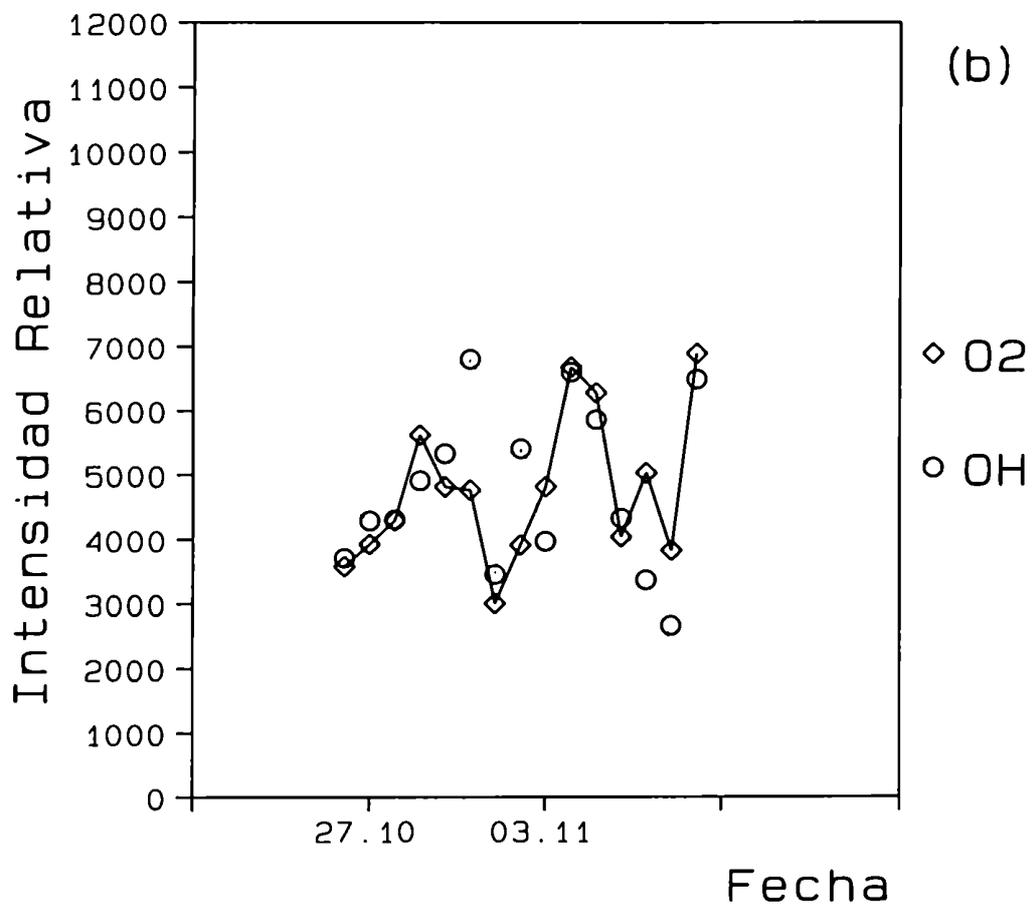
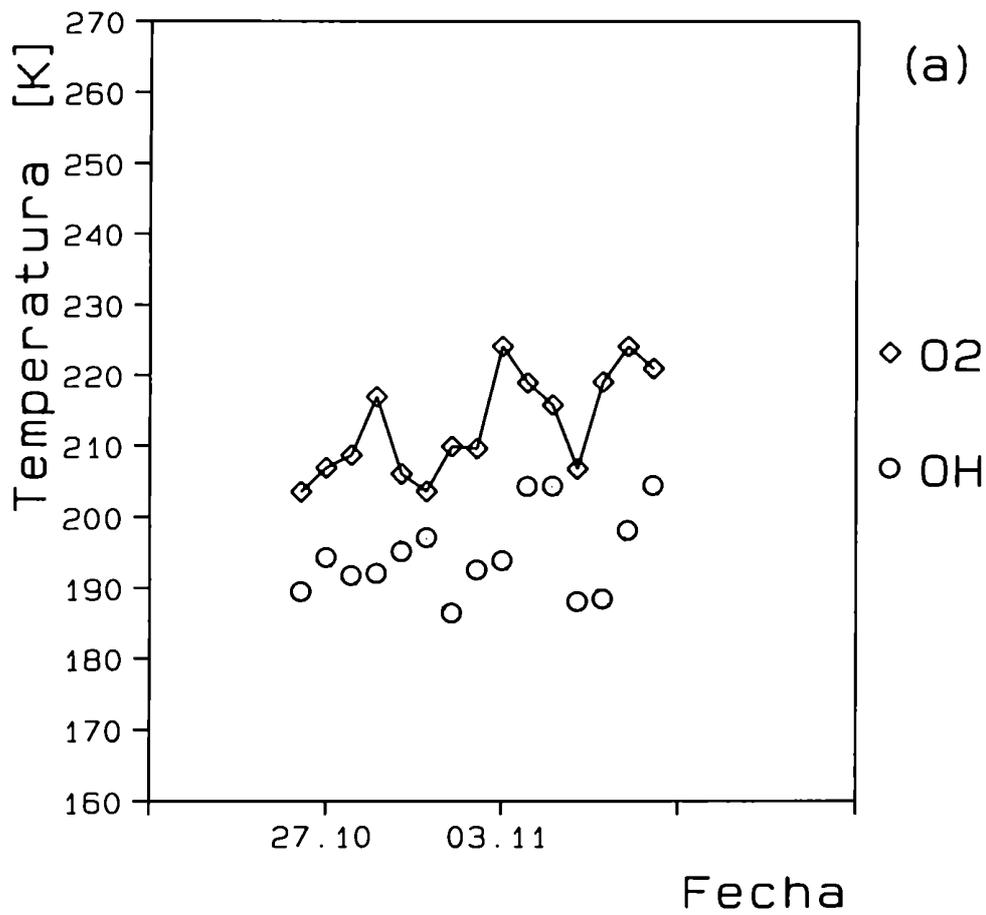


Figura 3.9: Promedios nocturnos de temperaturas rotacionales (a) e intensidades de banda (b) de la segunda campaña de El Leoncito de 1986

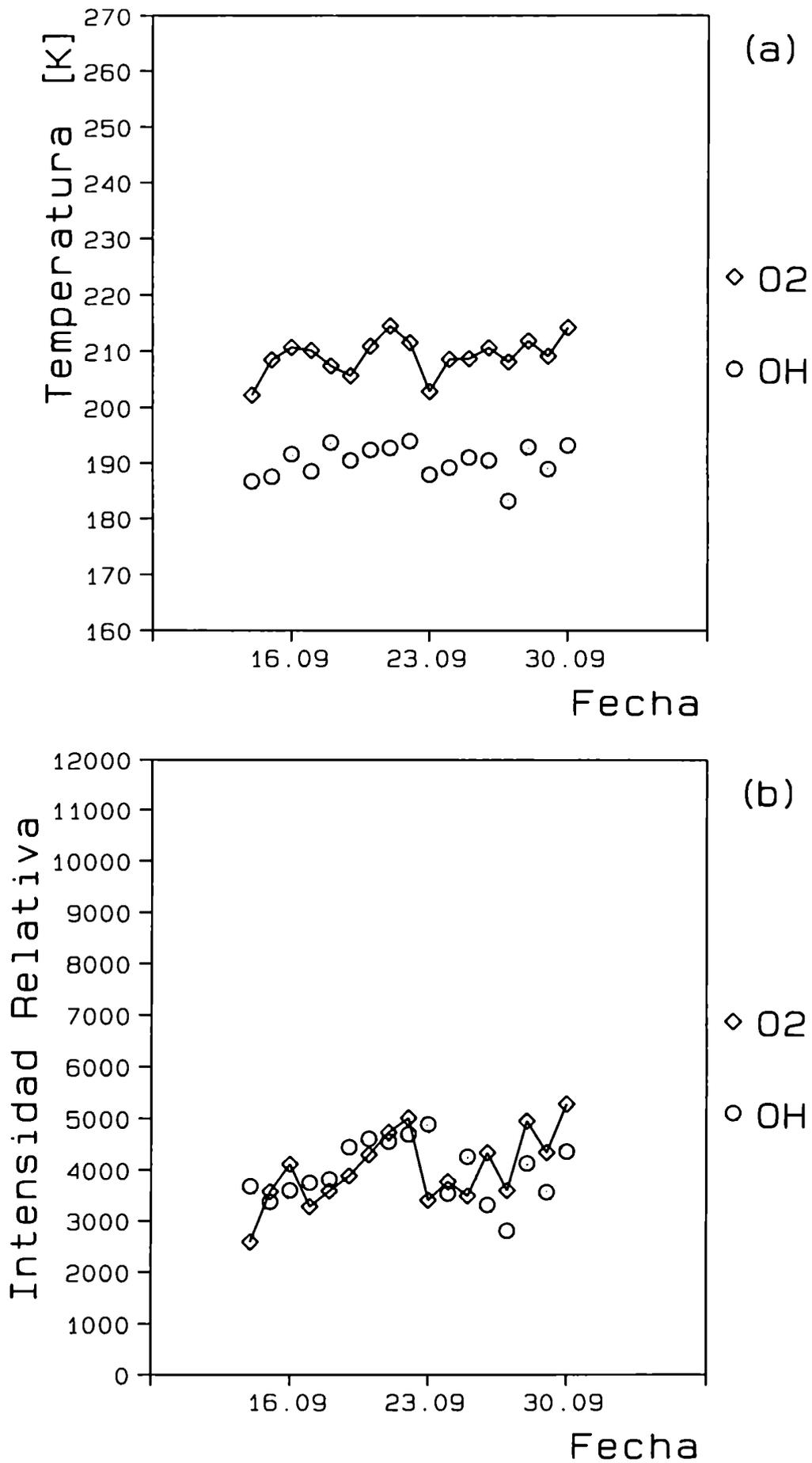


Figura 3.10: Promedios nocturnos de temperaturas rotacionales (a) e intensidades de banda (b) de la campaña de El Leoncito de 1987

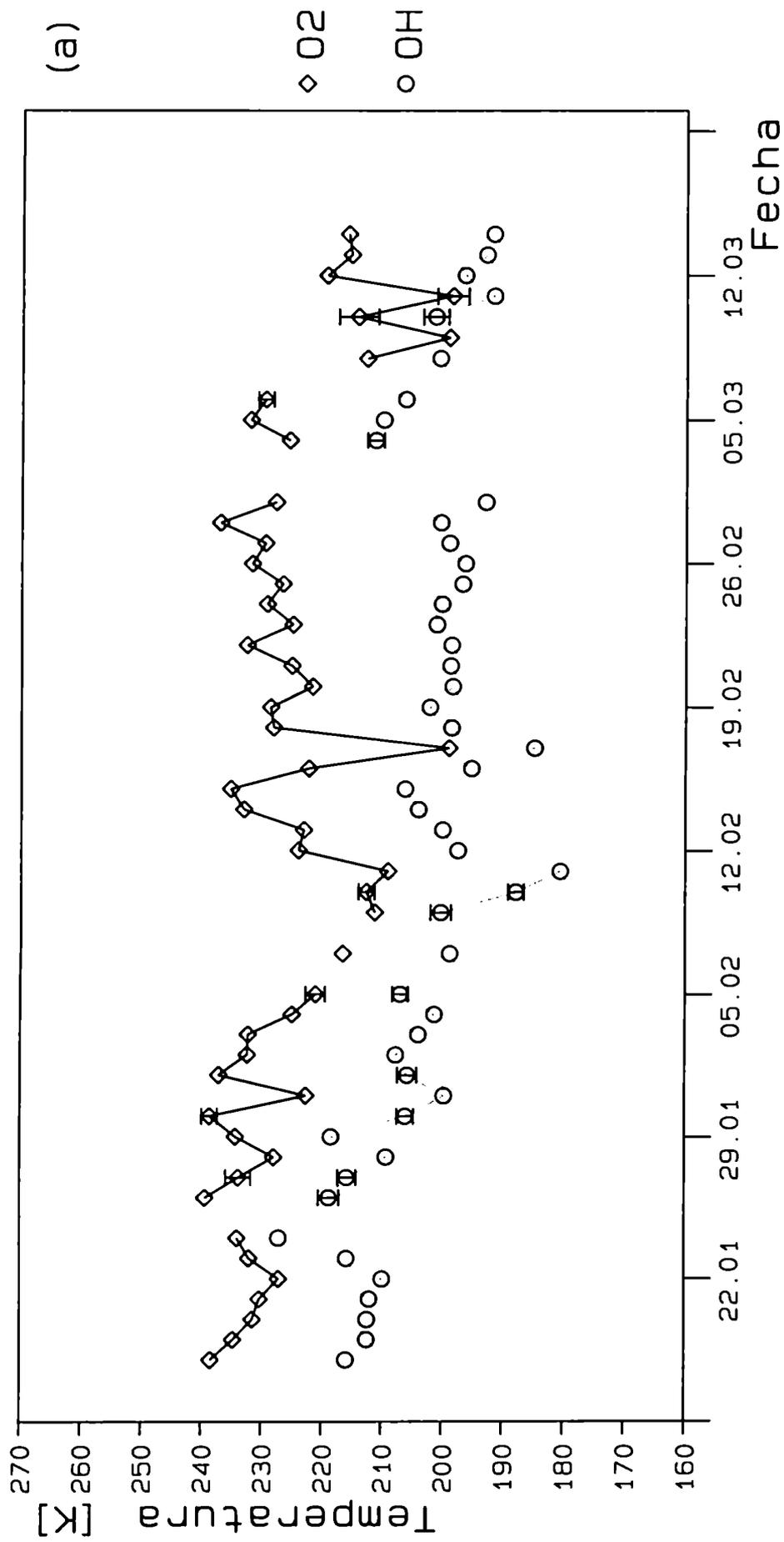


Figura 3.11.a: Promedios nocturnos de temperaturas rotacionales de la campaña de El Arenosillo de 1990

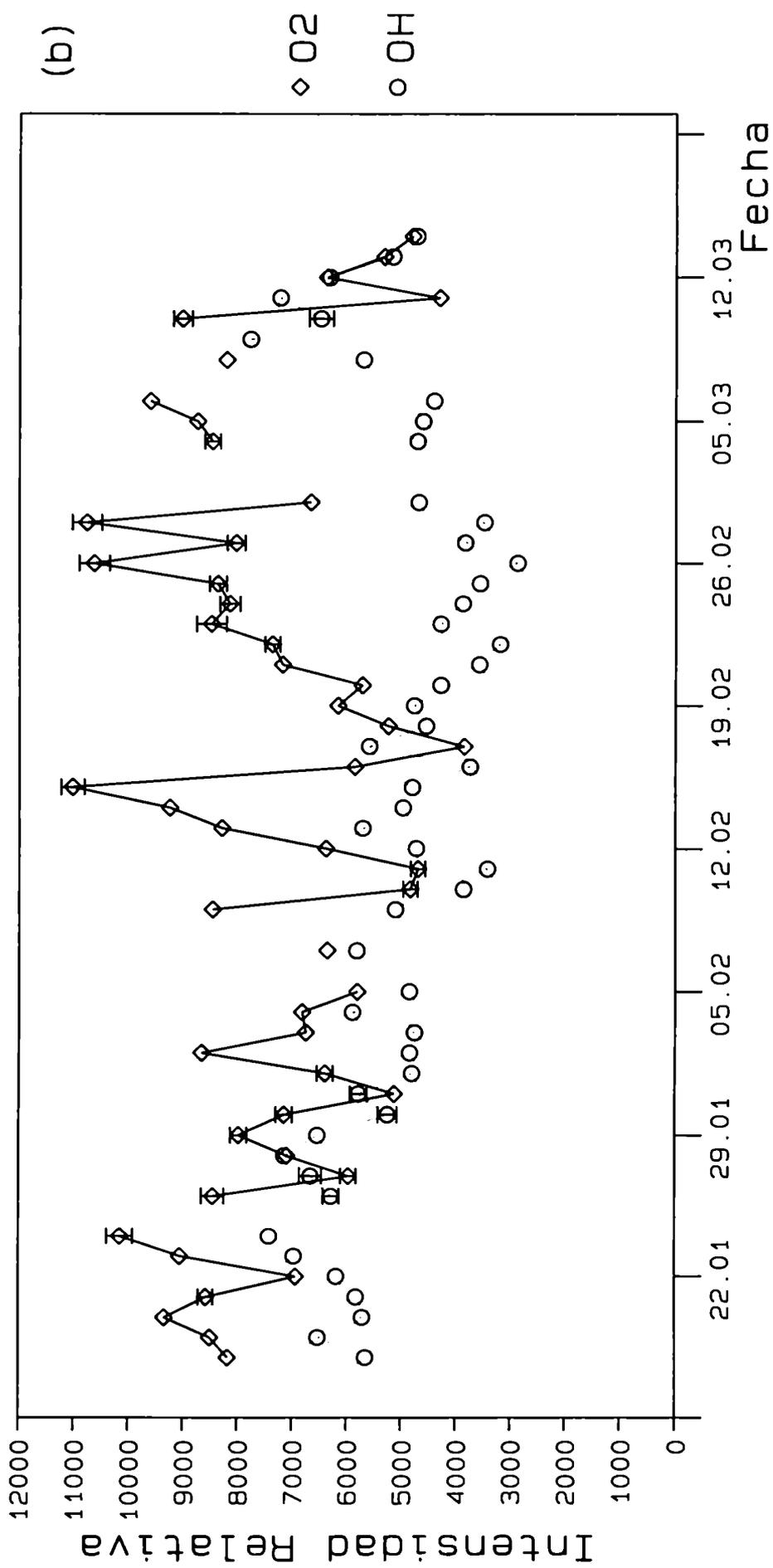


Figura 3.11.b: Promedios nocturnos de temperaturas rotacionales de la campaña de El Arenosillo de 1990

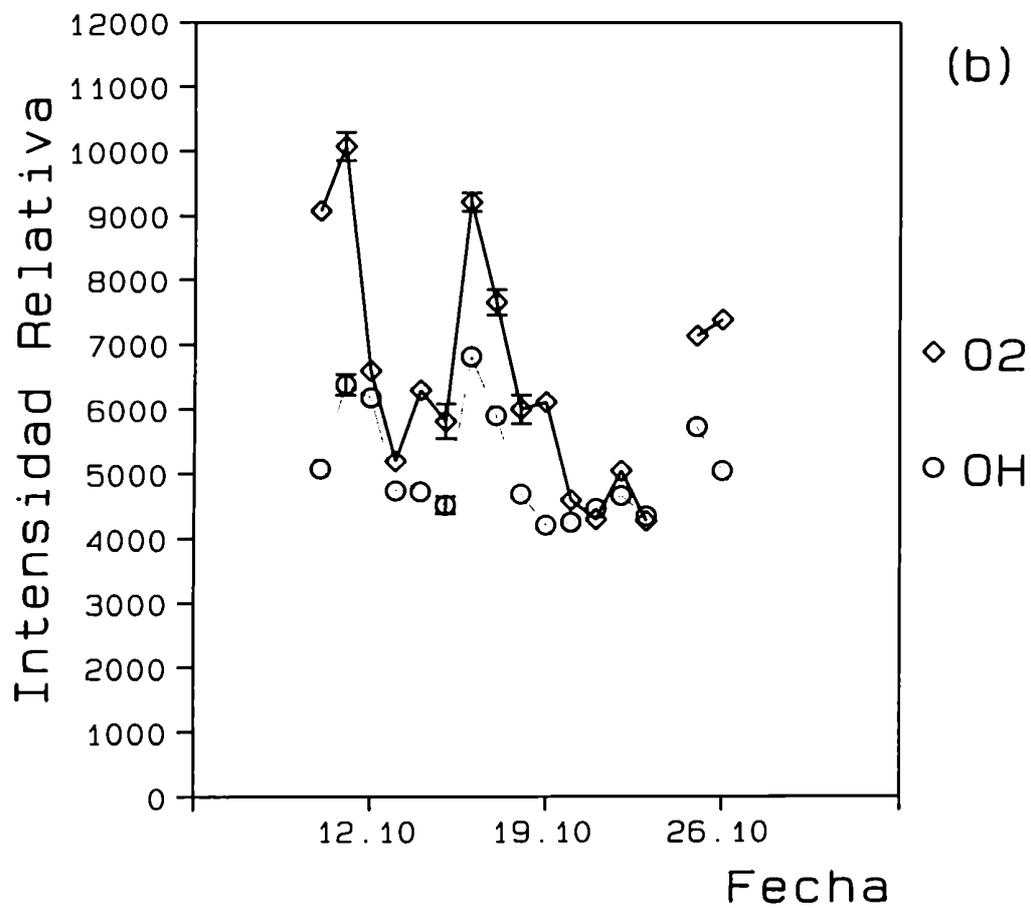
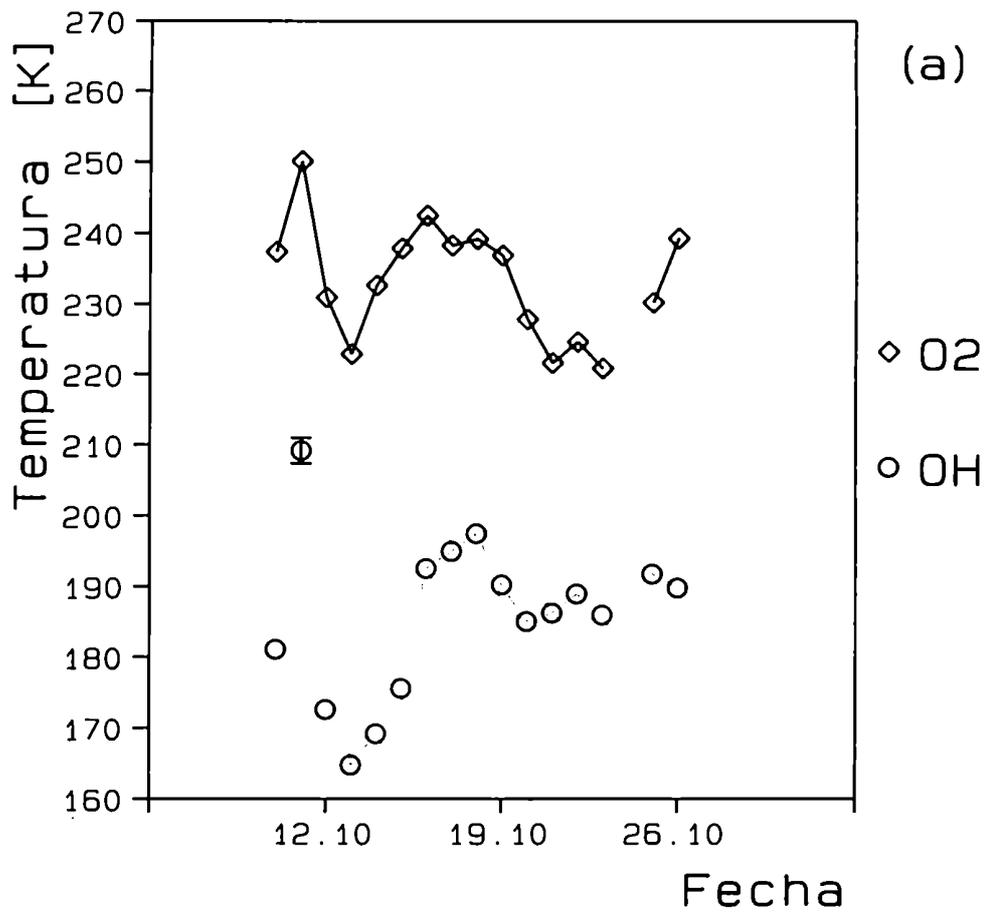


Figura 3.12: Promedios nocturnos de temperaturas rotacionales (a) e intensidades de banda (b) de la campaña de El Leoncito de 1992

La tabla 3.2 resume los promedios de temperaturas rotacionales e intensidades de banda por campaña.

Las temperaturas e intensidades de banda de O_2 han tenido un fuerte incremento en las dos últimas campañas. Esta variación no es un efecto instrumental, pues tanto temperaturas como intensidades han sido corregidas con recalibraciones para cada campaña. La explicación más satisfactoria es la correlación con la actividad solar. Este tema está siendo analizado para una próxima publicación.

Tabla 3.2: Promedios de temperaturas rotacionales e intensidades de banda por campaña.

Campaña	Temp. O_2	Temp. OH	Int. O_2	Int. OH
LEO 26.06.86-14.07.86	207.7	202.3	4365.3	6518.8
LEO 26.10.86-10.11.86	215.6	194.6	4749.7	4806.6
LEO 04.09.87-30.09.87	211.8	190.2	4007.5	3987.9
ARE18.01.90-14.03.90	230.9	203.1	7670.8	4993.7
LEO 10.10.92-26.10.92	236.5	186.4	6403.6	5104.4

Para la capa de OH, en cambio, no se nota ninguna tendencia particular. Las temperaturas máximas se alcanzan en las campañas de invierno, tal como se espera en esta altura. También en el nivel medio de intensidades de banda hay mucha variación entre campañas. En la campaña con la máxima intensidad, la primera de 1986, la intensidad fue un 63% mayor que la campaña de mínima intensidad, la de 1987.

Capítulo 4

Método para el análisis espectral de los datos

La confiable identificación de los parámetros de ondas gravitatorias en series de datos temporales es problemática y depende en gran parte de las características del método de análisis espectral usado. Hay que considerar que los datos no son equidistantes, son ruidosos y posiblemente no son estacionarios.

4.1 - Dificultades con diversos métodos

Se discutirá brevemente distintas alternativas para el análisis espectral.

El método clásico de transformada discreta de Fourier (DFT) requiere datos equidistantes y tiene baja resolución espectral. El uso de funciones de ventanas y/o suavizados para reducir la aparición de picos espectrales secundarios introduce un grado de libertad que afecta los resultados deteriorando aún más la resolución espectral.

El método de máxima entropía [ver, por ej., Ulrych y Bishop, 1975], aunque tiene mayor resolución en frecuencia, también requiere datos equidistantes, el resultado depende del largo de filtro de predicción elegido y el método no da información de amplitud y fase. En este trabajo se utiliza este método como una forma alternativa para el estudio de las pendientes espectrales.

La transformada de Gabor [1946] si bien puede resolver el problema de la no estacionaridad padece de los mismos inconvenientes que el DFT.

El método de wavelets [por ej. Morlet *et al.*, 1982] también promete resolver la no estacionaridad pero utiliza bases no convencionales difíciles de comparar con los modelos existentes, y especialmente, sus resultados son fuertemente dependientes del desfasaje entre la wavelets y los datos.

El método denominado "Singular Spectral Analysis" (SSA) [ver Vautard y Ghil, 1989] requiere también de datos equidistantes. SSA calcula filtros adaptivos que descomponen los datos en series temporales ortogonales entre sí. Sin embargo, estos filtros son difíciles de interpretar debido a la cantidad y al mutuo solapamiento de sus bandas de transmisión.

El problema de los datos no equidistantes puede resolverse mediante un método de interpolación (lineal, spline cúbico, etc.) aunque esto puede afectar el espectro, especialmente en las altas frecuencias.

En lo que sigue, se describirá un método que resuelve automáticamente la mayoría de las mencionadas dificultades. El método incluye la determinación de fase y amplitud, funciona con datos no equidistantes y tiene alta resolución en frecuencia. No requiere ni ventaneo para eliminar picos secundarios, ni elección de largo de filtros, ni estimación previa de cantidad de picos espectrales. Dado que el método trabaja bien con pocos datos, el problema de la posible no estacionaridad puede resolverse considerando intervalos temporales cortos.

4.2. - El periodograma Lomb-Scargle (LS):

Lomb [1976] y Scargle [1982] publicaron un periodograma generalizado que resuelve los dos problemas principales del método clásico: localiza mucho más precisamente los máximos ("picos") espectrales y funciona con datos no equidistantes. Este método se emplea mucho desde que se publicaron programas que permiten su directa utilización [Press y Teukolsky, 1988; Press y Rybicki, 1989]. Por ser la base del algoritmo que finalmente he implementado conviene describir este método más detalladamente.

Lomb y Scargle llegan, si bien por caminos distintos, a la misma fórmula para su periodograma generalizado

$$P_x(\omega) = \frac{[\sum x_j \cos \omega (t_j - \tau)]^2}{\sum \cos^2 \omega (t_j - \tau)} + \frac{[\sum x_j \sin \omega (t_j - \tau)]^2}{\sum \sin^2 \omega (t_j - \tau)} \quad (4.1)$$

donde ω es la frecuencia angular (una variable continua), x_j son los datos (con su promedio restado) correspondientes a los tiempos t_j (que no tienen la restricción de ser equidistantes), las sumas se hacen para $j = 0 \dots N-1$ (la cantidad de datos), y τ está definido por

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\sum \sin(2\omega t_j)}{\sum \cos(2\omega t_j)} \quad (4.2)$$

El parámetro τ es una sustitución para evitar la aparición de términos cruzados de senos y cosenos [Lomb, 1976].

En el caso equidistante y para las frecuencias armónicas de Fourier el periodograma Lomb-Scargle (LS) coincide con el periodograma clásico.

Lomb llega a su resultado haciendo un ajuste por el método de cuadrados mínimos, donde los datos son expresados como

$$x_j = a \cos \omega (t_j - \tau) + b \sin \omega (t_j - \tau) + \varepsilon_j \quad (4.3)$$

donde ε_j son los residuos después de haber restado el senoide de los datos originales.

La diferencia entre la suma de los cuadrados de los x_j y las de los ε_j es igual a $P_x(\omega)$. Por lo tanto, al restar el senoide con la frecuencia correspondiente al máximo de $P_x(\omega)$ se logra la máxima reducción en la suma de los cuadrados. El correspondiente senoide representa el mejor ajuste a los datos, respecto a este criterio. La posición de este máximo puede ser determinada con una precisión no limitada por el espaciado entre las frecuencias armónicas de los periodogramas clásicos.

Como resultado adicional, Scargle [1982] deduce la siguiente expresión para la probabilidad de falsa alarma

$$P_r = 1 - \{1 - \exp(-P_x(\omega)/2\sigma_o^2)\}^M \quad (4.4)$$

donde σ_o^2 es la varianza total de los datos y M es el número de frecuencias independientes (igual a N , en el caso equidistante). $M = N$ es una buena aproximación para varios casos de datos no equidistantes [Horne y Baliunas, 1986].

P_r representa la probabilidad que datos puramente ruidosos generen un pico con potencia no menor a P_x . Aceptando la existencia de al menos una oscilación, esta fórmula deja de tener validez [Horne y Baliunas, 1986].

4.3 - Modificaciones al periodograma LS:

El periodograma LS, a pesar de su sencillez, permite resolver en la práctica situaciones que otros métodos no pueden resolver, ya que, como se ha mencionado en la sección anterior, tiene buena resolución en frecuencia y no requiere de datos equidistantes. Sin embargo, los trabajos citados de Lomb y Scargle se limitan a detectar sólo la frecuencia de una única componente espectral. Esta limitación excluye la mayor parte de los casos en la práctica, donde los fenómenos tienen múltiples oscilaciones, como es también el caso de las ondas atmosféricas. En lo que sigue, se describirá como se extienden las ideas originales de Lomb y Scargle para construir un algoritmo capaz de superar esta limitación.

El objetivo del método consiste en calcular un conjunto mínimo de picos espectrales (dados por sus frecuencias, amplitudes y fases) que ajusten bien los datos. Este es un concepto distinto al del espectro Fourier, donde los datos son representados *exactamente* por el conjunto de $N/2$ componentes espectrales en las frecuencias armónicas. Si se pretende representar con DFT las principales oscilaciones, descartando las componentes armónicas de Fourier de menor amplitud, la aproximación obtenida, en general, no es óptima

La extensión al periodograma LS está caracterizada por tres rasgos adicionales:

- i) Determinación de amplitud y fase.
- ii) Periodograma modificado para la máxima reducción de varianza, y con ajuste del término constante.
- iii) Método deconvolutivo por iteraciones para el cálculo de los picos espectrales.

Nótese que lo que ii) implica una generalización al periodograma DFT, alternativa al de Lomb-Scargle. En la práctica, esto tiene sólo un efecto importante en las

bajas frecuencias y, generalmente, ambos periodogramas dan casi idénticos resultados para frecuencias medias y altas.

i) Determinación de amplitud y fase:

Lomb y Scargle no dan las expresiones para calcular la amplitud y la fase de estos picos, aunque del paper de Lomb [1976] es fácil derivar las expresiones para los coeficientes a y b de (4.3),

$$\begin{aligned} a &= \sum x_j \cos \omega (t_j - \tau) / \sum \cos^2 \omega (t_j - \tau) \\ b &= \sum x_j \sin \omega (t_j - \tau) / \sum \sin^2 \omega (t_j - \tau) \end{aligned} \quad (4.5)$$

En el periodograma modificado que se presenta a continuación, se modifican la expresiones de a y b (ec. 4.11), mientras que las expresiones siguientes (4.6), (4.7) y (4.8) siguen siendo válidas.

Se puede expresar la ec. (4.3) en términos de amplitud A y fase φ como

$$x_j = A \cos(\omega t_j + \varphi) \quad (4.6)$$

con

$$A = \sqrt{a^2 + b^2} \quad (4.7)$$

$$\varphi = -\omega \tau - \arctan(b/a) \quad (4.8)$$

y $\arctan(b/a)$ debe extenderse a los cuatro cuadrantes en la forma habitual.

ii) Periodograma modificado para la máxima reducción de varianza, y con ajuste del término constante:

Como se ha mencionado, el periodograma LS representa la máxima reducción en la suma de los cuadrados que se logra, al restar de los datos un senoide de frecuencia ω . Dado que el senoide restado, en general, no tiene promedio cero, el promedio de los datos residuales tampoco es cero, de lo que se deduce que la suma de los cuadrados de los residuos ϵ_j no es igual a su varianza. Es conveniente modificar la definición del periodograma para que represente la máxima reducción en la varianza (y no

en la suma de los cuadrados). El pico máximo en este periodograma corresponde a la frecuencia que deja menor varianza residual.

El periodograma clásico y el de Lomb implican que el término constante coincide con el promedio de los datos. Si bien esto es automáticamente garantizado para el caso de datos equidistantes y frecuencias armónicas, es, en general, una restricción innecesaria. Por eso, se puede mejorar el periodograma incluyendo el término constante en el ajuste. Esto es particularmente importante para las bajas frecuencias donde los datos cubren sólo una sección del senoide. Es en este rango espectral donde el periodograma modificado estima mejor que el de LS las componentes espectrales. En el contexto de este trabajo, la mejora es significativa, pues las componentes espectrales de gran periodo, dadas por la marea, suelen ser las principales en los datos nocturnos.

La modificación consiste entonces en reemplazar (4.3) por

$$x_j = a \cos \omega (t_j - \tau) + b \sin \omega (t_j - \tau) + K + \varepsilon_j \quad (4.9)$$

donde la única diferencia es la introducción del término constante K .

Las expresiones del periodograma modificado son (ver Apéndice A)

$$(N-1)P_x'(\omega) = a^2 [\sum (\cos \omega (t_j - \tau))^2 - (\sum \cos \omega (t_j - \tau))^2 / N] + \\ + b^2 [\sum (\sin \omega (t_j - \tau))^2 - (\sum \sin \omega (t_j - \tau))^2 / N] - \\ - 2ab \sum \cos \omega (t_j - \tau) \sum \sin \omega (t_j - \tau) / N \quad (4.10)$$

Los coeficientes a y b están dados por

$$a = A/D \quad \text{y} \quad b = B/D \quad (4.11)$$

donde

$$A = \sum x_j \cos \omega (t_j - \tau) [\sum (\sin \omega (t_j - \tau))^2 - (\sum \sin \omega (t_j - \tau))^2 / N] + \\ + \sum x_j \sin \omega (t_j - \tau) \sum \cos \omega (t_j - \tau) \sum \sin \omega (t_j - \tau) / N$$

$$B = \sum x_j \sin \omega (t_j - \tau) [\sum (\cos \omega (t_j - \tau))^2 - (\sum \cos \omega (t_j - \tau))^2 / N] + \sum x_j \cos \omega (t_j - \tau) \sum \cos \omega (t_j - \tau) \sum \sin \omega (t_j - \tau) / N$$

$$D = \sum (\cos \omega (t_j - \tau))^2 \sum (\sin \omega (t_j - \tau))^2 - \sum (\sin \omega (t_j - \tau))^2 (\sum \cos \omega (t_j - \tau))^2 / N - \sum (\cos \omega (t_j - \tau))^2 (\sum \sin \omega (t_j - \tau))^2 / N$$

El término K está dado por

$$K = -a \sum \cos \omega (t_j - \tau) / N - b \sum \sin \omega (t_j - \tau) / N \quad (4.12)$$

(El factor $N-1$ que aparece en la expresión (4.10) es debido a la definición de $P_x'(\omega)$ como la reducción de varianza. Con este factor, este periodograma es llevado a la misma escala que el de LS)

Se demuestra en el Apéndice A que para el caso de datos equidistantes, el valor de $(N-1)P_x'(\omega)$ coincide, en las frecuencias armónicas de Fourier, con el periodograma clásico.

iii) Método deconvolutivo por iteraciones para el cálculo de los picos espectrales.

Al igual que en los otros métodos, el periodograma LS (y el modificado) no están exentos de los conocidos problemas causados por la convolución del espectro verdadero con la función de ventana. Es decir, cada línea espectral se convierte en un sistema complejo de picos, análogo a la figura de difracción, causada por la distribución temporal de los datos. Para recuperar el espectro verdadero, lo ideal sería, teóricamente, calcular la deconvolución exacta, pero los algoritmos existentes requieren del conocimiento de la función de ventana y, en presencia de ruido, son muy inestables. La forma que frecuentemente se usa para reducir este problema, es el preprocesamiento de los datos mediante ventanas, filtros digitales, etc.

Una forma aproximada de deconvolución es calcular los picos espectrales iterativamente. En cada iteración se calcula los parámetros del pico máximo del periodograma. Luego, se resta a los datos x_j el senoide correspondiente al pico calculado y estos residuos constituyen los datos de la siguiente iteración, con los cuales se calcula un nuevo periodograma. Se continúa las iteraciones mientras los picos tengan amplitud significativa.

La idea de este cálculo espectral iterativo es evitar el efecto de la interferencia de los picos más importantes sobre los siguientes. Al restar el senoide, no solo desaparece el pico en la siguiente iteración, sino la totalidad de la figura de difracción correspondiente, es decir, también los picos secundarios.

