

***DRAG DE PRESIÓN DURANTE PYREX.  
RESULTADOS DE LAS OBSERVACIONES.***

***MEMORIA DE INVESTIGACION DE <sup>3<sup>er</sup></sup> CICLO***

***Bienio 1989-1991***

*Ana Genovés Terol  
Palma de Mallorca, Junio 1994.*

## Indice

1.-	Introducción.....	1
2.-	Introducción teórica: Planteamiento del problema.....	2
3.-	Predicciones de la teoría lineal. Otras teorías.....	4
4.-	Resultados experimentales.....	9
4.1.-	Configuración experimental.....	9
4.2.-	Cálculo del drag.....	10
5.-	Propiedades del flujo durante el experimento. Interpretación de resultados.....	11
6.-	Contribución térmica al drag.....	14
6.1.-	Contribución de las diferentes secciones verticales al drag total.....	14
6.2.-	Diferentes contribuciones al drag. Cálculo del drag hidrostático.....	16
7.-	Discusión.....	19
8.-	Relación con estructuras horizontales mesoescalares....	21
	CONCLUSIONES.....	23
	BIBLIOGRAFIA.....	25
	Anexo 1: Mountain Pressure Drag during PYREX	

Nota: El trabajo presentado como memoria de tercer ciclo en la UIB constaba de estas notas y la publicación a que había dado lugar el estudio sobre el drag. En esta versión no se ha reproducido el artículo en su totalidad (éste se encuentra referenciado en la bibliografía), tan sólo las figuras a las que se hace referencia en el texto.

## 1. - Introducción

El objeto de este trabajo, presentado como memoria de investigación de tercer ciclo, es avanzar en el conocimiento de los procesos físicos que tienen lugar en las proximidades de una cadena montañosa como los Pirineos (que se ponen de manifiesto a escalas meso-  $\alpha$  o meso-  $\beta$  atmosféricas), a partir de la interpretación de los valores del drag (rozamiento debido a la montaña) medidos durante la fase de campo del experimento franco-español PYREX (Bougeault y otros, 1990), llevada a cabo durante los meses de Octubre y Noviembre de 1990.

El conocimiento conceptual de las interacciones entre el flujo atmosférico y el relieve es fundamental para llegar a entender y poder predecir ciertos fenómenos meteorológicos, tanto desde el punto de vista de la predicción numérica, puesto que afecta a la parametrización de determinadas magnitudes físicas, como desde el punto de vista de la predicción operativa, hoy por hoy, resultado de la interpretación y adaptación subjetivas de las salidas de los modelos numéricos a la meteorología local.

Este estudio puede encuadrarse en los más generales de la *influencia de la Orografía* en la peculiar Meteorología Mediterránea y en el *desencadenamiento de la Ciclogénesis Mediterránea*. Uno de los resultados del mismo ha sido la publicación del artículo *Mountain Pressure Drag during PYREX* en la revista *Contributions to Atmospheric Physics*, del cual se adjunta una copia al final de la presente memoria.

En el siguiente apartado se analiza brevemente el problema de la interacción entre el flujo atmosférico y la montaña, tratando las magnitudes que aparecen involucradas en el balance de momento de áquel y, en particular, el **drag de presión**, objeto del presente estudio. A continuación, en el punto tercero, se introduce y comenta el tratamiento teórico que ha recibido dicho problema en el marco de la teoría lineal (Smith, 1980), como primera aproximación, haciendo un breve repaso a otras teorías. El cuarto capítulo está dedicado a los resultados experimentales obtenidos en el mencionado experimento PYREX, explicándose la configuración experimental y el método utilizado para el cálculo del drag. Se consideran las características que presentó el flujo durante el experimento en el punto quinto, interpretando éstas en base a la teoría lineal observando sus limitaciones en el caso de los Pirineos, pasando, en el punto seis al cálculo del drag hidrostático. En el siguiente punto se considera una pequeña discusión de las hipótesis de la teoría lineal, dedicando el punto octavo a comentar las estructuras horizontales a que da lugar la interposición de la montaña. Cierra el trabajo el apartado de conclusiones y la bibliografía consultada.

## 2.- Introducción teórica: Planteamiento del problema

Físicamente, la presencia de una montaña juega un importante papel en el balance de momento del flujo medio atmosférico. Dinámicamente, dicha presencia se traduce en una *transferencia de momento*, por parte del flujo hacia aquélla, en un intento de vencer la resistencia que opone el relieve al paso de dicho flujo. Esta fuerza de rozamiento o "drag" se manifiesta en superficie por un gradiente horizontal de presión opuesto al flujo. Son componentes dinámicas del "drag" la generación de ondas gravitatorias ("*wave drag*") o la producción de turbulencia ("*form drag*"), afectando al balance de momento a escala sinóptica (Hoinka y otros, 1991). Contribuyen también factores de tipo térmico.

A modo de ilustración, los fenómenos que se producen en la mesoescala cuando una montaña es alcanzada por el flujo, quedan representados en la figura 1. Los rasgos más sobresalientes son (Bougeault y otros, 1990):

1) Formación de una *zona de bloqueo*, aguas arriba de la montaña. En esta región, la velocidad del viento es débil. Lo que es más importante, el perfil efectivo de la montaña a gran escala dependerá de la extensión de esta zona de bloqueo, y por tanto, influirá directamente en el balance de momento y energía, y en su transferencia hacia capas altas troposféricas.

2) Aguas arriba de la zona de bloqueo, el flujo, a niveles troposféricos bajos, se bifurca en dos brazos que bordean la montaña. La posición horizontal de la línea de corriente que se divide, varía con la escala.

3) En los bordes laterales de la montaña se desencadena un flujo con gran curvatura en bajos niveles, dando lugar a un viento con fuerte cizalladura vertical.

4) Dependiendo de la estabilidad vertical de la masa incidente, dicho flujo de nivel bajo es fuertemente acelerado, dando lugar a un viento local. Hay un fuerte desacoplamiento de la capa baja respecto de los niveles altos de la troposfera, produciéndose un importante intercambio de momento por turbulencia a través de la inversión que separa altos y bajos niveles.

5) El flujo es acelerado sobre la cresta de la montaña. Aparece fuerte turbulencia. La velocidad máxima del viento depende de la rugosidad.

6) En la parte central de la montaña se generan ondas gravitatorias (ondas de montaña), fundamentales en la transferencia de momento, pudiendo producirse fenómenos de rotura de la onda, dando lugar a fuerte turbulencia y a vientos fuertes de pendiente.

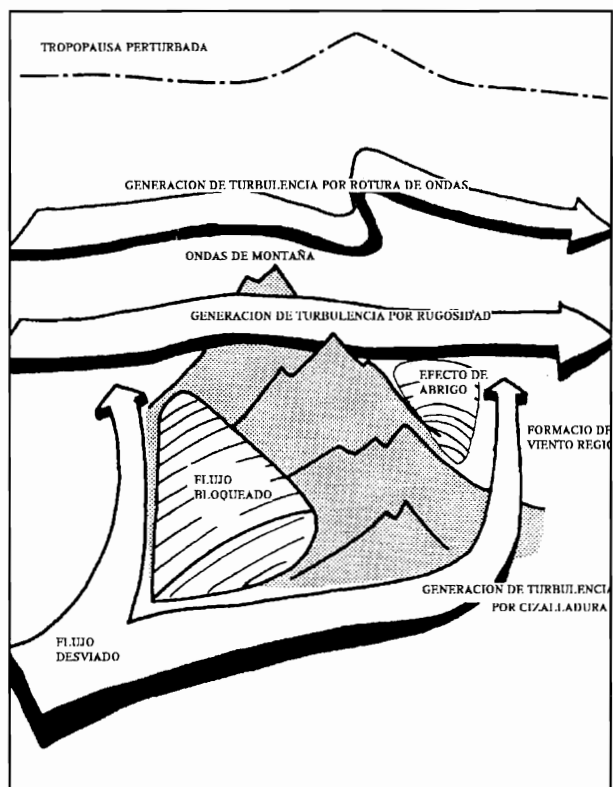


Figura 1. Esquema del flujo alrededor y por encima de la montaña

7) Finalmente, inmediatamente aguas abajo de la montaña, aparece una zona de abrigo, con vientos débiles.

En este estudio haremos referencia a la zona de bloqueo y, de manera tangencial, a los vientos fuertes que se generan alrededor de la montaña (fenómenos que se dan en los niveles bajos), centrándonos en la magnitud física representativa de este tipo de fenómenos, el *drag de presión*, medible directamente con los valores de la presión y los datos orográficos.

Matemáticamente, el intercambio de momento queda reflejado considerando la ecuación del momento zonal (que supondremos orientado según el eje X). Por razones prácticas y, como más adelante justificaremos, dadas las peculiares características físicas y geográficas de una cadena como los Pirineos, el razonamiento es válido si se considera una sola dimensión horizontal. Podemos escribir la ecuación del momento como:

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

Con el fin de realizar el balance de momento en una caja 3-D que incluya la montaña (Bougeault y otros, 1990), introducimos los operadores promediado, vertical y horizontal, de la forma

$$[ ] = \int_{h(x,y)}^{z_T} dz \quad \overline{(\quad)} = \int_{xy} dx dy \quad (2)$$

entre el suelo, a una altura  $h(x,y)$ , y un nivel arbitrario  $z_T$ , y extendido a toda la superficie de la caja  $xy$ , respectivamente. Realizando las integraciones indicadas se obtiene la expresión

$$\frac{\partial[\rho u]}{\partial t} = \underbrace{-\frac{\partial[\rho u^2]}{\partial x}}_{(a)} - \underbrace{\frac{\partial[\rho uv]}{\partial y}}_{(b)} - \underbrace{\rho uw(z_T)}_{(c)} + \underbrace{\rho uw(h)}_{(d)} - \underbrace{\frac{\partial[p]}{\partial x}}_{(e)} + \underbrace{\rho f[v]}_{(f)} - \overline{p(h) \frac{\partial h}{\partial x}}$$

El significado de cada uno de los términos es el siguiente: (a) representa la advección de momento a través de las paredes laterales de la caja, (b) el flujo de momento a través de la pared superior de la misma, (c) el flujo en la parte inferior (en principio, flujo turbulento), (d) el gradiente de presión medio, (e) la fuerza de Coriolis y (f) el drag de presión en la superficie.

### 3.- Predicciones de la teoría lineal. Otras teorías

En este apartado se hace referencia básicamente a la teoría lineal 3-D (la cual prevee que haya bloqueo y bifurcación del flujo alrededor de la montaña) desarrollada por Smith (Smith, 1980) dado que es la más completa en cuanto a predicción de los fenómenos (vientos fuertes) y estructuras (dipolo de presión a ambos lados de la montaña) que se producen, cuando el flujo es interceptado por una montaña, en niveles bajos. Se comentarán también brevemente las ideas de Emeis (Emeis, 1990), basadas en experimentos numéricos con un modelo de mesoescala. El resto de estudios al respecto están dedicados más en profundidad a la transición entre diferentes estados del flujo ondulatorio en niveles altos (Stein, 1989).

La teoría lineal está basada en la hipótesis de pequeñas perturbaciones, es decir, a partir de unas condiciones base de estabilidad y velocidad uniformes ( $N$ ,  $U$  constantes) del flujo incidente, considera que las únicas desviaciones respecto de este estado son las introducidas por la interacción con la montaña, pequeñas en módulo respecto al estado base, sin perturbar.