En un ejemplo se ilustra este método. Se simula un conjunto de 48 datos con una suma de ocho cosinoides evaluados en tiempos con un patrón similar al de nuestras mediciones. Los datos cubren un intervalo de 6053s, con un espaciado mínimo de 109s y dejando algunos "huecos" para simular una situación con pérdida de datos. Los períodos (P), amplitudes (A) fases (φ) de los cosinoides utilizados en la simulación y los calculados (P' , A' , φ') son mostrados en la tabla 4.1. También se indican los errores relativos de las amplitudes, frecuencias y los errores absolutos en las fases de los picos encontrados. El error de fase ($\Delta\varphi$) se evalúa en el centro del intervalo temporal (t_c) para minimizar la contribución trivial producida por el error de la frecuencia, o sea

$$\Delta\varphi = \varphi' - \varphi + (\omega' - \omega)t_c \quad (4.13)$$

(esta expresión se utiliza también para evaluar la diferencia de fase entre picos coincidentes, ver capítulos 6 y 7).

Primero se observa que todas las componentes espectrales son detectadas en las primeras 8 iteraciones. Los errores en frecuencia, amplitud y fase son pequeños. El máximo error relativo en frecuencia, 5%, se produce en el pico de 4000s pero en los restantes picos hay un error del 1% ó menos. En amplitud los errores máximos son del 17% y 14%, pero en el resto oscilan alrededor del 5%. Las fases tienen errores menores a 9°.

TABLA 4.1: Períodos, amplitudes y fases (P, A, ϕ) utilizados para construir un conjunto de 48 datos no equidistantes, y los resultados del método espectral (P', A', ϕ'). También se dan los errores relativos de frecuencia ($\Delta f/f$) y amplitud ($\Delta A/A$) y los errores de fase ($\Delta \phi$) se calculan en el centro del intervalo temporal según ec. (4.13).

iter.	Utilizados			Calculados			Errores		
	P [s]	A	ϕ [°]	P' [s]	A'	ϕ' [°]	$\Delta f/f$	$\Delta A/A$	$\Delta \phi$ [°]
1	280	25	72	279	24.48	62.6	0.003	-0.0207	2.24
2	1200	25	0	1211	24.48	9.5	-0.009	-0.0208	-0.38
3	550	18	36	552	21.10	49.7	-0.004	0.1723	6.29
4	4000	10	-90	4216	9.93	-68.4	-0.051	-0.0070	5.63
5	250	9	90	250	8.39	85.6	0.001	-0.0680	-1.86
6	300	8	-45	298	7.59	-73.5	0.007	-0.0513	-2.32
7	630	5	90	632	5.29	90.9	-0.003	0.0589	-8.93
8	320	5	0	324	4.28	48.4	-0.012	-0.1442	8.62

En la figura 4.1 se muestra el periodograma normalizado por la varianza de los datos, calculado en las distintas iteraciones. La curva de arriba representa el periodograma inicial, y hacia abajo se muestran los periodogramas de las siguientes iteraciones, cada una corrida en escala para su mejor visualización e identificada con su número consecutivo. Se muestran sombreados los picos que se restan en la siguiente iteración y con líneas rayadas verticales se indican los correspondientes períodos calculados. Se indican con líneas rayadas horizontales los niveles de probabilidad de falsa alarma del 10% y 50% para la primera iteración.

El principal aspecto a resaltar en esta figura es la comparación del periodograma de la primera iteración, con los picos encontrados por el método iterativo. En el periodograma inicial hay varios picos secundarios que son efecto de la función de ventana y que mayoritariamente son eliminados en las tres primeras iteraciones. Como ejemplos se ven los inmediatos vecinos del pico de 1200s, el pico a la derecha del de 550s y varios picos a la derecha del de 280s. Algunos de estos picos secundarios tienen amplitudes mayores a los picos reales calculados a partir de la cuarta iteración. Dos de los picos (300s y 4000s) son apenas detectables en el periodograma ini-

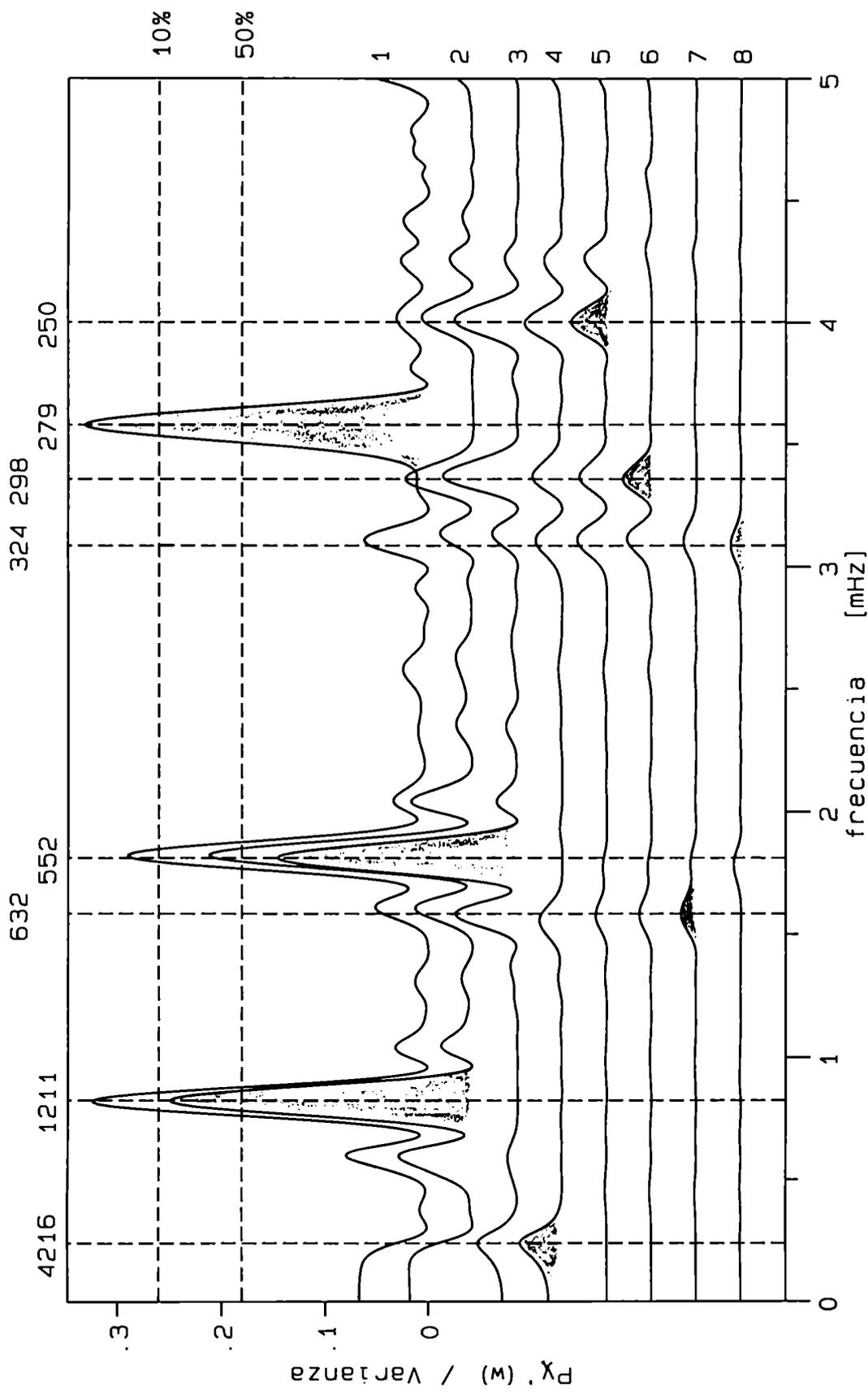


Figura 4.1: Ejemplo del desarrollo iterativo para el cálculo espectral

cial y contrariamente, otros dos picos (630s y 320s), aparecen aproximadamente en su verdadera frecuencia pero con muy exagerada amplitud.

En este ejemplo, tres picos superan la línea de probabilidad de falsa alarma del 10% y ninguno de los restantes alcanza la línea del 50%. Esto demuestra las limitaciones de este tipo de test. Además, como fue mencionado, la fórmula de Scargle no es aplicable para el caso de más de una componente espectral.

Este método iterativo no es ideal dado que no toma en cuenta la interferencia de los picos menores sobre los mayores. Sin embargo, como se puede ver con datos simulados, los resultados, en general, reproducen bien los parámetros de las componentes espectrales.

4.4 - Análisis de coincidencias:

El método descrito es utilizado para estimar las frecuencias, amplitudes y fases de las oscilaciones a partir de los datos de temperaturas e intensidades. Por supuesto, ésto sólo no alcanza para determinar si los parámetros calculados corresponden al paso de ondas. Son necesarios criterios adicionales para poder confirmar o excluir la existencia de una onda.

Cada onda en temperatura genera una onda en intensidad de igual período, al menos en el límite lineal. Entonces, las coincidencias en frecuencia entre picos de los espectros de intensidades y temperaturas de una banda (OH u O₂) pueden usarse como un criterio para la detección de las ondas.

Es necesario establecer el máximo intervalo de frecuencia para definir una coincidencia.

En cada iteración se calcula la incertidumbre de frecuencia, con la expresión de Kovacs [1981] adaptada al método iterativo

$$\delta f = \frac{3\sigma_R}{4 A \sqrt{N} \Delta T} \quad (4.14)$$

donde σ_R^2 es la varianza de ruido (que aquí es reemplazada convenientemente por la varianza residual), ΔT es el intervalo temporal entre el primer y último dato, y A es la amplitud del pico. Si bien esta expresión es válida para datos equidistantes, lo es aproximadamente para datos no equidistantes.

Para cuantificar el grado de una coincidencia entre un pico en la frecuencia f_1 , de un espectro, con otro en la frecuencia f_2 del otro espectro, se define el siguiente factor de tolerancia

$$Q = \frac{|f_2 - f_1|}{\sqrt{\delta f_1^2 + \delta f_2^2}} \quad (4.15)$$

Con $Q=1$ la distancia entre picos es un poco menor al error de Kovacs. Se aceptan como coincidencias aquellas, cuyo Q no supera un valor máximo Q_{\max} . (Finalmente se usó una variante modificada de (4.15) que incluye como término adicional en el denominador el paso en frecuencia utilizado en el análisis espectral. Esto es necesario en el caso de que el error de Kovacs sea pequeño como ocurre con la marea semidiurna, pero en general su efecto es despreciable).

Para ver si la cantidad de coincidencias encontradas es estadísticamente significativa, se calcula la esperanza de la cantidad de coincidencias cuando son debidas a datos puramente ruidosos. En este caso, la probabilidad de encontrar un pico es uniforme en todo el rango espectral entre 0 y f_{\max} donde f_{\max} es la máxima frecuencia calculada. Dado los N_1 picos del primer espectro con sus errores de frecuencia δf_{1k} con $k = 1 \dots N_1$, y los N_2 picos del espectro a comparar, con sus errores de frecuencia δf_{2i} con $i = 1 \dots N_2$. Entonces, para cada pico k del primer espectro, la probabilidad de coincidir con el pico i del otro espectro es

$$p_{ki} = 2Q_{\max} \sqrt{\delta f_{1k}^2 + \delta f_{2i}^2} / f_{\max}$$

La esperanza del número de coincidencias aleatorias entre los dos espectros es simplemente

$$E = \sum_{i,k} \rho_{ki} = (2Q_{\max} / f_{\max}) \sum_{k=1}^{N_1} \sum_{i=1}^{N_2} \sqrt{\delta f_{1k}^2 + \delta f_{2i}^2} \quad (4.16)$$

Se ha verificado empíricamente la validez de (4.16) calculando un gran número de espectros de datos simulados con una distribución estadística uniforme.

Por último, cabe mencionar que una forma alternativa al uso de las coincidencias espectrales son los espectros cruzados. Sin embargo, los algoritmos clásicos de espectros cruzados tienen los mismos problemas que el FFT. Sería necesario diseñar un algoritmo para datos no equidistantes que resuelva el problema de los picos secundarios (por ejemplo, en forma iterativa).

Capítulo 5

El modelo de Hines, Tarasick y Shepherd de los efectos de ondas gravitatorias sobre la luminiscencia del cielo nocturno , y su aplicabilidad a la marea semidiurna.

En los trabajos de Hines y Tarasick [1987], Tarasick y Hines [1990], y Tarasick y Shepherd [1992a, b], los autores desarrollaron un modelo que describe los efectos observables en la luminiscencia del cielo nocturno como consecuencia del paso de ondas gravitatorias. Como los resultados de este modelo (que se abreviará a continuación como modelo HTS) son utilizados para calcular la longitud de onda vertical, se los resume a continuación. Luego se muestra como se modifican las expresiones del modelo HTS cuando se considera la fuerza de Coriolis, y se discuten las asunciones hechas para poder aplicar el modelo a la componente semidiurna de la marea solar.

5.1 - El modelo de Hines, Tarasick y Shepherd

El modelo HTS (y otros como el de Weinstock [1978]; Walterscheid *et al.* [1987]; Schubert y Walterscheid [1988], etc.) usa el parámetro observacional η de Krassovsky [1972] para relacionar las mediciones de luminiscencia con las ondas gravitatorias

$$\eta = \frac{B'/B_0}{T'/T_0} \quad (5.1)$$

Aquí, B_0 y T_0 son la intensidad y temperatura medias, medidas desde el suelo, y B' y T' son las amplitudes de las respectivas oscilaciones causadas por la onda. Las intensidades corresponden a la integral sobre todas las alturas, y las temperaturas, al promedio del perfil de temperaturas pesado por el perfil de emisiones.

En el trabajo de Hines y Tarasick [1987] se muestra como, para una atmósfera con temperatura constante, la contribución en η debida a la perturbación adiabática de la onda puede ser parcialmente separada de la contribución debida a la química. De este modo, a partir de las mediciones de temperaturas e intensidades, es posible sacar conclusiones acerca de las ondas gravitatorias que son independientes del mecanismo específico de emisión. Tarasick y Hines [1990] extienden el modelo al caso de observaciones no cenitales y ondas con cualquier dirección de propagación horizontal. Para un mecanismo simple de emisión en una atmósfera con poca variación de temperatura, y en la aproximación lineal obtienen

$$\eta \cong \eta^c = (\chi - \mu - i\nu)(\gamma - 1)^{-1} \quad (5.2)$$

donde η^c es el valor de η para la atmósfera isotérmica, γ es la razón de los calores específicos $c_p/c_v = 1.4$, μ y ν son parámetros adimensionales que dependen esencialmente de los parámetros de onda y de la distancia cenital del punto observado en la capa de emisión, y χ es un coeficiente vinculado con la velocidad de reacción y con el número de reactivos involucrados en la producción de la molécula emisora.

Las expresiones de los parámetros μ y ν dependen de si las ondas tienen propagación vertical (número de onda vertical k_z real), o si son evanescentes (k_z imaginario). Para las llamadas "ondas gravitatorias internas" (esto es, con k_z real, y con períodos en el rango de algunos minutos a algunas horas), en mediciones cenitales, el parámetro ν puede ser aproximado por

$$\nu \cong -\gamma H k_z \quad (5.3)$$

Como sugieren Tarasick y Hines [1990], relacionando (5.2) y (5.3) es fácil obtener una forma práctica de evaluar la longitud vertical de onda $\lambda_z (= 2\pi/k_z)$ y el sentido de propagación

$$\lambda_z \cong \frac{2\pi\gamma H}{(\gamma - 1)|\eta| \sin \phi} \quad (5.4)$$

El ángulo ϕ es la diferencia de fase entre las oscilaciones de intensidad y de temperatura (o sea, la fase de η), y es positivo cuando la fase de intensidad se adelanta a la de temperatura. El sentido de propagación vertical está dado por el signo de λ_z : cuando es positivo, la energía de la onda se propaga hacia abajo y la fase hacia arriba (mientras $\chi > \mu$, condición dada para el O_2 y el OH según los trabajos mencionados).

Las amplitudes de las ondas de corta longitud vertical, en el orden del espesor de la capa de emisión, se ven atenuadas desde el suelo, debido a la compensación de fases en la integración vertical. En consecuencia, el método de observación es selectivo para las grandes longitudes de onda verticales y para las ondas evanescentes.

Tarasick y Shepherd [1992a, b] incorporan al modelo diferentes mecanismos de producción y pérdida de las moléculas excitadas de O_2 y OH. Incluyen desactivaciones colisionales ("quenching") y reacciones alternativas de formación y pérdida en una o más etapas. En este contexto, el coeficiente χ es variable con la altura y la fórmula (5.2) para η no es directamente aplicable. Sin embargo, Tarasick y Shepherd mostraron que utilizando en (5.2) el valor de χ correspondiente a la altura de máxima emisión, se obtiene una buena aproximación de η a la solución exacta que incluye también la variación de la temperatura con la altura.

Para el caso del OH, donde las constantes de tiempo de las reacciones químicas son del orden de los períodos de ondas gravitatorias, el valor de χ es complejo y (5.2) se convierte en

$$\eta \cong \eta^c = [(\chi_R - \mu) + i(\chi_i - \nu)](\gamma - 1)^{-1} \quad (5.5)$$

donde χ_R y χ_i son la parte real e imaginaria de χ respectivamente. En este caso la expresión (5.4) es una buena aproximación sólo cuando $\nu \gg \chi_i$ y debería modificarse como

$$\lambda_z \cong \frac{2\pi\gamma H}{(\gamma - 1)|\eta| \sin \phi - \chi_i} \quad (5.6)$$

La desventaja del uso de esta expresión en vez de (5.4) es que debe conocerse el valor de χ_i que depende de la química involucrada. Tarasick y Shepherd [1992b] encuentran valores positivos de χ_i para el OH, por lo cual la aplicación directa de (5.4) implica una sobreestimación de λ_z para ondas con propagación de energía hacia arriba y una subestimación en el caso contrario, si bien este efecto puede ser pequeño.

Para ondas evanescentes (k_z imaginario) se tiene la siguiente ecuación para ν

$$\nu = \frac{-k_x (\gamma g H k_h^2 - \omega^2) \tan \theta}{k_h^2 g + i k_z \omega^2 - \omega^2 / 2H}$$

donde k_x y k_h es la componente en la dirección x y la resultante horizontal del número de onda, respectivamente y θ es la distancia cenital del punto observado en la capa de emisión. En consecuencia, para ondas evanescentes ν es cero en mediciones cenitales ($\theta = 0$). Entonces, teniendo en cuenta (5.2), $|\eta| \sin \theta = 0$, y la ec. (5.4) da una longitud de onda vertical infinita. En la práctica, debido a la posible contribución de χ_i y al error en la determinación en η , el valor de λ_z resulta finito, con $|\lambda_z|$ seguramente mayor a 100km. Por el otro lado, esto permite asegurar que $|\lambda_z|$ menores a 100km, sólo puede corresponder a ondas gravitatorias internas (no evanescentes).

5.2 - Extensión del modelo de Hines, Tarasick y Shepherd a bajas frecuencias y su validez para la marea semidiurna:

Para frecuencias en el orden de la rotación terrestre o menores, como es el caso de las componentes diurna y semidiurna de la marea, la fuerza de Coriolis no puede ser despreciada en las ecuaciones de movimiento. La inclusión de esta fuerza conduce a modificaciones en las expresiones de los parámetros μ y ν dadas en el paper de Tarasick y Hines [1990], y no es *a priori* claro cómo esto afecta la determinación de la longitud de onda, λ_z .

Aquí se muestran los resultados, para este caso, obtenidos a partir de las e-

cuaciones de movimiento, continuidad y conservación de la energía para una onda plana que se propaga adiabáticamente en una atmósfera uniforme y estacionaria. Los detalles están dados en el Apéndice B. Siguiendo a Hines [1960], se propone la siguiente solución general

$$u/X = v/Y = w/Z = p/(\rho_0 P) = \rho/(\rho_0 R) = A e^{z/2H} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z)} \quad (5.7)$$

Aquí u , v y w son las componentes zonal, meridional y vertical respectivamente de la perturbación en las velocidades debida al paso de la onda. p y ρ son la perturbación en la presión y densidad respectivamente, y ρ_0 y P_0 son la presión y densidad para la atmósfera no perturbada. H es la altura de escala, ω es la frecuencia angular de la onda y k_x , k_y y k_z son las componentes zonal, meridional y vertical, respectivamente, del número de onda. A es un factor de escala. La solución da las relaciones de polarización

$$\begin{aligned} X &= (\gamma/2 - 1)gfk_y + c^2 \omega k_x k_z + i\{\omega^2 \beta + (\gamma/2 - 1)g\omega k_x - c^2 \beta k_y^2 - c^2 f k_y k_z\} \\ Y &= -\omega f \beta + (1 - \gamma/2)gfk_x + c^2 \omega k_y k_z + i\{(\gamma/2 - 1)g\omega k_y + c^2 \beta k_x k_y + c^2 f k_x k_z\} \\ Z &= \omega^3 - c^2 \omega k_h^2 - \omega f^2 \\ P &= \gamma(\omega^2 - f^2)k_z - \gamma f \beta k_y + i\{(\gamma/2 - 1)(\omega^2 - f^2)/H + \gamma \omega \beta k_x\} \\ R &= (\omega^2 - f^2)k_z - f \beta k_y + i\{(f^2 - \omega^2)/H + \omega \beta k_x + (\gamma - 1)gk_h^2\} \end{aligned} \quad (5.8)$$

donde γ es la razón de calores específicos, c la velocidad del sonido, g la aceleración de la gravedad, y los parámetros de Coriolis f y β son definidos como

$$f = 2 \Omega \sin \varphi \quad \text{y} \quad \beta = 2 \Omega \cos \varphi \quad (5.9)$$

donde φ es la latitud geográfica y Ω es la frecuencia angular de la rotación terrestre.

Las ecuaciones (5.8) y las que siguen en esta sección se convierten, naturalmente, en las dadas en Hines [1960] y Tarasick y Hines [1990] para el caso especial de f, β y $\Omega = 0$.

También se obtiene la siguiente relación de dispersión,

$$\omega^4 + (f^2 - \omega^2)c^2/(4H^2) - \omega^2c^2(k_h^2 + k_z^2) - 4\omega^2\Omega^2 + c^2(k_y\beta + k_zf)^2 + (2 - \gamma)\omega gk_x\beta + g^2k_h^2(\gamma - 1) = 0 \quad (5.10)$$

donde $k_h^2 = k_x^2 + k_y^2$.

Al utilizar las ecuaciones (5.8) y (5.10) en el modelo HTS, se modifican las fórmulas de los parámetros μ y ν dadas en las ec. (48), (53) y (54) de Tarasick y Hines [1990]. Se obtiene

$$\mu + i\nu = \frac{(-ik_x \tan\theta - ik_z + 1/2H)(c^2k_h^2 + f^2 - \omega^2)}{gk_h^2 - (\omega^2 - f^2)/(2H) - \omega\beta k_x + i(\omega^2 - f^2)k_z - i f\beta k_y} \quad (5.11)$$

Para el caso particular de las ondas "inercio-gravatorias" propiamente dichas (con k_z real) resulta

$$\mu = B/D \quad \text{y} \quad \nu = C/D \quad (5.12)$$

donde

$$B = -k_x c^2 \tan\theta (\omega^2 k_z - f^2 k_z - f\beta k_y) / (g^2 k_h^2) + 1 - \gamma/2 - \omega\beta k_x (2 - \gamma/2) / (gk_h^2) + c^2 \omega^2 [1 - \omega^2 / (c^2 k_h^2)] / g^2 + 4\omega^2 \Omega^2 / (g^2 k_h^2) - c^2 \beta^2 k_y^2 / (g^2 k_h^2) - c^2 f\beta k_y k_z / (g^2 k_h^2)$$

$$C = -\gamma H k_z [1 - \omega\beta k_x / (gk_h^2)] + \gamma f\beta k_y / (2gk_h^2) - \gamma H k_x [1 - \gamma(\omega^2 - f^2) / (2c^2 k_h^2) - \omega\beta k_x / (gk_h^2)] \tan\theta$$

$$\text{y} \quad D = 1 + 4\omega^2 \Omega^2 / (g^2 k_h^2) - 2\omega\beta k_x / (gk_h^2) - \omega^4 / (g^2 k_h^2)$$

El modelo HTS se enfoca en ondas gravitatorias de relativamente corta longitud de onda horizontal, donde la aproximación a la onda plana es adecuada. Para ondas de escala global como las mareas, las soluciones de las ecuaciones de onda son funciones de Hough (ver por ejemplo, Chapman y Lindzen [1970]). Tarasick y Shepherd [1992b] sugieren la necesidad de ampliar el modelo para estas ondas. Sin embargo, es posible mantener los resultados de este modelo con respecto a λ_z , usando (5.12) y haciendo las siguiente aproximación:

Consideremos el caso particular de la componente semidiurna de la marea solar. Si se observa en un solo punto del cielo, se puede tomar un punto de vista local, asumiendo que la superposición de los modos de Hough correspondientes a esta componente se aproxime a una onda plana con período de 12 horas, sin propagación meridional, y con longitud de onda zonal $\lambda_x = \pi R_e \cos \varphi$ donde R_e es el radio terrestre, y así determinar la longitud de onda vertical de esta onda.

De la relación (5.12) se puede concluir que, al haber incluido las fuerzas de Coriolis y para el caso de la marea semidiurna, la aproximación (5.3) para el parámetro ν sigue siendo válida, por lo cual se puede seguir usando la fórmula (5.4) ó (5.6) para determinar λ_z (Esto se verifica usando los siguientes valores en (5.12). La frecuencia angular es $\omega = 2\Omega = 2\pi/43200s \cong 1.5 \times 10^{-4}$ rad/s. Los parámetros de Coriolis f y β dependen de la latitud según (5.9) y no son mayores que ω . Para mediciones cenitales $\theta = 0$. Por no propagarse la onda meridionalmente, $k_y = 0$).

Capítulo 6

Resultados observacionales con respecto a la marea semidiurna.

En el capítulo 3 se ha mencionado la presencia de pronunciadas signaturas de marea, especialmente durante las campañas de El Leoncito en 1987 y de El Arenosillo en 1990. En este capítulo, a partir de nuestros datos, se determinan los parámetros que caracterizan la componente semidiurna de la marea, haciendo uso del método de análisis espectral descrito en el capítulo 4, y del modelo de Hines, Tarasick y Shepherd para hallar la longitud de onda vertical (capítulo 5). Luego se comparan con predicciones teóricas y otras mediciones.

6.1 – Estudio cuantitativo de la marea semidiurna

El caso especial de la marea semidiurna se distingue del de ondas en general porque se conocen de antemano la frecuencia intrínseca (que no es la observada que incluye el efecto Doppler), la longitud de onda zonal y por consiguiente, la velocidad horizontal de fase. Además es la componente espectral que mejor se puede determinar empíricamente por ser la predominante en nuestros datos durante muchas noches.

Primero hay que notar que las variaciones en las intensidades observadas son tan grandes en algunas noches, que no se pueden explicar por el pasaje de ondas. Las causas deben ser variaciones de la concentración de oxígeno atómico debido a mecanismos químicos y de transporte aún no bien estudiados. Las temperaturas, en cambio, no muestran variaciones tan grandes que no puedan ser explicables por las ondas. Se espera, entonces, que las componentes espectrales de intensidades que coinciden en frecuencia con las de temperaturas estén poco afectadas por las variaciones no ondulatorias, y por eso permitan obtener valores de η representativos de las ondas.

La marea diurna no se puede analizar debido a los problemas causados por la ausencia de datos durante el día, por la variación de noche a noche de las amplitudes y por la interferencia espectral de la predominante componente semidiurna. Ajustes simultáneos con ambas componentes de marea tampoco dieron resultados físicamente

aceptables para la componente diurna.

6.1.1 - Método usado.

Se determinan los parámetros de la principal componente espectral, sin forzar un período de 12 horas, utilizando el periodograma modificado dado en el capítulo 4 para intensidades y temperaturas. De este modo, la selección se limita a las noches donde la marea es la oscilación predominante. Se usa cada una de las noches disponibles con más de 7h de datos donde el total de los huecos de datos no superen el 50% de la duración total de la medición.

Luego, para una dada noche y capa de emisión, se buscan las coincidencias espectrales entre intensidades y temperaturas. Para calificar estas coincidencias se utiliza el factor de tolerancia $\varnothing < 3$ (ver ec. 4.15). Esto es un criterio "ad-hoc" que da la flexibilidad para tomar en cuenta que la fórmula de Kovacs subestima el error en frecuencia en el rango espectral de la semidiurna y para no descartar casos en los cuales pequeñas variaciones no ondulatorias puedan afectar los períodos en las intensidades. Al no forzar el período, se evitan coincidencias triviales y se permiten corrimientos por el efecto Doppler o causados por las variaciones de la amplitud de la marea. En la práctica, la mayoría de las coincidencias encontradas se ubican próximas al período de 12h.

Para cada coincidencia, se calcula el valor $|\eta|$ a partir de su definición (5.1), usando las amplitudes encontradas en el análisis espectral y los promedios nocturnos para intensidades y temperaturas. El desfase ϕ entre intensidades y temperaturas (o sea, la fase de η) se evalúa en el centro temporal de los datos (ec. 4.15). La longitud de onda vertical se determina mediante la relación (5.4) que la vincula con η (utilizando como altura de escala H la correspondiente al promedio nocturno de la temperatura).

6.1.2 - Estudio de la marea de una noche particular.

Consideremos el caso particular de la noche del 21.02.90 en El Arenosillo, que muestra una de las más pronunciadas signatures de marea en los datos de O_2 y OH. Esta noche tiene 10h 50' de datos continuos de buena calidad. El análisis espectral

confirma que las coincidencias se producen en ambas capas. En el caso del O_2 se obtienen los siguientes parámetros de oscilación: en intensidad, el período es 48100s (± 1200 s), la amplitud es 3020 unidades relativas (± 300) la fase con respecto a la medianoche local es de -117° ($\pm 5^\circ$). En temperatura, se obtiene 49300s (± 2900 s), 15.1K (± 1.5 K) y -82° ($\pm 5^\circ$) respectivamente. Con estos valores y los promedios nocturnos se calculan

$$|\eta| = 6.33 (\pm 0.9), \phi = -33.9^\circ (\pm 7^\circ) \text{ y } \lambda_z = -42.9 \text{ km } (\pm 9.1 \text{ km}).$$

Para la intensidad de OH el período es también de 48100s (± 2100 s), la amplitud es de 1210 unidades relativas (± 120) y la fase es de 152° ($\pm 5^\circ$), mientras que para la temperatura los valores son 43800s (± 2300 s), 15.6K (± 1.6 K) y -132° ($\pm 5^\circ$) respectivamente. Esto implica

$$|\eta| = 4.30 (\pm 0.7), \phi = -80.7^\circ (\pm 7^\circ) \text{ y } \lambda_z = -31.0 \text{ km } (\pm 4.7 \text{ km}).$$

Varias conclusiones siguen de estos resultados. La fase se propaga hacia abajo (la energía se propaga hacia arriba). Esto se puede ver comparando desfases, ya que la onda en la capa del O_2 está adelantada a la del OH. La misma conclusión se saca, en forma independiente, de los valores negativos de la longitud de onda vertical.

Los valores de λ_z son similares en ambas alturas. Este resultado se mantiene también si se usa, alternativamente a la ec. (5.4), la relación más general (5.6) para determinar λ_z del OH. Se obtiene $\lambda_z = -29.6$ km, usando el parámetro $\chi_i = 0.2$ extrapolado del modelo HTS (figuras 11 y 13 de Tarasick y Shepherd [1992b] para la onda mostrada con el período más cercano a la semidiurna). Este valor es sólo levemente menor al mencionado arriba, lo cual sugiere que la fórmula (5.4) es una buena aproximación.

La amplitud en temperatura es igual en ambas capas. Si se conservara la energía de la onda, debería esperarse una amplitud en la altura del O_2 aproximadamente dos veces mayor que en la del OH (si no hay disipación, la amplitud es inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la densidad). Tratándose de una onda que se propaga hacia arriba, este resultado indica la presencia de mecanismos disipativos.

Los valores de $|\eta|$ serán discutidos abajo, en comparación con modelos y otras mediciones.

Las componentes zonales de los vientos medios U_x en las dos alturas de emisión pueden ser estimados suponiendo que la desviación entre el periodo intrínseco P (=43200s) y el observado P' es sólo por efecto Doppler. Se obtiene $U_x = v_x (P/P' - 1)$ donde v_x es la velocidad de fase zonal ($v_x = -\lambda_x / P = 390$ m/s en El Leoncito y 370 m/s en El Arenosillo). Se utiliza el período observado *en las temperaturas* pues, como se ha mencionado, las intensidades pueden estar más afectadas por variaciones no ondulatorias. El resultado es $U_x = 45.8$ m/s (± 19 m/s) para la altura de emisión del O_2 y es sólo 4.8 m/s (± 19 m/s) para la del OH. El signo positivo corresponde a vientos del Oeste. Los valores de los vientos calculados son razonables ya que están en el rango de los que habitualmente se miden en estas alturas. Hay mediciones independientes de vientos durante la campaña DYANA, pero corresponden a latitudes un poco más altas, y se distinguen tanto entre sí, que una comparación directa con estos resultados no es viable.

Si, en cambio, se supone que el efecto Doppler es depreciable, o que los vientos en ambas alturas son aproximadamente iguales, se puede estimar, comparando fases, la separación entre capas. Esto equivale a decir que las oscilaciones de temperaturas de O_2 y de OH tienen periodos iguales, y entonces, la diferencia de fases no varía con el tiempo. Esta diferencia de fases $\Delta\alpha = \alpha(O_2) - \alpha(OH)$ es evaluada en el centro temporal de los datos. Por lo tanto, la distancia entre capas puede estimarse como $\Delta z = -\Delta\alpha \langle \lambda_z \rangle / 2\pi$ donde $\langle \lambda_z \rangle$ es el promedio de las longitudes de onda verticales calculadas de las capas de O_2 y OH. Así se obtiene $\Delta z = 4.5$ km (± 1.0 km) el cual tiene el signo y el orden de magnitud correcto. La separación entre ambas capas según mediciones directas es entre 8 y 10 km. La diferencia se podría explicar por un desfase adicional, debido a los corrimientos Doppler. Por supuesto, este resultado sólo puede considerarse como un test de consistencia de los λ_z , y no como una forma precisa para determinar la separación de capas, ya que se basa en datos sin resolución vertical.

La noche recién discutida ha sido utilizada como un ejemplo del tratamiento empleado. En lo que resta de esta sección se muestran los resultados del conjunto completo de datos. Primero, en la parte 6.1.3 se estudian todas las noches donde, co-

mo en ésta, las coincidencias se producen en las dos alturas simultáneamente, por permitir estimar la separación de capas y obtener la atenuación. En 6.1.4 se extiende estadístico de $|\eta|$, ϕ y λ_z a todos los casos disponibles con periodos próximos a la marea semidiurna. Por último, en 6.1.5 se hace la distinción campaña por campaña.

6.1.3 - Coincidencias espectrales observadas simultáneamente en ambas alturas.

Además de la noche mencionada, hay otras noches con coincidencias espectrales en ambas alturas. La tabla 6.1 muestra los parámetros obtenidos en las 6 noches con coincidencias en ambas capas. Las dos primeras noches corresponden a la campaña de invierno de 1986 en El Leoncito, la tercera noche corresponde a la campaña del equinoccio de 1987, también en LEO, y las tres últimas son de El Arenosillo en 1990.

Los periodos aparentes calculados para estas noches están entre 31600s y 51500s. En los casos extremos de los bajos periodos serían necesarios vientos del Este de hasta 145 m/s para explicar el corrimiento de la semidiurna únicamente por el efecto Doppler. Estos números son tan grandes que sugieren la presencia de contaminación por otras ondas ó que la marea semidiurna varía su amplitud durante la noche, causando así una desviación en el periodo calculado. En los casos de los grandes periodos observados en España, los vientos del Oeste estimados de este modo son más pequeños (llegan a 60 m/s), aunque no se puede descartar la posibilidad de otras causas para los corrimientos espectrales, como por ejemplo, por la interferencia con la marea diurna.

Las amplitudes en intensidad observadas varían por un factor de 3.4 para el O_2 y de 4.7 para el OH. En el caso del O_2 , las máximas amplitudes fueron observadas en El Arenosillo.

Las amplitudes de las temperaturas, en cambio, son mucho más estables. El promedio para el O_2 es de 14.1K ($\pm 0.3K$) mientras, para el OH, es de 11.6K ($\pm 0.5K$) y 1.3 K, respectivamente. Teniendo en cuenta que las ondas se propagan hacia arriba, se ve también en los promedios, que las amplitudes crecen poco con la altura. El factor de crecimiento de las amplitudes es 1.26 (± 0.11), confirmándose lo mencionado sobre la presencia de disipación.

TABLA 6.1: Parámetros calculados para las noches con coincidencias de picos de la principal componente espectral en ambas alturas. I_{O_2} , T_{O_2} , I_{OH} y T_{OH} abrevian intensidad y temperatura de O_2 y OH respectivamente. P' , A' y α' son los respectivos periodos, amplitudes y fases (con respecto a la medianoche). $|\eta|$ es el módulo del parámetro de Krassovsky (4.1) y ϕ es la diferencia de fase entre intensidades y temperaturas en el centro temporal de la noche. λ_z es la longitud vertical de onda calculada con ec. (4.4) y $\langle \lambda_z \rangle$ es el promedio en ambas alturas. U_x son los vientos zonales medios derivados de los datos. $\Delta\alpha$ es la diferencia de fases entre las oscilaciones de temperatura de O_2 y OH evaluada en el centro temporal de los datos. Δz es la separación estimada entre las dos capas a partir de $\Delta\alpha$ y $\langle \lambda_z \rangle$. Los errores se discuten en el texto, al final de esta subsección.