El interés de esta teoría, independientemente de sus limitaciones y simplicidad en cuanto a las hipótesis, radica en que es capaz de reproducir (en primera aproximación) el dipolo de presión superficial a ambos lados de la montaña y, en mayor o menor medida, la perturbación en la velocidad del viento al contornear la montaña.

En líneas generales, el modelo teórico es el siguiente (Smith, 1980): Se considera un fluido incompresible, con

velocidad  $U$  (dirigida en el eje  $X$ ,  $X < 0$ ) y estabilidad, dada por la frecuencia de Brunt Vaisala,  $N$ , constantes y uniformes en la vertical, que incide sobre un obstáculo orográfico  $z=h(x,y)$ . Las perturbaciones al estado base, en los campos de viento, presión y densidad, que en adelante denotaremos con primas ( $'$ ), vienen dadas a partir de las ecuaciones linealizadas del movimiento, ecuación de continuidad e hipótesis de Boussinesq (pequeñas variaciones de densidad, dadas por pequeñas oscilaciones verticales alrededor de la posición de equilibrio). Las ecuaciones, linealizadas con estas hipótesis, suponiendo un estado estacionario y, sin considerar la fuerza de Coriolis, quedan:

$$\rho_0 U \frac{\partial u'}{\partial x} = -\frac{\partial p'}{\partial x} \quad (4a)$$

$$\rho_0 U \frac{\partial v'}{\partial x} = -\frac{\partial p'}{\partial y} \quad (4b)$$

$$\rho_0 U \frac{\partial w'}{\partial x} = -\frac{\partial p'}{\partial z} - \rho' g \quad (4c)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 \quad (4d)$$

$$\rho' = -\frac{d\bar{\rho}}{dz} \alpha \eta \quad (4e)$$

siendo  $\rho_0$ , la densidad media,  $d\bar{\rho}/dz$ , el gradiente vertical de densidad, y  $\eta$ , la separación respecto de la posición de equilibrio, todo ello, en el estado base. Obsérvese que la perturbación en el campo de vientos ( $u', v'$ ), está directamente relacionada con el gradiente de la perturbación de presión.

Se considera, además, la condición cinemática para flujo uniforme y constante

$$w' = U \frac{\partial \eta}{\partial x}$$

Manipulando convenientemente el sistema de ecuaciones (4), queda reducido a una ecuación para  $\eta$ , de la forma:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} (\nabla^2 \eta) + \frac{N^2}{U^2} \nabla_H^2 \eta = 0; \quad N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{d\bar{\rho}}{dz} \quad (5)$$

en cuya solución (Smith, 1980) no entraremos. Sin embargo, sí conviene observar su estructura ondulatoria, en variables separadas, lo que da una idea sobre el carácter de la solución. Introduciendo un perfil  $h(x,y)$ , más o menos ideal, la solución analítica, calculable en este caso, viene dada en función de dicho perfil dando lugar a las ondas gravitatorias a las que al principio nos referíamos.



El problema se simplifica si se considera válida la hipótesis hidrostática. En ese caso, el segundo miembro de la ecuación (4c) se reduce a cero, quedando la ecuación (5)

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} + \frac{N^2}{U^2} \nabla_H^2 \eta = 0 \quad (6)$$

Una vez resuelta la ecuación para  $\eta(x,y,z)$ , puede resolverse el sistema de ecuaciones dado en (4), en función de  $h(x,y)$ . A continuación comentamos las soluciones que se obtienen para los campos de presión y viento en superficie, en diferentes casos.

En su modelo inicial, Smith resuelve el problema planteado para una montaña con forma circular (gaussiana), centrada en el origen de coordenadas, dada por la expresión:

$$h(x,y) = \frac{h}{(r^2/a^2 + 1)^{3/2}} \quad (7)$$

En este caso, la perturbación en superficie para el campo de presión, obtenida tras integrar  $p'(x,y,z)$  en (4c) (Smith, 1980), con la hipótesis hidrostática y conociendo  $\rho'(x,y,z)$ , a partir de (4e), viene dada por

$$p'(x,y,0) = -\rho_0 U N h \frac{x/a}{(1+r^2/a^2)^{3/2}} \quad (8)$$

siendo, por tanto,  $p'(x,y,0) > 0$ , si  $x < 0$ , es decir, aguas arriba del obstáculo y  $p' < 0$ , para  $x > 0$ , es decir, aguas abajo. Observamos, por tanto, que hay una *anomalía dipolar de presión*, simétrica respecto de la montaña con altas presiones a barlovento y bajas presiones a sotavento.

Si introducimos ahora el número de Froude como  $F = U/NH$ , como la capacidad del flujo incidente ( $U$ ) para vencer la estratificación inicial ( $N$ ) y remontar la montaña ( $H$ ), observamos que la relación entre la perturbación dipolar introducida y el número de Froude es función únicamente de la orografía.

Por otra parte, el cálculo de las componentes  $u'(x,y,0)$  y  $v'(x,y,0)$  del viento en superficie resulta:

$$u'(x,y,0) = N h \frac{x/a}{(1+r^2/a^2)^{3/2}} \quad y \quad v'(x,y,0) = N h \frac{y/a}{(1+r^2/a^2)^{3/2}} \quad (9)$$

En cuanto a la componente  $u$ , observamos que es mínima (máxima) aguas arriba (abajo) de la montaña, en el mismo punto

en que  $p'$  alcanza el valor máximo (mínimo), es decir, la anomalía positiva de presión (ec 4a) de barlovento da lugar a un frenado del flujo, el cual bordea en parte la montaña ( $v'$  no nula), produciéndose en la parte de sotavento una aceleración dada por el gran gradiente que impone la anomalía negativa de presión dando lugar al máximo de velocidad.

Por último, hay que comentar que la teoría lineal 3-D predice una desviación lateral, de modo que, efectivamente el flujo bordea la montaña, desviación que viene dada por (Smith, 1980):

$$\delta(x, y, 0) = \frac{hN}{U} \frac{y}{1+y^2/a^2} \left( 1 + \frac{x/a}{(1+r^2/a^2)^{3/2}} \right) \quad (10)$$

Como al principio se ha comentado, todo el análisis se ha realizado despreciando la fuerza de Coriolis. Más adelante veremos cuál es la corrección que introduce el no despreciarla. Por ahora, tan sólo señalar que el rango de validez del modelo estudiado es entre 5 y 50 Km, que es el rango donde es despreciable dicho término.

Por otra parte, hasta ahora se ha considerado un perfil con simetría circular. Otros modelos lineales consideran un perfil orográfico gaussiano elíptico. Tal es el caso de Phillips (Phillips, 1984). En este caso, se considera un fluido seco, homogéneo, estacionario, en estado un base con  $U$  y  $N$  constantes y uniformes aguas arriba. Partiendo de las ecuaciones del momento horizontal, la ecuación hidrostática, la ecuación de continuidad y la ecuación adiabática, Phillips linealiza suponiendo un estado isoterma del flujo aguas arriba. En un principio no considera el fluido incompresible, pero tras linealizar, observa que la ecuación para  $\eta$  es la misma que la obtenida por Smith si se desprecian los términos de compresibilidad en la ecuación de continuidad y el término de fluctuación de presión en la ecuación adiabática, reteniendo una variación vertical de la densidad. Demuestra que dichos términos modifican la perturbación final de presión en un 5-10% y no contribuyen al wave drag. Tan sólo considera estos términos en el cálculo de  $N$ .

Las perturbaciones que se obtienen con este modelo son formalmente análogas a las de Smith, en cuanto a la simetría de los campos perturbados respecto del eje longitudinal de la montaña. Los valores del dipolo de presión son ligeramente superiores a los obtenidos en el caso circular, así como los de viento. Ello se debe fundamentalmente a que el coeficiente orográfico al que se hacía referencia anteriormente (cociente  $u'/F$ ), es ligeramente mayor en este caso, para las mismas condiciones de la masa de aire incidente. Phillips concluye, en lo que respecta a la presión superficial, que la perturbación es máxima si el eje mayor es perpendicular a la dirección del flujo incidente, siendo dependiente de la excentricidad del terreno.

En un reciente trabajo, E. Koffi (Koffi, 1994), generaliza el modelo de Phillips introduciendo la corrección que supone la fuerza de Coriolis, y aplica dicha teoría generalizada al caso de los Pirineos. El resultado es la pérdida de simetría en las soluciones: por una parte, el dipolo de presión, en valor absoluto no varía, aunque se observa un reforzamiento de la anomalía positiva y un debilitamiento de la negativa; por otra, el flujo bordea la montaña con una velocidad superior por el borde izquierdo que por el derecho.

Resumiendo, podemos, pues decir que la teoría lineal 3-D es capaz de predecir un dipolo de presión que se produce a ambos lados de la montaña, así como la bifurcación del flujo en niveles bajos y, en consecuencia la existencia de una zona de bloqueo. La intensidad de dicho dipolo es sensible a la forma del terreno. La consideración del término de Coriolis, en el caso de relieve elíptico, produce un doble efecto. Por una parte, compensa, en parte, el aumento del dipolo de presión introducido por la excentricidad y, por otra, elimina la simetría en las soluciones, tanto de viento como de presión.

Señalemos, por último, que la teoría desarrollada por Smith, aquí descrita, es válida para números de Froude superiores a 1. Para valores inferiores, la baja velocidad, la fuerte estratificación y la altura de la montaña ( $U < NH$ ) exigen que el flujo bordee la montaña permaneciendo las partículas en planos horizontales (Smith, 1980). En estos casos los efectos no lineales y de bloqueo empiezan a ser importantes. Más generalmente, las condiciones de bloqueo en el flujo vienen dadas por los valores de los números de Froude ( $F=U/NH$ ) y de Rossby ( $R_0=U/fa$ ) los cuales definen las propiedades del flujo incidente. Dichas condiciones son

$$\begin{aligned} F \leq 1, \quad R_0 \geq 1 \\ F/R_0 \leq 1, \quad R_0 \leq 1 \end{aligned} \quad (11)$$

siendo  $f$  el parámetro de Coriolis y  $a$  la escala horizontal de la montaña. (Obsérvese que, en ausencia del término de Coriolis, si  $F \ll 1$ ,  $U \ll NH$  y por tanto, el flujo medio no remonta la montaña, condiciones que en en la mesoescala pueden dar lugar a que todo el flujo esté bloqueado).

Otras limitaciones de dicha teoría aparecen cuando las perturbaciones alcanzan el orden de magnitud de los valores del flujo medio supuesto.

Como veremos más adelante, estas limitaciones son realmente importantes cuando se trata de aplicar la teoría lineal al caso de los Pirineos.