Fecha	05.07.86	10.07.86	21.09.87	20.01.90	21.01.90	21.02.90
$P'I_{O_2}$ [s]	33100	35700	35100	32400	47400	48100
$P'T_{O_2}$ [s]	33100	31600	32100	34900	51500	49300
$P'I_{OH}$ [s]	34400	35100	41900	38800	50700	48100
$P'T_{OH}$ [s]	34400	37200	38200	36400	46200	43800
$A'I_{O_2}$ [unid.rel.]	1440	1010	1630	2870	3410	3020
$A'T_{O_2}$ [K]	16.1	12.2	14.4	13.2	13.4	15.1
$A'I_{OH}$ [unid.rel.]	2010	504	1970	1390	2340	1210
$A'T_{OH}$ [K]	14.4	9.0	8.5	12.4	10.1	15.6
$A'T_{O_2}/A'T_{OH}$	1.11	1.36	1.69	1.06	1.33	0.97
$\alpha'I_{O_2}$ [°]	161.2	172.5	-174.6	-119.6	-110.5	-117.1
$\alpha'T_{O_2}$ [°]	-159.2	167.7	-139.7	-83.0	-67.8	-82.0
$\alpha'I_{OH}$ [°]	120.6	161.8	115.9	136.1	136.4	152.2
$\alpha'T_{OH}$ [°]	149.9	178.3	173.8	-118.8	-129.8	-131.7
$ \eta (O_2)$	4.98	4.74	5.21	5.44	6.92	6.33
$\phi (O_2)$ [°]	-39.7	-9.1	-37.5	-32.1	-38.6	-33.9
$ \eta (OH)$	5.09	2.29	9.79	4.18	8.39	4.30
$\phi (OH)$ [°]	-29.3	-10.8	-60.2	-108.6	-98.5	-80.7
$\lambda_z (O_2)$ [km]	-44.2	-182.9	-45.6	-53.9	-35.9	-42.0
$\lambda_z (OH)$ [km]	-51.9	-312.5	-15.0	-35.5	-16.9	-31.9
$U_x (O_2)$ [m/s]	-119.9	-145.7	-137.0	-88.2	59.9	45.8
$U_x (OH)$ [m/s]	-100.7	-64.1	-52.1	-69.1	23.7	4.8
$\Delta\alpha$ [°]	-53.2	-7.2	-32.1	-17.2	-56.5	-44.0
$\langle \lambda_z \rangle$ [km]	-48.0	-247.7	-30.3	-19.7	-26.4	-37.0
Δz [km]	7.1	4.9	4.3	2.5	4.2	4.5

Los valores medios vectoriales de $|\eta|$ en la capa de O_2 y OH son parecidos entre sí (5.5 ± 0.4 para el O_2 y 4.9 ± 1.2 para el OH), si bien, en el caso del OH, la variabilidad es mucho mayor, tomando valores desde 2.3 hasta 9.8. El promedio vectorial de las fases de η es de $-33^\circ (\pm 5^\circ)$ para el O_2 , y de $-71^\circ (\pm 16^\circ)$ para el OH.

Excluyendo la noche del 10.07.86 por su irregular comportamiento, las longitudes de onda verticales calculadas en ambas alturas tienen una dispersión relativamente pequeña. Para el O_2 , el valor medio es de $-44.3\text{km} (\pm 1.5\text{km})$, mientras que para el OH, es de $-30.2\text{km} (\pm 3.4\text{km})$. En estos promedios también se ve, al igual que para el caso del 21.02.90 ya presentado, que las longitudes de onda son parecidas en ambas alturas.

Las grandes longitudes verticales medidas el 10.07.86 no se ajustan al resto, lo cual puede significar que otros modos de Hough fueron los predominantes para la marea en esa noche.

La estimación de la distancia entre capas Δz da resultados satisfactorios, con el signo correcto, aunque valores menores a los 8-10km esperados. En particular, los Δz calculados para las dos noches del '86 incluyen con su error esta separación.

Al final, se dan los errores estimados para los parámetros de la tabla 6.1:

Parámetro	error.
Periodos en las temperaturas:	3000s
Periodos en las intensidades:	2000s
Amplitudes A' :	10%
Fases α' :	5°
$ \eta $:	15%
ϕ :	7°
λ_z :	5 a 10km (excepto para el 10.7.86 donde el error es de 70km para el O_2 y de 100km para el OH)
$A'TO_2 / A'TOH$:	0.2
U_x :	20m/s
$\Delta \alpha$:	7°
$\langle \lambda_z \rangle$:	6km (60km el 10.7.86)
Δz :	1 a 1.3km (5km el 10.7.86)

6.1.4 - Análisis estadístico del η de Krassovskiy y de la longitud de onda vertical.

Existen muchas noches donde las coincidencias espectrales se observan en una sola capa. Esto no es sorprendente, teniendo en cuenta los distintos factores que pueden interferir, tales como variaciones de tipo no ondulatorias ya mencionadas, ó el rompimiento de ondas entre las capas debido a la estructura de vientos.

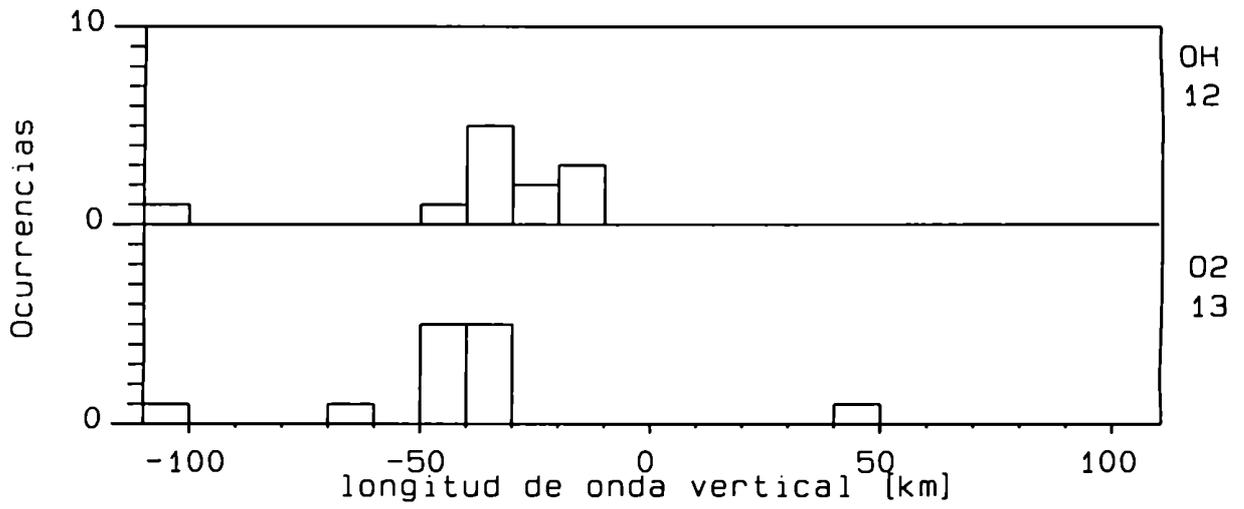
Entre las 83 noches consideradas para el O_2 , hay 35 casos con coincidencias, todas en períodos mayores de 18000s. Para el OH, sobre un total de 82 noches hay 19 noches con coincidencias, en períodos mayores a 16000s.

Al limitar más las coincidencias a períodos entre 36000s y 50000s se disminuye la probabilidad de contaminación por oscilaciones no vinculadas con la marea semidiurna. Si la desviación con respecto a las 12hs se debiera únicamente al efecto Doppler, entonces alcanzarían vientos medios no mayores a 66m/s para explicar la marea semidiurna.

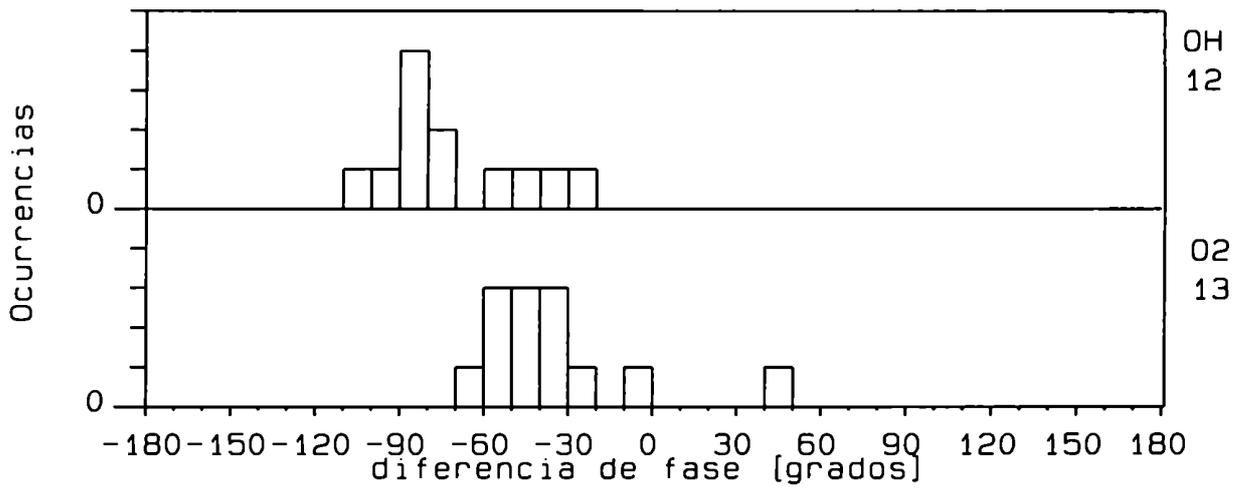
En este rango de períodos hay 13 coincidencias en la capa del O_2 y 12 en la del OH. Nótese que sólo 2 (4) de los 6 casos de O_2 (OH) discutidos en la subsección anterior son incluidos en esta estadística. La figura 6.1 muestra los histogramas de λ_z , ϕ y $|\eta|$. Limitándose a las coincidencias en estos períodos.

En la figura 6.1.a se ve que la mayoría de las coincidencias se acumula en longitudes de onda entre -50km y -30km para el O_2 y entre -40km y -10km para el OH. Solamente hay un caso de grandes longitudes verticales para cada una de las capas, y un caso positivo en la capa de O_2 . Excluyendo estas coincidencias atípicas, se obtienen promedios de -41.3km (± 2.3 km) y -28.4km (± 2.8 km) para el O_2 y el OH, respectivamente. Estos promedios son similares a los encontrados en la sección anterior. Las desviaciones estándar de 7.6km para el O_2 y 9.4km para el OH son similares a los errores, determinados *a priori*, de λ_z para cada caso individual, indicando la reproducibilidad de la marea semidiurna para los 11 casos en cada una de las capas.

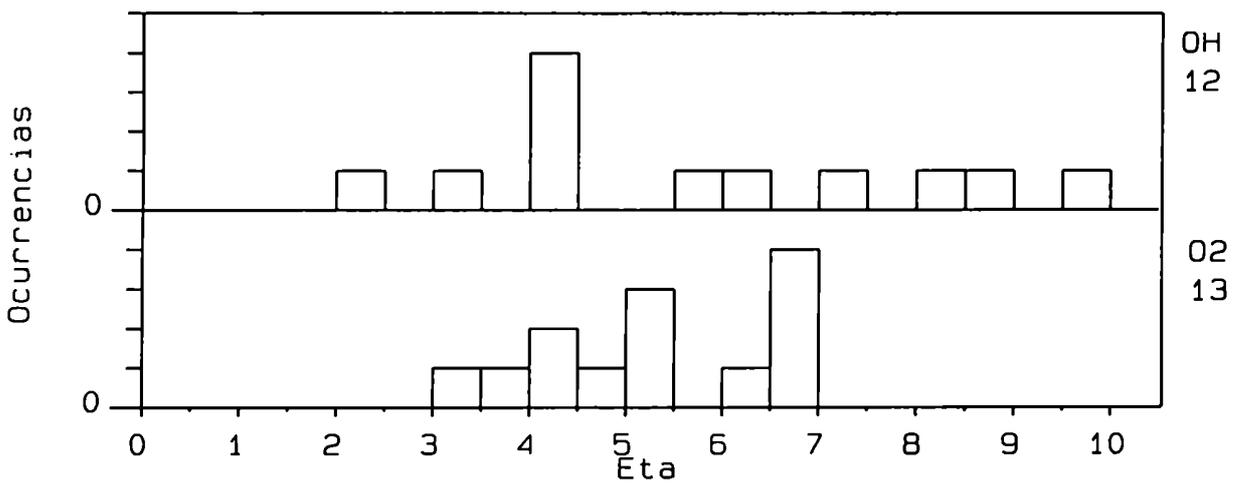
Las distribuciones de fase ϕ son mostradas en la figura 6.1.b. Para el O_2 , la distribución se concentra entre -70° y -20° y el promedio vectorial de -37° ($\pm 8^\circ$) y,



a)



b)



c)

Figura 6.1: Histogramas de longitudes de onda verticales (a), fases de eta (b), y módulo de eta (c) para la marea semidiurna.

para el OH, todos los casos están entre -120° y -20° y el promedio es $-69^\circ (\pm 7^\circ)$.

Los valores de $|\eta|$ (figura 6.1.c) aparecen, para el caso del O_2 , acotados entre 3 y 7, con un promedio vectorial de $4.9 (\pm 0.3)$. Para el OH, los valores de $|\eta|$ están entre 2 y 10 con un promedio de $5.3 (\pm 0.7)$.

Entonces, ni en los módulos ni en la fase de η hay diferencias significativas con respecto a los valores hallados en 6.1.3. Tomando el promedio de ambos conjuntos estadísticos tratados, se obtienen los siguientes resultados numéricos (promedios y desviaciones estándar) que caracterizan a la marea semidiurna y sus efectos en las dos capas de emisión:

para la capa del O_2 :

$$|\eta| = 5.2 (\pm 0.3) \text{ y } 1.7, \quad \phi = -35^\circ (\pm 6^\circ) \text{ y } 19^\circ, \quad \lambda_z = -42.8 \text{ km } (\pm 2\text{km}) \text{ y } 8\text{km}$$

para la capa del OH:

$$|\eta| = 5.1 (\pm 0.5) \text{ y } 2.5, \quad \phi = -70^\circ (\pm 11^\circ) \text{ y } 35^\circ, \quad \lambda_z = -29.3 \text{ km } (\pm 0.5\text{km}) \text{ y } 9\text{km}$$

La marea se propaga hacia arriba pero disipa parte de su energía, siendo la razón de amplitudes entre la altura de la capa del O_2 y del OH de 1.26 ± 0.11 (con una desviación estándar de 0.27).

6.1.5 - Análisis comparativo de la marea entre las diferentes campañas.

En la tabla 6.2 se muestran la cantidad de coincidencias, los promedios de λ_z y de $|\eta|$ discriminados por campaña. Se indican por separado, el total de las coincidencias para todos los periodos (ésto es necesario para tener mayor estadística), y las que se encuentran en el rango de 36000s a 50000s. Los promedios de λ_z se calculan usando únicamente las coincidencias con $-100\text{km} < \lambda_z < 0\text{km}$ cuyas cantidades se indican entre paréntesis. Se muestran también los resultados acumulados de las 4 campañas en El Leoncito.

TABLA 6.2: Cantidad de coincidencias espectrales, promedios de longitudes de onda verticales λ_z y de $|\eta|$ en las distintas campañas, para O_2 (a) y OH (b). *LEO* y *ARE* significan El Leoncito y de El Arenosillo, respectivamente. Se muestran, por separado, los valores para todas las coincidencias, y para el subconjunto de coincidencias entre 36000s y 50000s. Los promedios de λ_z se calculan usando únicamente las coincidencias con $-100\text{km} < \lambda_z < 0\text{km}$, cuyas cantidades se indican entre paréntesis.

a) O_2

Campaña	Noches usadas	Total de coincidencias Cantidad	λ_z [km]	$ \eta $	Entre 36000s y 50000s Cantidad	λ_z [km]	$ \eta $
LEO 27.06./13.07.86	12	7 (4)	-41.5	3.8	1 (0)		4.0
LEO 26.10./10.11.86	14	7 (6)	-45.9	4.1	1 (1)	-34.1	4.8
LEO 14.09./30.09.87	15	8 (7)	-54.3	7.9	3 (3)	-50.7	4.7
LEO 10.10./26.10.92	14	3 (2)	-73.8	6.0	1 (0)		5.4
LEO (total)	55	25 (19)	-51.0	5.3	6 (4)	-46.6	4.0
ARE 18.01./14.03.90	28	10 (10)	-37.6	5.8	7 (7)	-38.2	5.9

b) OH

Campaña	Noches usadas	Total de coincidencias Cantidad	λ_z [km]	$ \eta $	Entre 36000s y 50000s Cantidad	λ_z [km]	$ \eta $
LEO 27.06./13.07.86	13	3 (2)	-39.9	5.3	2 (1)	-27.7	5.4
LEO 26.10./10.11.86	14	3 (2)	-39.0	6.9	1 (1)	-32.0	4.0
LEO 14.09./30.09.87	16	3 (1)	-15.8	3.3	1 (1)	-15.8	9.8
LEO 10.10./26.10.92	13	2 (2)	-15.0	8.5	1 (1)	-17.1	7.4
LEO (total)	56	11 (7)	-29.1	4.6	5 (4)	-23.2	6.0
ARE 18.01./14.03.90	26	8 (8)	-29.4	5.1	7 (7)	-30.4	5.0

Para la capa de O_2 : El porcentaje de coincidencias con respecto a la cantidad de noches analizadas es mayor en El Leoncito (45%) que en El Arenosillo (36%), pero en ARE las coincidencias son más concentradas alrededor de las 12h (25% versus 11%). En ARE, todas las coincidencias corresponden a ondas que propagan su energía hacia arriba con $|\lambda_z| < 100\text{km}$ (más precisamente, entre -54km y -28km). Entre las campañas de LEO, la del '87 tiene más casos con períodos entre 36000 y 50000s, similar a lo observado en ARE. Las campañas de 1987 y 1992 muestran las mayores longitudes de onda verticales. Los λ_z , en promedio, son 13km mayores en LEO que en ARE, pero cuando se limita la comparación a la campaña de invierno (la primera del '86) la diferencia con ARE es casi cero. Los promedios de $|\eta|$ son muy variables de campaña a campaña, y son menores en LEO que en ARE, especialmente si se comparan las campañas de invierno.

Para la capa de OH: El porcentaje de coincidencias con respecto a la cantidad de noches en El Arenosillo es del 31% de las noches, mientras que en El Leoncito es sólo del 20%. En ARE, casi todas las coincidencias tienen períodos más próximos a 12hs. Además, similarmente al O_2 , todas las longitudes de onda verticales están acotadas entre -43km y -17km . Al contrario de lo que ocurre con el O_2 , las campañas de 1987 y 1992 muestran un marcado mínimo en los promedios de $|\lambda_z|$ (menores a la mitad de las de las otras campañas) aunque este resultado se basa en muy pocos ejemplos. El único caso con períodos cercanos a la semidiurna que aparece con λ_z fuera del rango de -100km a 0km es el 10.7.86 ya discutido. Los promedios de $|\eta|$ son también muy variables entre campañas, aunque en esta capa no hay diferencias significativas en las dos campañas de invierno (1ª de 1986 y ARE).

En El Arenosillo la marea semidiurna aparece más establemente en los datos y con períodos cercanos a las 12h que en El Leoncito. La mayor dispersión de los períodos en LEO puede ser debida a una mayor variabilidad nocturna de la amplitud de la marea. Si bien los resultados parecen mostrar indicios de una variación estacional en la longitud de onda vertical, siendo en los equinoccios mayor a la altura de la capa del O_2 y menor a la altura de la capa del OH, esta interpretación es tentativa y debería ser controlada con mucho más datos. Los resultados, en cambio, no parecen indicar, al menos durante el invierno, que haya una variación latitudinal (ó interhemisférica) de las longitudes verticales en ambas alturas, pero aquí también las evidencias son insuficientes para ser concluyentes, y en este caso se requeriría, no sólo más medicio-

nes, sino también que éstas sean simultáneas en diferentes latitudes del mismo hemisferio. La principal característica de $|\eta|$ en ambas capas de emisión es su gran variabilidad.

6.2 - Comparación de los resultados de la marea semidiurna con modelos y otras mediciones.

El predominio de la componente semidiurna en la marea, en la región de la mesopausa, ya ha sido observado por otros autores. En mediciones de temperaturas rotacionales de OH en latitudes altas (Longyearbyen, 78°N), Myrabø [1984a] y Myrabø y Deehr [1984b] encontraron que la marea semidiurna es predominante con una amplitud de 5K, mientras que la marea diurna no alcanza 1K de amplitud. También se observó este predominio en las intensidades de $O_2(0-1)$ [Myrabø *et al.*, 1986]. Según los resultados presentes mostrados en la subsección 6.1.3, las amplitudes de la marea semidiurna en temperaturas, en latitudes más bajas, son aún mayores, con valores de 8K a 15K. En datos de vientos en la región de latitudes medias (Saskatoon, 52°N y Monpa-zler, 45°N), Manson *et al.* [1987] observaron también el predominio de la marea semidiurna durante la mayoría de los meses del año.

Noxon [1978] describió los resultados preliminares de una gran cantidad de noches con mediciones simultáneas de temperaturas rotacionales de $O_2(0-1)$ y OH(6-2). El encontró periodos de las ondas más prominentes de 2 horas sin mencionar si hubo mareas, ó no. Halló un factor de crecimiento medio de las amplitudes de 3, y valores de 1 a 5 fueron frecuentes en sus datos. Esto supera considerablemente el factor 1.26 encontrado aquí para la marea.

Por otra parte, Hecht y Walterscheid [1991] presentaron resultados para ondas gravitatorias en intensidades y temperaturas de O_2 y OH, medidos con una cámara CCD, el 25, 27 y 31.3.90, en Maui, Hawái (21°N). Ellos encontraron 6 ondas con periodos aparentes de 1.5h a 7h, 3 de las cuales se producen simultáneamente en las dos capas. Para estos casos determinaron un factor medio de crecimiento de amplitudes de 1.0, que es aproximadamente independiente del periodo y por eso puede ser comparado con el factor aquí obtenido para la semidiurna. Teniendo en cuenta la poca cantidad de casos, este resultado pequeño no es completamente incompatible con el nuestro

Forbes y Gillete [1982] presentaron los resultados de su modelo de marea para amplitudes y fases de la componentes diurna y semidiurna, para diferentes latitudes, alturas y períodos del año. A 36° de latitud y 96.6km de altura (típica para la capa del O_2), indican para la semidiurna una amplitud de 8K a 10K, según la época del año. Para 87.1km (altura del OH), las amplitudes varían entre 5 y 7 K. La magnitud de estas amplitudes es comparable con la observada, si bien, mientras el modelo pretende dar valores típicos, en este trabajo se seleccionan los casos de mayor amplitud. Más interesante es comparar las razones de amplitudes entre ambas capas, que según el modelo son de 1.16 y 1.90 para el solsticio de invierno y el equinoccio respectivamente. El presente resultado de 1.26, correspondiente a una época del año intermedia entre estas dos, confirma razonablemente bien los valores del modelo. Del mismo modelo se pueden extraer las longitudes de ondas verticales a partir de las variaciones de la fase con la altura, obteniéndose a 96.6km un valor entre -80km y -130km según la estación del año, que es aproximadamente del doble al triple del -43km aquí determinado para la capa del O_2 . En 87.1km, el modelo da -50km en las dos épocas del año, versus el valor de -29km observado. Es decir, el modelo sobreestima el λ_z .

Bernard [1981] observó para la componente semidiurna en invierno longitudes de onda verticales de 40km, similares a las aquí calculadas. Se basa en observaciones de vientos entre 80km y 100km de altura, medidos con el radar de meteoros en Garchy, Francia. En el trabajo ya mencionado de Manson *et al.* [1987], también referido a vientos en el mismo rango de alturas, se muestran, entre Octubre de 1979 y Mayo de 1980, valores de λ_z del mismo tamaño, pero mayores (hasta 200km) durante los otros meses.

Takahashi *et al.* [1990] describieron ejemplos de oscilaciones con períodos en el rango de la marea semidiurna observados en Cachoeira Paulista, Brasil ($23^\circ S$, $45^\circ W$) en intensidades y temperaturas rotacionales de $O_2(0-1)$ y OH(9-4). Usando análisis de correlación cruzada, encontraron resultados parecidos a los presentes, en que la temperatura precede en fase a la intensidad, en ambas bandas de emisión, siendo mayor este desfase para el OH que para el O_2 . En los ejemplos dados, correspondientes al mes de Junio, los desfases son menores a los aquí obtenidos. Tomando en cuenta el posible efecto latitudinal sobre la longitud de onda vertical de la marea, estas diferencias no son sorprendentes.

Con respecto al parámetro η , Sivjee *et al.* [1987], a partir de mediciones de OH(8-3) en Longyearbyen, determinaron para una onda semidiurna $|\eta| = 3.2 \pm 0.9$ y $\phi = 6^\circ \pm 16^\circ$. Esos valores corresponden a una sola observación, por lo cual no se puede esperar que coincida con los promedios dados en 6.1.4 ($|\eta| = 5.1$ y $\phi = -70^\circ$). De todos modos, son similares a algunos casos individuales aquí observados.

Viereck y Deehr [1989] presentaron valores de $|\eta|$ y ϕ para O_2 y OH basados en un juego de datos continuos de 60h, también medidos en Longyearbyen. De sus figuras se pueden extraer diferentes valores de η correspondientes a períodos cercanos a 12h. Para el O_2 hay 5 valores con $|\eta|$ entre 1.5 y 7, y con ϕ concentrados entre -20° y 0° . El promedio de $|\eta|$ (≈ 3.2) es significativamente más pequeño que el nuestro ($|\eta| = 5.2$). Las fases ϕ son casi nulas, pero la discrepancia con el presente resultado, $\phi = -35^\circ$, no es seria, dada la muy alta latitud.

Para el OH, Viereck y Deehr [1989] mostraron 3 casos con $|\eta|$ entre 4 y 7, y ϕ entre -20° y -70° . Estos valores no son muy distintos a los mostrados en la figura 6.1.

Takahashi *et al.* [1992] dieron valores de $|\eta|$ para O_2 y OH. En el rango entre 10h y 14h, obtuvieron 21 valores para el O_2 , entre 3 y 16, y 16 valores para el OH, entre 1 y 7. La única diferencia con respecto a los resultados presentes es la abundancia de casos por encima de 7, para el O_2 .

En el modelo dinámico-químico de los efectos de la marea sobre las emisiones de OH, de Walterscheid y Schubert [1987] se indican valores de $|\eta|$ entre 0.9 y 2.6 y fases entre -3.8° y 10° para los diferentes modos de Hough de la marea semidiurna. Este modelo no toma en cuenta la extensión vertical de la capa de OH. Estas predicciones son totalmente incompatibles con los resultados aquí presentados.

En el trabajo de Hickey [1987b], mencionado en la introducción, se dan los valores de $|\eta|$ y ϕ para ondas de gran extensión horizontal (10000km), comparables con la de la marea semidiurna. La inclusión ó no de la fuerza de Coriolis y/o las fuerzas viscosas modifica muy poco los valores en el período de 12h. $|\eta|$ varía entre 1.6 y 1.7, y ϕ entre 18° y 20° , según el caso. Estos valores también son incompatibles con los resultados dados aquí.

No se hace la comparación con el modelo HTS, porque para predecir el valor de η se requiere del conocimiento de λ_2 , que es calculado usando el mismo modelo, y del parámetro χ , que no es dado por los autores para el período de 12h.

Capítulo 7

Ondas gravitatorias

En este capítulo se discuten las ondas gravitatorias observadas en los datos. Primero se discute el método de detección de ondas. Luego se presentan los resultados comparándolos con los modelos teóricos más recientes y con otras mediciones. Finalmente se aborda el tema de las pendientes espectrales.

7.1 - Método de detección de ondas gravitatorias.

Al igual que para la marea semidiurna, la base de este método es la búsqueda de coincidencias espectrales entre intensidades y temperaturas. Se asume que el campo de ondas gravitatorias se puede descomponer en un número discreto de ondas monocromáticas, generando cada una oscilaciones sinusoidales en las intensidades y las temperaturas, con el mismo período.

A diferencia de las mareas, se desconoce el período intrínseco de estas ondas, a causa del efecto Doppler y de la falta de mediciones directas de vientos. Si bien algunas ondas individuales pueden aparecer muy corridas en frecuencia por este efecto, se asumirá en este trabajo que estos grandes corrimientos son poco frecuentes. Esta asunción es razonable al considerar que los vientos fuertes (comparables con la velocidad de propagación horizontal de onda) conducen al rompimiento de ondas [Lindzen, 1985]. También el número de casos observados con grandes corrimientos Doppler está limitado por la variación como ω^{-2} de la potencia espectral y además por la mayor velocidad de fase horizontal para los bajos períodos (a través de la relación dada por Dewan [1994]). También es razonable esperar que las ondas se propaguen en cualquier dirección con respecto a los vientos, así que los corrimientos Doppler pueden tomar ambos signos con respecto a la frecuencia intrínseca. Por eso, hay una cancelación aproximada en los promedios estadísticos de estos corrimientos. Se asume, entonces, que los espectros en función de la frecuencia observada pueden servir para caracterizar en promedio los espectros en función de la frecuencia intrínseca.

Para minimizar los efectos de la no estacionaridad de las ondas, se dividen los datos en bloques de 3 horas (y no de la noche entera como en el caso del estudio de la marea). Para mejorar la detección de ondas, se eligió un "espaciado" entre bloques de una hora y media, o sea, con un solapamiento. Bloques incompletos son utilizados para este análisis si contienen al menos 2.5 horas de datos.

Debido a que las ondas tienen amplitudes del mismo orden que el ruido y para eliminar la mayor cantidad posible de casos ruidosos, también se rechazan los bloques con menos de 30 datos por hora, lo que significa que, si el bloque dura 3 horas, no pueden faltar más de 6 datos de los 96 posibles.

A cada uno de los bloques de datos se aplica el método de análisis espectral iterativo descrito en el capítulo 4. Después de algunas pruebas, se decidió limitar la cantidad de picos espectrales por bloque al 15% de los datos del mismo (entre 11 y 14 picos). Como límite adicional, la iteración es abortada cuando los picos no alcanzan una amplitud de 20 unidades relativas para las intensidades, ó de 1K para las temperaturas, aunque ésto rara vez ocurre.

A partir de los espectros se buscan todas las coincidencias espectrales entre intensidades y temperaturas. Para restringir las coincidencias aleatorias (por ruido) se utiliza como máximo factor de tolerancia (ver capítulo 4) $Q_{\max} = 1$, en vez de $Q_{\max} = 3$ utilizado para la marea. Con eso, no sólo se reduce la tasa de coincidencias "ruidosas", sino que evita las coincidencias múltiples (o sea, que un pico en un espectro coincida con dos o más del otro espectro).

Un aspecto importante en el contexto de los espectros es el correcto uso de las intensidades de banda. En el capítulo 2 se ha descrito el método para obtener las intensidad de banda, I_b , como función de la intensidad medida, I_m (que es una intensidad parcial de banda), y de la temperatura rotacional, T . Según la ec. (2.18)

$$I_b = I_m / R(T) \quad (7.1)$$

donde $R(T)$ es una función monotónicamente creciente de T . Esto crea un acoplamiento entre las oscilaciones de temperaturas e intensidades de banda. A una dada I_m , una oscilación sinusoidal en las temperaturas genera una oscilación sinusoidal en I_b

de igual frecuencia y en contrafase. Por supuesto, este acoplamiento no distingue entre oscilaciones debidas a ondas y oscilaciones ruidosas, lo cual crearía coincidencias espectrales entre temperaturas e intensidades de banda causadas por el ruido.

Este problema no surge en el caso de las mareas, donde el uso directo de las intensidades de banda es adecuado, dado que las amplitudes de los fenómenos estudiados son mucho mayores al ruido de los datos y, por consiguiente, las coincidencias no pueden ser aleatorias. Para el análisis del presente capítulo es necesario hacer un tratamiento diferente que evite el acoplamiento mencionado, pues las ondas gravitatorias y el ruido tienen amplitudes del mismo orden. Para eso se parte de los espectros de las *intensidades medidas*. Recién después de haber encontrado los picos coincidentes, se hace la transformación a las amplitudes y fases correspondientes de las intensidades de banda, como sigue.

Definamos A_T y φ_T como la amplitud y fase de un pico coincidente en el espectro de temperatura con otro pico en el espectro de intensidades medidas, cuya amplitud y fase son A_m y φ_m respectivamente. $\langle T \rangle$ e $\langle I \rangle$ son los promedios de temperaturas e intensidades medidas del bloque de datos. Se trata de encontrar los valores A_b y φ_b de amplitud y fase para la correspondiente oscilación en las intensidades de banda. La oscilación de I_m tiene dos contribuciones: la debida a la onda en las intensidades de banda y la debida al efecto de oscilación en las temperaturas. Consideremos la amplitud en intensidades de banda, A'_b , que contiene las mismas dos contribuciones, o sea

$$A'_b \cos(\omega t + \varphi_m) = A_b \cos(\omega t + \varphi_b) - A''_b \cos(\omega t + \varphi_T) \quad (7.2)$$

donde A''_b es la amplitud de las intensidades de banda producida por la oscilación de las temperaturas. El signo negativo en el segundo miembro de (7.2) toma en cuenta que el acoplamiento entre intensidades de banda y temperaturas es de anticorrelación.

La amplitud A'_b puede ser aproximada, usando ec. (7.1), como

$$A'_b = A_m / R(\langle T \rangle) \quad (7.3)$$

y A''_b , por la mitad de la variación pico-a-pico en intensidades de banda causada por

la oscilación de las temperaturas

$$A''_b = \langle I_m \rangle \{ 1/R(\langle T \rangle - A_T) - 1/R(\langle T \rangle + A_T) \} / 2 \quad (7.4)$$

De (7.2) se obtienen A_b y φ_b mediante la relaciones vectoriales

$$A_b = \{ A'_b{}^2 + A''_b{}^2 + 2A'_b A''_b \cos(\varphi_m - \varphi_T) \}^{1/2} \quad (7.5)$$

y

$$\varphi_b = \varphi_T + \arctan\{ A'_b \sin(\varphi_m - \varphi_T) / (A''_b + A'_b \cos(\varphi_m - \varphi_T)) \} \quad (7.6)$$

Finalmente, el promedio de los datos de intensidades de banda se aproxima por

$$\langle I_b \rangle = \langle I_m \rangle / R(\langle T \rangle) \quad (7.7)$$

Las ecuaciones (7.3-7) permiten hallar las amplitudes y fases para calcular η a partir de las intensidades medidas.

Como ilustración del efecto de este procedimiento, se muestran en la figura 7.1 los histogramas de la fase de η de la campaña en El Leoncito de 1987, usando directamente los espectros de intensidades de banda (arriba) y a partir de los espectros de intensidades medidas, como recién explicado (abajo). Como es de esperar, hay una mayor cantidad de coincidencias cuando se utilizan directamente las intensidades de banda (especialmente en el caso del O_2 , con 247 coincidencias versus 186), pero muchas son artificialmente generadas por el acoplamiento con el ruido de las temperaturas. Además, las formas de las distribuciones son completamente distintas. En la parte superior se ven distribuciones casi isotrópicas, si bien con una mayor acumulación de casos hacia los 180° , consecuencia del acoplamiento. En contraste, en la parte inferior de la figura, la ausencia de casos en ciertos rangos de fase, especialmente en la región de 180° , muestra claramente como este método reduce los efectos del ruido. Si las coincidencias fueran aleatorias, se esperaría una distribución uniforme en las fases entre -180° y 180° .

Para demostrar que la distribución recién mostrada no es un artefacto de la corrección a intensidades de banda (ec. 7.6), se muestra la figura 7.2, donde se ven cuales son las distribuciones de fases de η antes de dicha corrección. Aunque más

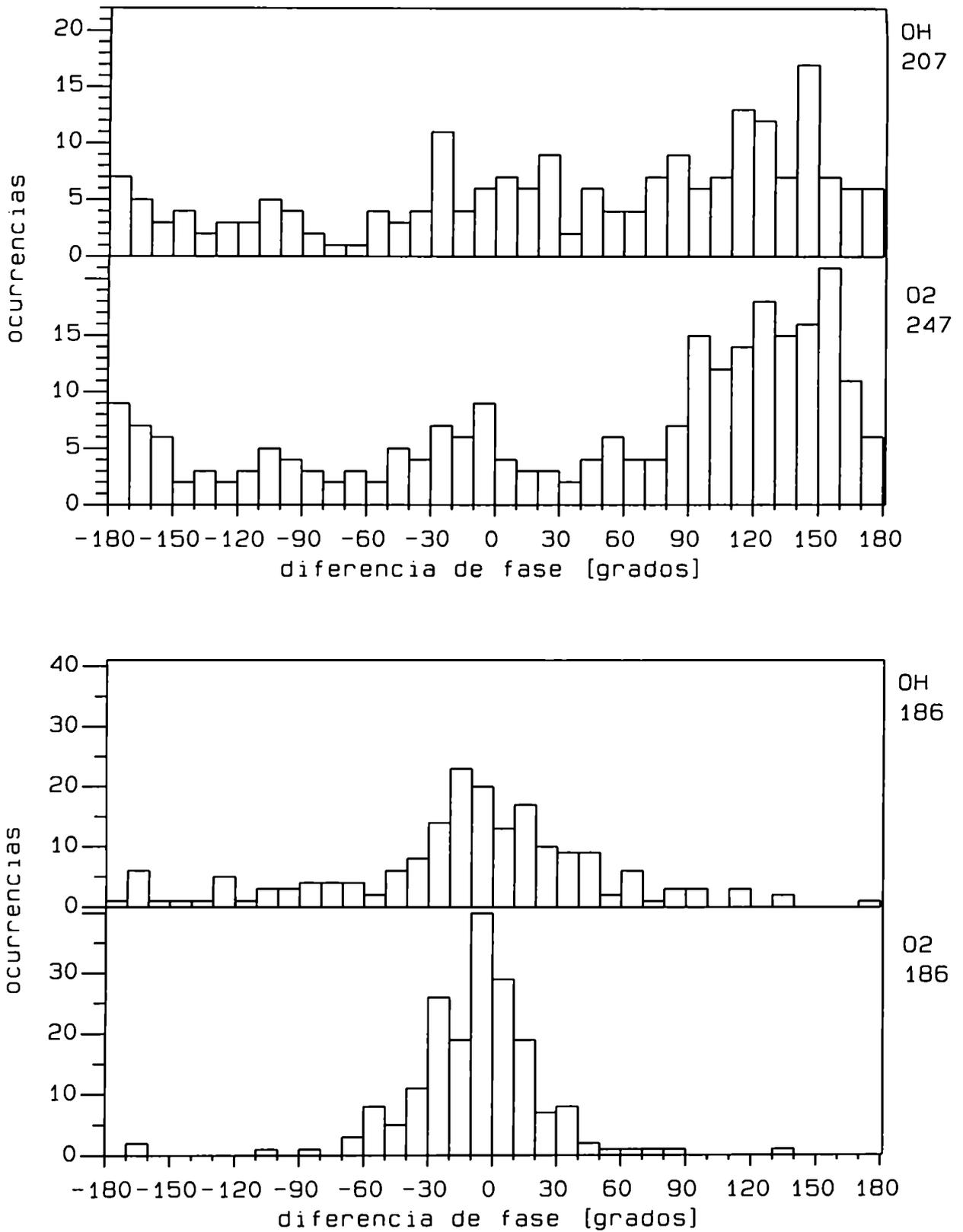


Figura 7.1: Distribución de las fases de eta para la campaña LEO'87 usando directamente los espectros de intensidades de banda (arriba) ó partiendo de los espectros de intensidades medidas (abajo).