En un trabajo publicado en 1990, sobre la distribución de la presión debida a las montañas, Emeis (Emeis, 1990) llama la atención sobre la no inclusión del llamado *drag hidrostático* en las teorías lineales. El drag hidrostático, es una de las

componentes del drag de presión, estando íntimamente ligado a la distribución térmica alrededor de la montaña. Según Emeis, al realizar la integración de la ecuación del momento en una caja que abarca la montaña (ecuación (3)), se supone que el campo de temperaturas permanece lateralmente no perturbado fuera de la caja. Sin embargo, en una atmósfera real con estratificación estable se produce un bloqueo del aire frío en el lado de barlovento de la montaña, dado que la energía cinética debe ser transformada en potencial para que se advecte aire frío en contra de la estratificación en el ascenso a la cumbre. Este bloqueo lleva a un aumento del drag de presión. La perturbación de presión viene dada por

$$P_s(x) = P_{sh}(x) + P_{sd}(x) \quad (12)$$

siendo  $P_{sh}(x)$  la parte hidrostática debida a la distribución de temperatura en el flujo y  $P_{sd}(x)$  la parte dinámica. Finalmente, calcula la contribución de la parte hidrostática de la presión como

$$P_{sh}(x) = \int_{z_H}^{z_0} \frac{g\rho T'(x,z)}{T} dz \quad (13)$$

## 4.- Resultados experimentales

El experimento PYREX (Bougeault y otros, 1990) ha sido un programa experimental conjunto entre los Servicios Meteorológicos de Francia (DMN/EERM) y España (INM), con la participación de un numeroso grupo de instituciones (Bougeault y otros, 1990), entre las que se encuentra el grupo de fluidos geofísicos de la Universidad de las Islas Baleares (UIB). El propósito del experimento era establecer una base de datos para la realización de estudios relacionados con la influencia dinámica en los procesos atmosféricos de una cadena montañosa como los Pirineos. El gran despliegue de medios realizado durante la campaña de observaciones intensivas, en los meses de Octubre y Noviembre de 1990, ha permitido disponer de datos de calidad, con una gran resolución espacial y temporal la zona de estudio (Bougeault, 1993). Particularmente importante para la determinación del drag de presión, objeto de este estudio, fue el despliegue de estaciones automáticas a lo largo de la sección central de Pirineos, como a continuación comentaremos.

### 4.1.- Configuración experimental

Como se desprende de la expresión (3), el valor del drag de presión puede obtenerse a partir de las medidas de presión sobre la superficie de la montaña. Para este estudio se tomó como base de datos los valores de presión (Puech y otros, 1991)

registrados por la red de 14 microbarógrafos desplegada durante la fase de campo del experimento PYREX (Bougeault y otros, 1990, 1993), al que anteriormente nos hemos referido. La ubicación de las estaciones automáticas a lo largo de la sección central pirenaica (valles del Aude y del Cinca, en territorios francés y español, respectivamente, según se indica en la figura 1 del artículo anexo) se realizó de modo que era muy similar a la orografía de los modelos de mesoescala que se deseaba validar en las proximidades a dicha sección, con altitudes comprendidas entre los 220 y 2342 m. Los equipos instalados (que presentaron un funcionamiento correcto durante un tiempo superior al 90% de la duración del experimento) han permitido disponer de una base de datos con una resolución temporal de 10 minutos y resolución espacial horizontal de 10 Km y vertical de 500 m. La línea de estaciones queda representada en la figura 2 del artículo.

## 4.2.- Cálculo del drag

Varios son los procedimientos desarrollados, en anteriores experimentos, por parte de diferentes autores, para el cálculo del drag. La diferencia entre ellos radica, básicamente, en el método utilizado para evaluar la integral que aparece en la expresión. En este caso se consideró, como más adecuado, el desarrollado por Davies y Phillips (1985) para el cálculo del drag de presión a lo largo de la sección de Gothard en ALPEX. Según éste (Davies y Phillips, 1985), el drag por unidad de longitud (en  $N.m^{-1}$ ) a lo largo de una sección transversal al eje principal de la montaña viene dado por:

$$D/L = \int_{z_1}^{z_2} \Delta p(z) dz \quad (14)$$

siendo:  $z_1$  la altitud de la estación al pie de la montaña,  $z_2$  la altitud de la estación más alta,  $\Delta p(z)$  la diferencia de presión a través de la montaña a una altura  $z$  y  $L$  la longitud de la línea a lo largo de la cual se encuentra el conjunto de las estaciones.

Para el cálculo de la integral es necesario conocer, a partir de los datos de presión medidos,  $\Delta p(z)$ . Ello se logró mediante un proceso de doble interpolación. En primer lugar, a partir de las coordenadas de las estaciones, se obtuvo un perfil suavizado de la sección  $n(x)$ . De modo análogo, se realiza una interpolación con los valores medidos de  $\ln p$  en las estaciones, lo cual proporciona una estimación de la variación horizontal de  $\ln p$  a lo largo de la línea  $n(x)$ . Los campos así obtenidos,  $n(x)$  y  $\ln p(x)$  permiten obtener  $\Delta p$  como función de la altura  $z$ , haciendo inmediata la evaluación de la integral (Davies y Phillips, 1985).

La peculiar orientación de los Pirineos, casi perfecta W-E

(cuya normal forma  $20^\circ$  con el Norte geográfico), permite que se pueda considerar para los cálculos como una cadena 2-D, siendo la sección transversal considerada representativa de los valores de drag en toda la cadena. Este hecho, junto a las ventajas inherentes al método comentado de evaluación del drag (que, por una parte, opera con los valores de presión medidos en las estaciones y por otra, considera diferencias horizontales de presión) fueron las razones por las que se consideró adecuada su utilización (ver artículo anexo para más detalles sobre el procedimiento de cálculo).

Los valores del drag así obtenidos, con una resolución temporal de 10 minutos, como más arriba se ha mencionado, se representan en la figura 2. En dicha gráfica se observa que los valores del drag a lo largo de la sección varían entre 8 y -6 Pa, con un valor promedio, en valor absoluto, de 2.2 Pa, lo cual indica que los Pirineos son un importante sumidero de momento de la atmósfera (ver artículo para más detalles).

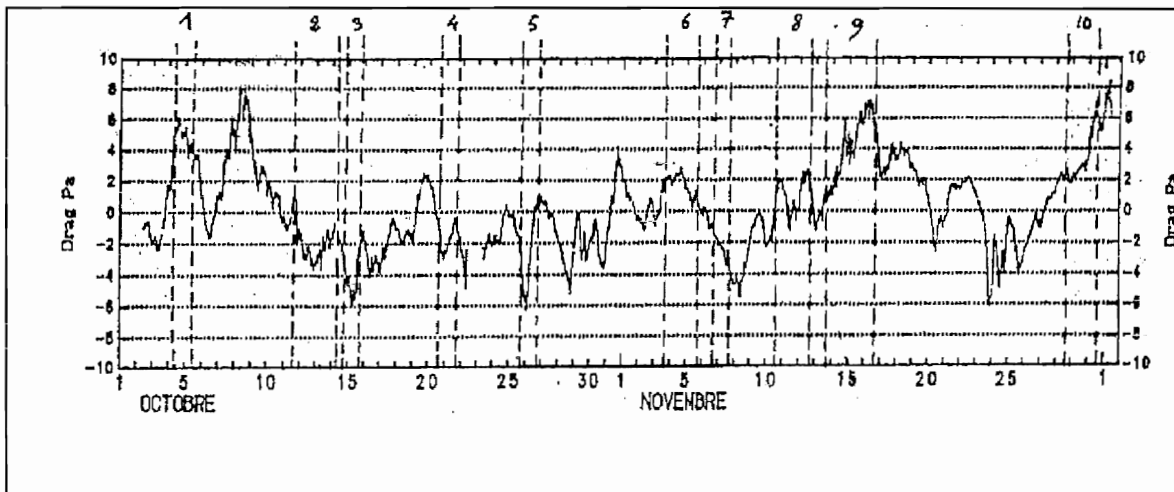


Figura 2. Evolución temporal (en días) del drag (en Pascales) durante todo el período de observación.

## 5.- Propiedades del flujo durante el experimento. Interpretación de resultados

Una cuestión de importancia, a la hora de evaluar el drag y los procesos físicos que contribuyen a él, es la determinación del estado del flujo incidente. Según se mencionó al comentar la teoría lineal, las propiedades de dicho flujo vienen determinadas por el valor de los números adimensionales de Froude,  $F$ , y de Rossby,  $R_0$ . El cálculo de dichos parámetros se realizó, para los períodos de observación intensiva (POI), tomando los sondeos de Toulouse y Zaragoza para casos de norte y sur, respectivamente, considerando aquellos casos en los que la velocidad  $U$  presentaba una dirección casi normal a la cadena montañosa y en los que se daban valores de la estabilidad  $N$  poco variables en la vertical.

Los detalles sobre estos cálculos pueden verse en el artículo (Bessemoulin y otros, 1993). Los resultados que se obtuvieron fueron los siguientes:  $F$  era siempre menor que 1, siendo  $R_0$  menor que 1 en un 40 % de los casos y mayor que 1 en un 60 %. Se verificó también que la condición  $F/R_0 < 1$  se satisfacía siempre que  $R_0 < 1$ . De acuerdo con la condición (11), podemos pues concluir que los POI se caracterizaron por el hecho de que el flujo, durante la mayor parte del tiempo, estaba bloqueado aguas arriba de la montaña.

Dadas estas condiciones, se intuye que el drag, obtenido a partir de la teoría lineal no se ajusta a la medida experimental. Y, efectivamente, así ocurre. Ahora bien, los resultados del estudio numérico realizado por Stein (Stein, 1992) muestran que para casos 2-D, hidrostáticos y fuertemente no lineales, el valor lineal del drag es un buen predictor del orden de magnitud del valor del drag simulado. El propio Stein explica este efecto como una compensación entre el incremento del drag debido a los fenómenos no lineales y el decrecimiento de la parte activa de la montaña debido a la zona de flujo bloqueado.

Desde el punto de vista de la teoría lineal 3-D, un razonamiento para el bloqueo, consistente con dicha teoría, en términos de energía cinética, implica que el drag venga dado por (Smith, 1980):

$$\text{Drag} \cdot U \sim \rho U N H^2 a U \quad (15)$$

y, por tanto, el drag debe ser proporcional a  $UN$ .

Las figuras 3 y 4 reproducen la correlación que obtuvimos, para los casos de POI, entre los valores del drag y la magnitud

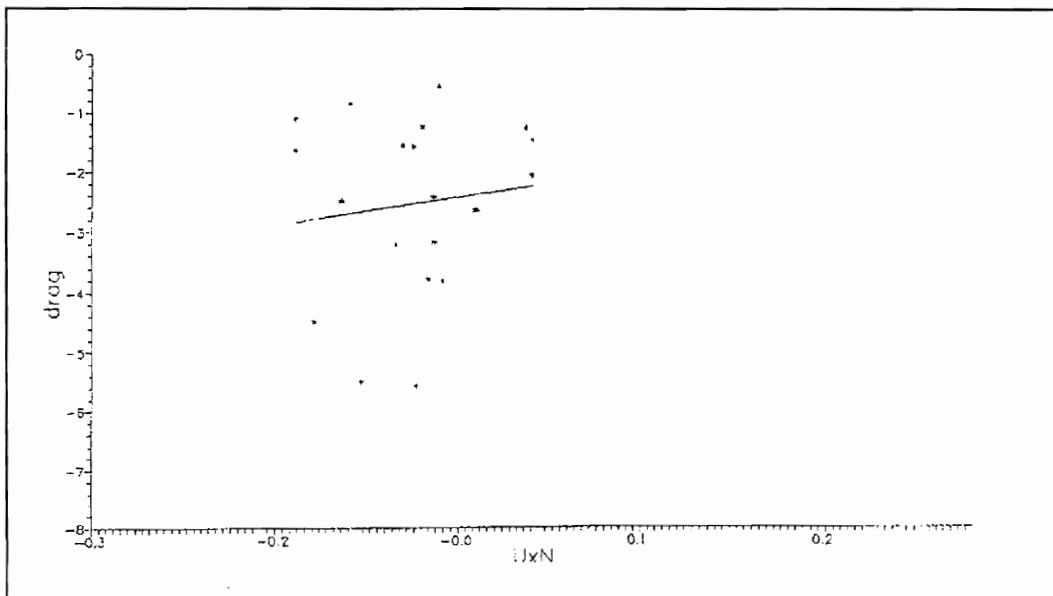


Figura 3. Correlación  $\text{Drag}/UxN$  para casos de sur. Drag en Pascales,  $U$  en m/s y  $N$  en  $s^2$ . Línea de regresión  $y = 3.691085 x - 2.240303$ . Coeficiente de correlación: 0.12.

UN, siendo U el valor de la componente normal al eje de la montaña y N la estabilidad promediadas, en este caso, en la capa 850-700 hPa, a partir de los sondeos de Toulouse y Zaragoza para casos de Norte y Sur, respectivamente. Los coeficientes de correlación, cuando se consideran por separado situaciones de Norte y de Sur, son respectivamente, 0.71 y 0.12. Estos resultados pueden interpretarse del modo siguiente.

La pobre correlación, en casos de Sur, habla de la casi inexistente linealidad en ese tipo de situaciones.

El resultado, interpretamos nosotros, indica la poca representatividad del flujo en Zaragoza, como estado de flujo no perturbado, hipótesis básica de la teoría lineal, posiblemente debido a la presencia del Sistema Ibérico.

En el caso de situaciones con flujo de Norte, la interpretación resulta más compleja. Aparentemente, la linealidad es importante (71%). Parece existir una contradicción entre este resultado y el apuntado al principio de este apartado respecto a la no linealidad debido al bloqueo del flujo aguas arriba. Sin embargo, como apunta Stein, puede haber fenómenos no lineales o no incluidos en la teoría lineal que incrementen de manera sensible el valor del drag (o, mejor su correlación con UN, fenómenos, por tanto proporcionales a estos parámetros), que compensen la disminución en la correlación introducida por la no linealidad.

En cualquier caso, sí parece evidente que la mayor simplicidad del terreno en la ladera norte puede ser "algo" responsable de que las condiciones de homogeneidad del flujo no perturbado impuestas por la teoría lineal, se cumplan de manera

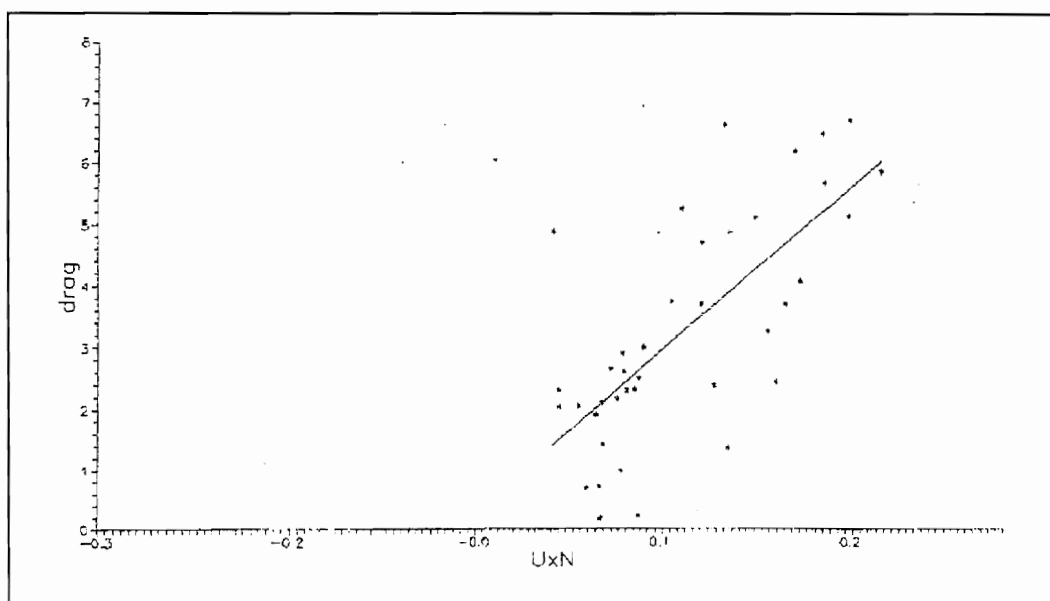


Figura 4. Igual que figura 3 para casos de norte, con  $y=21.293227 x + 1.395812$ . Coeficiente de correlación: 0.71.



más rigurosa. Sin embargo, esto es independiente del punto al que aludíamos en el párrafo anterior.

## **6.- Contribución térmica al drag**

Según se ha comentado en el punto anterior, algún fenómeno físico no considerado en la teoría lineal, debe producirse en las proximidades de la montaña, que permita explicar las discrepancias observadas en el valor del drag respecto al valor esperado por la teoría lineal. Puede ser que exista, efectivamente, como apunta Emeis, una importante contribución del drag hidrostático.

En los siguientes apartados se explica cómo contribuyen al drag de presión total las diferentes secciones verticales de la montaña, entrando, a partir de los "sorprendentes" resultados obtenidos, en el cálculo del drag hidrostático.

### **6.1.- Contribución de las diferentes secciones verticales al drag total**

Desde un punto de vista práctico, basado en el análisis cotidiano de mapas de superficie, la presencia de la montaña y, por tanto, el drag se manifiesta en un fuerte dipolo de presión a ambos lados de la montaña (Jansá, 1990). Cabe preguntarse si dicho drag o pérdida de momento que, a la postre no es más que la fuerza por unidad de longitud ejercida por la montaña, es constante, continua en todo el perfil o, si por el contrario, son más efectivas las secciones altas o bajas del mismo.

Es sabido (Davies y Phillips, 1990) que los valores del drag medidos son diferentes según se considere una red sinóptica o una red densa de barómetros, por lo que es posible pensar en que no debe haber homogeneidad en la pérdida de momento. En este sentido, también es importante tener en cuenta la sensibilidad del valor del drag respecto a la posición de los puntos extremos (inicial y final) de observación o del cálculo del drag.

El estudio de la distribución del drag en las diferentes secciones verticales de la montaña puede dar información sobre los mecanismos físicos del drag mismo. En principio, puede considerarse que el wave drag y el form drag deben ser más importantes en la sección superior de la montaña, mientras que debería haber una mayor contribución al drag total por parte de la sección más baja de la misma, donde tiene lugar el bloqueo del aire frío.

Existen otros intentos de separar las contribuciones al drag total por parte de las diferentes alturas de la montaña (Tutis e Ivancan-Picek 1991). Sin embargo, la distribución de estaciones durante PYREX y el método escogido en este caso para la valoración del drag, permiten hacer una óptima y rápida separación por capas para el drag.

El método, ilustrado en la figura 5, consiste en lo siguiente. A partir de las diferencias de presión a ambos lados de la montaña, a una altura  $z$ , el drag total promedio puede

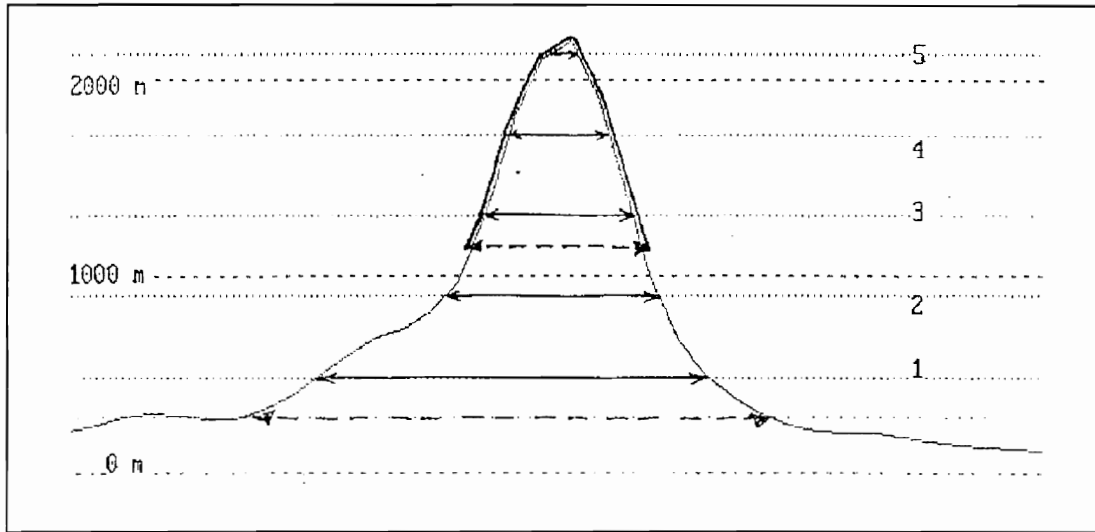


Figura 5. División vertical de la sección montañosa para el cálculo del drag por estratos.

calcularse sumando las diferencias correspondientes a los cinco niveles considerados y multiplicando por el espesor (el mismo para todas las capas)  $dz$ , y dividiendo el resultado por la longitud del nivel más bajo, es decir, la longitud de la línea instrumentada,  $L$ . De manera análoga puede calcularse el drag para la parte superior de la montaña, desde el nivel 3, por ejemplo, y por encima de él. Basta, para ello, repetir la operación de promediado descrita dividiendo, en este caso, por la longitud correspondiente a la base de dicho nivel,  $L_3$ . En general, si  $D_n$  es el drag promedio sobre el nivel  $n$  y  $L_n$  es la longitud correspondiente a dicho nivel, se tendrá

$$D_n = \frac{(\sum_{n,5} \Delta p \cdot dz)}{L_n} \quad (16)$$

La figura 22 del artículo, no reproducida aquí, presenta los resultados obtenidos en el cálculo señalado. Ha sido calculado el drag promedio para los cinco niveles considerados, refiriendo los valores calculados al nivel 1. Este se toma como referencia, de valor 100%. El drag por encima del nivel 2 da un valor superior a aquel en un 40%.

Los valores del drag por encima del nivel 3 son muy próximos al del nivel de referencia (drag total promedio), ligeramente superior (110%) para valores negativos (situaciones de sur) y ligeramente inferiores para valores positivos (situaciones de norte).

El resultado más interesante es el valor del drag por encima

de los niveles 4 y 5 (parte superior de la montaña). Este valor es ligeramente inferior al valor del drag total (90%) para valores negativos del drag (situaciones del sur), cayendo hasta un 50 o 60% para valores positivos (situaciones del norte).

La figura 23 del artículo muestra la serie temporal del drag para todo el período de observación (Octubre-Noviembre 90), expresado en horas, correspondiente a la parte superior de la montaña (nivel 4 y superior), en línea sólida, superpuesta a la del drag total promedio (línea discontinua). Se observa, en general, una clara separación entre ambas líneas en los casos de norte (valores positivos del drag), siendo el drag correspondiente a la parte superior de la montaña bastante inferior al drag total, salvo en intervalos de los POI's n° 9 y n° 10, estando ambas líneas muy próximas en los casos de sur (valores negativos del drag), durante la mayor parte del tiempo.

A partir de todas estas consideraciones y resultados puede concluirse lo siguiente:

-El drag promedio correspondiente al *sector superior de la montaña* (por encima de 1500 m., aproximadamente) es siempre menor que el correspondiente al sector inferior.

-Se observa una importante *asimetría entre las situaciones de norte y las de sur*. El drag correspondiente a la parte superior de la montaña es relativamente más importante (respecto al drag total) en las situaciones de sur que en las de norte.

## **6.2.- Diferentes contribuciones al drag. Cálculo del drag hidrostático**

Consideramos, a partir de ahora, el drag total descompuesto en sus componentes: el debido a ondas gravitatorias (wave drag), el debido al bloqueo de aire frío (drag hidrostático) y el producido por fenómenos de turbulencia (form drag). El cálculo del drag realizado a partir de medidas de presión y al que nos hemos referido ampliamente es el drag total y, en consecuencia, considera todas estas contribuciones conjuntamente. A continuación comentaremos la contribución de cada una de las componentes por separado.