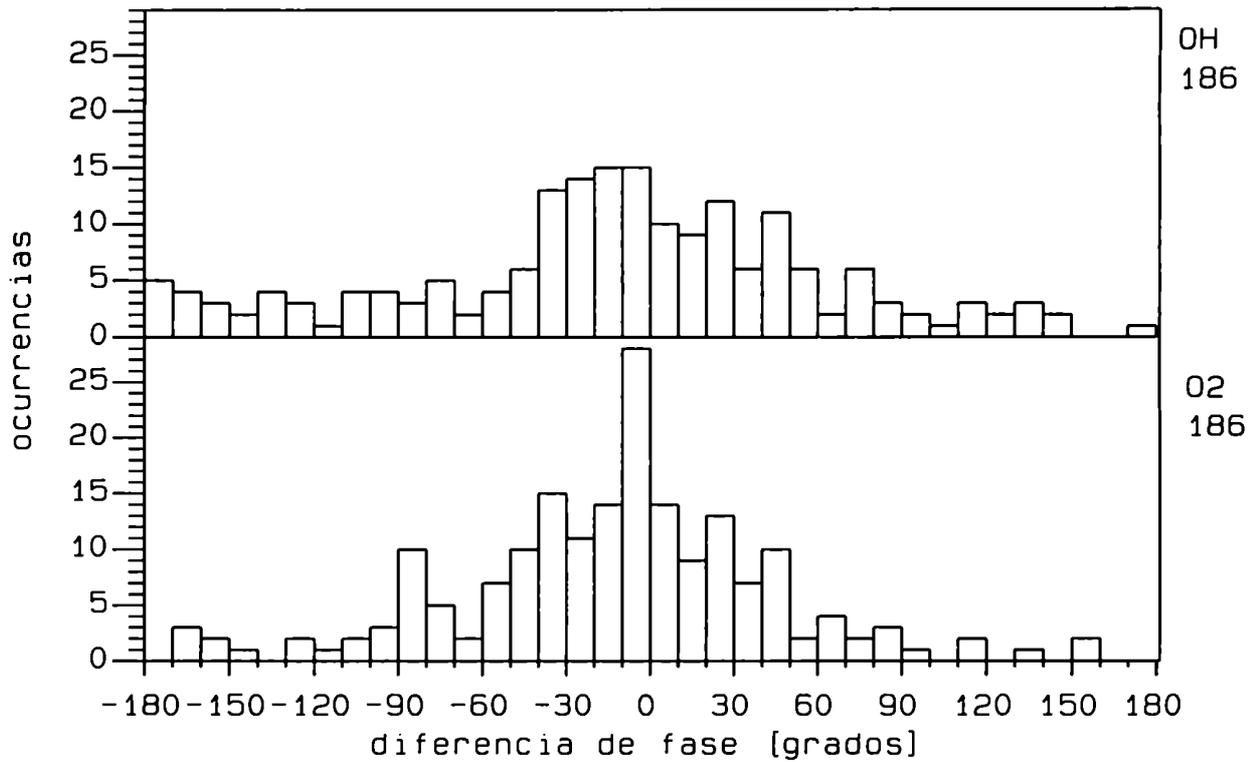


Figura 7.2: Distribución de fases de eta de LEO '87 con intensidades medidas, pero sin la corrección correspondiente.

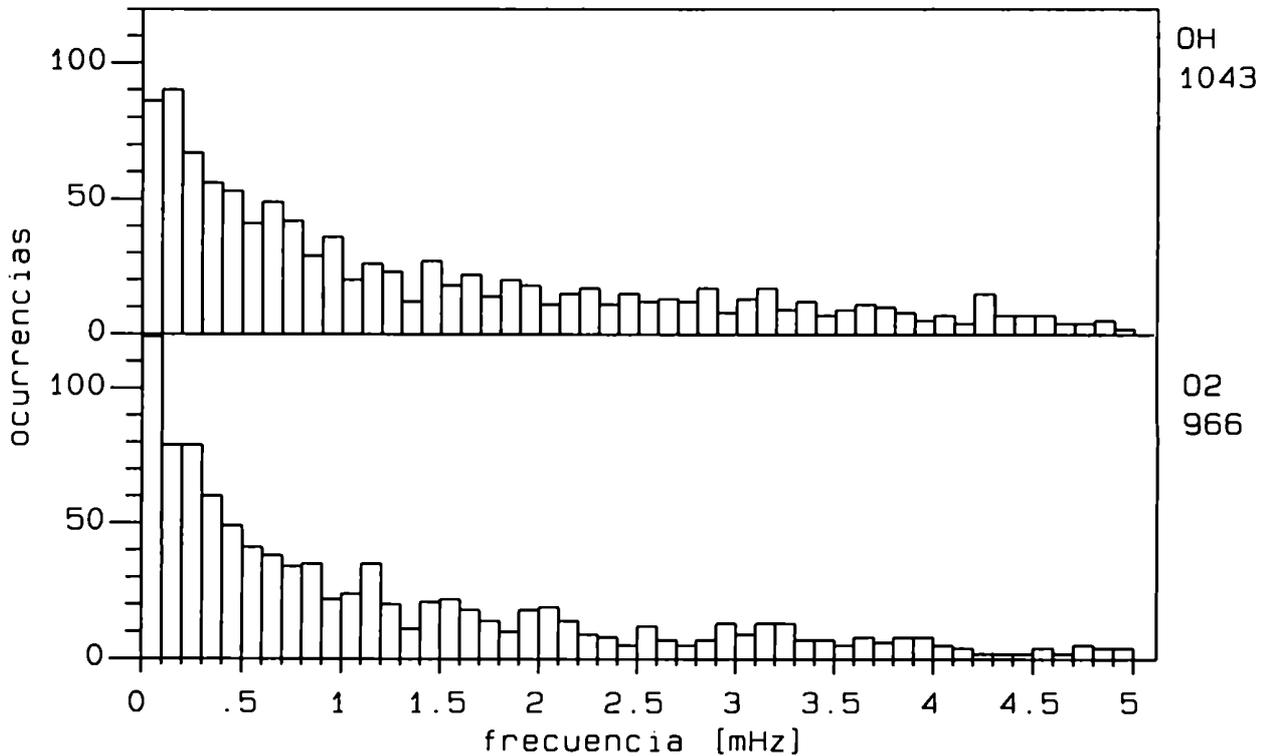


Figura 7.3: Distribución de número de coincidencias en función de la frecuencia para todas las campañas.

ancha, la forma de estas distribuciones sigue siendo estructurada, con un claro predominio de casos entre -90° y 90° .

Además, esta distribución permite estimar una cota máxima de casos aleatorios. Sólo 6 casos del O_2 y 14 del OH tienen fases entre 90° y 180° . Suponiendo que todos estos casos correspondan sólo al ruido, que seguramente es una exageración, se puede estimar el porcentaje del mismo, obteniéndose así una cota superior del 13% para el O_2 y del 30% para el OH. En realidad, el nivel de ruido en ambas bandas debería ser similar, por lo cual el exceso estimado para el OH puede ser debido a la más ancha distribución real de las fases (como se discute más abajo). De esto se concluye que el ruido no abarca más del 15% o tal vez el 20% del total de coincidencias, para ambas bandas, y no repercute sustancialmente en los resultados que se discuten en este capítulo.

También se puede descartar que, por razones metodológicas, haya un acoplamiento espectral en el sentido inverso, es decir, que una oscilación en las intensidades genere otra de igual frecuencia en las temperaturas. Ya el uso del coeficiente de Shagaev (ver capítulo 2) que es un cociente de diferencias de intensidades evita este problema. Un incremento aleatorio en sumas de intensidades medidas no implica *a priori* un incremento (o decremento) de este coeficiente y por consiguiente de la temperatura. Pero también se ve *empíricamente* que en las fuertes oscilaciones lentas de las series temporales de datos no hay indicios de correlación: en general, una variación de las intensidades no implica una variación simultánea en las temperaturas. Como ejemplo están los resultados de la marea semidiurna donde, en promedio, la fase de temperaturas precede a la de intensidades en más de una hora para el O_2 y en más de dos horas para el OH.

7.2 - Resultados de ondas gravitatorias.

7.2.1 - Cantidad de ondas encontradas.

La cantidad de bloques de datos utilizados, para ambas capas de emisión, se muestran en la tabla 7.1, separado por campaña, y para el total. Se indican, además, la cantidad de coincidencias observadas, la esperanza de cantidad de coincidencias aleatorias calculadas según la ec. (4.16), y la razón entre la cantidad de coincidencias y

la esperanza. Como ya se mencionó en la parte anterior, se utiliza como máximo factor de tolerancia, $Q_{\max} = 1$, pero, a modo comparativo, también se dan los valores para $Q_{\max} = 3$. Se muestra, además, el porcentaje de coincidencias múltiples (para $Q_{\max} = 1$ prácticamente no hay coincidencias múltiples).

Tabla 7.1: Cantidad de bloques de datos para cada una de las campañas y para el total de los datos. Cantidad de coincidencias, esperanza de coincidencias aleatorias según ec. (4.16) y razón del número de coincidencias sobre esperanza, usando como máximos factores de tolerancia $Q_{\max} = 1$ y $Q_{\max} = 3$. Para $Q_{\max} = 3$, se incluye el porcentaje de coincidencias múltiples.

(a) O_2	1º LEO'86	2º LEO'86	LEO'87	ARE'90	LEO'92	TOTAL
Nº de bloques	184	119	160	296	93	852
$Q_{\max} = 1$						
Nº coincidencias	180	112	186	374	118	970
Esperanza	156	88	139	234	86	703
Nº coinc./esperanza	1.15	1.27	1.34	1.60	1.37	1.38
$Q_{\max} = 3$						
Nº coincidencias	507	298	474	946	334	2559
Esperanza	468	265	417	701	258	2108
Nº coinc./esperanza	1.08	1.12	1.14	1.35	1.30	1.21
Coinc. múltiples (%)	12.03	11.41	12.65	15.43	17.07	13.99
(b) OH	1º LEO'86	2º LEO'86	LEO'87	ARE'90	LEO'92	TOTAL
Nº de bloques	184	119	160	296	93	852
$Q_{\max} = 1$						
Nº coincidencias	250	152	186	351	109	1048
Esperanza	183	108	142	253	71	757
Nº coinc./esperanza	1.37	1.41	1.31	1.39	1.53	1.38
$Q_{\max} = 3$						
Nº coincidencias	617	357	491	892	257	2614
Esperanza	548	324	425	760	214	2271
Nº coinc./esperanza	1.13	1.10	1.15	1.17	1.20	1.15
Coinc. múltiples (%)	15.07	13.17	13.03	13.00	14.40	13.66

En todos los casos, la cantidad de coincidencias observadas excede la esperanza de coincidencias aleatorias. Este exceso, para el total de las campañas, es del 38% en ambas capas. Suponiendo que las coincidencias aleatorias tienen una distribución

gaussiana con valor medio igual a la esperanza y desviación estándar, σ , igual a la raíz cuadrada de la esperanza, la cantidad de coincidencias halladas supera en más de 10σ al valor medio. Este resultado significa que sólo pocas coincidencias pueden ser originadas por ruido. Esto es consistente con el bajo porcentaje de ruido ya deducido a partir de la distribución no uniforme de las fases de η .

El deterioro en la razón coincidencias/esperanza para $Q_{\max} = 3$ se debe, esencialmente, a las coincidencias múltiples, como efectos del ruido.

Para el caso del O_2 , la más alta razón de coincidencias se tiene en la campaña de ARE (1.60), que puede estar vinculado con las altas intensidades registradas (ver tabla 3.2) y su resultante reducción en el ruido estadístico de las temperaturas. Por lo contrario, las razones más bajas ocurren en las campañas en LEO de 1986, donde se utilizó el esquema de medición que conduce mayor error estadístico.

Para el caso del OH, en cambio, esta razón varía poco entre las distintas campañas, incluyendo las campañas de 1986, tal vez debido a las altas intensidades ó, eventualmente, una mayor actividad de ondas.

La cantidad de coincidencias en función de la frecuencia se muestra en la figura 7.3 (pag. 88). Para ambas capas, estos histogramas son decrecientes con la frecuencia. Aproximadamente un tercio de los casos corresponde a frecuencias menores a 0.5mHz (períodos mayores a 2000s) y, la mitad de los casos, hasta 1mHz. Este comportamiento parece razonable, ya que la densidad de potencia espectral (y entonces las amplitudes) de los espectros de ondas gravitatorias son decrecientes con la frecuencia. Dado que el método utilizado selecciona los picos de mayor amplitud, por lo dicho, está seleccionando los picos de menor frecuencia, explicándose así la mayor tasa de coincidencias en este rango espectral.

7.2.2 - Características generales del η de Krassovsky

Los histogramas de ocurrencias de $|\eta|$ para el total de los datos, se muestran en la figura 7.4. Hay pocos casos con $|\eta| > 10$ (4% para el O_2 y 3.3% para el OH; la mayoría corresponde a períodos mayores de 10000s). El aspecto más notable es la gran acumulación de casos en valores bajos de $|\eta|$. Un 54% de los casos del O_2 ocurren en el rango de $|\eta|$ entre 1.5 y 3 y un 60% de los casos del OH, entre 1 y 2.5. El promedio

vectorial es $2.56 (\pm 0.06)$ para el O_2 y $1.65 (\pm 0.06)$ para el OH. Las desviaciones estándar son de 1.7 para ambas capas. Estos resultados difieren sustancialmente de los encontrados para la marea semidiurna donde el promedio es aproximadamente 5 y la distribución es más dispersa.

En la figura 7.5 se muestran los histogramas de ocurrencias de la fase de η . Como ya se ha visto para la campaña de 1987 sola, las distribuciones son de formas aproximadamente gaussianas con el centro en valores ligeramente negativos, y con un ancho mayor para el OH. El promedio de las fases es $-5.6^\circ (\pm 1.2^\circ)$ para el O_2 , y $-7.4^\circ (\pm 1.9^\circ)$ para el OH., y las desviaciones estándar son 36° y 59° , respectivamente.

Para una mejor visualización de lo recién mencionado se muestran en el plano complejo los valores de η (figura 7.6). Cada marca en los ejes corresponde a una unidad de η . Para las dos capas, hay una gran preponderancia de casos en el primer y cuarto cuadrante. Dentro de una difusa nube de puntos debida esencialmente a ondas con períodos de más de 1000s, resaltan visualmente zonas de mayor concentración de puntos en forma de "media lunas", o dicho de otro modo, aproximadamente esféricas con el centro cerca del eje real positivo, pero encerrando una región de muy baja densidad, a la izquierda del centro. Esto se ve más claramente en la figura 7.7, similar a la figura 7.6 pero usando $Q_{\max} = 3$, para tener mayor cantidad de casos. En el O_2 , la zona de mayor concentración tiene un radio de uno alrededor de $\eta \cong 2$, con el "hueco" mencionado de radio 0.5 centrado en $\eta \cong 1.5$. En el caso del OH, la zona, alrededor de $\eta \cong 1$, tiene un radio un poco mayor (1.5), y el hueco es centrado en $\eta \cong 0.5$. La existencia de los huecos puede ser un efecto de seleccionamiento del siguiente modo: el umbral de detección de las bajas amplitudes en las intensidades medidas impide la observación de muy bajos valores de $|\eta|$, si η se calculara sin hacer las correcciones a intensidades de banda, generándose así un hueco alrededor del punto cero. Al hacer la corrección, este hueco se desplaza hacia la derecha. Un problema con esta explicación es la dificultad de comprender la diferente ubicación de los huecos para las dos capas. Por otra parte, parece difícil que los huecos sean una característica real del campo de ondas. Además, los modelos actuales no los predicen.

7.2.3 - Distribución de longitudes de onda verticales y sentido de propagación.

Al igual que en el caso del estudio de la marea, es posible determinar la distribución de las longitudes de onda verticales, mediante la ecuación (5.4). Si bien es-

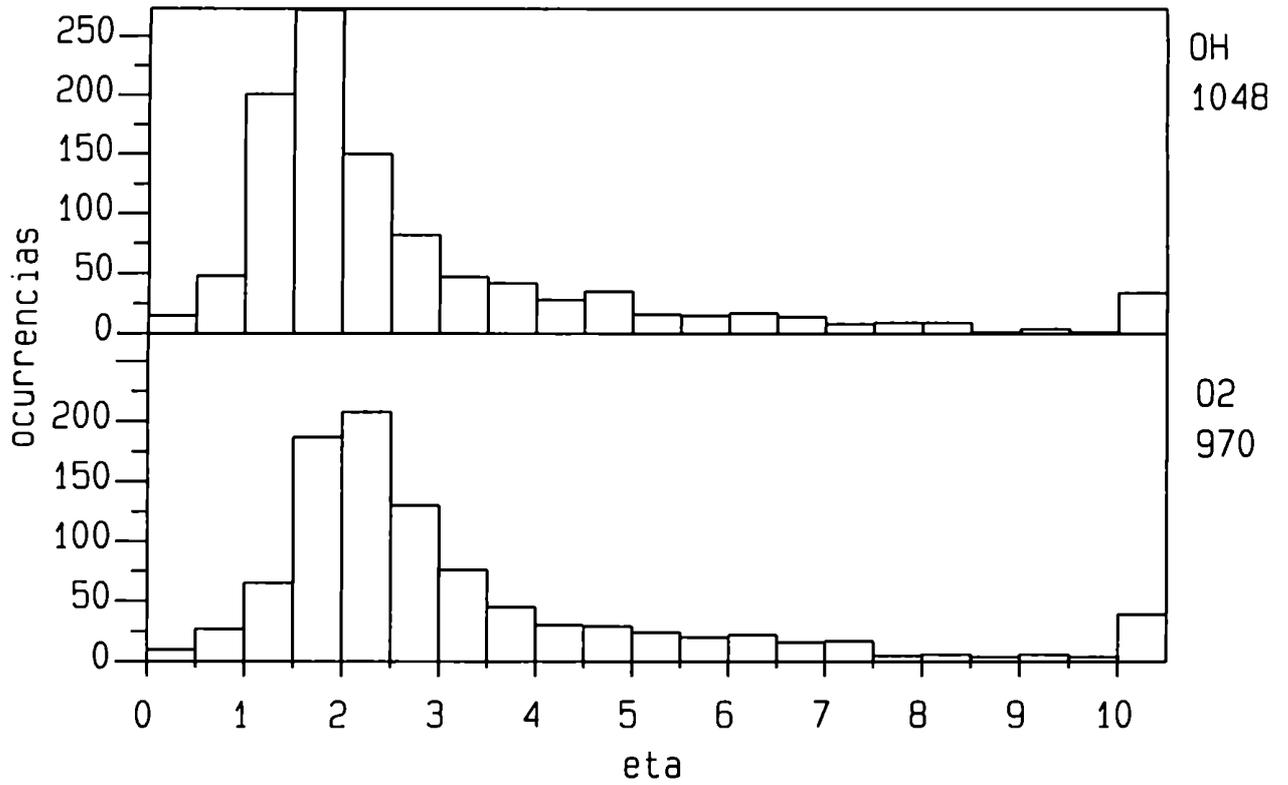


Figura 7.4: Histograma del módulo de eta para todas las campañas. Las barras en el extremo derecho, dan la cantidad de casos con módulo mayor a 10.

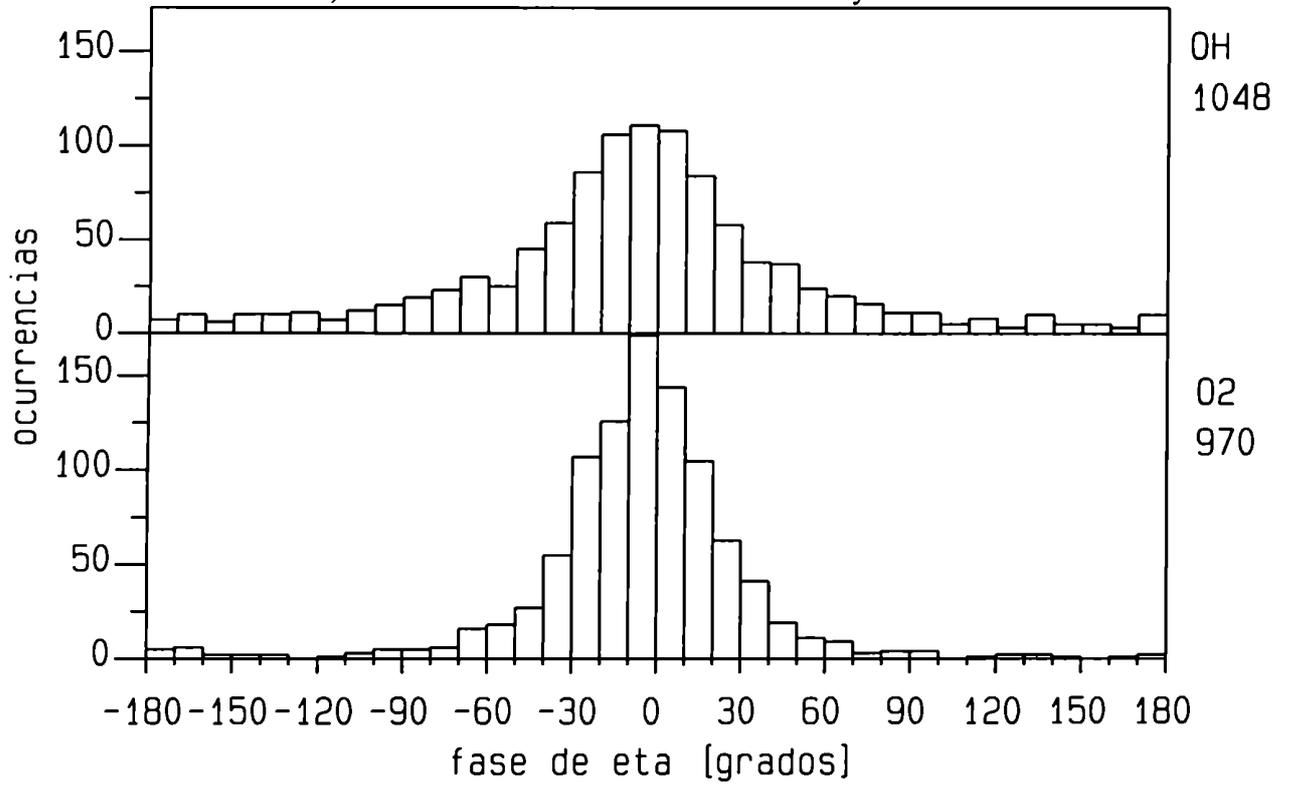


Figura 7.5: Histograma de fases de eta para todas las campañas.

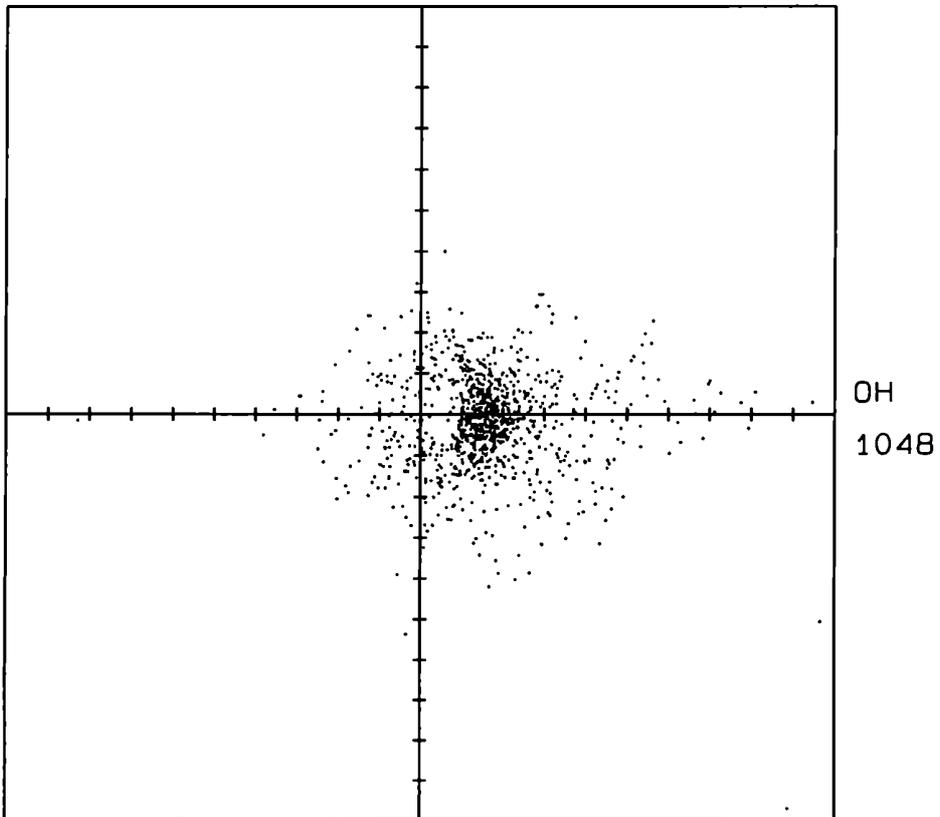
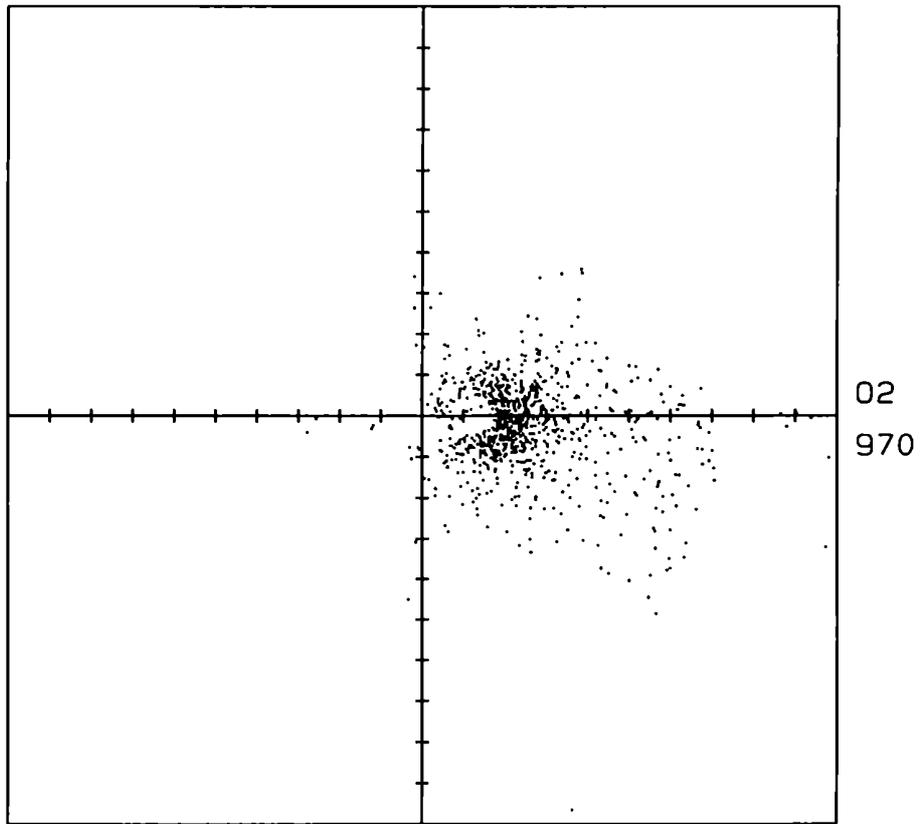
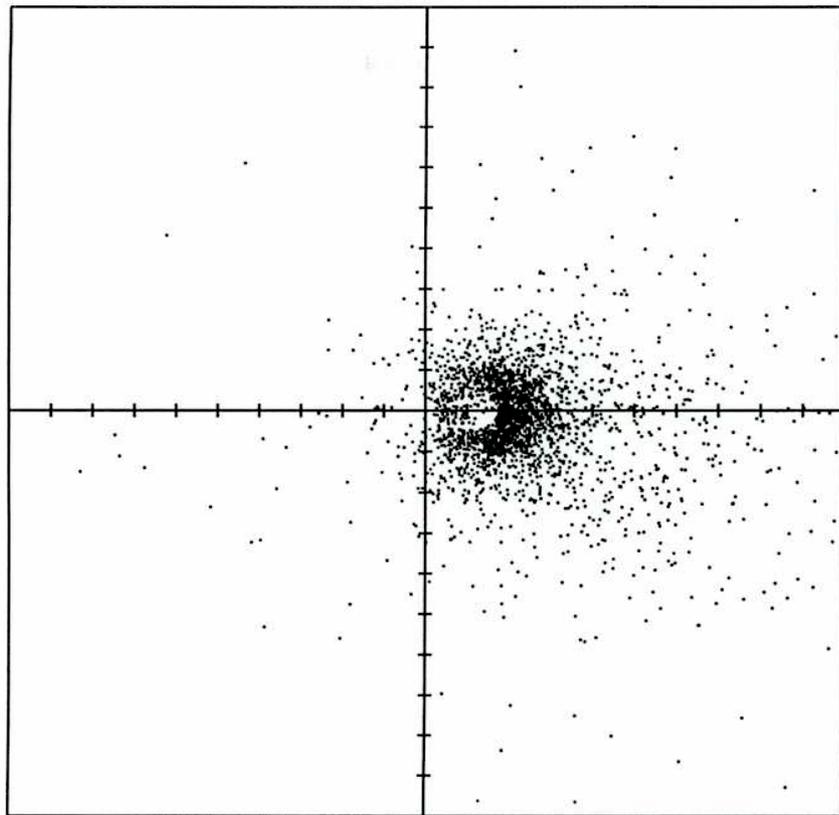
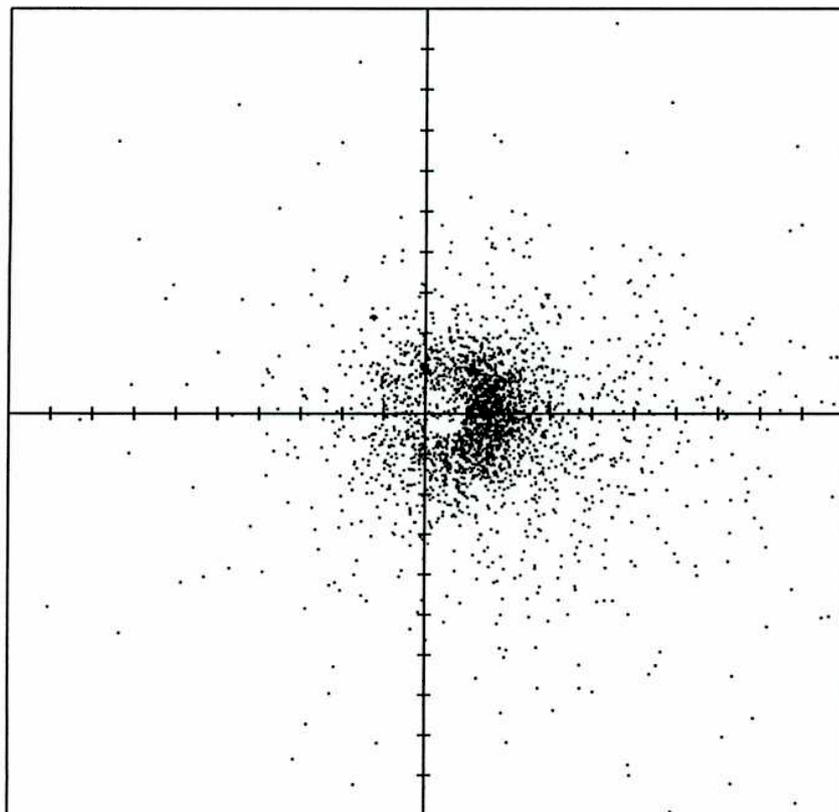


Figura 7.6: Valores de eta en el plano complejo para todas las campañas y $Q_{max}=1$.



02
2559



0H
2614

Figura 7.7: Idem figura anterior pero con $Q_{max}=3$.

ta ecuación se refiere sólo a ondas gravitatorias internas, su aplicación a ondas evanescentes no puede conducir a confusiones ya que debería resultar en longitudes de onda muy grandes (ver capítulo 5). Los histogramas de λ_z obtenidos se muestran en la figura 7.8. En la parte superior de la figura se incluyen las barras de coincidencias acumuladas con $\lambda_z < -100\text{km}$ y $\lambda_z > 100\text{km}$, en los extremos izquierdo y derecho, respectivamente. Para ver mejor la distribución de λ_z más cortos, la parte inferior muestra lo mismo pero resolviendo el rango de longitudes de onda $|\lambda_z| < 200\text{km}$. La mayoría de las coincidencias corresponden a grandes longitudes de onda verticales: sobre el total de coincidencias, hay un 82% y un 71% de los casos con $|\lambda_z| > 100\text{km}$ para el O₂ y el OH, respectivamente. Estas ondas podrían ser evanescentes ó cuasievanescentes (o sea, ondas gravitatorias internas de gran longitud vertical).

Por el otro lado, la cantidad de ondas seguramente no evanescentes, observadas en la capa de OH supera en un 65% a la de la capa de O₂. La escasez de casos en la capa superior puede ser explicada por la ubicación de los niveles de rompimiento de onda ("wave breaking") entre ambas capas, tal como sugieren los resultados del modelo de García y Solomon [1985].

Se puede notar también que, para las ondas con $|\lambda_z| < 100\text{km}$ hay un claro predominio de casos negativos, siendo un 70% de los casos del O₂ y un 61% de los casos del OH. Este predominio de propagación de ondas hacia arriba no es exclusivamente debido a la contribución de los casos de marea ya que al excluirse todas las coincidencias con períodos mayores a 10000s, el predominio sólo se reduce un poco, dando un 66% de casos negativos para el O₂ y un 59% para el OH. Si bien hay una mayoría de ondas ascendentes, la cantidad de casos de ondas que se propagan hacia abajo es todavía muy considerable. Esto indicaría la presencia de fuentes de ondas, o reflexiones, a alturas por encima de las capas de emisión. En realidad, el λ_z positivo no implica necesariamente la propagación de ondas hacia abajo, ya que en el caso de ondas de la rama acústica, el signo de λ_z tiene el significado opuesto. Dado que la rama acústica alcanza períodos intrínsecos de hasta 200s, en las altas frecuencias observadas podría haber una contribución, por efecto Doppler, de ondas acústicas ascendentes que aumenten el conjunto de casos con λ_z positivos. Sin embargo, se espera que esta contribución sea pequeña, tanto por el rango de corrimientos Doppler, como por la menor potencia espectral de estas ondas.