Los cálculos de wave drag o flujo vertical de momento fueron realizados a partir de las mediciones de los aviones Falcon y ARAT utilizados en el experimento. Sin entrar en el detalle de tales medidas, ni en el de los cálculos del citado wave drag (los cuales se resumen en Bougeault y otros, 1990 y 1993), tan sólo comentaremos que los resultados permiten afirmar que el flujo de momento es sólo una pequeña parte del drag de presión total, lo cual está en acuerdo con previos estudios (Hoinka y Clark, 1991). A modo de ejemplo diremos que durante el POI 3, caracterizado por presentar una de las más claras situaciones con formación de ondas a sotavento, el wave drag descendía de -0.9 Pa en los niveles bajos de la troposfera hasta

-0.2 en niveles altos, siendo el drag total del orden de -6 Pa.

Dadas, por una parte, las diferencias de comportamiento observadas entre situaciones norte y sur, centradas básicamente en la contribución relativa del drag correspondiente a cada sección vertical de la montaña al drag total, y por otra, el hecho de que la componente hidrostática del drag venga determinada por la distribución de temperatura en superficie, se calculó la correlación lineal entre los valores horarios del drag y las diferencias de temperatura entre las laderas norte y sur de la montaña.

Para calcular éstas últimas se consideraron los valores horarios de las temperaturas correspondientes a 8 estaciones (4 a cada parte), elegidas de modo que las altitudes fueran lo más parecidas posible dos a dos. Las estaciones seleccionadas fueron las 2, 3, 4, y 5 en la parte francesa, y las 13, 11, 10 y 9 en la española. Se eliminaron del cálculo las estaciones 1 y 14, para tratar solamente las contribuciones de la montaña y eliminar posibles valores de temperatura que pudieran contribuir a variar la presión, sin contribuir al drag. Como temperatura representativa de cada ladera se tomó la media aritmética de los valores de las estaciones seleccionadas, considerando posteriormente la diferencia entre la temperatura de la cara norte y la de la sur.

La correlación obtenida cuando se consideran todos los casos, sin diferenciar situaciones norte y sur, se muestra en la figura 25 del artículo. El coeficiente de correlación es de 0.78, mostrando una importante correlación entre ambas magnitudes.

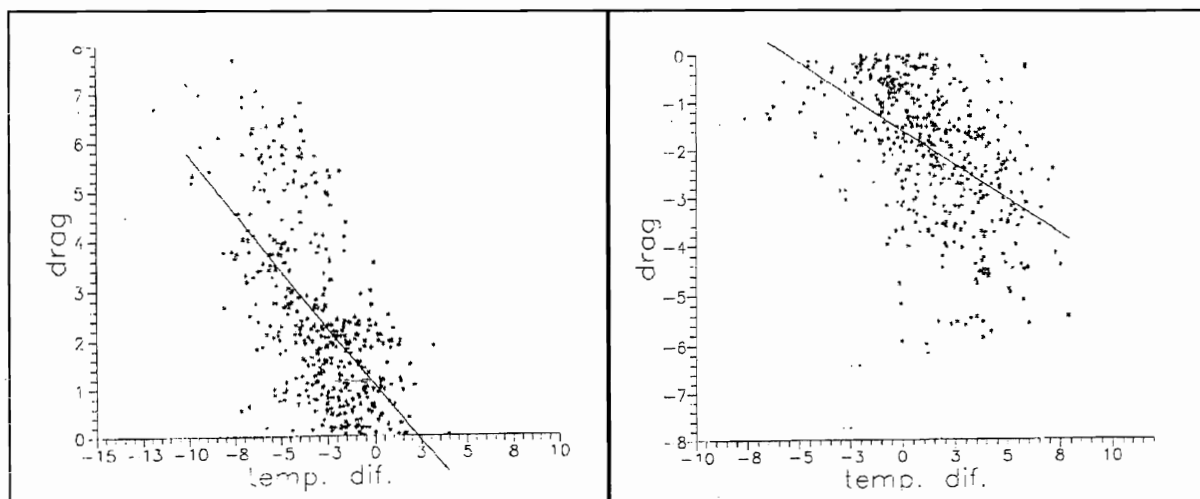


Figura 6. Correlaciones drag/diferencias de temperatura norte/sur. a) Izquierda: Casos de norte. Línea de regresión:  $y = -0.464136x + 1.071423$ . Coeficiente de correlación: 0.6. b) Derecha: Casos de sur. Línea de regresión:  $y = -0.287812x - 1.604626$ . Coeficiente de correlación: 0.5.

También se han tratado separadamente las situaciones norte y sur. Los resultados se muestran en la figura 6, del presente trabajo. Los coeficientes de correlación son muy similares en ambos casos (0.5 y 0.6, respectivamente, en casos norte y sur, respectivamente), apareciendo las verdaderas diferencias al comparar los valores de las pendientes de ambas rectas, como se observa en las figuras. En este sentido, el drag de presión es más sensible a las diferencias de gradiente térmico, es decir, a la anomalía térmica, entre el Norte y el Sur en las situaciones con flujo del norte que en las de sur. Es decir, la misma variación de la anomalía térmica produce una mayor variación del valor del drag en las situaciones norte que en las sur. En otras palabras, si se consideran valores absolutos de todas las variables, y se supone todo el drag, drag hidrostático, los mayores valores del drag (superiores a 6 Pa) se alcanzan con diferencias de temperatura observadas superiores a 5°C, en situaciones del norte; sin embargo, serían necesarias diferencias de temperatura superiores a 10°C (según la recta de regresión y, por tanto, en primera aproximación), no observadas en la realidad, en situaciones con flujo del sur. Este hecho podría deberse, en principio, a que exista una mayor contribución del bloqueo del aire frío, es decir, del drag hidrostático, al drag total, en situaciones norte que en las sur.

Los resultados más claros se obtienen a partir del cálculo del drag hidrostático, para el cual era necesario el conocimiento de los perfiles térmicos a ambos lados de la montaña. Los cálculos fueron realizados a partir de los datos de temperaturas de las estaciones automáticas. No fueron utilizados los datos de radiosondeos, puesto que los más cercanos al perfil sólo estaban disponibles en los POI's, siendo su resolución temporal de 6 horas. El método de cálculo del citado drag hidrostático fue el siguiente:

1) A partir de las observaciones de temperaturas, mediante interpolación lineal, fueron obtenidos los perfiles térmicos, como función de la altura,  $z$ , entre cada dos estaciones consecutivas.

2) Posteriormente, la ecuación hidrostática, dada por

$$\partial p = \frac{-p g}{RT} \partial z, \text{ fue integrada a ambos lados de la montaña, desde el}$$

nivel más alto (2340 m) hasta el más bajo, utilizando, para ello, los perfiles térmicos obtenidos anteriormente. El resultado era, pues, un perfil de presión, explicable, totalmente, en términos de gradientes térmicos.

3) Con dicho perfil bórico, se determinó el gradiente de presión horizontal, siendo, finalmente, el drag hidrostático calculado a partir de la ecuación (14).

Como se muestra en la figura 26 de dicho artículo, la contribución de la componente hidrostática del drag parece ser una parte muy significativa del drag total, como era de esperar de la buena correlación obtenida entre los valores del drag y el

gradiente térmico horizontal.

Las contribuciones porcentuales de dicha componente al drag total para diferentes valores del drag (intensidades diferentes del rozamiento ejercido por la montaña) mostrados en la tabla 4 del artículo determinan que la contribución hidrostática se sitúa entre el 30 y el 85%, siendo máxima en los casos con flujo de norte ( $\text{drag} > 0$ ). En estos casos, la componente hidrostática explica la mayor parte del drag cuando éste es pequeño. Este comportamiento sólo se explica considerando el bloqueo del aire frío en la ladera norte de los Pirineos como muy importante tanto por sí mismo, como diferenciando claramente el comportamiento del flujo en casos de sur.

## 7.- Discusión

Se ha incluido este apartado, no tratado en el artículo, por haberse hecho en este caso una descripción mucho más amplia y detallada de la teoría lineal y no sólo de sus resultados.

Como se ha demostrado, el peso de la componente hidrostática del drag en el caso pirenaico es realmente importante. Describamos nuevamente lo que ocurre cuando una corriente de aire incide sobre la montaña. En palabras de A. Jansá (Jansá, 1990):

*"...ésta (la montaña), efectivamente, ofrece una resistencia al paso del aire. Al no poder ser penetrada por dicha corriente, el aire tiende a acumularse, subiendo, para remontarla, pero a ello se oponen, en condiciones estables, estáticamente, que son las ordinarias, las fuerzas arquimedianas, la flotación hidrostática neta, que es negativa, hacia abajo, para una partícula forzada a abandonar hacia arriba su posición de equilibrio. Al llegar el aire, parte de él, al remontar la cordillera ha tenido que realizar un trabajo contra las fuerzas citadas, que se ha de traducir en pérdida de energía, en pérdida de velocidad. La montaña ha frenado el avance del aire."*

Una vez ha remontado o bordeado la montaña, ya se han comentado al principio de este trabajo cuáles son los procesos a los que se ve sometido (generación de ondas, pérdida de velocidad por turbulencia, vientos locales,...). El proceso descrito, en definitiva, no es más que el rozamiento global, el drag total.

Todas estas contribuciones dinámicas son las que aparecen en el balance de momento al que repetidamente nos hemos referido. Y, en buena manera, están reflejadas en las teorías lineales. Particularmente en los resultados de Phillips, quien considera los efectos de compresibilidad del aire al determinar la estratificación,  $N^2$  (ver página 7). Ese drag total, determina en los niveles bajos, un aumento de presión a sotavento y una

disminución de la misma a barlovento. El llamado *dipolo orográfico* de presión (Jansá, 1990).

Veamos, con detalle, qué ocurre en el momento mismo de incidir el flujo, o cuando dicho flujo tenga diferente temperatura que la masa inicialmente alrededor de la montaña.

En el momento inicial, si la masa incidente tiene una temperatura menor, el aire frío (frente frío) incide como una cuña con gran velocidad en los niveles bajos teniendo que desplazar el aire más cálido, existente. Dicho flujo, que trata de ascender por la montaña, estará sometido a las fuerzas anteriormente detalladas. Este aire frío, pesado, queda represado en nivel bajo, retenido por la montaña, mientras el frente, en niveles altos, continúa avanzando, desplazando al aire cálido presente al principio, el cual, remonta la montaña. Después del paso del frente, el flujo es ya más o menos homogéneo, es decir, ahora ya sí incide con una velocidad y una estabilidad más o menos constantes, habiéndose alcanzado las condiciones de régimen estacionario. Pero ahora el perfil efectivo al que ha de enfrentarse dicho flujo estará modificado respecto del real o "inicial" de la montaña. El flujo bordeará o remontará la montaña sin penetrar la zona de bloqueo repleta de aire frío. Esta resistencia del aire frío a ser penetrado, como si de la propia montaña se tratara, es el drag hidrostático, responsable de un reforzamiento del dipolo de presión.