Las ondas que se propagan hacia abajo aparecen con un mayor porcentaje en la

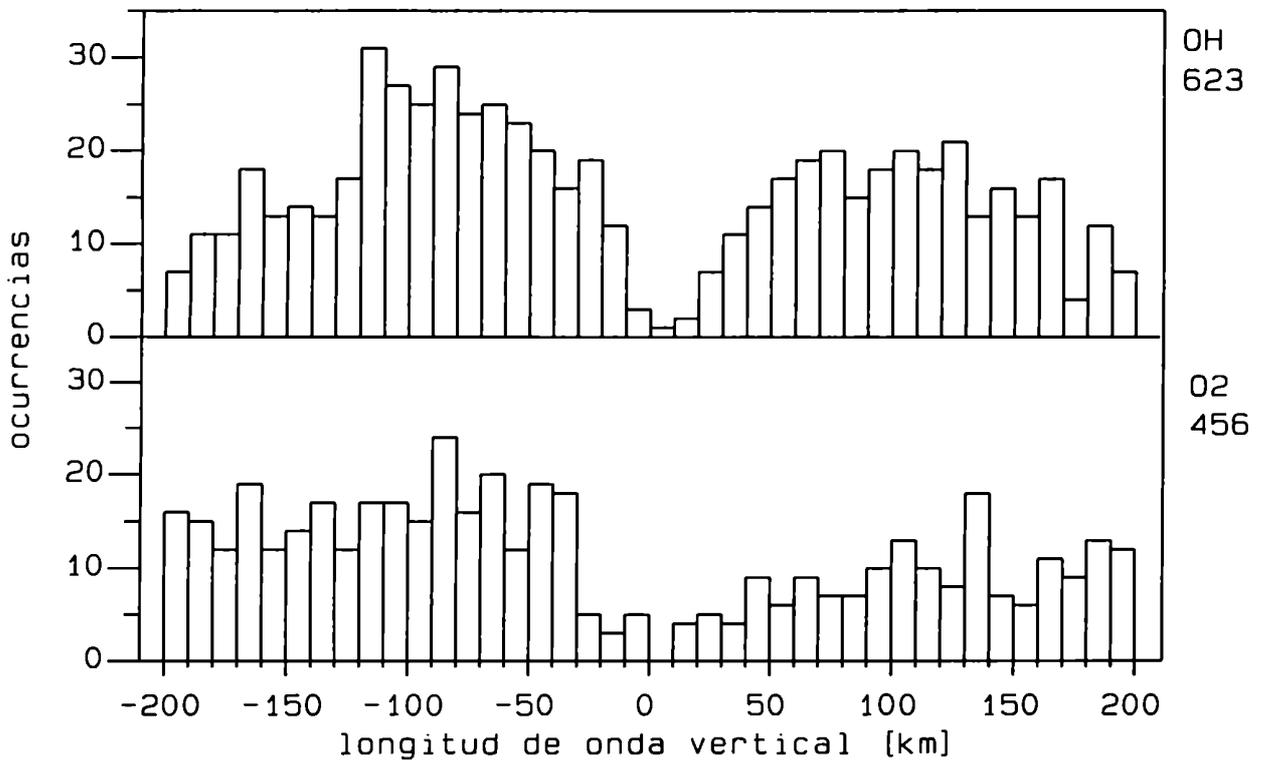
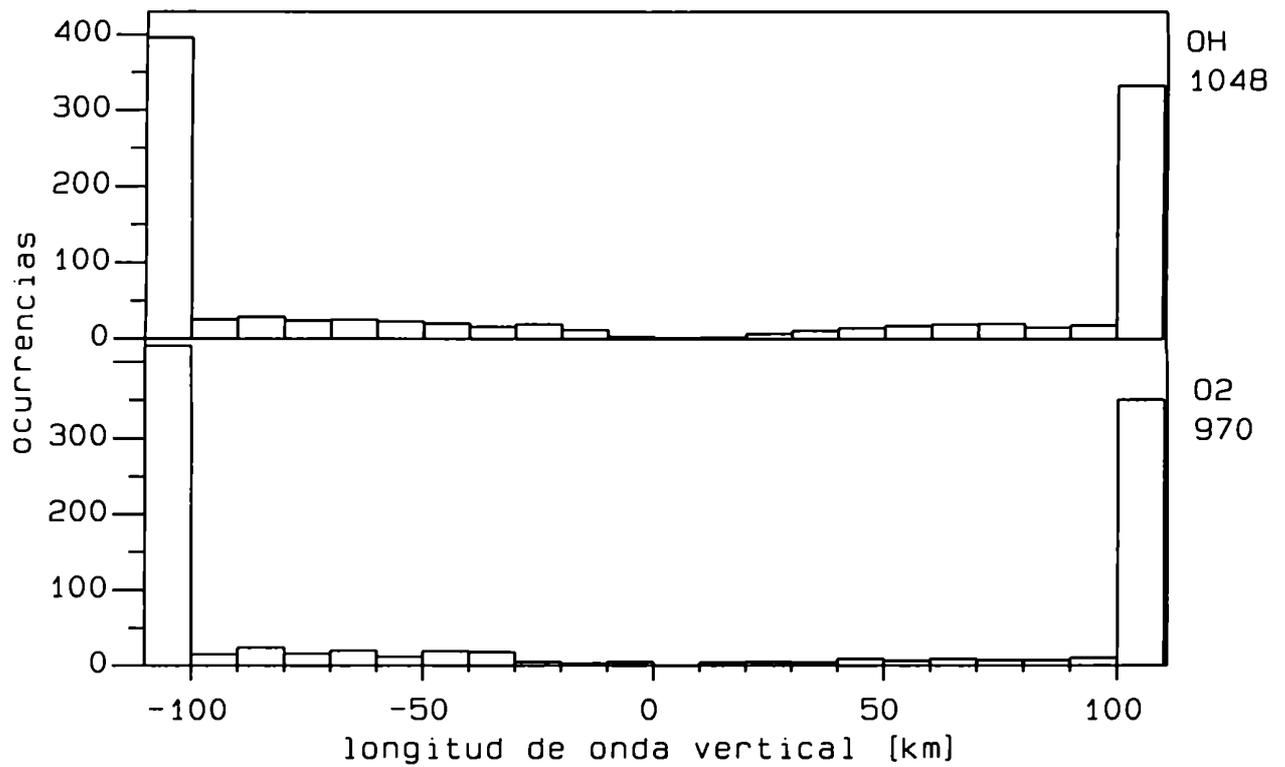


Figura 7.8: Distribución de longitudes verticales de onda para todas las campañas. Arriba: acumulando en las barras extremas los casos con $|lz| > 100\text{km}$. Abajo: incluyendo sólo los casos con $|lz| < 200\text{km}$ y con escala vertical ampliada.

capa de OH. Esto sería un resultado extraño, excepto si hubiera una importante contribución de ondas generadas entre ambas capas. Sin embargo, es más probablemente un efecto generado por desconsiderar el parámetro químico χ_i para el OH, por no ser bien conocido (como se ha dicho, χ_i es realmente cero para el caso del O_2). Porque, según lo mencionado en el capítulo 5, $\chi_i = 0$ lleva a una sobreestimación de $|\lambda_z|$ para ondas que se propagan hacia arriba y a una subestimación en el caso contrario. Si usáramos, tentativamente, $\chi_i = 0.2$ (como sugieren las fig. 5 y 8 del trabajo de Tarasick y Shepherd [1992b]), una onda que resulta con, por ejemplo, $\lambda_z = -100\text{km}$ (ó $+100\text{km}$), según ec. (5.6), tendría $\lambda_z = -160\text{km}$ ($+73\text{km}$, en el otro ejemplo) al usar $\chi_i = 0$ (ó bien, la ec. 5.4). Para considerar el efecto de $\chi_i = 0.2$, se pueden tomar los límites -160km y 73km (en vez de -100km y $+100\text{km}$) para contar la cantidad de ondas (con un período máximo de 10000s) ascendentes y descendentes, respectivamente, obteniéndose un 20% con propagación hacia abajo, en contraste al 41%, correspondiente al caso $\chi_i = 0$. De este modo, la abundancia de ondas descendentes en la capa de OH sería menor que para el O_2 (34%), al contrario del resultado inicial.

Otro punto interesante son las ondas de corta longitud vertical. Como se ha mencionado, la técnica de medición no es la más apta para detectar estas ondas, debido a la cancelación de fases en la dirección de observación. La ec. (5.4) puede aproximarse como $\lambda_z \cong 130\text{km}/|\eta| \sin\phi$ por lo que se requieren valores de $|\eta| \sin\phi \cong 10$ para obtener longitudes en el rango de 10km (nótese que para este rango, la posible contribución de χ_i es pequeña). Por supuesto, la limitación de λ_z al orden del ancho de la capa, no aparece directamente en la ec. (5.4) ya que ésta no incluye explícitamente el perfil de la capa, sino indirectamente, a través de los altos valores de $|\eta|$ necesarios. En la práctica, para obtener estos altos valores de $|\eta|$, se necesitaría poder detectar oscilaciones relativas en temperaturas, al menos 10 veces menor que las oscilaciones relativas en intensidades, lo cual normalmente está por debajo del umbral de detección. En la parte inferior de la figura 7.8, la escasez de casos con corta longitud vertical es claramente visible. También llama la atención la diferencia en la forma de los mínimos de las dos capas: el OH tiene un mínimo mucho más estrecho y profundo que el O_2 . Tomando en cuenta que la extensión vertical de ambas capas es parecida, esto indica diferencias en el comportamiento de las ondas gravitatorias.

Para analizar estas diferencias con mayor detalle, se muestra la figura 7.9 con la distribución de λ_z para todos los casos con períodos menores a 1000s (arriba), entre 1000s y 10000s (centro) y mayores a 10000s (abajo). Se ve que, para los bajos

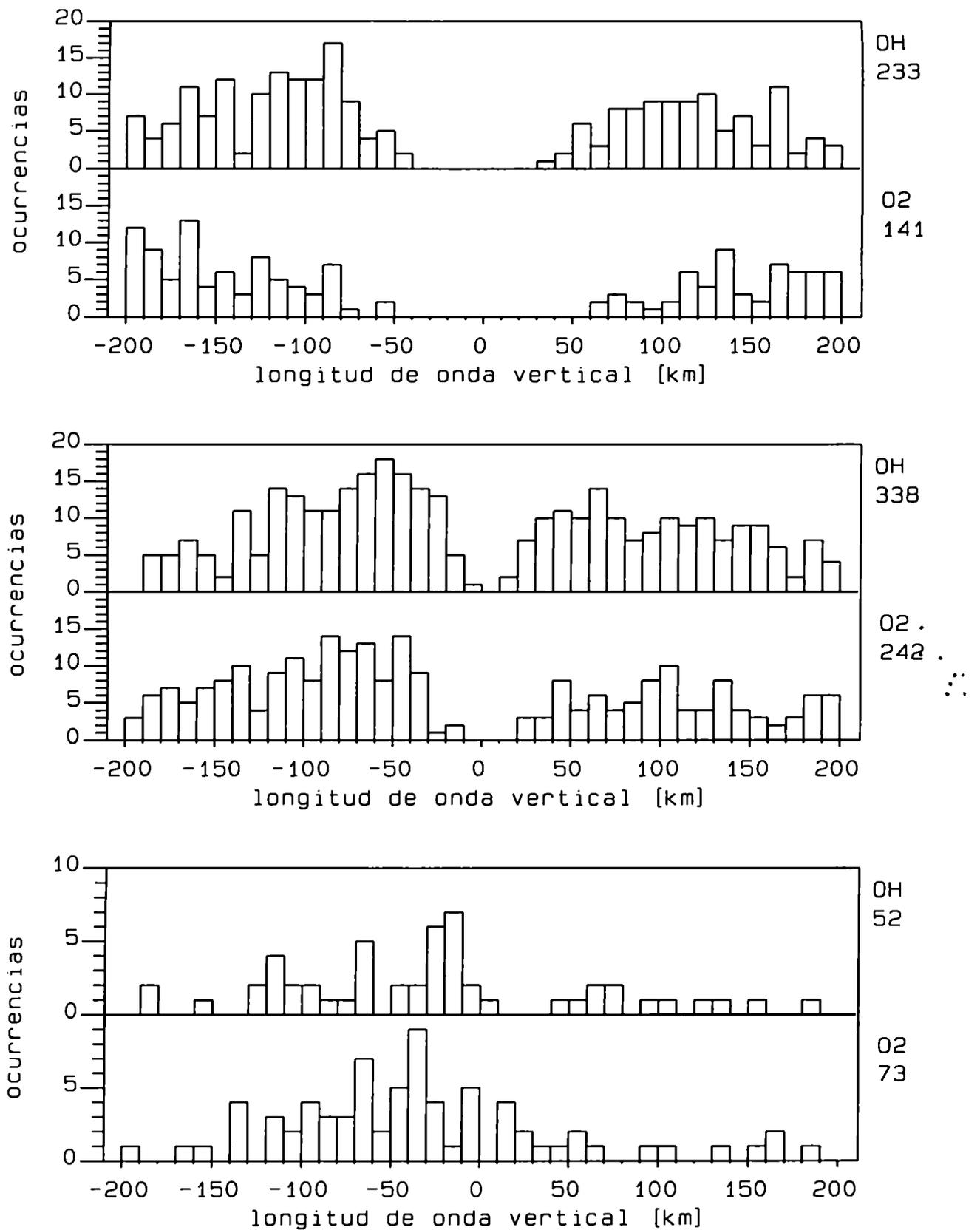


Figura 7.9: Distribuciones de longitud vertical de onda para periodos menores a 1000s (arriba), entre 1000s y 10000s (centro) y mayores a 10000s (abajo):

períodos, no aparece ningún caso con $|\lambda_z| < 50\text{km}$ en la capa de O_2 y sólo un caso con $|\lambda_z| < 40\text{km}$ en el OH. En los períodos intermedios, hay muy pocos casos con $|\lambda_z| < 30\text{km}$ para la capa del O_2 , y con $|\lambda_z| < 10\text{km}$ para el OH. Los grandes períodos muestran, en cambio, que hay la máxima cantidad de ondas de longitudes verticales cortas y una mucho mayor abundancia de casos negativos. Esto se debe, muy probablemente, a la contribución de la marea. Por lo dicho, se puede concluir, entonces, que, con la excepción de los grandes períodos, la cantidad de ondas de corta longitud vertical a 95km es *menor* que a 86km , en contraste a lo que podría haber sido la primera impresión.

7.2.4 - Amplitudes medias y atenuación entre capas.

Las amplitudes medias de temperaturas y las razones entre el promedio de amplitud del O_2 y el de OH, R_A , se muestran en la tabla 7.2, limitando los períodos a 10000s para no incluir a la marea, y haciendo diferentes selecciones de casos según λ_z . En ningún caso los promedios de amplitud tienen un error estadístico mayor a 0.08K y los R_A a 0.07. Además hay un error sistemático debido al umbral de detección de amplitudes, que lleva a que los promedios de amplitudes dados en la tabla requieran una corrección hacia valores menores, siendo mayor la corrección para las menores amplitudes. Este efecto no está incluido en la tabla, y se verá cual es su influencia en las distintas conclusiones derivadas.

Las ondas de gran longitud vertical y las evanescentes (2ª fila de la tabla) tienen mayor amplitud que las ondas más cortas (3ª fila). El efecto de umbral tiene que aumentar estas diferencias.

Las amplitudes son siempre mayores en la capa de O_2 aunque no por el factor ~ 2 esperado para ondas no amortiguadas. Los R_A dados en la tabla son compatibles con el factor 1.26 (± 0.11) encontrado en el capítulo anterior para la marea semidiurna. En el importante caso de las ondas que se propagan hacia arriba (4ª fila) se puede cuantizar el efecto de umbral. En la capa de O_2 se están incluyendo ondas que no fueron detectadas en la capa de OH, por no alcanzar el umbral. Básicamente, se repite el procesamiento que condujo a la 4ª fila de la tabla, pero imponiendo un umbral de amplitud suficientemente alto como para establecerlo como el margen de detección para todas las ondas, en la capa de OH. Con las ondas que superan este umbral, se calcula el promedio de amplitudes de temperaturas en esta capa. Al llegar a la capa de O_2 , todas

estas ondas tienen amplitudes no inferiores al umbral de OH multiplicado por la razón verdadera de amplitudes. Si se conociera esta razón, se podría encontrar la amplitud media en la capa de O₂, de todas las ondas que se encuentran por encima de esta mínima amplitud, y el cociente entre la amplitud media de O₂ y la de OH tiene que coincidir con el R_A verdadero. Este problema fue resuelto en forma iterativa obteniéndose una razón de amplitudes de 1.40 (± 0.05), o sea, no mucho mayor que el valor de 1.22 dado en la tabla.

La longitud de atenuación vertical correspondiente (ver abajo) es de 22km (± 2 km), muy similar al promedio de 26km encontrado por Collins *et al.* [1994] para el mismo rango de alturas, con datos de lidar de sodio, en la Antártida. Estos autores no encontraron variación sistemática de la atenuación con la longitud de onda vertical.

Tabla 7.2: Promedios de amplitudes de temperatura y razón de amplitudes entre O₂ y OH, R_A , para distintas selecciones de λ_z . Los valores entre paréntesis corresponden a los promedios de amplitudes de temperaturas de OH si se extiende el rango de λ_z a: (1) $-160\text{km} < \lambda_z < 0\text{km}$, y (2) $0\text{km} < \lambda_z < 73\text{km}$.

Selección de ondas ($P' < 10000\text{s}$)	Amplitud O ₂ [K]	Amplitud OH [K]	R_A
Todas las ondas	2.74	2.09	1.31
Ondas con $ \lambda_z > 100\text{km}$	2.82	2.15	1.31
Ondas con $ \lambda_z < 100\text{km}$	2.34	1.93	1.21
Ondas con $-100\text{km} < \lambda_z < 0\text{km}$ (1)	2.47	2.03 (2.07)	1.22
Ondas con $0\text{km} < \lambda_z < 100\text{km}$ (2)	2.11	1.79 (1.76)	---

Las ondas que se propagan hacia arriba (4ª fila) tienen mayor amplitud que las que se propagan hacia abajo (última fila). Este desbalance debería ser mayor, si se toma en cuenta el efecto del umbral. El R_A no se da en la última fila, por el gran efecto que debe tener el umbral, en este caso. Variar de los límites de λ_z para considerar el posible efecto del parámetro χ_1 para el OH, no modifica prácticamente los resultados (valores de la tabla entre paréntesis).

La variación de las amplitudes y de los R_A , en función del período es otro punto de interés. La tabla 7.3 muestra los valores promedio de estos parámetros para distintos rangos de períodos, considerando sólo los casos de ondas que se propagan hacia

arriba (con $-100\text{km} < \lambda_2 < 0 \text{ km}$). No se ha tomado en cuenta el efecto de umbral porque el método utilizado arriba, en este caso, empeora mucho la calidad estadística de los resultados. Se incluye la longitud de atenuación vertical, $\delta_v = 1/\text{Im}(k_2)$, donde ahora el número de onda vertical, k_2 , es complejo. Entonces, $\delta_v = -\Delta z / \log(R_1/R_0)$, donde Δz es la separación entre las capas, H , la altura de escala y $R_0 = e^{\Delta z/2H}$ es la razón de amplitudes para ondas no amortiguadas. Utilizando $H = 6\text{km}$ y $\Delta z = 9 \text{ km}$, se obtiene $R_0 = 2.12$.

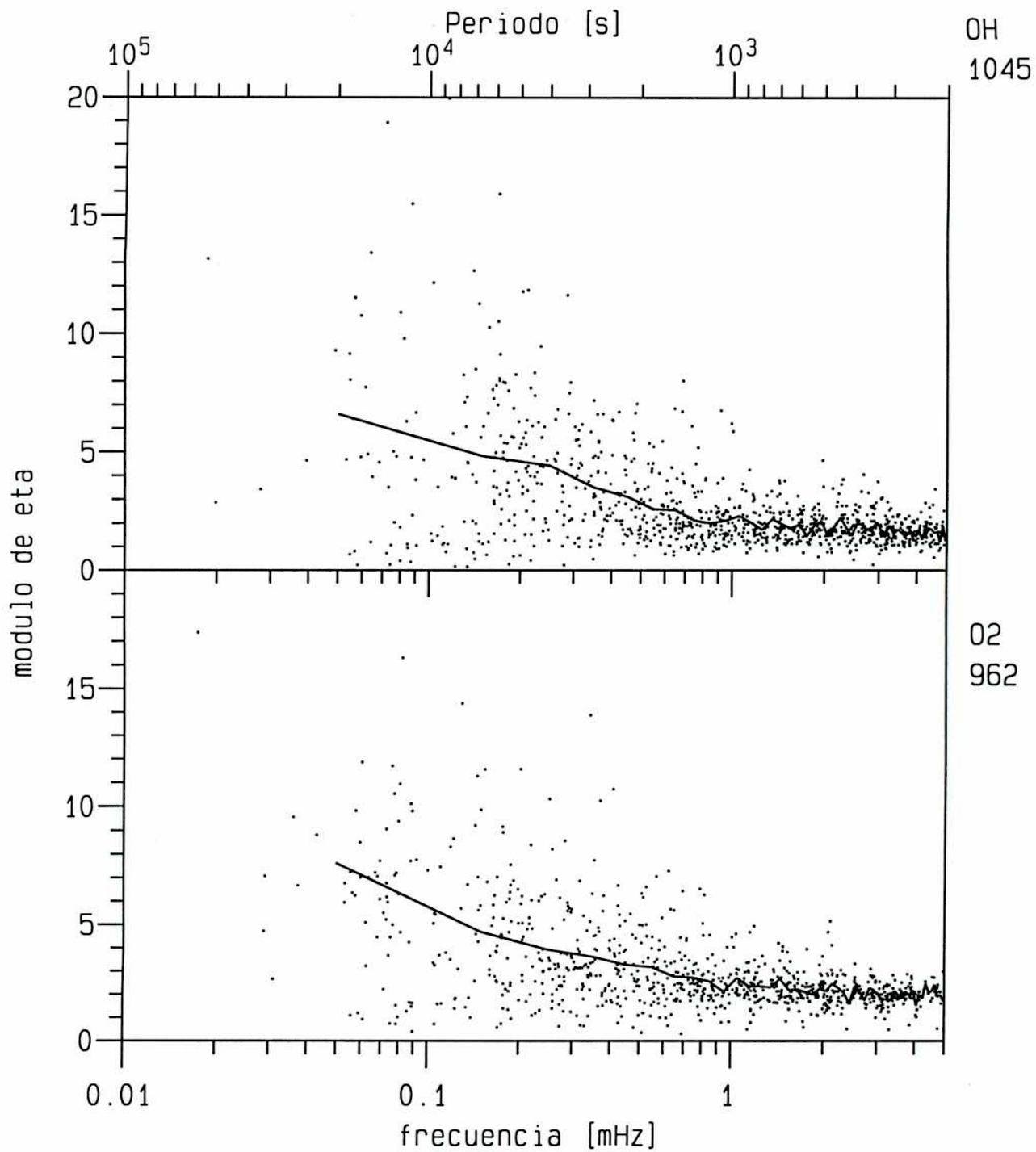
Tabla 7.3: Promedios de amplitudes de temperaturas de O_2 y OH, razón de amplitudes (R_A) y longitud de atenuación vertical, δ_v , para distintos rangos de periodos y $-100\text{km} < \lambda_2 < 0 \text{ km}$. Entre paréntesis, los errores estadísticos.

Período [s]	Amp. O_2 [K]	Amp. OH [K]	R_A	δ_v [km]
200-1000	1.75 (0.28)	1.66 (0.09)	1.05 (0.18)	12.9 (3.1)
1000-5000	2.25 (0.11)	2.03 (0.08)	1.11 (0.07)	13.9 (1.3)
5000-10000	3.65 (0.45)	2.61 (0.22)	1.40 (0.22)	21.7 (7.8)
10000-100000	8.49 (0.87)	6.63 (1.19)	1.28 (0.26)	17.9 (7.4)

Como es de esperar, las amplitudes medias aumentan con el período. Si bien las razones de amplitud (y por eso también en δ_v) sugieren un decremento en la atenuación para las ondas de mayor período, dentro de los márgenes de error, los datos también son consistentes con atenuación constante. Las longitudes de atenuación verticales son apreciables, indicando una notable atenuación ya dentro del mismo espesor de cada capa.

7.2.5 - Variación de η con la frecuencia.

La figura 7.10 muestra los valores individuales del $|\eta|$ en función de la frecuencia (los puntos; sólo muy pocos valores de $|\eta|$ están fuera de escala, todos en baja frecuencia). También, se muestran los promedios aritméticos de $|\eta|$, tomados en intervalos de 0.1MHz, conectados por las líneas. La característica general en ambas capas es similar: la distribución del $|\eta|$ tiende a ser más angosta hacia las altas frecuencias, como ya se ha sugerido en la discusión de la fig. 7.6. En frecuencias mayores a 1MHz los promedios se mantienen constantes (aproximadamente en 2.2 para el



0H
1045

02
962

Figura 7.10: Módulo de eta en función de la frecuencia. Las líneas indican los promedios aritméticos por intervalos de 0.1mHz.

O_2 y en 1.8 para el OH). En este rango espectral, la mayoría de los casos se acumula en una franja de 2 unidades de η . Sólo el 12% de los casos de O_2 están fuera del intervalo entre 1 y 3, y el 9% de los casos de OH, fuera del intervalo entre 0.8 y 2.8. Estas distribuciones angostas no son un efecto de acotamiento por el método, pues es fácil estimar que, con las amplitudes típicas medidas en las altas frecuencias, valores de $|\eta|$ de 3.5 ó 4 son numéricamente factibles, pero ocurren muy pocas veces en la práctica. Si bien no se puede excluir la posibilidad de un recorte de la distribución, por el lado de los $|\eta|$ pequeños (debido al umbral en las amplitudes de intensidades), esto no puede afectar mucho la distribución observada.

Los promedios de $|\eta|$ tienden a crecer con el período para frecuencias menores a 1mHz, alcanzando en la bajas frecuencias un valor promedio de 6.4 (± 0.6) en el caso de O_2 y 6.2 (± 0.9) en el caso del OH. Nótese que estos promedios son sólo un poco mayores a los encontrados para la marea semidiurna (5.2 para el O_2 y 5.1 para el OH). Hacia las bajas frecuencias, también crece la dispersión de $|\eta|$ y, para períodos mayores de 5000s (0.2mHz), cualquier valor entre 0.2 y 12 (o aún más) ocurre. Se podría suponer que los casos de pequeños $|\eta|$ corresponden a ondas de gran frecuencia intrínseca muy corridos por el efecto Doppler. Sin embargo, estos bajos valores también fueron observados para la marea semidiurna que seguramente no pudieron corresponder a altas frecuencias intrínsecas, por las grandes amplitudes de esos casos.

Para las fases de η , mostradas en la figura 7.11, los anchos de las distribuciones varían muy poco con la frecuencia, siendo más pequeños para el O_2 que para el OH, como se ha mencionado anteriormente. Para frecuencias mayores a 0.4mHz (ó 0.6mHz en el caso del OH), los promedios (vectoriales) se mantienen constantes alrededor de 0° . Las fases tienden a decrecer suavemente en períodos mayores, hacia -10° para las dos capas, en frecuencias entre 0.1 y 0.2mHz. Dada la gran varianza del $|\eta|$ en las más bajas frecuencias, el promedio correspondiente no es significativo.

En la discusión que sigue, varias veces es necesario excluir los casos de ondas evanescentes. Al igual que las figuras 7.10 y 7.11, las figuras 7.12 y 7.13 muestran los módulos y fases de η , respectivamente, pero para el subconjunto de casos con $|\lambda_2| < 100\text{km}$. Comparando la figura 7.12 con la 7.10 se notan algunas diferencias. En ambas bandas no aparecen casos con módulo menor a ~ 1.5 , lo cual es consecuencia directa del rechazo de λ_2 grandes, a través de la ec. (5.4) (análogo a lo discutido en el contexto de la distribución de las ondas cortas). Del mismo modo, se incrementan los

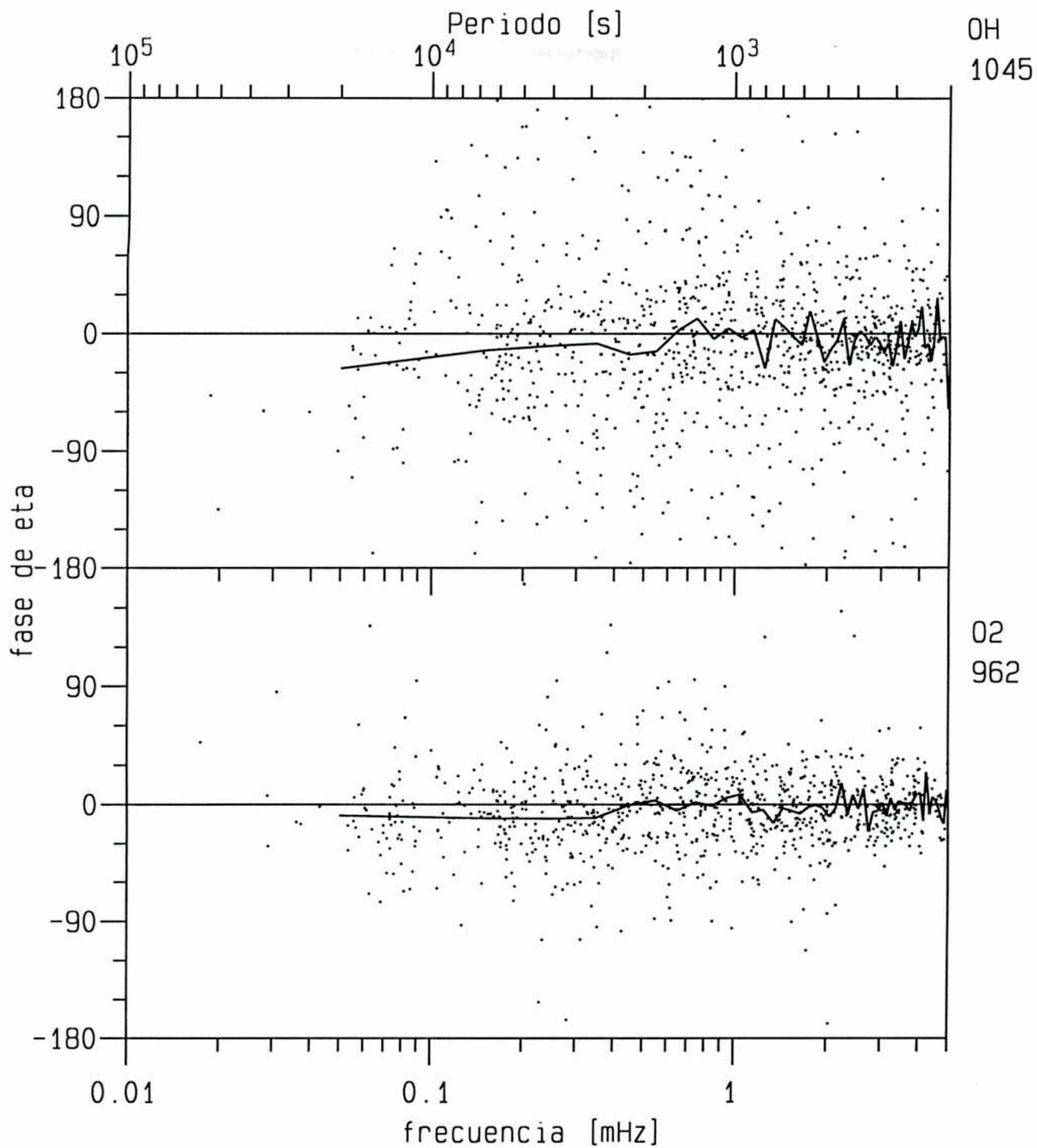


Figura 7.11: Fase de eta en función de la frecuencia. Las líneas indican los promedios vectoriales por intervalos de 0.1mHz.

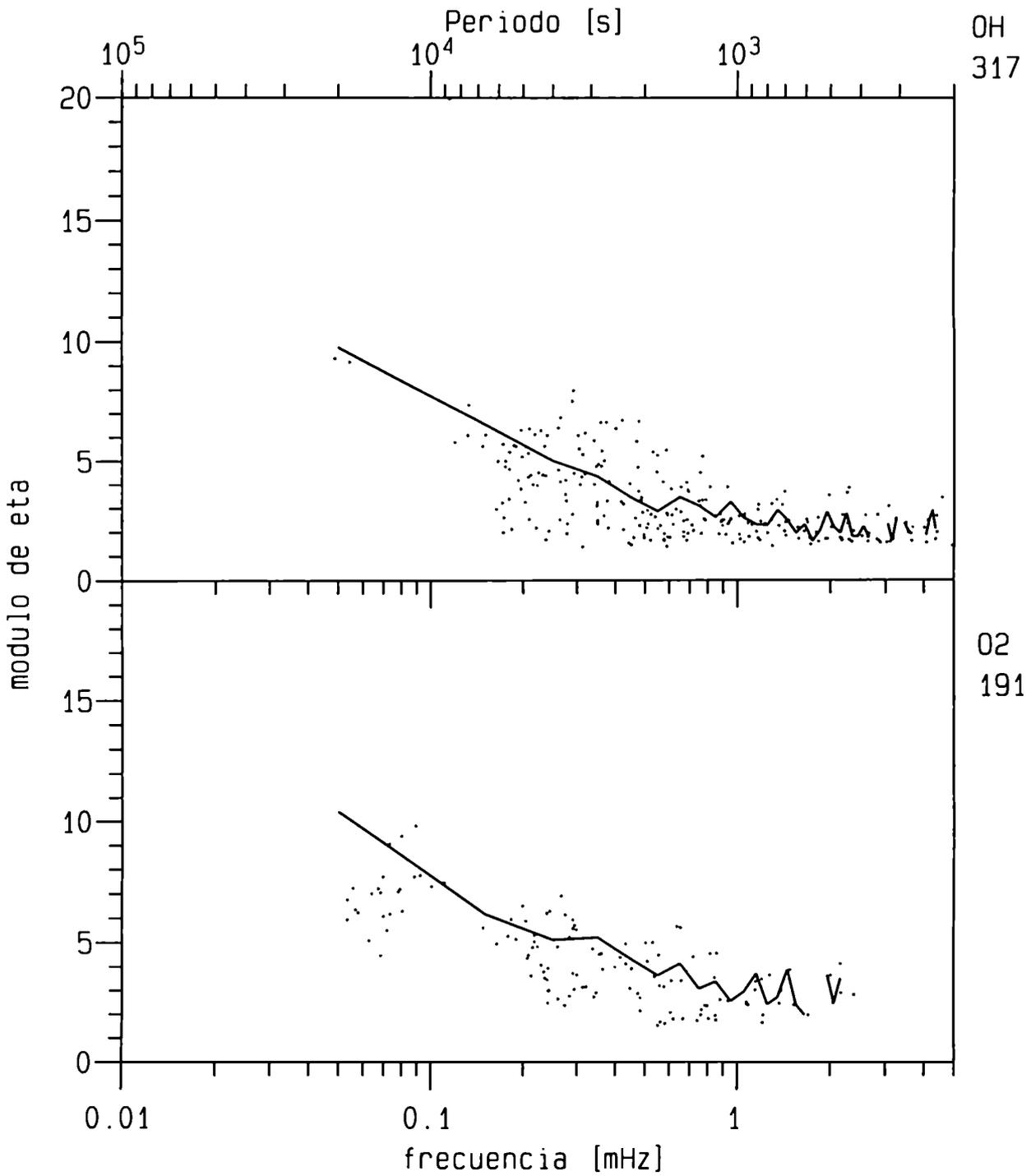


Figura 7.12: Módulo de eta en función del período para ondas con $|z| < 100\text{km}$. Las líneas indican los promedios aritméticos por intervalos de 0.1mHz y las discontinuidades indican la falta de estos promedios.

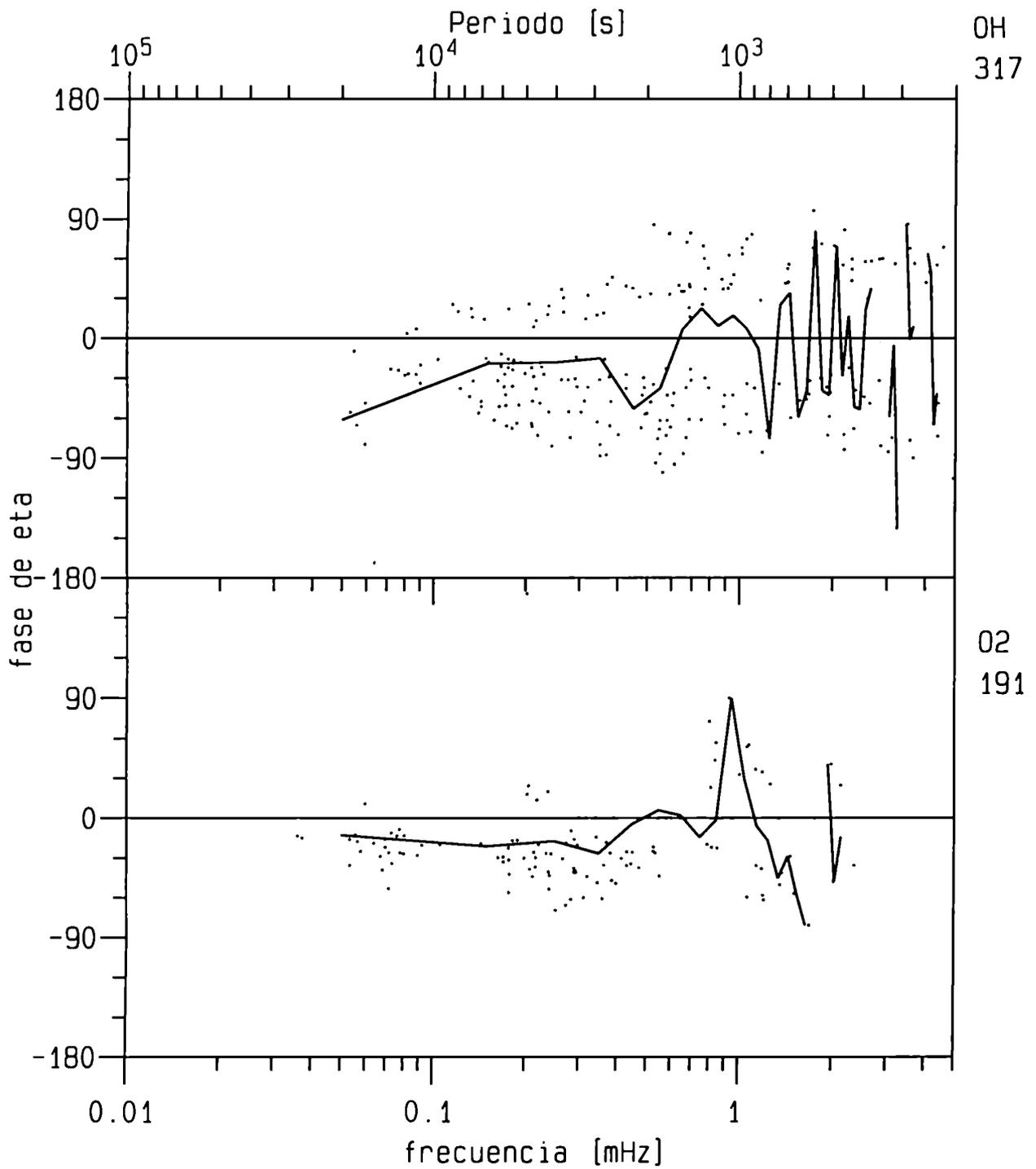


Figura 7.13: Fase de eta en función de la frecuencia para ondas con $|z| < 100\text{km}$. Las líneas indican los promedios vectoriales por intervalos de 0.1mHz y las discontinuidades, la falta de estos promedios.

promedios de los $|\eta|$; para frecuencias mayores a 1mHz, el promedio aritmético de $|\eta|$ para el O₂ se eleva de 2.2 a 3.0 (± 0.2) y para el OH de 1.8 a 2.3 (± 0.1) y, para las frecuencias menores a 0.1mHz, de 6.6 a 10.4 (± 1) para el O₂ y de 6.2 a 9.8 (± 1.3) para el OH.

Es claramente visible la escasez de casos en altas frecuencias, lo que es razonable, pues este rango de frecuencias es próximo a la frecuencia de Brunt-Välsälä, el límite superior de frecuencia intrínseca para las ondas gravitatorias internas. El hecho que en la capa de O₂ no haya ningún caso con frecuencia mayor a 2.5mHz, mientras que en la del OH hay 29 casos, puede ser indicio del rompimiento de ondas, ya mencionado.

Con respecto a los casos complementarios que forman la gran mayoría de los casos en la figura 7.10, hay que advertir que no todos son necesariamente evanescentes. En el rango de las frecuencias altas (mayores a 1mHz) donde se espera un mayor porcentaje de ondas evanescentes, los valores de $|\eta|$ están bien acotados, como ya se ha dicho. Esta observación parecería estar en contraste con el modelo HTS, ya que según los autores [Tarasick y Hines, 1990], para ondas evanescentes, el parámetro μ (y por consiguiente también $|\eta|$) puede tomar cualquier valor. Sin embargo, la fuerte variación ocurre en un limitado rango de parámetros de onda. Estos casos pueden estar muy poco representados en el conjunto de parámetros de onda observables, por lo cual no habría conflicto con el modelo.

Por último, con respecto a las fases, en la comparación de las figuras 7.13 y 7.11 se puede observar un comportamiento similar, excepto por la ausencia de casos con ángulos pequeños, también como consecuencia de la ec. (5.4).