Visto desde este punto de vista, no es tan sorprendente el hecho de que en los Pirineos el drag hidrostático sea tan alto. Recordemos además que los mayores valores porcentuales se daban justamente para valores de drag bajos, lo cual, en algunos casos, coincide con el inicio de los episodios, en cuanto el aire frío hace acto de presencia. Dada la orientación de la cadena, las irrupciones de norte, que son las que presentan una diferencia térmica más acusada, son justamente las más frecuentes. En los casos de sur, el aire por lo general es más cálido. Haya o no entrada fría, el aire más frío de la masa (que, en general será o bien el que había inicialmente, o bien el primero que haya llegado a la montaña) queda también retenido a nivel bajo, dado que su mayor peso no le permite remontar el relieve y vencer las fuerzas a las que está sometido. El drag hidrostático está presente, pero no es tan acusado puesto que en general será, comparativamente, menos frío que en los casos de norte. Ello explica, en parte, las diferencias detectadas en las correlaciones drag/T detectadas entre casos de norte y casos de sur.

En ocasiones, puede ocurrir, además, que la componente hidrostática del drag se refuerce en los casos de sur si hay algún factor externo que introduzca aire frío, fenómeno que ha sido observado en algunos episodios de convección (Ramis y otros).

Recordemos que los modelos lineales, aquí expuestos, suponen siempre condiciones estacionarias y las ecuaciones no reflejan el drag hidrostático como fuerza opuesta al movimiento.

Este término puede introducirse, como apuntaba Emeis, mediante una corrección hidrostática de la presión, y se refleja, en la ecuación para  $\eta$ , si se supone conocido, como un término independiente, ya existente cuando se consideran las condiciones estacionarias establecidas.

En principio, cabe considerar dos posibilidades en cuanto a la introducción del drag hidrostático en una teoría que describa convenientemente los procesos que introduzca la presencia del relieve.

Una de ellas sería suponer el estado base del flujo no isoterma mediante la introducción de un campo base de densidades variable, no sólo vertical sino también horizontalmente (en la dirección del flujo incidente) y desarrollar la parametrización del drag hidrostático en el seno de la propia teoría. La segunda consistiría en la consideración de un modelo no estacionario.

En cualquier caso, las complicaciones para el tratamiento teórico son grandes. La presencia de efectos no lineales complica enormemente la resolución de dichos modelos, tratables, en el mejor de los casos, sólo numéricamente. Precisamente, el interés de los modelos lineales desarrollados, con las hipótesis citadas, es que son los que permiten algún tratamiento analítico.

## **8.- Relación con estructuras horizontales mesoescalares**

Desde un punto de vista práctico, los efectos orográficos de los Pirineos se ponen de manifiesto mediante la aparición de una perturbación dipolar de presión, a nivel del mar, consistente en sendos centros de altas y bajas presiones a barlovento y sotavento de la montaña, más o menos definidos, de extensión limitada (Riosalido y otros 1985, Jansá 1987, Genovés y Jansá 1989, entre otros). Un estudio estadístico de la zona del Mediterráneo Occidental, basado en análisis manuales, muestra un máximo de frecuencia de centros de baja, comparable a la presencia de depresiones en la zona del Golfo de Génova (Genovés y Jansá 1989).

El dipolo orográfico desempeña un papel importante en la organización e intensificación de vientos locales en la zona. En situaciones del norte, la parte positiva del dipolo genera una zona de fuerte gradiente de presión que acelera el viento, dando lugar a la Tramontana (Jansá 1987, Campins 1992). La parte negativa produce un gradiente en el valle del Ebro contribuyendo a la formación del Cierzo (Riosalido y otros 1985). En situaciones del sur, la parte negativa (en la ladera norte) del dipolo puede crear un fuerte gradiente dando lugar a una fuerte aceleración del viento, siendo quizás la causa del Autan. Por otra parte, esta misma perturbación dipolar puede crear zonas de gran convergencia donde, en situaciones de inestabilidad, puede desarrollarse la convección (Ramis y otros 1994).



Desde un punto de vista práctico, la importancia de los vientos locales, y de la actividad convectiva en la zona pirenaica justifica la necesidad de tratar de caracterizar suficientemente el dipolo orográfico. Un paso importante sería encontrar una relación entre la intensidad del dipolo y las características de las medidas del drag (Genovés y Jansá, 1993).

La idea más simple en este sentido puede ser buscar una correlación entre valores de drag y de presión observados en dos puntos, ni muy alejados ni muy próximos a la cresta de la montaña, y a ambos lados de la misma. Estos pueden ser Zaragoza y Pou. La correlación, en este caso, es de 0.91, y la correspondiente recta de regresión (Bougeault y otros, 1993), (Bessemoulin y otros, 1993):

$$\text{drag}(\text{Pa}) = 1.003\Delta P(\text{hPa}) - 0.68 \quad (17)$$

Los resultados previos muestran la existencia de un gradiente de presión de escala meso- $\alpha$  asociado al drag de presión y sugiere la posibilidad de estimar el drag a partir de observaciones sinópticas o viceversa, como algunos resultados referentes a la zona del Bora hicieron (Ivancan-Picek and Tutis 1991). La importancia de la contribución de la capa baja al drag promedio indica también este resultado.

La existencia del dipolo orográfico puede ser ilustrada mediante datos PYREX. Las figuras 9 a 19 del artículo muestran los resultados de sendos análisis manuales de los datos de presión, temperatura y viento de 06 y 12 UTC correspondientes a dos POI's característicos, uno de norte y otro de sur. Para ello se han utilizado, no sólo los datos de las estaciones de la sección de estudio durante el experimento, sino también los observatorios sinópticos de la zona. Los datos de la estaciones por encima de 1000 m han sido excluidos.

La separación latitudinal observada entre ambos centros del dipolo es de 100 Km aproximadamente, en el caso de norte (16 Noviembre), alcanzando 200 Km en el caso de sur (15 Octubre). En el caso de norte, el polo negativo es un centro de bajas presiones cerrado, mientras que en los casos restantes, se trata siempre de configuraciones abiertas. Posiblemente, la presencia del Sistema Ibérico puede contribuir a cerrar el centro depresionario mencionado más cerca de los Pirineos.

Tomando como intensidad del dipolo la diferencia de presión entre el máximo y el mínimo a lo largo de un meridiano, se obtienen valores de 12 y 9 hPa en situaciones norte y sur, respectivamente. El drag observado (promedio) es 6.5 Pa (a las 06) y 5.9 Pa (a las 12) el día 16 de Noviembre, y -5.5 (a las 06) y -5.6 Pa (a las 12) el 15 de Octubre. Según estos resultados, no se observa una variación en el valor del dipolo o en el del drag al variar la hora del día, aunque sí se observa dicha variación en la distribución de temperatura de superficie, especialmente en los casos de norte. Estos cambios, sin embargo,

consideramos que afectan a una capa muy delgada, lo que haría compatible estas últimas observaciones con la dependencia entre el drag y la temperatura mencionada anteriormente.

## CONCLUSIONES

La medida del drag sobre los Pirineos, una de las magnitudes de mayor importancia en el balance del momento, fue realizada durante el experimento PYREX, a partir de las medidas de presión, tomadas por una red de 14 microbrógrafos. Tras un análisis de los resultados obtenidos se puede concluir:

Durante toda la campaña, el valor del drag estuvo comprendida entre -6 y 8 Pa, con un valor promedio del orden de 2.2 Pa, confirmando el hecho de que *los Pirineos son un importante sumidero de momento atmosférico.*

Se ha estudiado la contribución, por estratos de la montaña del mismo espesor, a diferentes alturas, al drag total. Para una longitud dada de la sección más baja, las contribuciones de las diferentes alturas decrece de acuerdo con el decrecimiento del volumen de montaña considerada. La normalización de los valores del drag respecto de diferentes longitudes, permite afirmar que, *en primera aproximación, el drag por unidad de superficie no está igualmente repartido con la altura, con un mayor valor en los niveles atmosféricos más bajos, especialmente para las situaciones con flujo de norte.*

Un análisis de las condiciones del flujo aguas arriba de la montaña, permite afirmar que áquel se encontró *bloqueado* durante todo el experimento. Los cálculos, basados en radiosondeos de Toulouse y Zaragoza permiten afirmar que dichos puntos se encuentran por tanto, dentro de la zona de bloqueo, considerándose, además *el estado del flujo en Zaragoza poco representativo como flujo no perturbado*, posiblemente, debido a la presencia del Sistema Ibérico.

Se han calculado las contribuciones al drag total por parte de las diferentes componentes, wave drag y drag hidrostático. El wave drag es un orden de magnitud inferior al drag total, mientras que *las contribuciones del drag hidrostático son altas, encontrándose entre el 30 y el 85% del total.* Ello confirma la importancia que el *bloqueo de aire frío* tiene para generar drag, especialmente en las situaciones de norte, donde, además la mayor parte del drag se concentra en niveles bajos, marcando importantes *diferencias de comportamiento entre las situaciones con flujo incidente de norte y las de sur.*

Los *valores lineales del drag* pueden considerarse como predictores del orden de magnitud del drag total, en primera aproximación, aunque *subestiman el valor real del drag.* La complejidad de la orografía, en los casos de sur y la importancia del bloqueo, en casos de norte, impiden utilizar una teoría lineal sencilla para la determinación de los valores del drag.

Estos últimos puntos juegan un papel importante en cualquier intento de determinación no experimental del drag, bien en la validación de modelos numéricos bien en la consideración de modelos teóricos, especialmente los lineales.

Nota. La base de este trabajo, el artículo anexo, ha sido realizado gracias a mi participación en el experimento PYREX, como miembro del grupo científico del citado programa dentro del Instituto Nacional de Meteorología. Dicho artículo fue realizado en colaboración con el equipo 4M de Meteo France, P. Bougeault, director del programa, y A. Jansá, director del Centro Meteorológico Territorial de Baleares. La primera parte del mismo, en la que se describe la configuración experimental de la red de estaciones automáticas de superficie y los cálculos del drag, fue realizada por el citado grupo francés (haciéndose constar en el texto mediante las correspondientes citas bibliográficas). La contribución española al trabajo está plasmada en el desarrollo de las cuestiones relacionadas con el drag hidrostático y la distribución del drag en las diferentes secciones verticales, así como en la caracterización de las estructuras mesoescales al drag. También se hicieron las correlaciones del drag con UN y T, que se han incluido en este trabajo con más detalle que en el artículo, y que supusieron avances en el camino hacia los resultados.

## BIBLIOGRAFIA

Bessemoulin, P., P. Bougeault, A. Genovés, A. Jansá Clar and D. Puech, 1993: Mountain Pressure Drag during PYREX. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **66**, 305-325.

Bougeault, P., A. Jansá, B. Benech, B. Carissimo, J. Pelon and E. Richard, 1990: Momentum Budget over the Pyrénées: The PYREX Experiment. *Bull. of the American Meteorol. Soc.*, **71**, 806-818.

Bougeault, P., A. Jansá, J. L. Attie, I. Beau, B. Benech, R. Benoit, P. Bessemoulin, J. L. Caccia, J. Campins, B. Carissimo, J. L. Champeaux, M. Crochet, A. Druillet, P. Durand, A. Elkhalfi, P. Flamant, A. Genovés, M. Georgelein, K. P. Hoinka, V. Klaus, E. Koffi, V. Kotroni, C. Mazaudier, J. Pelon, M. Petitdidier, Y. Pointin, D. Puech, E. Richard, T. Satomura, J. Stein and D. Tanhauser, 1993: The atmospheric momentum budget over a major mountain range: first results of the PYREX field program. *Annales Geophysicae*, **11**, 395-418.

Campins, J., y A. Jansá, 1993: Tramontana: Observaciones PYREX y Diagnóstico Dinámico. *Nots Técnica PEMMOC N° 4. INM.*

Clark, T. L. and M. J. Miller, 1990: Pressure drag and momentum fluxes due to the Alps II: Representation in large-scale atmospheric models. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **117**, 527-552.

Davies, H. C. and P. D. Phillips, 1985: Mountain Drag along the Gothard Section during ALPEX. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **47**, 2093-2109.

Emeis, S., 1990: Surface Pressure Distribution and Pressure Drag on Mountains. *Meteorol. Atmosph. Phys.*, **43**, 173-185.

Genovés, A. y A. Jansá, 1989: Statistical approach to mesoscale non-alpine West Mediterranean cyclogenesis. *Report of the Third Session of the Steering Group on Mediterranean Cyclones Study Project*, WMO PSMP Rep. Series No. **31** (WMO/TD No.298), 77-85.

Genovés, A. y A. Jansá, 1993: Rozamiento ("drag") y dipolo orográficos. Resultados de las observaciones PYREX. *Nota Técnica PEMMOC N° 3. INM.*

Hoinka, K. P. and T. L. Clark, 1991: Pressure drag and momentum fluxes due to the Alps: I: Comparison between numerical simulations and observations. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **117**, 495-526.

Jansá, A., 1987: Distribution of the Mistral: a satellite observation. *Meteorol. Atmosph. Phys.*, **36**, 201-214.

Jansá, A., 1990: Notas sobre análisis meteorológico mesoescalar en niveles atmosféricos bajos. *Publicación del Instituto Nacional de Meteorología.*

Koffi, E., 1994: Caracterisation experimentale de l'écoulement atmospherique autour d'un massif montagneux (Experience PYREX). *Projet de These*. Université Paul Sabatier de Toulouse.

Phillips, D. S., 1984: Analytical Surface Pressure Drag for Linear Hydrostatic Flow over Three-Dimensional Elliptical Mountains. *Journal of Atmospheric Sciences.*, **41**, 1073-1084.

Puech, D., P. Bessemoulin, D. Dufour, C. Tarrieu, 1991: Catalogue des donnees du reseau sol 4M recueillies pendant l'experience PYREX. *Notes de Centre*. **No. 2**.

Ramis, C., C. Llasat, A. Genovés y A. Jansá, 1994: The October-87 Floods in Catalonia. Synoptic and Mesoscale Mechanisms. (Remitido a *Meteorological applications*).

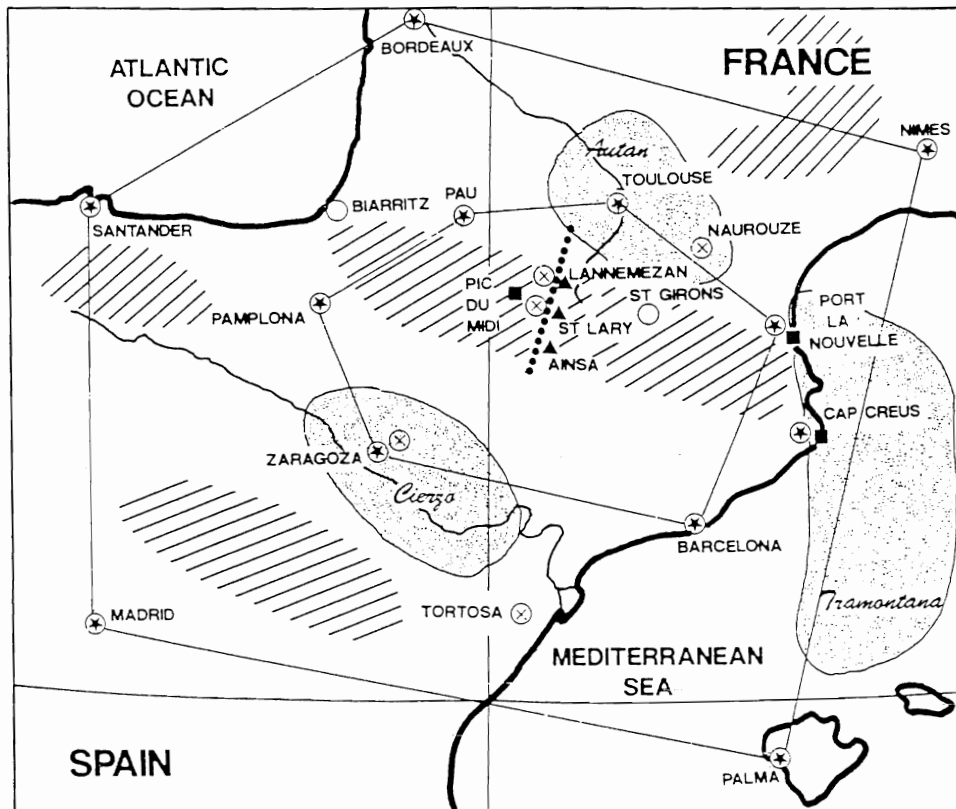
Riosalido, R., 1986: 'Cierzo': northwesterly wind along the Ebro Valley as a mesoscale effect induced on the lee of the Pyrénées mountain range; a case study during the ALPEX special observing period. *GARP Publications Series no 27*, WMO/TD **108**.

Smith, R., 1980: Linear theory of stratified hydrostatic flow past an isolated mountain. *Tellus*, **32**, 348-364.

Stein, J., 1989: Etude Numerique de 2 cas d'écoulement hydrostatique sur les Pyrénées. *Note de travail de l'ENM N° 271*, *Meteo France*.

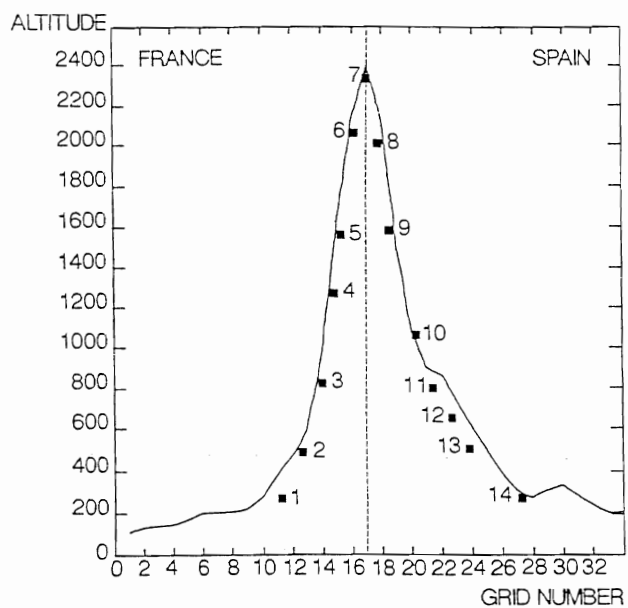
Stein, J., 1992: Investigation of the regime diagram of hydrostatic flow over a mountain with a primitive equation model. Part I: Two-dimensional flows. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 2962-2976.

Tutis, V. and B. Ivancan-Picek, 1991: Pressure drag on the Dinaric Alps during ALPEX SOP. *Meteorol. Atmosph. Phys.*, **47**, 73-81.



**Figure 1** Synoptic view of the ground network during PYREX. The climatological range of the regional winds is indicated by half-tone. The other symbols are the following:

☆ Soundings; ▲ Profilers; ⊗ Sodars; ● Microbarographs; ■ Constant level balloons.



**Figure 2** Location of CNRM automatic meteorological stations. The full line represents the orography as seen by the PERIDOT mesoscale model.



OBS. DE SUELO: VIENTO. 16/11/90 0600 Z

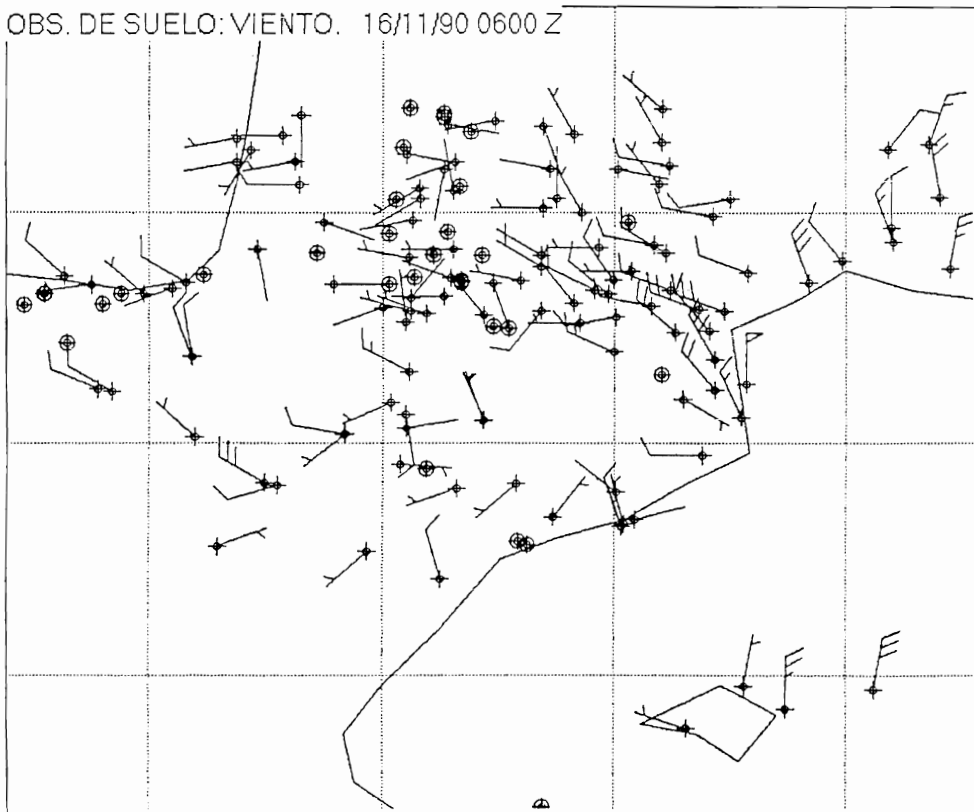


Figure 9 Mesoscale windfield at altitudes less than 1000 m on the 16 November 1990 at 06 UTC (IOP no. 9).

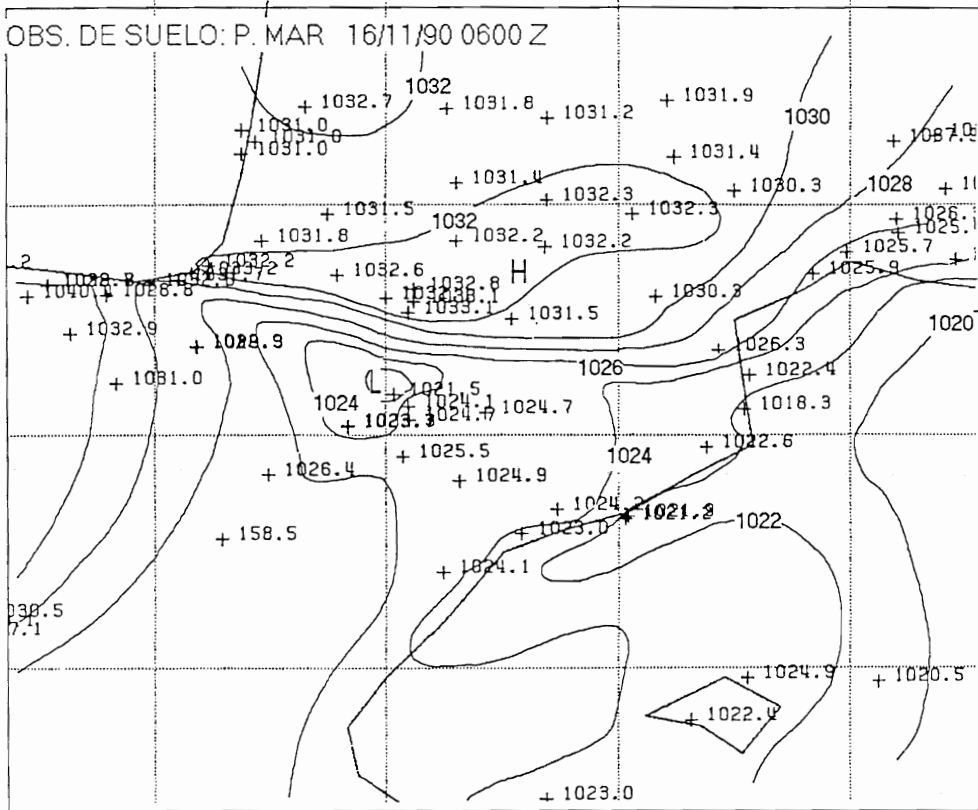


Figure 10 Mesoscale sea level pressure field on the 16 November 1990 at 06 UTC.