7.3 - Comparación de los resultados de ondas gravitatorias con modelos y otros resultados.

Se discuten a continuación algunas de las observaciones más recientes de ondas gravitatorias que utilizan las emisiones de O₂ y OH, comparándolas con nuestros resultados. En estos trabajos se ha utilizado para analizar los datos el método de espectros cruzados descrito por Hecht *et al.* [1987], con algunas variantes.

Swenson *et al.* [1990] analizaron el comportamiento de ondas gravitatorias en mediciones (hechas a 39°N, 122°W) de intensidades de banda y temperaturas de OH(8-3), durante el 25 y 26 de Septiembre de 1987. Obtuvieron 11 valores de $|\eta|$, 8 de los cuales están entre 2 y 4 (y períodos entre 300 y 4000s), ó sea, no muy distintos a los aquí encontrados. Pero también muestran dos valores con $|\eta| > 8$ (en 400s y 2000s). Esto indicaría una dispersión de $|\eta|$ en altas frecuencias mucho mayor a la observada en el presente trabajo. Sin embargo, la gran distancia cenital (60°) de estas mediciones complica, según el trabajo de Tarasick y Hines [1990], la comparación con mediciones cenitales como las nuestras. Las fases mostradas en el trabajo de Swenson *et al.*, están entre -80° y + 50°, dentro del rango de los presentes resultados.

En el trabajo de Hecht y Walterscheid [1991], ya mencionado en el capítulo 6, se muestran 4 valores de η para el O₂ y 6 para el OH, con períodos entre 1.5 y 7 horas. Las mediciones corresponden a un gran campo de vista (60° x 40°), por lo que se enfatizaron las ondas con longitud horizontal mayor a los 100km. Para el O₂, $|\eta|$ varía entre 2.5 y 4.3 y las fases entre - 55° y 0° y, para el OH, $|\eta|$ varía entre 2 y 7.2 y ϕ entre -80° y -20°. Estos valores son consistentes con los aquí observados. Como ya se ha dicho, los autores reportaron 3 valores de la razón de amplitudes de temperaturas entre O₂ y OH (0.8, 1 y 1.2) que están por debajo del promedio aquí obtenido (1.4). Nótese que para que estas razones sean representativas del crecimiento de amplitudes de las ondas individuales, debe poder afirmarse que se está observando la misma onda en ambas capas. Como se ha dicho, la sola igualdad de los períodos aparentes observados no es una garantía, ya que puede haber corrimientos Doppler diferentes en cada altura, según el perfil de vientos. Sin embargo, en el citado trabajo no se menciona nada al respecto.

En el trabajo de Viereck y Deehr [1989], se muestran al menos un centenar de valores de η del O₂(0-1) y OH(6-2), correspondientes a 2.5 días de mediciones continuas entre el 27 y 29 de Diciembre de 1986, en 78°N. No informan sobre el ángulo cenital de medición, aunque se puede inferir de los trabajos de Tarasick y Shepherd [1992a y b] que fue a 30°. Para el O₂, el módulo de η varía entre 0.4 y 7.5, con períodos entre 1200s y 32000s. Tanto los promedios como en dispersión de los $|\eta|$ crecen con el período, al igual que lo aquí mostrado, pero los valores observados son considerablemente menores. Para períodos menores de 6000s, todos los puntos, salvo uno, se encuentran entre 0.4 y 1.5; y sólo 4 puntos (en períodos mayores a 10000s) son mayores a 3. En cuanto a las fases, al contrario de nuestros resultados, la mayoría de

los puntos tiene $|\phi| > 90^\circ$, y sólo en períodos mayores a 8000s se aproximan a 0° . Diferencias tan grandes no parecen ser explicables por las diferencias en los ángulos cenitales ó en las latitudes de medición.

Para el OH, en el citado trabajo se muestran $|\eta|$ entre 0.6 y 7 para períodos entre 1200s y 24 horas. Al igual que los presentes resultados, la distribución también es angosta en los bajos períodos, aumentando hacia los períodos más altos. En promedio, los $|\eta|$ mostrados son más bajos que los de la figura 7.10, pero, al menos en esta banda, los puntos individuales caen dentro del rango de nuestras observaciones. En las fases, muestran un predominio de los $|\phi| < 45^\circ$, tendiendo a valores negativos en períodos mayores a 6000s. Esto también es consistente con lo aquí observado.

Un punto cuestionable del trabajo mencionado es, como se puede inferir de sus figuras, la asignación de varios valores de η a cada una de las componentes armónicas que integran cada pico espectral (algunos de los cuales dan más de una decena de valores). De este modo, la cantidad de casos independientes es, en realidad, mucho menor a la de los puntos mostrados en sus Fig. 4 y 7.

Takahashi *et al.* [1992], a partir de mediciones de intensidades y temperaturas de $O_2(0-1)$ y $OH(9-4)$ desde Cachoeira Paulista ($22.7^\circ S$, $45.0^\circ W$), obtuvieron también valores de $|\eta|$ para ambas bandas, usando un método de análisis de correlación cruzada distinto al de los autores anteriores. Entre 148 noches de medición, seleccionaron 48 con buena correlación entre intensidades y temperaturas, obteniendo para cada noche un valor de $|\eta|$ en cada capa de emisión. Para el O_2 , $|\eta|$ varía entre 3.4 y 16.1 con promedio de 7.9, y para el OH, $|\eta|$ varía entre 1.0 y 7.9 con promedio de 4.9. Los períodos varían entre 3h y 14h. La dispersión en ambas capas es grande, parecido a nuestros resultados en ese rango de períodos.

En otro trabajo brasileño reciente, la tesis doctoral de Gobbi [1993], también se dan valores de η para las mismas dos bandas de emisión, para períodos entre 40min y 140min, o sea en períodos menores a los analizados en el trabajo de Takahashi *et al.* [1992]. Utilizando el método de máxima entropía y un análisis de coincidencias espectrales, similar al aquí usado, Gobbi obtuvo 12 valores de η para el O_2 y 8 para el OH. Tanto en módulo como en fase, estos resultados caen en el rango cubierto por los presentes resultados.

A continuación se comparan los resultados de η con los dos modelos actuales sobre los efectos observables de las ondas gravitatorias en la luminiscencia nocturna: el modelo de Walterscheid, Schubert, Strauss, Hickey (WSSH) y el modelo HTS. Un trabajo reciente de Walterscheid *et al.* [1994] muestra la equivalencia formal entre los dos modelos para el caso de la atmósfera no viscosa. Por otra parte, hay diferencias claras en las predicciones de los modelos, posiblemente debidas a diferentes asunciones en los mecanismos de producción y pérdidas, como por ejemplo que el modelo HTS incluye el quenching. En el trabajo de Gobbi [1993], se ha agregado el quenching al modelo WSSH, pero se mantienen aún diferencias con el modelo HTS.

La versión más actualizada del modelo WSSH [Schubert *et al.*, 1991] para la capa de OH incluye la viscosidad y la conducción térmica, mediadas por los vórtices de la turbulencia, (llamadas "eddy kinematic viscosity" y "eddy thermal diffusivity" por los autores) en una capa extendida. En ausencia de estos efectos, los autores encuentran que η muestra una gran sensibilidad con respecto a la elección del borde superior de la capa, y exhibe muy fuertes oscilaciones en función del período. Solamente con la inclusión de los efectos de amortiguación mencionados, logran estabilizar y suavizar el comportamiento de η . En contraste, el modelo HTS no tiene el problema de las oscilaciones, a pesar de no incluir amortiguación de ondas.

La relación de dispersión dada en el trabajo de Schubert *et al.* [1991], al incluir los coeficientes de viscosidad (ν_e) y de conductividad térmica (κ ; ambas por transporte turbulento), tiene soluciones complejas del número vertical de onda. La recíproca de la parte imaginaria es la longitud de atenuación vertical, δ_v , ya definida en la sección anterior, y representa la distancia en la cual la energía de la onda se reduce en un factor $1/e$. La relación de dispersión indica que δ_v decrece rápidamente con el período. Por ejemplo, para $\nu_e = 200 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, $\kappa = 100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ y la longitud de onda horizontal de 100km, δ_v decrece de 30000 km para un período de 1000s a sólo 2km para 10000s. Semejante efecto debería ser claramente notado en nuestros datos. Sin embargo, según la tabla 7.3, δ_v es constante ó hasta creciente con el período. Por lo tanto, el modelo WSSH no describe correctamente la atenuación observada.

En la figura 7.14 se reproducen distintas variantes del modelo WSSH para los valores de η en función del período de las emisiones de OH (Schubert *et al.* [1991], fig. 15 y 16; y Walterscheid *et al.* [1994], fig. 5). Arriba se muestra $|\eta|$ para tres lon-

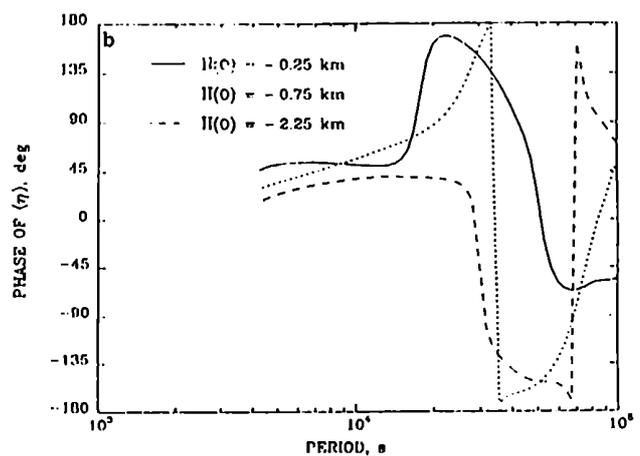
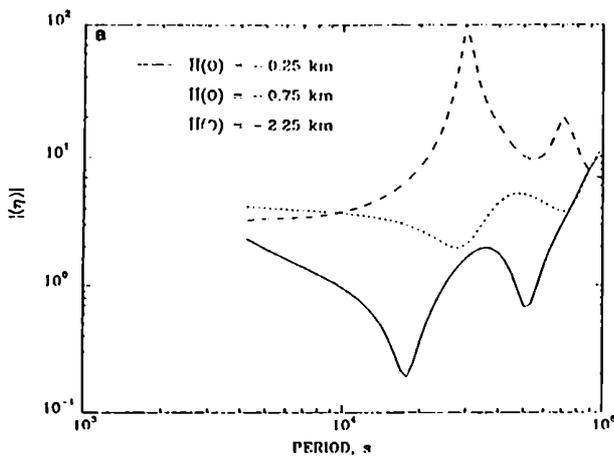
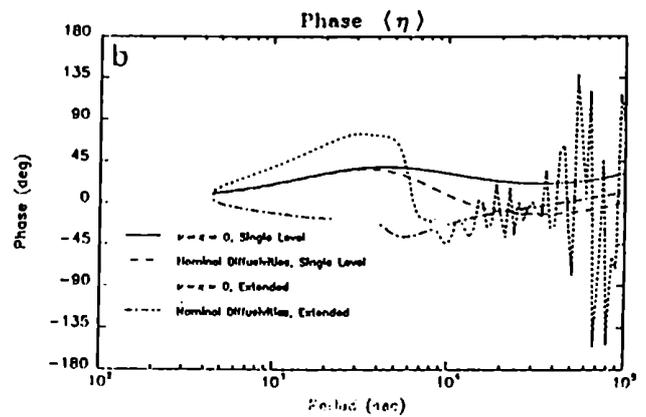
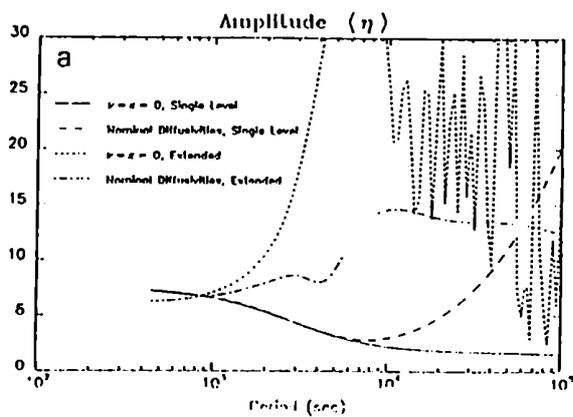
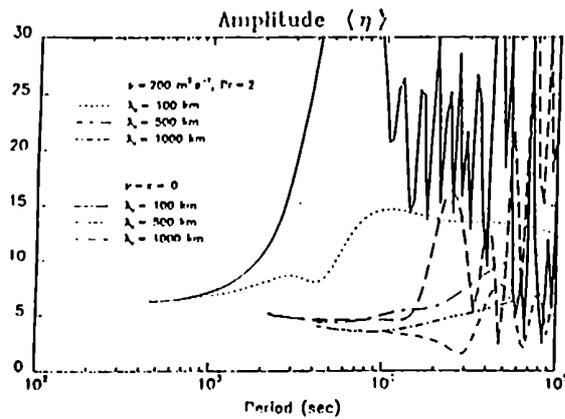


Figura 7.14: Variación de η para la capa de OH en función del período, según el modelo WSSH. Arriba: Módulo de η para diferentes longitudes de onda horizontales, con y sin disipación (Schubert et al., 1991). Centro: Módulo y fase de η con diferentes coeficientes de atenuación y $\lambda_x=100\text{km}$ (igual citación). Abajo: Con diferentes perfiles de oxígeno atómico y $\lambda_x=1000\text{km}$ (Walterscheid et al., 1994).

gitudes de onda horizontales distintas ($\lambda_x = 100, 500$ y 1000km), cada una en el caso no disipativo y en uno disipativo caracterizado por los coeficientes v_e y el número de Prandtl, $P_r = \nu_e/\kappa$. En la parte del medio se muestran el módulo y la fase de η para $\lambda_x = 100\text{km}$, en el caso no disipativo y en tres casos con diferente disipación. Abajo se ven el módulo y la fase de η para $\lambda_x = 1000\text{km}$, en el caso no disipativo y para tres diferentes alturas de escala del perfil de oxígeno atómico, $H(O)$. Como se puede notar en estos gráficos, en este modelo, el comportamiento de η es muy sensible, especialmente en los largos períodos, no sólo con respecto a los parámetros de onda, sino también con respecto al grado de disipación y a la altura de escala del oxígeno atómico. De este modo, se complica la interpretación de los η observados (figuras 7.10 a 7.13). Para los períodos más largos, según los parámetros utilizados, el modelo puede generar valores de $|\eta|$ en el mismo rango que la gran dispersión de los valores observados. En contraste, para los bajos períodos, menores a 1000s , el modelo predice $|\eta|$ bien estables y superiores a 5. Es aquí donde hay una clara diferencia con respecto a los $|\eta|$ (entre 1 y 3) encontrados en el presente trabajo y se puede concluir que el modelo da valores demasiado altos, en este rango de períodos.

Las fases de η dadas por el modelo, para los períodos menores a 10000s , varían entre -45° y $+60^\circ$, o sea, no salen del rango de valores observados aquí. Nótese, sin embargo, que el modelo WSSH se distingue del modelo HTS, en que el signo de la fase de η no está sencillamente relacionado con la dirección de propagación vertical.

En el modelo HTS, para predecir el comportamiento de η en función de los parámetros de onda, se requiere del conocimiento del parámetro χ en función de la frecuencia. Como se ha dicho en el capítulo 5, χ está vinculado con los mecanismos físicos y químicos de producción y pérdida de las moléculas emisoras. Tarasick y Shepherd [1992a] calcularon los valores de χ para el O_2 distinguiendo los tres alternativos mecanismos químicos para la producción:

- 1) $\text{O} + \text{O} + \text{M} \rightarrow \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+) + \text{M}$
- 2) $\text{OH}^*_{v \geq 4} + \text{O} \rightarrow \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+) + \text{H}$ Witt *et al.* [1979]
- 3) $\text{O} + \text{O} + \text{M} \rightarrow \text{O}_2(c^1\Sigma_u^+) + \text{M}$, $\text{O}_2(c^1\Sigma_u^+) + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+) + \text{O}_2$ Greer *et al.* [1981]

Los casos 1) y 3) son indistinguibles con respecto a la parte real de χ . En la tabla 7.4 se muestran los valores de χ_R extraídos de las figuras del mencionado paper, para 95km de altitud. Lamentablemente, los autores no dan los valores de χ_R para

ondas con período más largos que 1 hora. En los casos 1 y 3, χ_R es constante con el período, mientras que en el caso 2, tiene mayores valores y decrece con el período.

Tabla 7.4: Valores de la parte real del parámetro χ del O_2 a 95km, extraídos de figuras de Tarasick y Shepherd [1992a], para ondas con 10min. y 1h de período, y diferentes reacciones químicas de formación (ver texto).

Reacciones químicas	10 min.	1h
Caso 1 y 3	1.8	1.8
Caso 2	2.6	2.3

Para la capa del OH, los valores de χ obtenidos por Tarasick y Shepherd [1992b] difieren según las constantes de desactivación colisional empleadas (Llewellyn *et al.* [1978] ó Lowe [1991]). En la tabla 7.5 se muestran la parte real e imaginaria de χ a 86km de altura, extraídas de las figuras de Tarasick y Shepherd [1992b], para las diferentes constantes de quenching, y ondas con períodos de 10min, 2h y 9h. En los dos casos, las partes real e imaginaria de χ decrecen entre períodos de 10min y 2h. La diferencia entre el χ_R correspondiente a las constantes de Lowe y el χ_R correspondiente a las constantes de Llewellyn es aproximadamente 0.5, para todos los períodos. La parte imaginaria de χ es igual para los dos casos de quenching.

Tabla 7.5: Valores de la parte real e imaginaria del parámetro χ para el OH(6-2) a 86km, extraídos de figuras de Tarasick y Shepherd [1992b], usando las constantes de quenching de Lowe [1991] y Llewellyn [1978].

Const. de quenching	χ_R			χ_i		
	10 min.	2h	9h	10 min.	2h	9h
Lowe 1991	2.8	2.0	2.0	0.25	0.2	0.2
Llewellyn 1978	2.3	1.45	1.4	0.25	0.2	0.2

A pesar de la variación de χ indicada en las tablas, los trabajos citados utilizan valores fijos de χ para todos los períodos.

En la figura 7.15 se comparan los $|\eta|$ observados con los del modelo HTS. Los

puntos de la figura 7.15 corresponden a los casos observados con $|\lambda_z| < 100\text{km}$ y las curvas, a los valores recalculados según el modelo HTS, pero utilizando distintas velocidades horizontales de onda (40km/s, 100km/s y 220km/s) y distintos valores de χ . Arriba, se usó $\chi_R = 1.8$ y $\chi_i = 0$ para examinar el caso 1 y 3 del O_2 ; y $\chi_R = 1.45$ y $\chi_i = 0.2$, representativos del caso de quenching según Llewellyn, para el OH. Abajo, se muestra el caso 2 para el O_2 usando $\chi_R = 2.3$ y $\chi_i = 0$; y para el OH, el caso de quenching de Lowe con $\chi_R = 2$ y $\chi_i = 0.2$. Es evidente que, para las dos capas, las curvas de la parte de arriba están más acordes con los datos. Sin embargo, valores de χ_R aún menores son necesarios para poder representar la gran cantidad de casos con $|\eta| < 3$ en el caso del O_2 y con $|\eta| < 2.5$ en el caso del OH.

La figura 7.16, complementa a la figura 7.15, con las fases de η , usando las mismas velocidades horizontales de fase y los mismos valores de χ . El signo es negativo para las ondas que se propagan hacia arriba y positivo en el caso contrario. Las curvas se ubican dentro del rango de los datos, aunque para el OH, no llegan a representar los casos con mayor $|\phi|$, ya que aún para menores velocidades de fase, el modelo no excede a $|\phi| = 90^\circ$.

Para la parte real de χ , se puede hacer el análisis inverso: determinar cuales valores de χ_R representan mejor los datos. Según la ec. 5.5 sigue

$$\chi_R = (\gamma - 1)|\eta| \cos \phi + \mu \quad (7.8)$$

donde μ puede variar entre 0.3 y 0.7 para mediciones cenitales [Tarasick y Hines, 1990]. La figura 7.17 muestra la franja de los valores de χ_R (incluyendo errores) obtenidos a partir de promediar los valores individuales de χ_R según ec. 7.8, en intervalos de 0.3mHz (considerando sólo los casos con $|\lambda_z| < 100\text{km}$). Para cada capa, las curvas representan los valores máximos y mínimos de χ_R , tomando en cuenta el efecto de la variación de μ y del error estadístico. También se muestran los valores teóricos de χ_R del modelo HTS, dados en las tablas 7.4 y 7.5. Al contrario del modelo, los χ_R observados crecen con el período, pero en los períodos intermedios (del orden de 1h) los valores teóricos son compatibles con la franja, en ambas capas de emisión. En los períodos bajos, el modelo sobreestima χ_R . Pero para el O_2 , con los mecanismos 1 y 3, la diferencia es solamente marginal. Así que los datos favorecerían a estos mecanismos de producción.

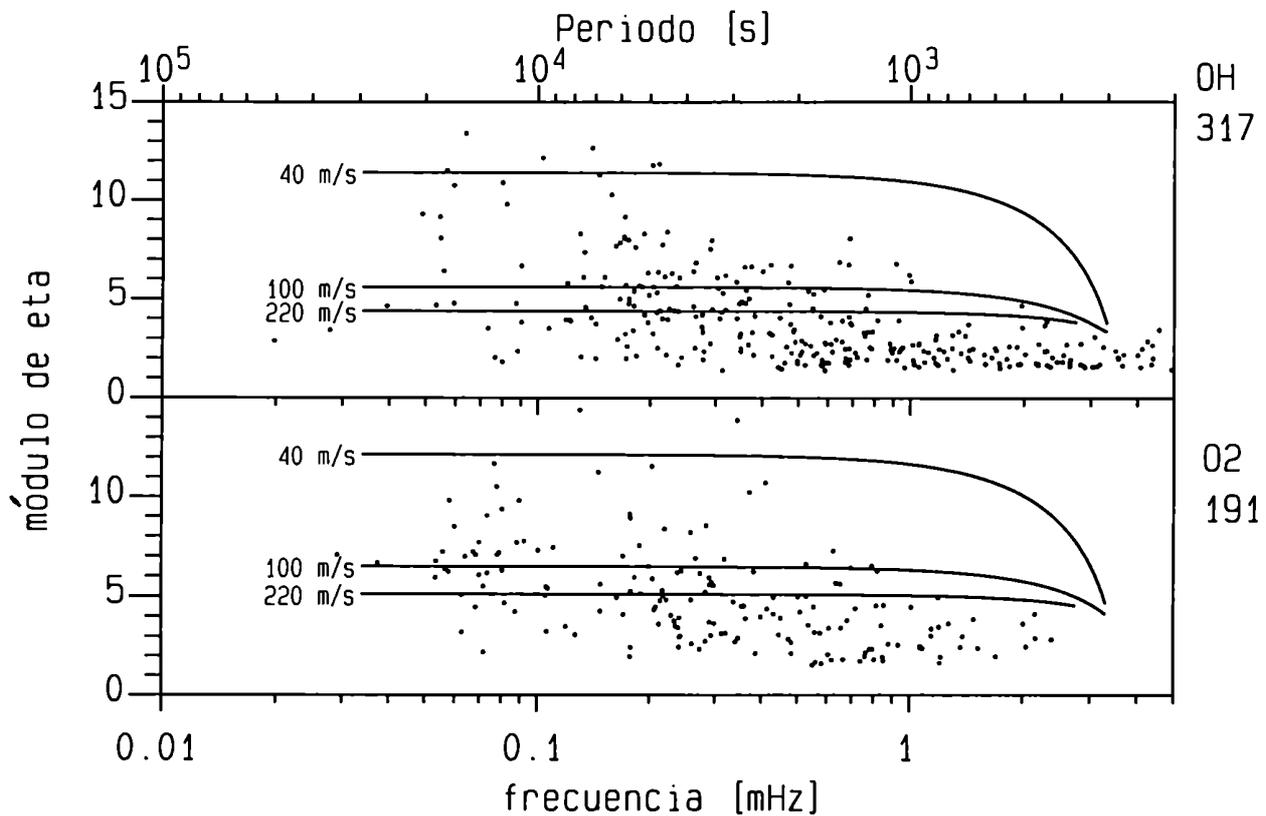
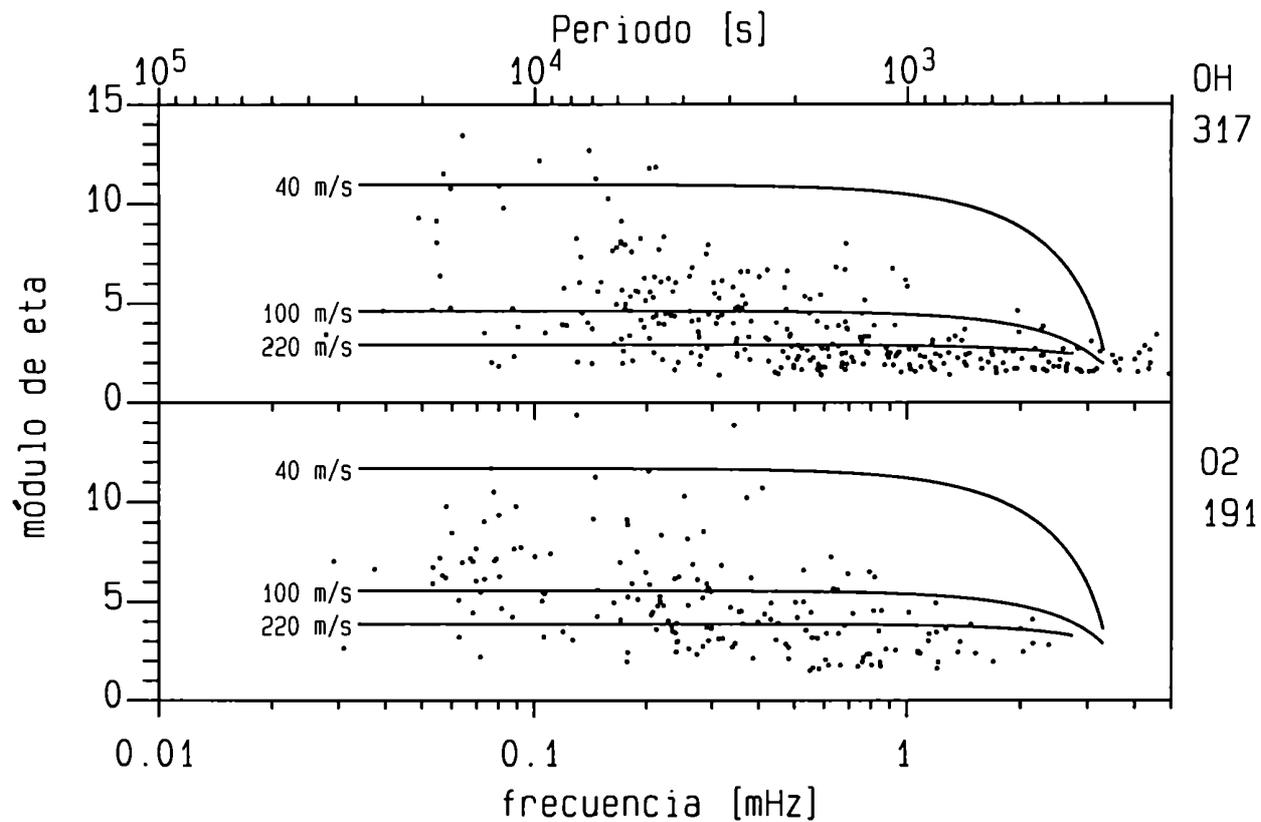


Figura 7.15: Módulo de eta. Puntos: ondas con $|\mu z| < 100 \text{ km}$. Curvas: según modelo HTS.
 Arriba O2: $\text{Re}(\chi) = 1.8$ $\text{Im}(\chi) = 0$. Abajo O2: $\text{Re}(\chi) = 2.3$ $\text{Im}(\chi) = 0$
 Arriba OH: $\text{Re}(\chi) = 1.45$ $\text{Im}(\chi) = 0.2$. Abajo O11: $\text{Re}(\chi) = 2.0$ $\text{Im}(\chi) = 0.2$
 Cada curva corresponde a diferentes velocidades horizontales de fase: 40, 100 y 220 m/s

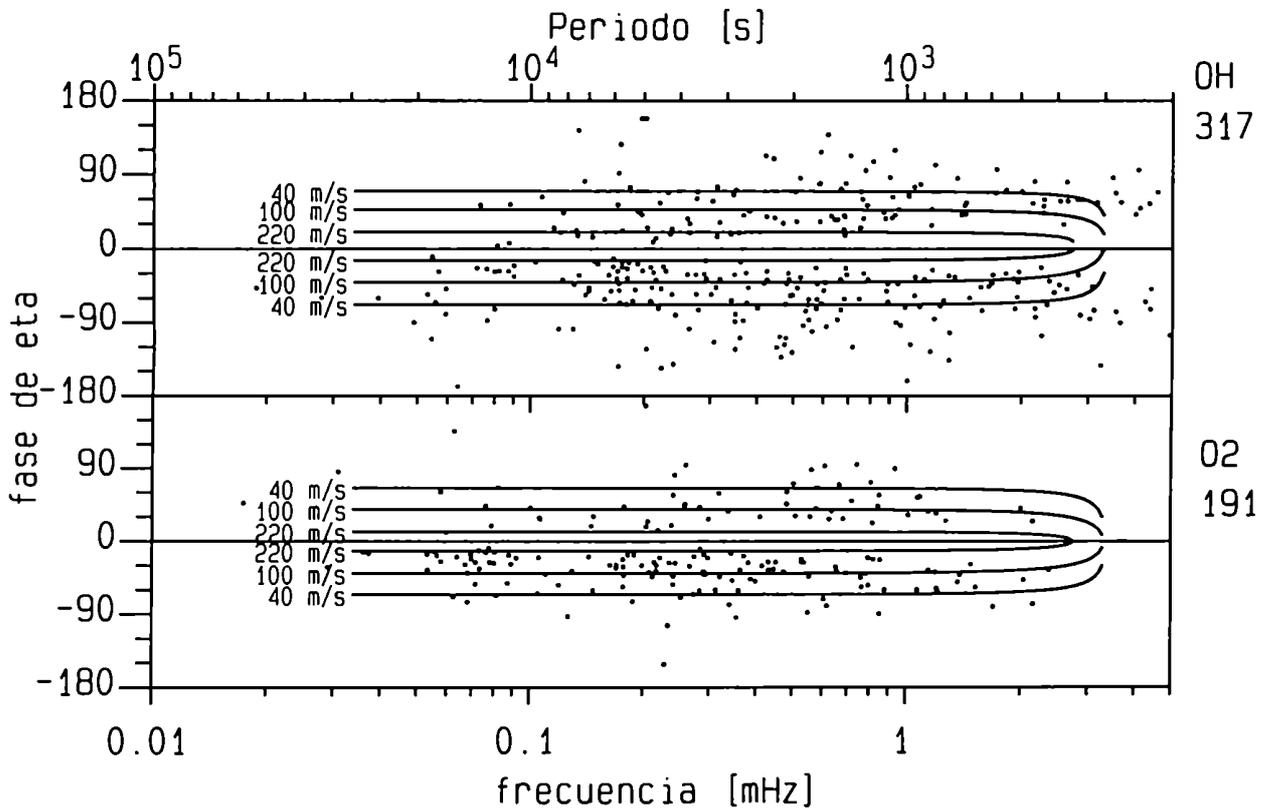
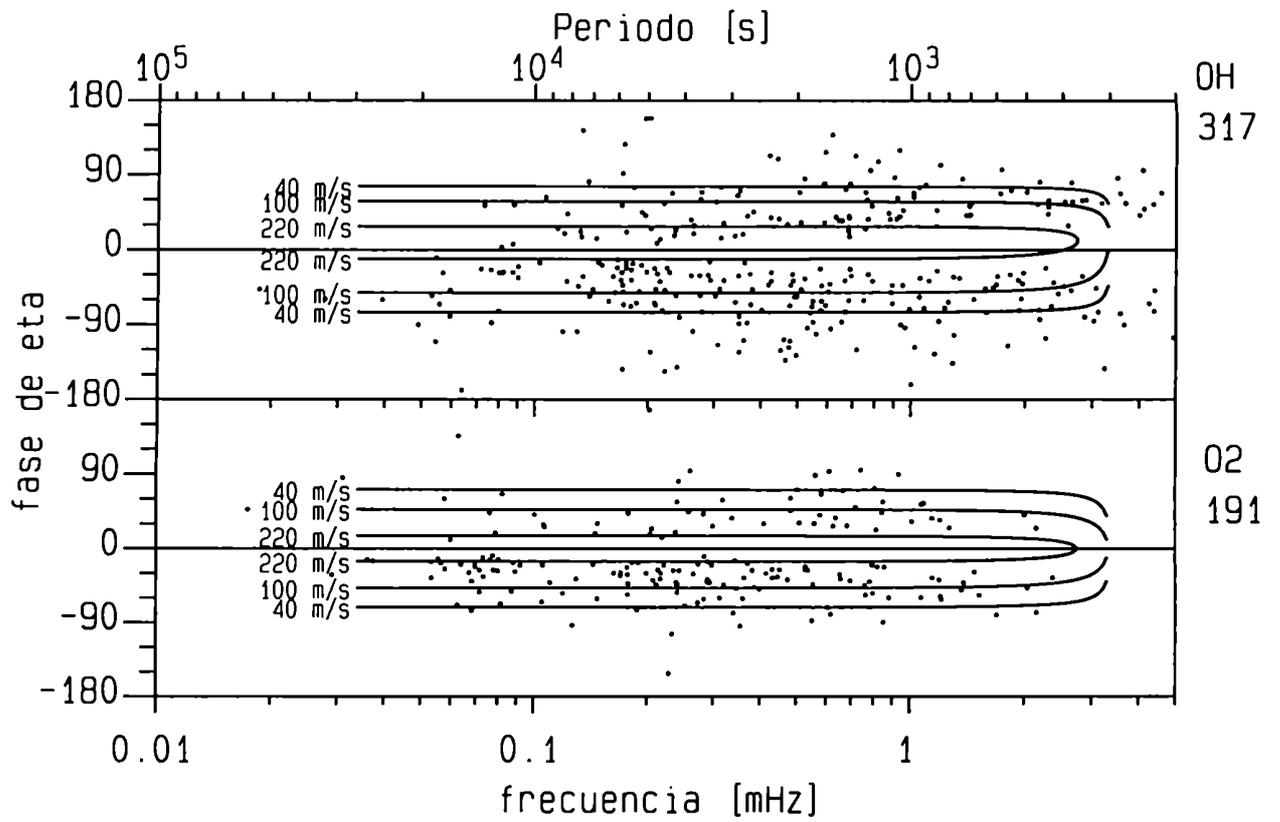


Figura 7.16: Similar a figura 7.15 pero para las fases de η .
 La curvas negativas corresponden a ondas ascendentes.

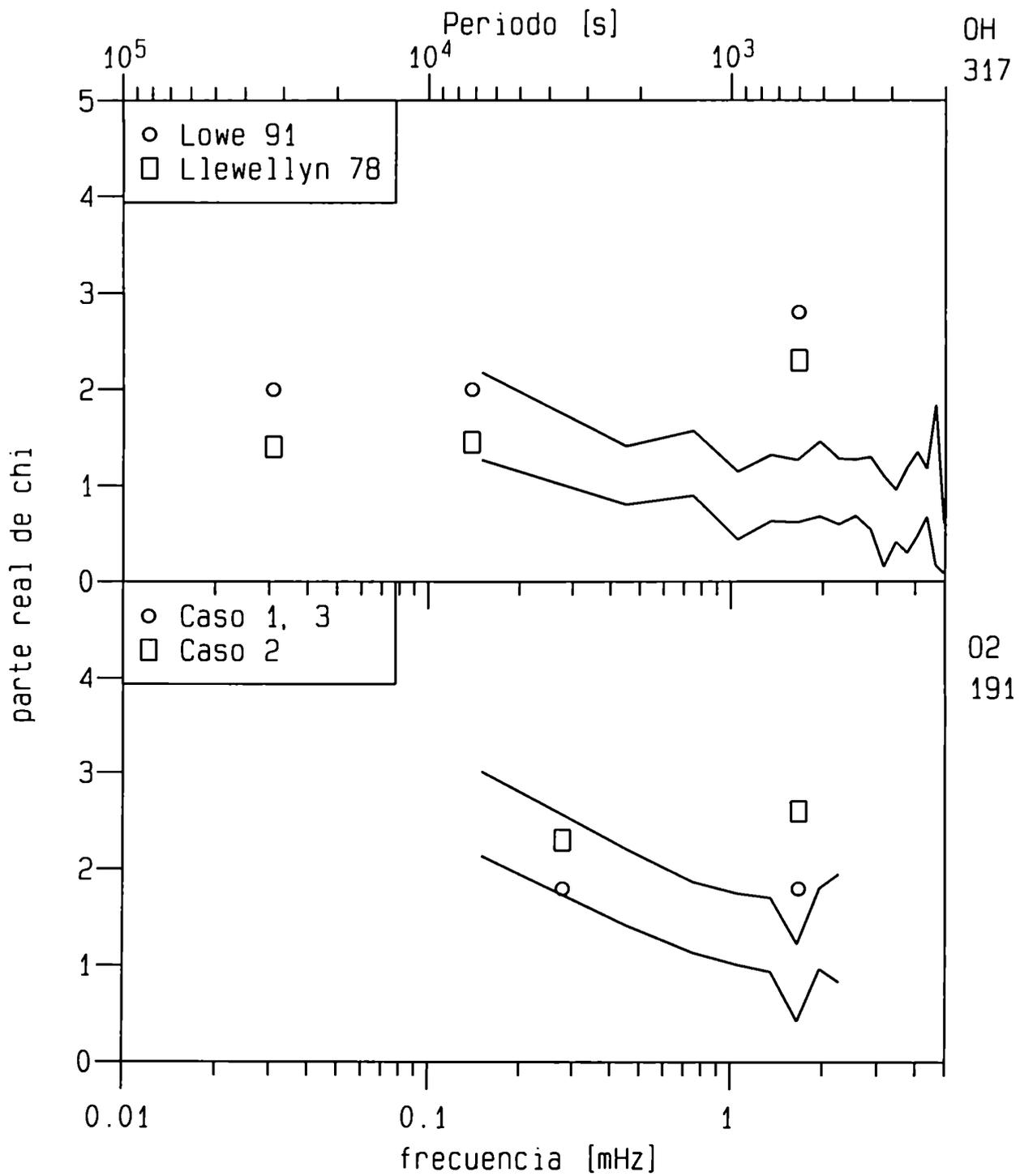


Figura 7.17: Banda promedio de la parte real de chi, calculada de los datos y valores individuales extraídos de Tarasick y Shepherd [1992a, b] (tablas 7.4 y 7.5).

De lo discutido, es claro que nuestros datos apoyan mejor al modelo HTS que al modelo WSSH.

7.4 - Pendientes espectrales

Hasta aquí se han discutido ondas individuales, analizando estadísticamente algunas características de las mismas tales como longitud vertical de onda, sentido de propagación, atenuación, etc. Otro enfoque es comparar la densidad de potencia espectral (PSD) de las oscilaciones de temperatura en función de la frecuencia, $\Psi_T(\omega)$, con las predicciones teóricas. Nótese que ya el concepto de PSD implica la asunción de un espectro continuo, a diferencia del espectro discreto analizado en la parte anterior. Se mostrarán dificultades prácticas en la evaluación e interpretación de las "pendientes espectrales" calculadas de los espectros en escala logarítmica. La posibilidad de obtener distintos valores de pendientes espectrales, según el método de análisis espectral utilizado, preseleccionamiento de los datos empleados, rangos espectrales elegidos, etc., es un aspecto poco discutido en la literatura, pero seguramente de gran importancia práctica en la comparación de los resultados experimentales con los modelos. Por otra parte, los modelos incluyen rangos de validez que deben ser respetados en las comparaciones.

Los modelos que describen la forma espectral de las ondas, si bien parten de distintas consideraciones físicas, dan resultados similares en la dependencia del PSD con respecto a los parámetros de onda. En lo que sigue se tomarán como referencia el trabajo experimental de Dewan *et al.* [1992] con temperaturas rotacionales de OH, y el muy reciente trabajo teórico de Dewan [1994]. El último trabajo resume el modelo de espectros de ondas que incluye saturación e interacción en cascada, las diferentes funciones que relacionan los PSD de vientos, temperatura y densidad con respecto a k_x , k_z y ω . En ambos trabajos, se modela la variante de interés aquí: $\Psi_T(\omega)$. Para el rango de frecuencias $\omega_i \ll \omega \ll N$ (donde ω_i es la frecuencia inercial y N es la frecuencia de Brunt-Väisälä), Dewan *et al.* [1992] obtienen

$$\Psi_T(\omega) = \frac{2\pi\alpha'\epsilon}{N^2\omega^2} (\text{°K/100m})^2 \quad (7.9)$$

donde ϵ es la disipación de energía por unidades de masa y de tiempo, y α' es una constante del orden de la unidad.

Luego, si ϵ es constante, el espectro es caracterizado por una pendiente espectral de -2 . El modelo hace una serie de asunciones, como que no hay atenuación, y no incluye el efecto Doppler. Hay que notar que $\nu_T(\omega)$ corresponde a la temperatura local, y en ninguno de los trabajos mencionados se discute como se modifican los resultados al considerar las temperaturas observadas de la capa extendida.

Dewan *et al.* [1992], obtuvieron las pendientes espectrales de sus datos de temperaturas de OH(3-1), medidos durante 23 noches (Mayo-Julio de 1988) desde el Estado de Colorado, USA. Los datos son muy poco ruidosos (entre 0.5 y 1.5K de error estadístico) y con alta resolución temporal (20s a 40s). Utilizaron dos métodos de análisis espectral para obtener las PSD: usando la transformada discreta de Fourier (FFT) de la función de autocorrelación (aplicando previamente un filtro digital pasabajos y una ventana triangular) y, alternativamente, usando MEM (algoritmo de Burg, ver Marple [1987], y con un filtro de predicción de largo 7). Dado que el intervalo de muestreo variaba durante la noche, construyeron los conjuntos de datos equidistantes requeridos por estos métodos espectrales, mediante interpolación cúbica.

Con los dos métodos mencionados, los autores obtuvieron una pendiente espectral media de $-1.7 (\pm 0.3 \text{ ó } \pm 0.2, \text{ para FFT y MEM, respectivamente})$. Si bien no dieron la desviación estándar, es claro de su figura 3 que es grande (del error de la pendiente se puede inferir que $\sigma \cong 1$ ó aún mayor). Si bien esta gran dispersión puede ser debida, desde el punto de vista del modelo de Dewan, a no cumplirse las condiciones de equilibrio en la interacción entre ondas, se verá que hay otra posibilidad que es más convincente: el efecto de la marea.

Para nuestros datos de temperaturas se ha utilizado MEM (con el algoritmo de Burg, ver Ulrych y Bishop, 1975), en forma similar al segundo método empleado en el trabajo de Dewan *et al.* [1992], previo equidistanciamiento de los datos cada 100s mediante interpolación por splines cúbicos. Como primer ejemplo, en la figura 7.18 se muestran los espectros obtenidos con cuatro largos de filtros de predicción (3, 7, 15 y 30), para los 312 datos (interpolados) de OH de la noche del 27/10/86, caracterizada por la ausencia de la marea. Para cada espectro, se indican la pendiente espectral calculada en el intervalo de frecuencia donde los espectros tienen un decrecimiento aproximadamente lineal (en el caso de Dewan *et al.* [1992] se utilizaron intervalos de frecuencias más anchos, dado el menor ruido y la mayor resolución temporal de sus

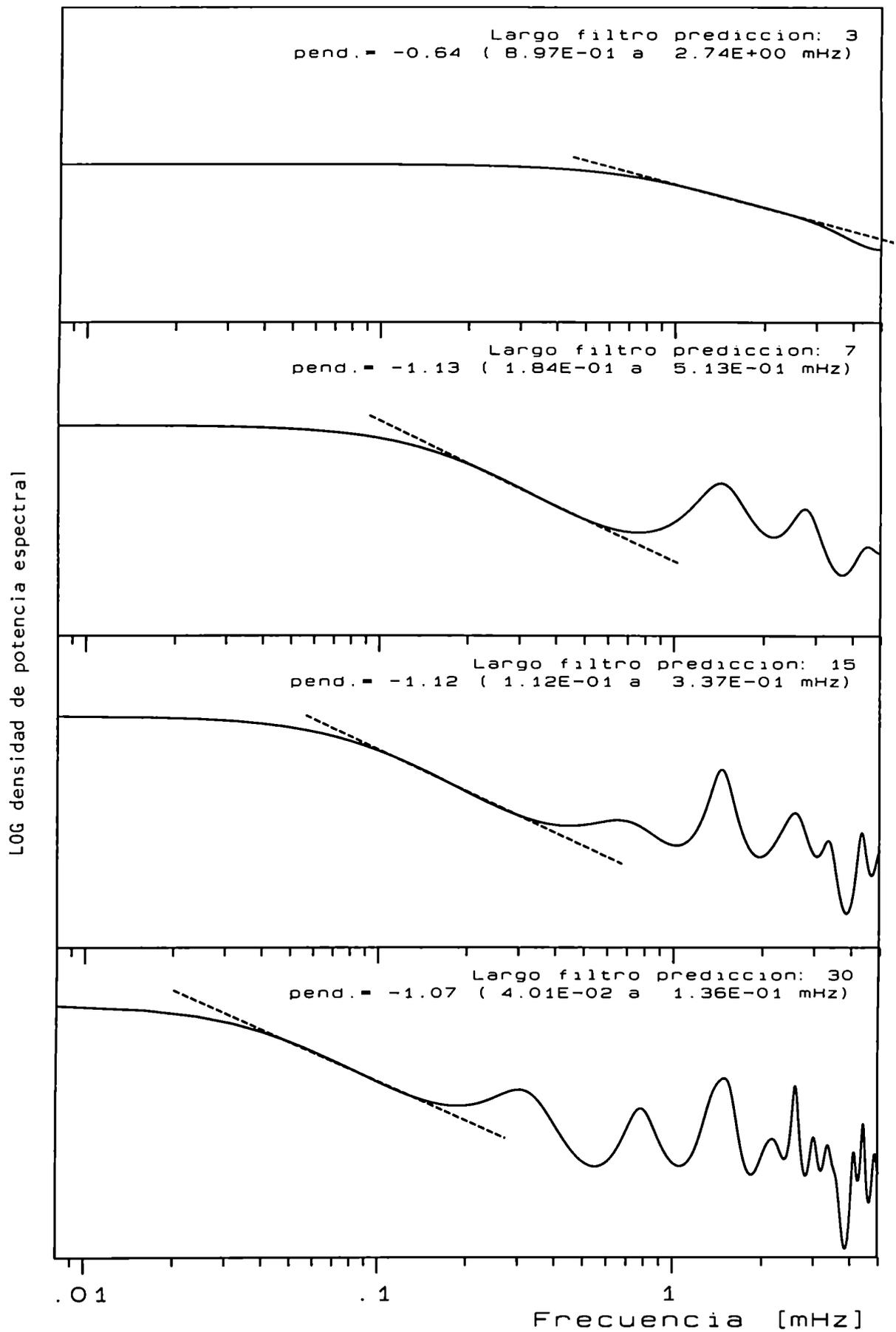


Figura 7.18: Densidad de potencia espectral (MEM) para las temperaturas de OH del 27/10/86, con filtros de prediccion de largos 3, 7, 15,30 y pendientes espectrales.

datos). En la figura 7.18 puede verse que la pendiente espectral varía muy poco con el largo del filtro, con un valor aproximado de -1.1 (excepto para filtro de largo 3, donde la pendiente es menor). Con el mayor largo de filtro, los espectros son más estructurados en altas frecuencias, y los límites de la región donde la curva se ajusta mejor a la pendiente espectral se corren a frecuencias menores.

La figura 7.19 muestra los espectros MEM, similarmente a la figura 7.18, pero para la noche del 15/2/90 (400 datos interpolados) con una marcada presencia de marea semidiurna. Aquí, las pendientes son más fuertes, con valores próximos a -1.84 , en los cuatro casos. Además, los intervalos de frecuencias empleables para las pendientes son mucho más anchos que en el ejemplo anterior. Esto es un caso típico y, en general, se puede decir que cuando la marea tiene mayor amplitud resulta una pendiente espectral más fuerte. Sería, sin embargo, falso concluir que la misma marea inicie el proceso de interacción de ondas en cascada para producir la pendiente teórica de -2 , ó cualquier otra interpretación física. Esto es porque no se puede asegurar que los espectros así calculados son una buena aproximación al PSD verdadero. Veremos ahora una simulación para ejemplificar este punto.

Se han simulado datos de temperatura correspondientes a una oscilación con periodo de 12 horas y amplitud de 10K, más una contribución de ruido gaussiano con desviación estándar de 3.8K (similar al error estadístico de nuestros datos) en las posiciones temporales de los datos del 15/2/90. Se ha verificado que los espectros MEM para cada una de estas contribuciones por separado tienen las características esperadas: la oscilación de 12 horas tiene un pico espectral en este período (con pendientes espectrales muy grandes en las zonas vecinas) y el ruido gaussiano tiene pendiente aproximadamente cero en todo el rango espectral.

Los espectros correspondientes a los datos simulados se muestran en la figura 7.20. La densidad de potencia espectral de la oscilación de 12h se distribuye en un gran rango de bajas frecuencias, como si se tratara de un espectro continuo. Es necesario utilizar un filtro de predicción de al menos largo 50 (aquí no mostrado) para que se note la presencia del pico de 12h. Como se puede ver, comparando con los espectros de la figura 7.19, hay muy pocas diferencias, tanto en las formas como en los valores de las pendientes. El óptimo largo de filtro, según el criterio de Akaike [ver por ejemplo Ulrych y Bishop, 1975], es 22 (y 20 en el caso anterior), muy por debajo del largo necesario para resolver la línea de 12h.

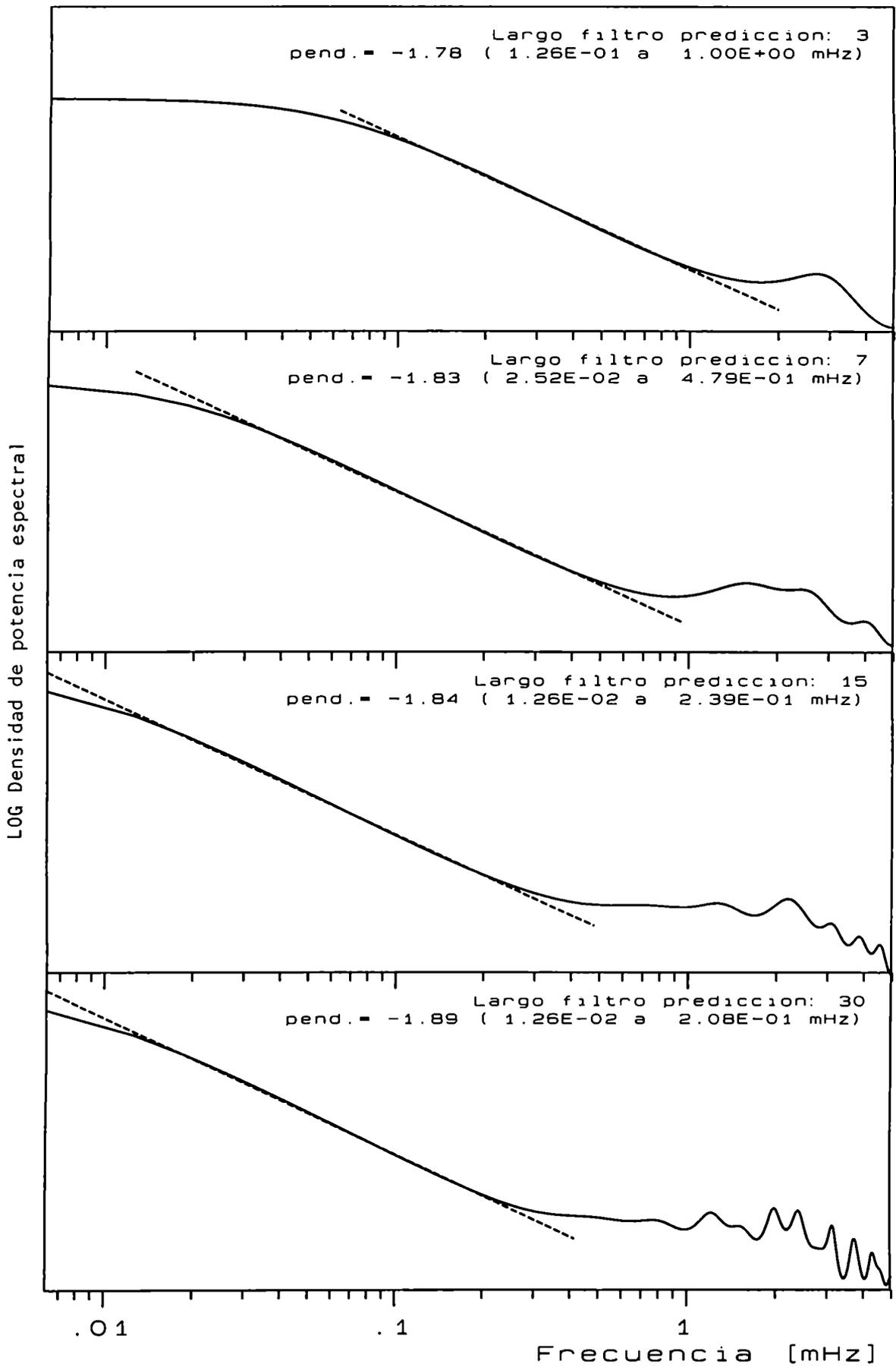


Figura 7.19: Como figura 7.18, pero para el 15/2/90.

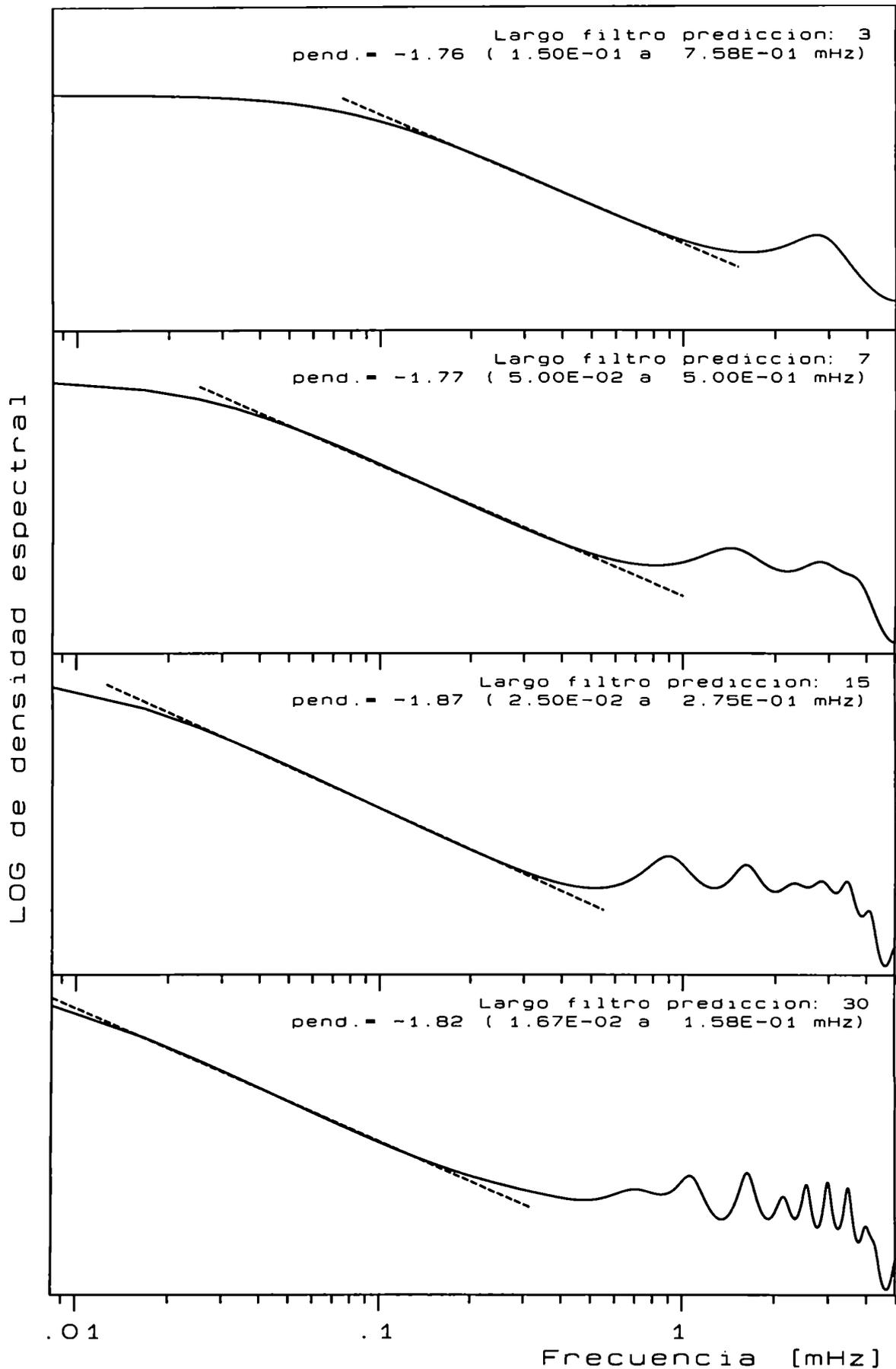


Figura 7.20: Como figura 7.19, pero con datos simulados, para los mismos tiempos, conteniendo un senoide de 12h y amplitud 10K, más ruido gaussiano con desviación estándar de 3.8K

Este ejemplo demuestra que, al menos en el rango de largos de filtros habitualmente utilizados para determinar pendientes, el método puede no representar al espectro verdadero, en tal grado que la pendiente espectral no corresponda a ningún rasgo real. La equivalencia entre el método MEM y FFT (suavizado convenientemente) mostrada por Fougere [1985] sugieren que estas dificultades no son específicas de MEM.

Una alternativa para tratar el tema de los espectros de potencia es construir un espectro medio en forma estadística, partiendo de las ondas individuales halladas en la sección 7.2. La principal ventaja es que permite vincular el espectro de ondas discreto con el continuo. Otra ventaja es que se reduce considerablemente el ruido, ya que la selección de casos de coincidencia espectral actúa como "filtro".

Cada onda individual tiene asociada una potencia espectral proporcional al cuadrado de su amplitud. Los espectros medios pueden construirse de diferentes formas, según la hipótesis de la distribución de cantidad de ondas en función de la frecuencia y según la selección de casos individuales. Se consideran aquí cuatro variantes distintas:

A) Para cada intervalo de frecuencia (de 0.1mHz de ancho), se *suman* las amplitudes al cuadrado de todas las ondas incluidas en el intervalo. Esto significa suponer que la cantidad de ondas reales por intervalo de frecuencia es proporcional a la cantidad de ondas observadas. Si bien esta hipótesis parece ser natural, la distribución de ondas observadas está, al menos parcialmente, distorsionada por el efecto del umbral de detección en amplitudes, como ya se ha mencionado.

B) Igual a la variante A pero descartando las ondas evanescentes (usando sólo los casos con $|\lambda_2| < 100\text{km}$).

C) Para cada intervalo de frecuencia, se *promedian* las amplitudes al cuadrado de todas las ondas incluidas en el intervalo. Esto significa suponer una distribución constante de la cantidad de ondas en función de la frecuencia.

D) Igual a la variante C pero descartando las ondas evanescentes (usando sólo los casos con $|\lambda_2| < 100\text{km}$).

La figura 7.21 muestran los espectros de densidad de potencia espectral y las pendientes calculadas para las variantes A y B. La PSD de cada intervalo de 0.1mHz se grafica con un círculo en el centro del intervalo. La figura 7.22 es similar a la figura 7.21 pero para las variantes C y D. Se han excluido en todas las variantes los casos con período mayor a 10^5 segundos y $|\eta| > 30$. El primer círculo a la izquierda abarca la marea y no se utiliza para el cálculo de las pendientes. En general, entre 0.1mHz y 1mHz hay un decrecimiento aproximadamente lineal. En frecuencias mayores a 1mHz el decrecimiento se reduce considerablemente. Las variantes B y D son más ruidosas, especialmente en las altas frecuencias y para el O_2 , debido a la menor cantidad de casos incluidos. En estas dos variantes, los rangos espectrales para calcular las pendientes fueron elegidos para que haya al menos 6 casos en cada intervalo.

La tabla 7.6 indica los valores de las pendientes espectrales de las temperaturas de O_2 y OH calculadas para las 4 variantes, con los respectivos rangos de frecuencias y errores estimados. Las pendientes más pronunciadas corresponden a la variante B, y sólo para las temperaturas de O_2 , la pendiente incluye, dentro del margen de error, el teórico valor de -2. Las pendientes más suaves (del orden de -0.3) corresponden a la variante C. La variante A es compatible con pendiente -1 y la variante D da valores intermedios entre las variantes A y C.

Tabla 7.6: Valores de las pendientes espectrales de temperaturas de O_2 y OH calculadas para las 4 variantes descritas en el texto. Se indican los rangos de frecuencia utilizados para el cálculo de las pendientes y, entre paréntesis, los errores estimados.

Variante	Rango de frec. [mHz]	Pendiente temp. O_2	Pendiente temp. OH
A	0.1 - 2.0	-0.99 (0.2)	-0.92 (0.2)
B	0.1 - 0.9	-1.64 (0.4)	-1.46 (0.3)
C	0.1 - 1.0	-0.34 (0.06)	-0.37 (0.03)
D	0.1 - 0.9	-0.78 (0.2)	-0.44 (0.1)

Hay, entonces, una gran variación en los valores obtenidos, según la variante. Dado que las variantes corresponden a situaciones extremas, la pendiente verdadera tendrá un valor intermedio entre los extremos de esta tabla. Esto significa que, al menos

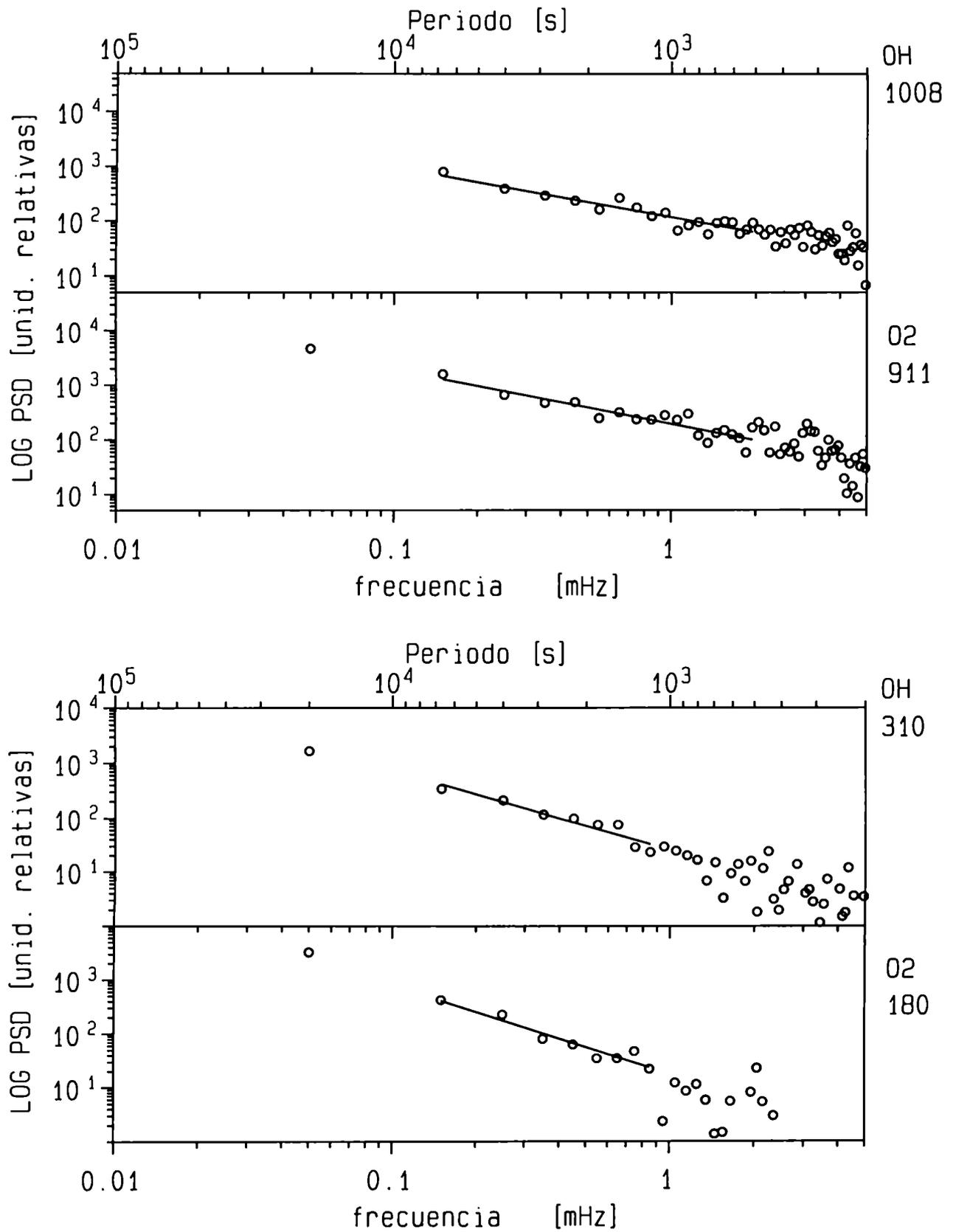


Figura 7.21: Espectros de densidad de potencia espectral de temperaturas de O₂ y OH. Arriba: variante A. Abajo: variante B (ver texto).

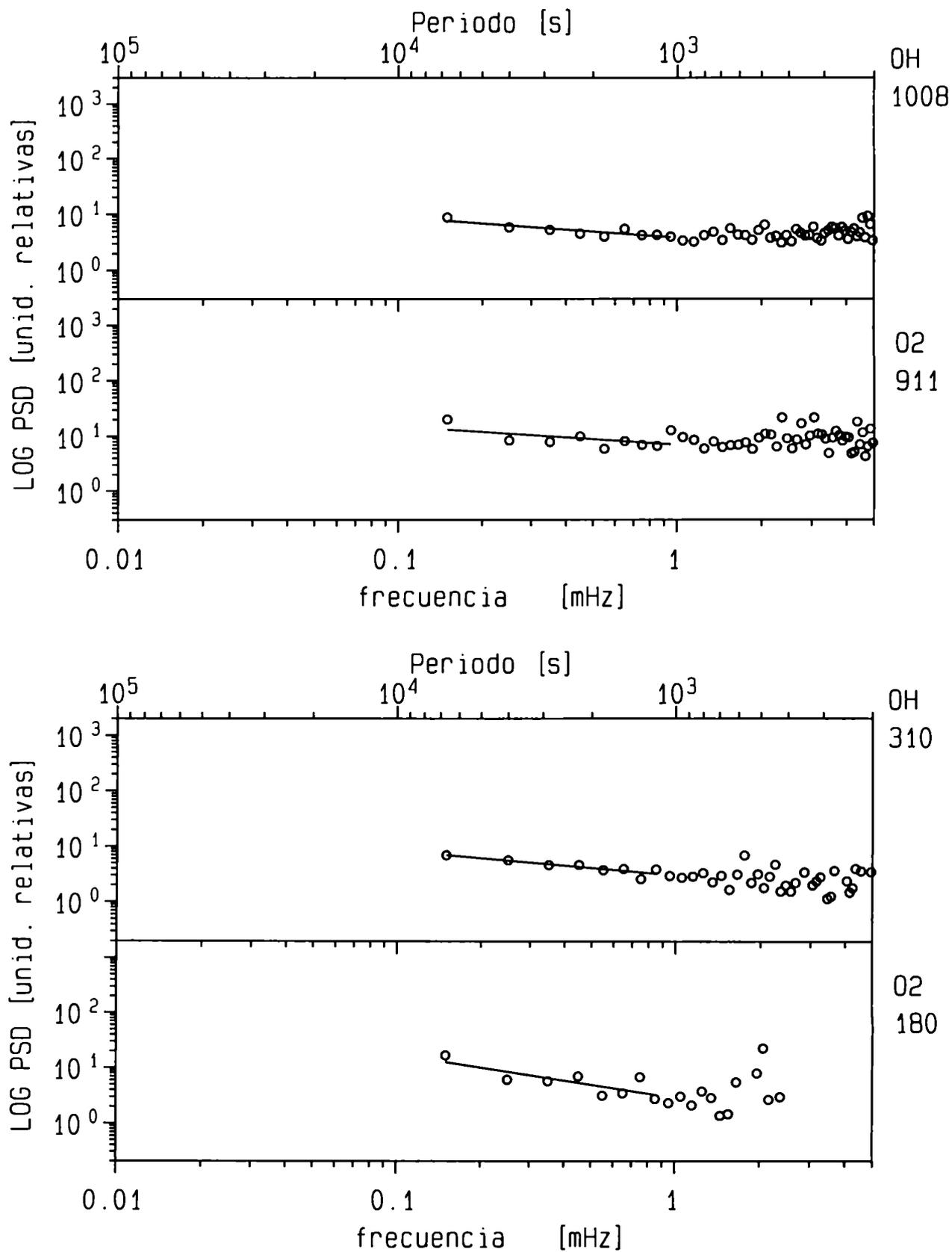


Figura 7.22: Espectros de densidad de potencia espectral de temperaturas de O₂ y OH. Arriba: variante C. Abajo: variante D (ver texto).

en el promedio, el valor absoluto de la pendiente es inferior al valor dado por el modelo de Dewan.

Una posibilidad para explicar estas pendientes es que no se cumplan (al menos en forma permanente) las condiciones de equilibrio en la interacción de ondas utilizadas en el modelo. Otra posibilidad podría ser el efecto selectivo del método de observación, causado por la cancelación de fase en la capa de emisión. Efectivamente, para un número de onda horizontal fijo, la longitud de onda vertical crece con la frecuencia. De este modo, las amplitudes en las más bajas frecuencias pueden aparecer reducidas en amplitud por la cancelación de fase, reduciéndose, entonces, la pendiente observada. También podría afectar la pendiente la atenuación de ondas, discutida en la sección 7.2, aunque aquí no es claro si este efecto debería aumentar o reducir la pendiente.

Capítulo 8

Conclusiones

Se ha mostrado que la observación nocturna de las emisiones de O_2 y del OH para medir las intensidades y temperaturas rotacionales es una herramienta poderosa para estudiar la dinámica de la atmósfera neutra entre 80 y 100km de altitud.

El énfasis de este trabajo fue el estudio de las variaciones atmosféricas de las ondas gravitatorias internas y de la marea, abarcando el rango de períodos desde 200s hasta varias horas. Para ésto, se han analizado casi 30000 pares de intensidades de banda y temperaturas rotacionales, en cada una de las bandas de $O_2(0-1)$ y de $OH(6-2)$, correspondientes a 117 noches en campañas de medición desde "El Leoncito" (LEO; 32°S, 69°W) y "El Arenosillo" (ARE; 37°N, 7°W).

Para el análisis espectral de los datos, se ha desarrollado un método iterativo que calcula las principales componentes espectrales con buena precisión en frecuencia, amplitud y fase, y que trabaja con datos no equidistantes. Las ondas fueron halladas, utilizando como criterio principal la coincidencia en frecuencia entre los picos espectrales de intensidades y temperaturas.

Se ha extendido el modelo de Hines, Tarasick y Shepherd (HTS), para incluir la fuerza de Coriolis, encontrando la expresión para el η de Krassovsky en función de los parámetros de onda. Se ha mostrado que el modelo (que permite relacionar η con la longitud de onda vertical, λ_z , y con el sentido de propagación vertical) puede ser aplicado, sin esta extensión, al caso de la marea semidiurna.

En los datos se destacan las siguientes características generales:

Los datos de las nuevas campañas confirman algunos de los resultados publicados anteriormente [Scheer y Reisin, 1990]: como en la campaña LEO'87, en ARE'90 es claramente visible un patrón de marea durante más de diez noches consecutivas y

con variaciones de hasta 55K pico-a-pico. En las oscilaciones lentas, la fase de la temperatura de O_2 precede a la de OH por 1 a 2h.

Las intensidades de banda, determinadas en este trabajo, tienen variaciones nocturnas que alcanzan normalmente un factor 2 entre mínima y máxima, para ambas emisiones, pero también se observó variaciones más fuertes (un factor de 4.6 para el O_2 y 5.4 para el OH).

Los promedios por campaña de intensidades de banda y temperaturas de O_2 tuvieron un fuerte incremento en las dos últimas campañas, posiblemente relacionado con el ciclo solar.

Con respecto a la marea se han obtenido los siguientes resultados:

La componente de marea predominante en ambas capas de emisión es la semidiurna.

En los casos en que la marea semidiurna fue observada simultáneamente en ambas capas, las ondas aparecen atenuadas en la capa de O_2 . En vez del factor ~ 2 correspondiente a ondas no amortiguadas, el promedio de amplitudes de las temperaturas de O_2 es sólo un factor 1.26 mayor que el promedio del OH.

Con la diferencia de fases de las oscilaciones en temperatura de ambas capas y los λ_z calculados con el modelo HTS, se ha estimado la separación entre capas, dando resultados consistentes con la separación conocida. Esto valida al modelo HTS, en este contexto.

En la gran mayoría de las noches con marea fuerte, la temperatura precede en fase a la intensidad, lo cual significa, según el modelo HTS, que las ondas se propagan hacia arriba. Esto confirma también los resultados de Takahashi *et al.* [1990, 1992].

Para la capa de O_2 , los λ_z se concentran entre 30 y 50km, con un promedio de 43km y para la capa de OH, entre 10 y 40km, con un promedio de 29km. Estos promedios son comparables con resultados de otros autores obtenidos con medi-

ciones de vientos.

El promedio (vectorial) de $|\eta|$ para el O_2 es de 5.2, con valores individuales entre 3 y 7. La mayoría de las fases de η se encuentra entre -70° y -20° y en promedio, la oscilación en temperatura precede a la de la intensidad en 70min, aproximadamente.

Para el OH, los valores de $|\eta|$, entre 2 y 10, tienen un promedio de 5.1. La temperatura precede en fase a la intensidad por aproximadamente 140min, en promedio, y la dispersión del desfase es un poco mayor que en el caso del O_2 . En contraste, los modelos de Walterscheid y Schubert [1987] y de Hickey [1987b] predicen valores de $|\eta|$ mucho menores y fases próximas a 0° .

Los valores de λ_2 para la marea semidiurna obtenidos de ARE'90 son más estables que los de LEO. Si bien la comparación entre los valores de λ_2 por campaña da indicios de variaciones estacionales de la marea, la información es insuficiente para ser concluyente al respecto.

Con respecto a las ondas gravitatorias con períodos menores a la marea, se han analizado, para cada emisión, alrededor de mil ondas hasta períodos de 200s. Especialmente la información correspondiente a períodos menores de 1000s, rango espectral que no ha sido previamente analizado en datos de luminiscencia, ha sido importante para la comparación con los modelos. Los principales resultados del análisis estadístico son:

La distribución de la cantidad de ondas observadas por intervalo de frecuencia es decreciente con la frecuencia. Aproximadamente, la mitad de los casos observados corresponden a frecuencias con períodos menores a 1000s.

La mayoría de las ondas observadas (el 82% en la capa de O_2 y el 71% en la de OH) tienen gran longitud de onda vertical ($|\lambda_2| > 100\text{km}$) ó son evanescentes.

La cantidad de ondas que se propagan verticalmente con $|\lambda_2| < 100\text{km}$, observadas en la capa de OH, es un 65% mayor que en la capa de O_2 . Esto puede ser debido al rompimiento de ondas entre ambas alturas de emisión.

Estas ondas se propagan mayoritariamente hacia arriba, aunque un porcentaje importante (del orden del 30%) tiene propagación hacia abajo. En ambas capas, la amplitud media de las ondas que se propagan hacia arriba es mayor que la de las ondas con propagación hacia abajo.

La razón entre el promedio de amplitudes de temperaturas de O_2 y el de OH es de aproximadamente 1.4, para las ondas que se propagan hacia arriba. Esto significa que la atenuación es similar a la hallada para la marea semidiurna, y corresponden a una longitud de atenuación de 22km.

La atenuación es aproximadamente constante con respecto a la frecuencia. Este resultado contrasta con el modelo de Hickey *et al.* [1990] que, al incluir efectos disipativos, predicen que la atenuación decrece fuertemente con la frecuencia.

Para períodos menores a 10000s, la abundancia de ondas de corta longitud vertical es menor en la capa de O_2 que en la capa de OH. En la capa de O_2 , se han observado muy pocas ondas con $|\lambda_z| < 30$ km.

Las distribuciones del módulo de η en función del período tiene características similares en ambas capas: entre 200 y 1000s la distribución es angosta, acumulándose el 90% de los valores de $|\eta|$ entre 1 y 3 para el O_2 y entre 0.8 y 2.8 para el OH. A partir de 1000s, las distribuciones tienden a ensancharse, y en períodos mayores a 5000s, los valores varían entre 0.2 y 12, y hay algunos casos aislados con valores aún mayores.

Los histogramas de la fase de η son aproximadamente gaussianas centradas en ángulos levemente negativos. La gran mayoría de los casos se concentra entre -90° y 90° , siendo más angosta la distribución en O_2 que en OH. El ancho de la distribución no varía en función del período. El promedio de las fases es de 0° , para períodos menores a 2000s, tendiendo a decrecer suavemente a partir de este período.

Los valores de η obtenidos son consistentes con valores recientes de otros autores, en períodos mayores a 1000s [Viereck y Deehr, 1989 (para la capa de OH);

Swenson *et al.*, 1990; Hecht y Walterscheid, 1991; Takahashi *et al.*, 1992; Gobbi, 1993], pero no con los resultados de Viereck y Deehr [1989], para el O_2 .

Los valores de $|\eta|$ para el OH contrastan con el modelo de Walterscheid, Schubert, Strauss y Hickey (WSSH), en el rango de períodos menores a 1000s, donde el modelo da resultados mayores a 5. Para períodos mayores a 1000s, la comparación es poco instructiva, por la gran dispersión de los valores observados y porque los varios parámetros del modelo tienen el poder de ajustar el $|\eta|$ prácticamente a cualquiera de estos valores.

Para altas frecuencias, los presentes valores de η se comparan mejor con el modelo HTS. Sin embargo, hay una apreciable cantidad de ondas observadas con $|\eta| < 3$ (ó 2.5 para el OH) que no son representadas por el modelo HTS, al menos con los parámetros calculados por los autores [Tarasick y Shepherd, 1992a, b].

Las pendientes de los espectros medios de densidad de potencia de las temperaturas en función de la frecuencia, contruídos a partir de las ondas individuales, son más suaves que la teórica pendiente de -2 [Dewan *et al.*, 1992; Dewan, 1994], lo que significa, ó que las condiciones del modelo no se cumplen en forma permanente, ó que otros factores estén afectando, como la atenuación de las ondas ó la extensión vertical de las capas de emisión.

Los resultados muestran las diversas posibilidades que las mediciones de las emisiones atmosféricas de O_2 y OH brindan. Algunos aspectos, como las variaciones en la actividad de onda observadas entre campañas, prácticamente no han sido discutidos. Nuevas mediciones serían necesarias para registrar bien las variaciones estacionales y latitudinales en la dinámica, y adquirirían un valor científico mayor, si se realizaran simultáneamente con otras mediciones (especialmente de vientos en las alturas de emisión). Además sería posible, sin grandes inversiones, mejorar la detección de ondas de pequeña amplitud, bajando el nivel de ruido. Por ejemplo, el error estadístico puede reducirse a la mitad, utilizando un filtro interferencial con el doble diámetro.

La medición simultánea en varios puntos del cielo permitiría extraer la importante información de la longitud de onda horizontal y la dirección horizontal de pro-

pagación lo cual, en conjunto con el λ_2 , serviría para determinar la frecuencia intrínseca, y así la componente de viento en la dirección de propagación horizontal.

También los modelos tendrían que ser mejorados. Por ejemplo, la inclusión de atenuación (como la observada en el presente trabajo) al modelo HTS podría explicar los bajos valores de $|\eta|$ aquí obtenidos.

Agradecimientos

A mi esposa, Graciela, por haberme dado todo su amor y su respaldo, especialmente en los momentos en que seguir con la Tesis era casi un imposible.

A mi director, Dr. Jürgen Scheer, por su constante e incondicional apoyo. Sus valiosas críticas han sido, sin lugar a dudas, un punto clave en la elaboración de este trabajo.

A la gente del CAERCEM: a su Director, Ing. Victor Padula Pintos, a la Dra. Laura Frulla, al Dr. Antonio Gagliardini, a la Dra. Haydée Karszenbaum, a Cielita Zapata y a la Lic. Margarita Cazanobe, por haberme prestado permanente colaboración.

A las Dras. Alejandra Figliola, Lilla Romanelli y Cristina Azplazu, quienes me aconsejaron y me alentaron siempre.

Al personal del CASLEO ("El Leoncito") y de "El Arenosillo", por hacerme sentir "como en casa", durante las campañas de medición.

Son muchos los que de alguna forma u otra, ayudaron a que sea posible esta Tesis, y a todos ellos, aunque no los nombre, va dirigido mi agradecimiento.

Mi trabajo fue solventado con fondos del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET).

Apéndice A

Deducción de las ecuaciones del periodograma LS modificado

El parámetro τ introducido por Lomb [1976] es sólo una sustitución para simplificar las expresiones finales, mientras Scargle [1982] debe introducirlo para que su periodograma generalizado sea un invariante temporal llegando así a la misma expresión que Lomb. El único objetivo de τ es eliminar la suma de los términos cruzados de senos y cosenos, es decir

$$\sum \cos \omega (t_j - \tau) \sin \omega (t_j - \tau) = 0 \quad (\text{A.1})$$

(de ahora en más todas las sumas son para $j = 0, \dots, N-1$)

Como se ha dicho en el capítulo 4 se introduce el ajuste del término constante K . La deducción de las expresiones para este periodograma modificado se hace partiendo de la ecuación (4.9) y usando el método de ajuste por cuadrados mínimos, análogamente a lo hecho por Lomb.

De acuerdo a (4.9) el residuo de los datos es

$$e_j = x_j - a \cos \omega (t_j - \tau) - b \sin \omega (t_j - \tau) - K \quad (\text{A.2})$$

Los parámetros a , b y K se obtienen en la forma habitual: las derivadas parciales del error cuadrático medio igualadas a cero, conduce al siguiente sistema de tres ecuaciones

$$\sum x_j \cos \omega (t_j - \tau) = a \sum (\cos \omega (t_j - \tau))^2 + b \sum \cos \omega (t_j - \tau) \sin \omega (t_j - \tau) + K \sum \cos \omega (t_j - \tau)$$

$$\sum x_j \sin \omega (t_j - \tau) = a \sum \cos \omega (t_j - \tau) \sin \omega (t_j - \tau) + b \sum (\sin \omega (t_j - \tau))^2 + K \sum \sin \omega (t_j - \tau)$$

$$\sum x_j = a \sum \cos \omega (t_j - \tau) + b \sum \sin \omega (t_j - \tau) + KN$$

Para simplificar la notación se define

$$\begin{aligned}
 XC &= \sum x_j \cos \omega (t_j - \tau) & XS &= \sum x_j \sin \omega (t_j - \tau) \\
 CC &= \sum (\cos \omega (t_j - \tau))^2 & SS &= \sum (\sin \omega (t_j - \tau))^2 \\
 \langle C \rangle &= \sum \cos \omega (t_j - \tau) / N & \langle S \rangle &= \sum \sin \omega (t_j - \tau) / N
 \end{aligned} \tag{A.3}$$

Esta notación de letras dobles parecida a la de Lomb [1976], si bien no convencional, se usa aquí por sus ventajas nemotécnicas.

Usando (A.1) y que el promedio de los datos es cero se tiene

$$\begin{aligned}
 XC &= a CC + KN \langle C \rangle \\
 XS &= b SS + KN \langle S \rangle \\
 K &= -a \langle C \rangle - b \langle S \rangle
 \end{aligned} \tag{A.4}$$

Reemplazando (A.4) en las dos primeras ecuaciones se tiene

$$\begin{aligned}
 XC &= a(CC - N \langle C \rangle^2) - bN \langle S \rangle \langle C \rangle \\
 XS &= -aN \langle S \rangle \langle C \rangle + b(SS - N \langle S \rangle^2)
 \end{aligned} \tag{A.5}$$

Entonces

$$\begin{aligned}
 a &= \{XC(SS - N \langle S \rangle^2) + XS N \langle S \rangle \langle C \rangle\} / \Delta \\
 b &= \{XS(CC - N \langle C \rangle^2) + XC N \langle S \rangle \langle C \rangle\} / \Delta
 \end{aligned} \tag{A.6}$$

donde

$$\begin{aligned}
 \Delta &= (CC - N \langle C \rangle^2)(SS - N \langle S \rangle^2) - N^2 \langle S \rangle^2 \langle C \rangle^2 \\
 \Delta &= CCSS - N \langle C \rangle^2 SS - N \langle S \rangle^2 CC
 \end{aligned} \tag{A.7}$$

La reducción de varianza (que se usa en cambio a la reducción de la suma de los cuadrados de Lomb) es

$$P_x'(\omega) = \sigma^2(x) - \sigma^2(\epsilon)$$

$$P_x'(\omega) = \frac{\sum x_j^2 - \{\sum \varepsilon_j^2 - (\sum \varepsilon_j)^2 / N\}}{(N-1)}$$

La división por $N-1$ es una simplificación con respecto a los grados de libertad pero sin impacto en el resultado final.

Reemplazando con (A.2) y usando la propiedad $\sigma^2(\varepsilon) = \sigma^2(\varepsilon + K)$ (es decir, podemos omitir K en este cálculo) tenemos

$$(N-1)P_x'(\omega) = \sum x_j^2 - \sum \{x_j - a \cos \omega(t_j - \tau) - b \sin \omega(t_j - \tau)\}^2 + \{\sum x_j - a \cos \omega(t_j - \tau) - b \sin \omega(t_j - \tau)\}^2 / N$$

Dado que $\sum x_j = 0$

$$(N-1)P_x'(\omega) = \sum x_j^2 - \sum x_j^2 - a^2 CC - b^2 SS + 2aXC + 2bXS - 2ab \sum \cos \omega(t_j - \tau) \sin \omega(t_j - \tau) + a^2 N \langle C \rangle^2 + b^2 N \langle S \rangle^2 + 2abN \langle C \rangle \langle S \rangle$$

Usando (A.1),

$$(N-1)P_x'(\omega) = -a^2 CC - b^2 SS + 2aXC + 2bXS + a^2 N \langle C \rangle^2 + b^2 N \langle S \rangle^2 + 2abN \langle C \rangle \langle S \rangle$$

Reemplazando XC y XS con (A.5)

$$(N-1)P_x'(\omega) = -a^2 CC - b^2 SS + 2a\{a(CC - N \langle C \rangle^2) - bN \langle S \rangle \langle C \rangle\} + 2b\{b(SS - N \langle S \rangle^2) - aN \langle S \rangle \langle C \rangle\} + a^2 N \langle C \rangle^2 + b^2 N \langle S \rangle^2 + 2abN \langle C \rangle \langle S \rangle$$

$$(N-1)P_x'(\omega) = a^2(CC - N \langle C \rangle^2) + b^2(SS - N \langle S \rangle^2) - 2abN \langle S \rangle \langle C \rangle \quad (A.8)$$

(A.8) es la nueva generalización del periodograma.

Para mostrar la equivalencia entre este periodograma y la transformada discreta Fourier en el caso de datos equidistantes, evaluados en las componentes de Fourier, se nota primero que, para este caso, por ortonormalidad de la base de Fourier

$$\sum \cos \omega(t_j - \tau) \sin \omega(t_j - \tau) = 0$$

lo que implica $\tau = 0$.

También son consecuencia directa de la ortonormalidad

$$\langle C \rangle = \langle S \rangle = 0 \quad (\text{A.9})$$

$$CC = SS = N/2 \quad (\text{A.10})$$

Usando (A.9) y (A.10) en las ecuaciones (A.4), (A.6), (A.7) y (A.8) se tiene

$$K = 0 \quad (\text{A.11})$$

$$a = (2/N)XC \quad (\text{A.12})$$

$$b = (2/N)XS$$

$$(N-1)P'_x(\omega) = a^2 N/2 + b^2 N/2$$

Reemplazando (A.12) en la última expresión tenemos

$$(N-1)P'_x(\omega) = (2/N)XS^2 + (2/N)XC^2 \quad (\text{A.13})$$

Las expresiones (A.11), (A.12) y (A.13) coinciden con la transformada discreta de Fourier.

Apéndice B

Deducción de la relaciones de dispersión y de polarización y de los parámetros μ y ν del modelo de Hines y Tarasick incluyendo la fuerza de Coriolis.

Hines [1960] dedujo las ecuaciones de dispersión y de polarización para una onda gravitatoria que se propaga adiabáticamente en la atmósfera. La atmósfera de fondo es uniforme y estacionaria en temperatura, vientos y composición. La onda es considerada como una perturbación a la atmósfera en equilibrio, y desprecia los términos mayores al primer orden, de manera que las ecuaciones son lineales. Incluye las fuerzas debidas a la inercia, al gradiente de la presión y a la gravedad pero no las fuerzas viscosas ni la fuerza de Coriolis.

Mediante su relación de dispersión se distinguen, para una dada longitud de onda horizontal, tres regiones espectrales: la de altas frecuencias es la rama acústica, la de bajas frecuencias son las "ondas gravitatorias internas" propiamente dichas y el rango intermedio son ondas evanescentes (en la dirección vertical).

La fuerza de Coriolis no puede ser despreciada para ondas con frecuencias menores o del orden de la frecuencia de la rotación terrestre (ondas "inercio-gravitatorias"). Considerando un sistema local de coordenadas x (zonal), y (meridional) y z (vertical), y utilizando las mismas aproximaciones de las de Hines [1960] pero ahora agregando el término de Coriolis, se obtienen las siguientes las ecuaciones linealizadas de movimiento, adiabática y de continuidad de masa respectivamente

$$\rho_0 \partial V / \partial t + 2 \rho_0 \Omega \times V = \rho g - \nabla \rho \quad (\text{B.1})$$

$$\partial \rho / \partial t + V \cdot \nabla \rho_0 = c^2 [\partial \rho / \partial t + V \cdot \nabla \rho_0] \quad (\text{B.2})$$

$$\partial \rho / \partial t + V \cdot \nabla \rho_0 + \rho_0 \nabla \cdot V = 0 \quad (\text{B.3})$$

donde

$V = (u, v, w)$ es el vector velocidad,
 p y ρ son la perturbación de presión y densidad respectivamente,
 p_0 y ρ_0 son la presión y densidad en el estado de equilibrio,
 g es la aceleración de la gravedad,
 Ω es el vector de rotación terrestre, y
 c es la velocidad del sonido dada por

$$c^2 = \gamma p_0 / \rho_0 \quad (\text{B.4})$$

con $\gamma = c_p / c_v = 1.4$ la razón de calores específicos, p_0 y ρ_0 varían según la fórmula barométrica, es decir

$$\rho_0, p_0 \propto \exp(-z/H) \quad (\text{B.5})$$

donde H es la "altura de escala", que se vincula con los otros parámetros como

$$H = p_0 / (\rho_0 g) = c^2 / (\gamma g) \quad (\text{B.6})$$

Utilizando la notación habitual, se propone la solución de la forma usada por Hines [1960]

$$u/X = v/Y = w/Z = p/(\rho_0 P) = \rho/(\rho_0 R) = A e^{z/2H} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z)} \quad (\text{B.7})$$

donde k_x, k_y son reales, A es un factor constante, X, Y, Z, P y R son factores a determinar. Estas relaciones de polarización corresponden a una onda plana, y es entonces sólo una aproximación local pues no se considera la curvatura terrestre.

Mediante (B.7) las ecuaciones (B.1), (B.2) y (B.3) se convierten en el siguiente sistema de ecuaciones,

$$\begin{aligned}
 \omega X + i f Y - i \beta Z - g H k_x P &= 0 \\
 -i f X + \omega Y - g H k_y P &= 0 \\
 i \beta X + \omega Z - g (H k_z - i/2) P - i g R &= 0 \\
 i(\gamma - 1)/(\omega H) Z - P + \gamma R &= 0 \\
 k_x X + k_y Y + (k_z - i/2H) Z - \omega R &= 0
 \end{aligned} \tag{B.8}$$

donde $f = 2\Omega \sin\varphi$ y $\beta = 2\Omega \cos\varphi$ (φ : latitud geográfica) (B.9)

Para que la solución no sea trivial, el determinante del sistema de ecuaciones (B.8) debe ser cero. Esto lleva a la relación de dispersión:

$$\begin{aligned}
 \omega^4 + (f^2 - \omega^2)c^2/(4H^2) - \omega^2 c^2(k_h^2 + k_z^2) - 4\omega^2 \Omega^2 + c^2(k_y \beta + k_z f)^2 + \\
 + (2 - \gamma)\omega g k_x \beta + g^2 k_h^2 (\gamma - 1) = 0
 \end{aligned} \tag{B.10}$$

donde $k_h^2 = k_x^2 + k_y^2$

Las relaciones de polarización (B.7) tienen como solución

$$X = (\gamma/2 - 1)gfk_y + c^2 \omega k_x k_z + i\{\omega^2 \beta + (\gamma/2 - 1)g\omega k_x - c^2 \beta k_y^2 - c^2 f k_x k_z\} \tag{B.11}$$

$$Y = -\omega f \beta + (1 - \gamma/2)gfk_x + c^2 \omega k_y k_z + i\{(\gamma/2 - 1)g\omega k_y + c^2 \beta k_x k_y + c^2 f k_x k_z\} \tag{B.12}$$

$$Z = \omega^3 - c^2 \omega k_h^2 - \omega f^2 \tag{B.13}$$

$$P = \gamma(\omega^2 - f^2)k_z - \gamma f \beta k_y + i\{(\gamma/2 - 1)(\omega^2 - f^2)/H + \gamma \omega \beta k_x\} \tag{B.15}$$

$$R = (\omega^2 - f^2)k_z - f \beta k_y + i\{(f^2 - \omega^2)/H + \omega \beta k_x + (\gamma - 1)gk_h^2\} \tag{B.16}$$

Estas fórmulas (B.10-B.16) son generales, pero algunos términos pueden ser despreciables en ciertos rangos de parámetros.

Las expresiones (B.7), (B.10), (B.11), (B.12) y (B.13) permiten reformular las expresiones para μ y ν de Tarasick y Hines [1990] (ec. 48, 53 y 54)

$$dW/dz = dx/dz \partial W/\partial x + \partial W/\partial z = \partial W/\partial x \tan\theta + \partial W/\partial z$$

donde θ es la distancia cenital del punto observado en la capa de emisión.

Por (B.5) y (B.7)

$$dw/dz = (-ik_x \tan\theta + 1/2H - ik_z) ZA \exp(z/2H + i(\omega t - k_x X - k_y Y - k_z Z))$$

$$\nabla \cdot V = \partial u / \partial x + \partial v / \partial y + \partial w / \partial z$$

Nuevamente usando (B.5) y (B.7)

$$\nabla \cdot V = [-ik_x X - ik_y Y - (ik_z - 1/2H)Z] A \exp(z/2H + i(\omega t - k_x X - k_y Y - k_z Z))$$

$$A \exp(z/2H + i(\omega t - k_x X - k_y Y - k_z Z)) = \frac{\nabla \cdot V}{-ik_x X - ik_y Y - (ik_z - 1/2H)Z}$$

$$dw/dz = \frac{(-ik_x \tan\theta + 1/2H - ik_z)(-Z)}{ik_x X + ik_y Y + (ik_z - 1/2H)Z} \nabla \cdot V$$

Reemplazando X , Y , y Z por las expresiones (B.11), (B.12) y (B.13) se obtiene

$$dw/dz = \frac{(-ik_x \tan\theta - ik_z + 1/2H)(c^2 k_h^2 + f^2 - \omega^2)}{gk_h^2 - (\omega^2 - f^2)/(2H) - \omega\beta k_x + i(\omega^2 - f^2)k_z - i\beta k_y} \nabla \cdot V$$

$$= (\mu + i\nu) \nabla \cdot V \quad (B.16)$$

Para ondas inercio-gravitatorias k_z debe ser real. Utilizando la relación de dispersión (B.10), (B.16) puede ser expresada como

$$\mu = B/D \quad \gamma \quad \nu = C/D \quad (B.17)$$

donde

$$B = -k_x c^2 \tan \theta (\omega^2 k_z - f^2 k_z - f \beta k_y) / (g^2 k_h^2) + 1 - \gamma / 2 - \omega \beta k_x (2 - \gamma / 2) / (g k_h^2) +$$

$$+ c^2 \omega^2 [1 - \omega^2 / (c^2 k_h^2)] / g^2 + 4 \omega^2 \Omega^2 / (g^2 k_h^2) - c^2 \beta^2 k_y^2 / (g^2 k_h^2) -$$

$$- c^2 f \beta k_y k_z / (g^2 k_h^2)$$

$$C = -\gamma H k_z [1 - \omega \beta k_x / (g k_h^2)] + \gamma f \beta k_y / (2 g k_h^2) -$$

$$- \gamma H k_x [1 - \gamma (\omega^2 - f^2) / (2 c^2 k_h^2) - \omega \beta k_x / (g k_h^2)] \tan \theta$$

y

$$D = 1 + 4 \omega^2 \Omega^2 / (g^2 k_h^2) - 2 \omega \beta k_x / (g k_h^2) - \omega^4 / (g^2 k_h^2)$$

Todos estos resultados coinciden con los del caso especial considerado por Hines [1960] y Tarasick y Hines [1990] cuando se igualan a cero los parámetros de Coriolis f , β y Ω .

Bibliografía

- Beatty T.J., Hostetler C.A. y Gardner C.S (1992)
"Lidar observations of gravity waves and their spectra near the mesopause and stratopause at Arecibo"
J. atmos. Sci., **49**, 477
- Bernard R. (1981)
"Seasonal variation in mesospheric semidiurnal tides. Comparison of meteor-radar observations and results from an excitation source model"
J. atmos. terr. Phys., **56**, 1049
- Chapman S. y Lindzen R. S. (1970)
"Atmospheric tides"
Editorial Dordrecht, Holland.
- CIRA (1990)
"COSPAR International Reference Atmosphere"
Adv. Space Res., **10**, 430
- Cogger L.L., Elphinstone R.D. y Giers D.H. (1988)
"Wave characteristics obtained from OH rotational temperatures and 557.7nm airglow intensities"
J. atmos. terr. Phys., **50**, 943
- Collins R.L., Nomura A. y Gardner C.S. (1994)
"Gravity waves in the upper mesosphere over Antarctica: Lidar observations at the South Pole and Syowa"
J.geophys.Res., **99**, 5475
- Coxon J. A. y Foster S.C. (1982)
"Rotational analysis of hydroxyl vibration-rotation emission bands. Molecular constants for OH X_2^2 , $v = 6$ to 10 "
Can. J. Phys., **60**, 41
- Dewan (1979)
"Stratospheric wave spectra resembling turbulence"
Science, **204**, 832
- Dewan E.M, (1990)
"Power spectra of internal gravity waves"
GL-TR-90-0233, Special Reports, 265, NTIS:AD-A231-596

- Dewan E.M, (1991)
"Similitude modeling of internal gravity wave spectra"
Geophys.Res.Lett., 18, 1473
- Dewan E.M, (1994)
"The saturated-cascade model for atmospheric gravity wave spectra, and the wavelength-period (W-P) relations"
Geophys.Res.Lett., 21, 817
- Dewan E.M, y Good R.E. (1984)
"Universal gravity wave spectra in the atmosphere and turbulent saturation"
EOS, 65, 1030
- Dewan E.M, y Good R.E. (1986)
"Saturation and the "universal" spectrum for vertical profiles of horizontal scalar winds in the atmosphere"
J.geophys.Res., 91, 2742
- Dewan E.M., Pendleton W., Grossbard N., y Espy P. (1992)
"Mesospheric OH airglow temperature fluctuations: A spectral analysis"
Geophys. Res. Lett., 19, 597.
- Fritts D.C. (1984)
"Gravity wave saturation in the middle atmosphere. A review of theory and observations"
Rev.geophys.Space Phys., 22, 275
- Forbes J.M. (1987)
"Modelling the propagation of atmospheric tides from the lower to the middle and upper atmosphere"
Physica Scripta, T18, 240
- Forbes J.M. y Gillette D.F. (1982)
"A compendium of theoretical atmospheric tidal structures. Part I. Model description and explicit structures due to realistic thermal and gravitational excitation"
AFGL Report TR-82-0173 (I), Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom AFB, MA 01731, U.S.A.
- Forbes J.M., Gu J. y Miyahara S. (1991)
"On the interactions between gravity waves and the diurnal propagating tide"
Planet. Space Sci., 39, 1249

Fougere, P.F. (1985)

"On the accuracy of spectrum analysis of red noise processes using Maximum Entropy and Periodogram methods - Studies and application to geophysical data"

J.geophys.Res. **90**, 4355

Gabor D. (1946)

"Theory of communication"

J.IEE, **93**, 492

Garcia R.R y Solomon S [1985]

"The effects of breaking gravity waves on the dynamics and chemical composition of the mesosphere and lower thermosphere"

J.geophys.Res, **90**, 3850

Gardner C.S. y Voelz D.G. (1987)

"Lidar studies of the nighttime sodium layer over Urbana, Illinois, 2: Gravity waves"

J.geophys.Res. **92**, 4673

Gobbi D. (1993)

"Estudo de ondas de gravidade na alta atmosfera através de observações de luminescência atmosférica da hidroxila OH(9-4) e oxigênio O₂(0-1)"

Tesis doctoral

INPE-5539-TDI/527, San José dos Campos

Greer R.G, Llewellyn E.J., Solheim B.H., y Witt G. (1981)

"The excitation of O₂(b¹Σ_g⁺) in the nightglow"

Planet. Space Sci, **29**, 383

Harrison A.W. y Kendall D.J.W. (1973)

"Airglow hydroxyl intensity measurements 0.6 - 2.3μ"

Planet Space. Sci., **21**, 1731

Hecht J.H., Walterscheid R.L., Sivjee G.G., Christensen A.B. y Pranke J.B. (1987)

"Observations of wave-driven fluctuations of OH nightglow emission from Søndre Strømfjord, Greenland"

J.geophys.Res, **92**, 6091

- Hecht J.H. y Walterscheid R.L. (1991)
"Observations of the OH Meinel (6-2) and O₂ Atmospheric (0-1) nightglow emissions from Maui during the ALOHA-90 campaign"
Geophys. Res. Lett., **18**, 1341
- Hedin A.E. (1987)
"MSIS-86 Thermospheric Model"
J.geophys.Res, **92**, 4649
- Herzberg G. (1950)
"Spectra of diatomic molecules"
Van Nostrand, New York
- Hickey M. P. (1988a)
"Effects of eddy viscosity and thermal conduction and Coriolis force in the dynamics of gravity wave driven fluctuations in the OH nightglow"
J. Geophys. Res., **93**, 4077
- Hickey M. P. (1988b)
"Wavelength dependence of eddy dissipation and Coriolis force in the dynamics of gravity wave driven fluctuations in the OH nightglow"
J. Geophys. Res., **93**, 4089
- Hickey M. P., Schubert G. y Walterscheid R. L. (1993)
"Gravity wave-driven fluctuations in the O₂ atmospheric (0-1) nightglow from an extended, dissipative emission region"
J. Geophys. Res., **98**, 13717
- Hines C.O. (1960)
"Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights"
Can. J. Phys., **38**, 1441
- Hines C.O. (1991)
"The saturation of gravity waves in the middle atmosphere. Part 1: Critique of linear-instability theory"
J. Atmos. Sci., **48**, 1348
"...Part 2: Development of Doppler-spread theory"
J. Atmos. Sci., **48**, 1360
"...Part 3: Formation of the turbopause and of turbulent layers beneath it"
J. Atmos. Sci., **48**, 1380
- Hines C.O. y Tarasick D. W. (1987)
"On the detection and utilization of gravity waves in airglow studies"
Planet. Space Sci., **35**, 851

- Horne J. H., y Baliunas S. L. (1986)
"A prescription for period analysis of unevenly sampled time series"
Astrophys. J., 302, 757
- Kovacs, G. (1981)
"Frequency shift in Fourier analysis"
Astrophys. Space Sci. 78, 175
- Krassovsky V.I. (1972)
"Infrasonic variation of OH emission in the upper atmosphere"
Ann. Geophys. 28, 739
- Kwon K.H., Senft D.C. y Gardner (1990)
"Airborne sodium lidar observations of horizontal and vertical wave number spectra of mesopause density and wind perturbations"
J.geophys.Res., 95, 13723
- Lindzen R.S. (1981)
"Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown"
J.geophys.Res., 86, 9707
- Lindzen, R.S. (1985)
"Multiple gravity-wave breaking levels"
J.atmos.Sci., 42, 301
- Llewellyn E. J., Long B. H., y Solheim B.H. (1978)
"The quenching of OH^{*} in the atmosphere"
Planet. Space Sci., 26, 525
- Lomb N. R. (1976)
"Least-squares frequency analysis of unequally spaced data"
Astrophys. Space. Sci., 39, 447
- Manson A.H., Meek C.E., Fellous J.L. y Massebeuf M. (1987)
"Winds oscillations (~6h-6 days) in the upper middle atmosphere at Monpazier (France, 45°N, 1°E) and Saskatoon (Canada, 52°N, 107°W) in 1979-1980"
J. atmos. terr. Phys., 49, 1059
- Manson A.H. y Meek C.E. (1988)
"Gravity wave propagation characteristics (60-120 km) as determined by the Saskatoon MF radar (Gravnet) system: 1983-85 at 52°N, 107°W"
J.atmos.Sci., 45, 932

- Marple, S.L. (1987)
 "Digital spectral analysis signal processing"
 Prentice-Hall, Inc., New Jersey
- Meinel A.B. (1950)
 "OH emission bands in the spectrum of the night sky. I."
 Astrophys.J. 111, 555
 "OH emission bands in the spectrum of the night sky. II."
 Astrophys.J. 112, 120
- Mies F. H. (1974)
 "Calculated vibrational transition probabilities of OH (X_{π}^2)"
 J. Mol. Spectrosc., 53, 150
- Morlet J., Arens G., Fourgeau, E., y Giard D. (1982)
 "Wave propagation and sampling theory - Part I: Complex signal
 and scattering in multilayered media".
 Geophys., 47, 203
 "... Part II: Sampling theory and complex waves".
 Geophys., 47, 222
- Murayama Y., Tsuda T., Yamamoto M., Nakamura T., Sato T., Kato S., y Fukao S. (1992)
 "Dominant vertical scale of gravity waves in the middle
 atmosphere observed with the MU radar and rocketsondes"
 J. atmos. terr. Phys., 54, 339
- Myrabø H. K. (1984a)
 "Temperature variation at mesopause levels during winter
 solstice at 78°N".
 Planet. Space Sci., 32, 249
- Myrabø H. K. y Deehr C.S. (1984b)
 "Mid-winter hydroxyl night airglow emission intensities in the
 northern polar region".
 Planet. Space Sci., 32, 263
- Myrabø H. K. , Deehr C.S., Romick G.J. y Henriksen K. (1986)
 "Mid winter intensities of the night airglow O₂(0-1)
 atmospheric band emission at high latitudes".
 J. Geophys. Res., 91, 1684
- Myrabø, H.K., Deehr, C.S, y Viereck R. (1987)
 "Polar mesopause gravity wave activity in the sodium and
 hydroxyl night airglow"
 J.geophys.Res, 92, 2527
- Neckel H. y Labs D. (1984)
 "The solar radiation between 3300 and 12500Å"
 Solar Phys., 90, 205

- Noxon, J.P. (1978)
"Effects of internal gravity waves upon night airglow temperatures"
Geophys. Res. Lett., 5, 25
- Offermann D. (1991)
"DYANA project survey"
Proc. 10th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research,
ESA SP-37, 369
- Press W. H., y Rybicky S. A. (1989)
"Fast algorithm for spectral analysis of unevenly sampled data"
Astrophys. J., 33, 277.
- Press W. H., y Teukolsky S. A. (1988)
"Search algorithm for weak periodic signals in unevenly spaced data"
Computers in Physics, Nov/Dec 1988, 77
- Reid I.M. y Vincent R.A. (1987)
"Measurements of the horizontal scales and phase velocities of short period mesospheric gravity waves at Adelaide, Australia"
J. atmos. terr. Phys., 49, 1033
- Reisin, E.R. (1987)
"Medición espectroscópica de temperaturas atmosféricas en la zona de la mesopausa"
Trabajo de Seminario para la Licenciatura en Física,
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales de la
Universidad de Buenos Aires, Nov. 1987.
- Ritter K.J. y Wilkerson T.D. (1987)
"High-resolution spectroscopy of the oxygen A Band"
J. Mol. Spectroscopy, 121, 1
- Scargle J. D. (1982)
"Studies in astronomical time series analysis. II. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data"
Astrophys. J., 263, 835
- Scheer, J. (1987)
"Programmable Tilting Filter Spectrometer for Studying Gravity Waves in the Upper Atmosphere"
Appl.Opt., 26/15, 3077
- Scheer, J. y Reisin, E.R. (1990)
"Rotational temperatures for OH and O₂ airglow bands measured simultaneously from El Leoncito (31° 48' S)"
J. atmos. terr. Phys., 52, 47

- Scheer J., Reisin E.R., Espy J.P., Bittner M., Graef H.H., Offermann D., Ammosov P.P. e Ignatyev V.M. (1994)
"Large-scale structures in hydroxyl rotational temperatures during DYANA"
J. atmos. terr. Phys, en prensa.
- Schubert G. y Walterscheid R.L. (1988)
"Wave-driven fluctuations in OH nightglow from an extended source region".
J. Geophys. Res., **93**, 9903
- Schubert G., Walterscheid R.L. y Hickey M. P. (1991)
"Gravity wave-driven fluctuations in OH nightglow from an extended, dissipative emission region".
J. Geophys. Res., **96**, 13869
- Shagaev, M.V. (1974)
"Fast variations of hydroxyl night airglow emission"
J. atmos. terr. Phys., **36**, 367
- Sivjee G.G., Walterscheid R.L., Hecht J.H., Hamwey R.M., Schubert G. y Christensen A.B. (1987)
"Effects of atmospheric disturbances on polar mesopause airglow OH emissions".
J. Geophys. Res., **92**, 7651
- Smith S.A., Fritts D.C. y Van Zandt T.E. (1987)
"Evidence for a saturated spectrum of atmospheric gravity waves"
J.atmos.Sci., **44**, 1404
- Stegman J. (1991)
"Spectroscopic and kinetic studies of atmospheric oxygen emissions"
(Tesis de Doctorado, Univ. de Estocolmo)
ISBN 91-7146-871-4. Akademitryck AB. Edsbruk
- Swenson G.R., Mende S.B. y Geller S.P. (1990)
"Fabry-Perot imaging observations of OH(8-3): rotational temperatures and gravity waves"
J. Geophys. Res., **95**, 12251
- Takahashi H., Sahai Y. y Teixeira N.R. (1990)
"Airglow intensity and temperature response to atmospheric wave propagation in the mesopause region"
Adv. Space Res, **10**, (10)77

- Takahashi H., Sahai Y., Batista P.P. y Clemesha B. R. (1992)
"Atmospheric gravity wave effect on the airglow $O_2(0-1)$ and OH (9-4) band intensity and temperature variations observed from low latitude station"
Adv. Space Res, **12**, (10)134
- Takeuchi, I. y Misawa K.(1981)
"Short period oscillations of intensity and rotational temperature of the OH(6-2) band"
Ann.Geophys., **37**, 315
- Tarasick D.W., y Hines C.O. (1990)
"The observable effects of gravity waves in airglow emissions"
Planet. Space Sci., **38**, 1105
- Tarasick D.W., y Shepherd G.G. (1992a)
"Effects of gravity waves on complex airglow chemistries. 1. $O_2(b^1\Sigma^+g)$ emission"
J. Geophys. Res., **97**, 3185
- Tarasick D.W. y Shepherd G.G. (1992b)
"Effects of gravity waves on complex airglow chemistries. 2. OH emission"
J. Geophys. Res., **97**, 3195
- Taylor M.J., Espy P.J, Baker D.J, Sica R.J., Neal, P.C. y Pendleton W.R.Jr. (1991)
"Simultaneous intensity, temperature and imaging measurements of short period wave structure in the OH nightglow emission"
Planet.Space Sci., **39**, 1171
- Ulrych T.J. y Bishop T.N. (1975)
"Maximum entropy spectral analysis and autoregressive decomposition"
Rev. Geophys. Space Phys., **13**, 183
- Vautard R. y Ghil M. (1989)
"Singular spectrum analysis in nonlinear dynamics, with applications to paleoclimatic time series"
Physica D., **35**, 395
- Viereck R.A. y Deehr C.S. (1989)
"On the interaction between gravity waves and the OH Meinel (6-2) and the O_2 Atmospheric (0-1) bands in the polar night airglow"
J. Geophys. Res., **94**, 5397

- Walterscheid R.L. y Schubert G. (1987)
"A dynamical-chemical model of tidally driven fluctuations in the OH nightglow"
J. Geophys. Res., **92**, 8775
- Walterscheid R.L., Schubert G. y Strauss J.M. (1987)
"A dynamical-chemical model of wave-driven fluctuations in the OH nightglow"
J. Geophys. Res., **92**, 1241
- Walterscheid R.L., Schubert G. y Hickey M. P. (1994)
"Comparison of theories for gravity wave fluctuations in airglow emissions".
J. Geophys. Res., **99**, 3935
- Watson J. K. G. (1968)
Can. J. Phys., **46**, 1637
- Weinstock, J., (1978)
"Theory of the interaction of gravity waves with $O_2(^1\Sigma)$ airglow"
J.geophys.Res. **83**, 5175
- Weinstock J. (1985)
"Theoretical gravity wave spectrum in the atmosphere: strong and weak wave interactions"
Radio Sci., **20**, 1295
- Witt G., Stegman J., Solheim B. H. y Llewellyn E. J. (1979)
"A measurement of the $O_2(b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-)$ atmospheric band and the $OI(^1S)$ green line in the nightglow"
- Zhang S.P., Peterson R.N., Wiens R.H. y Shepherd G.G. (1993)
"Gravity waves from O_2 nightglow during the AIDA '89 campaign. I: Emission rate/temperature observations"
J. atmos. terr. Phys., **55**, 355
"...II: Emission rate/temperature ratio η "
J. atmos. terr. Phys., **55**, 377