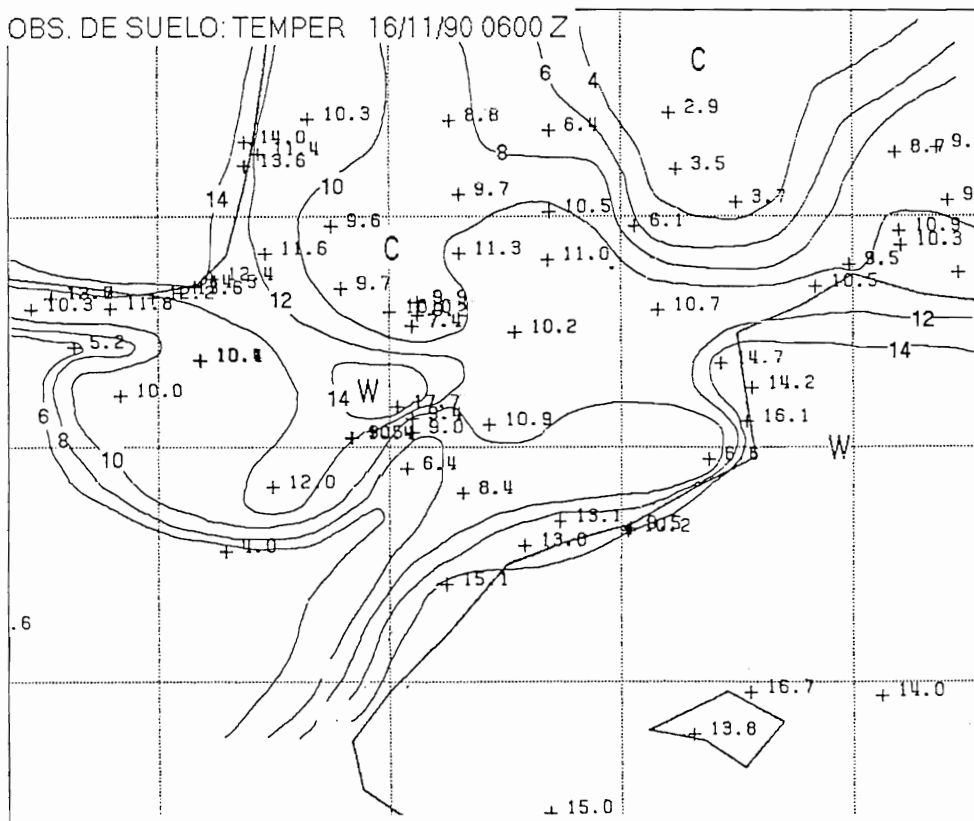


Figure 11 Mesoscale temperature field on the 16 November 1990 at 06 UTC.

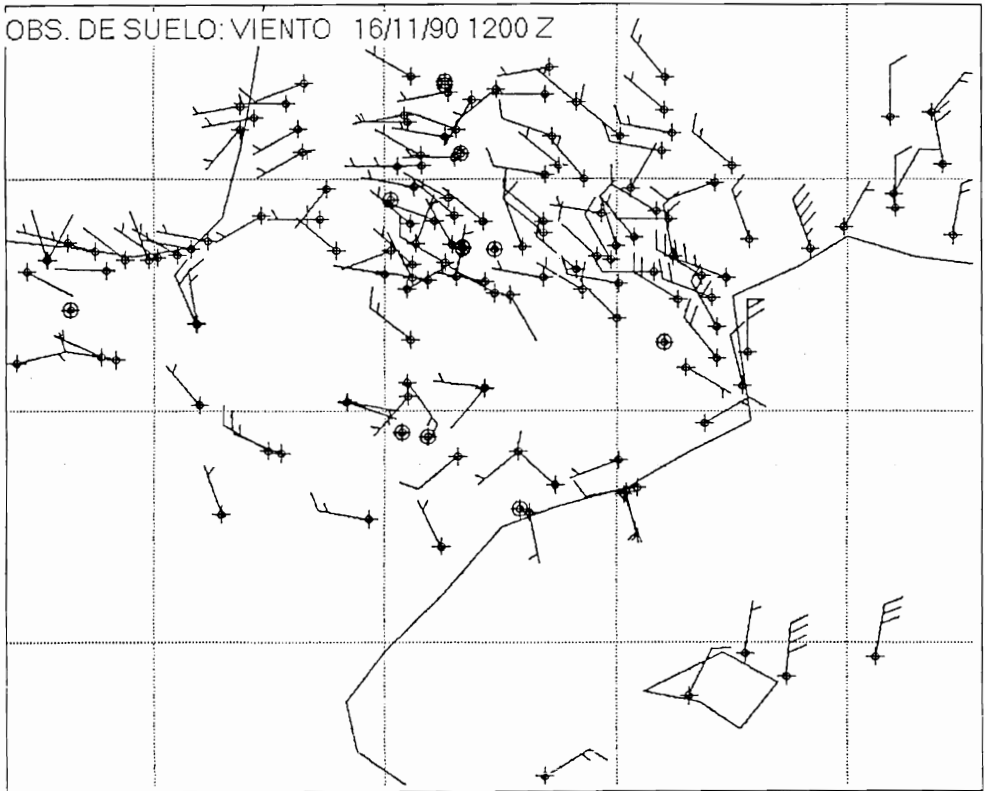


Figure 12 same as Figure 9 for 12 UTC.

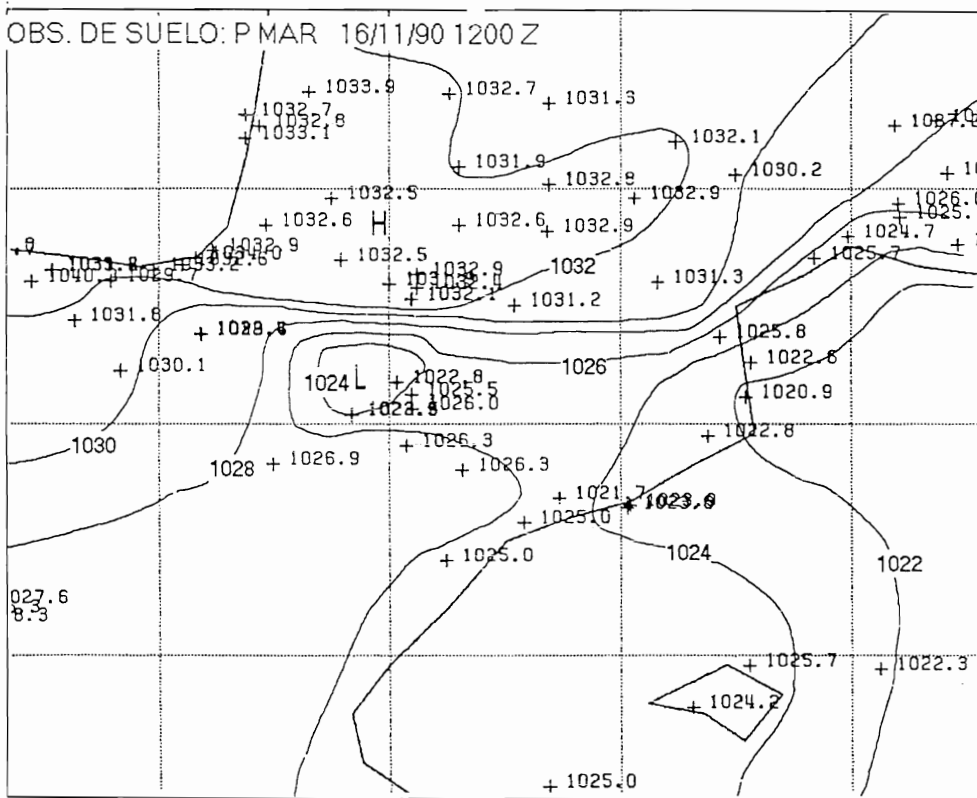


Figure 13 same as Figure 10 for 12 UTC.

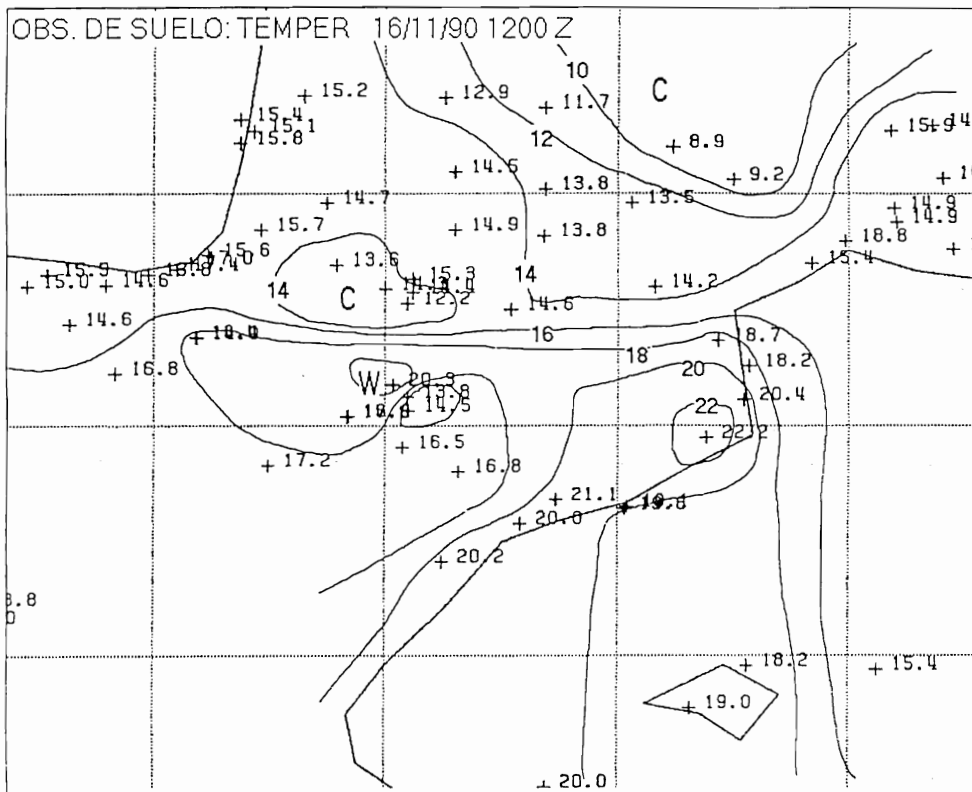


Figure 14 same as Figure 11 for 12 UTC.

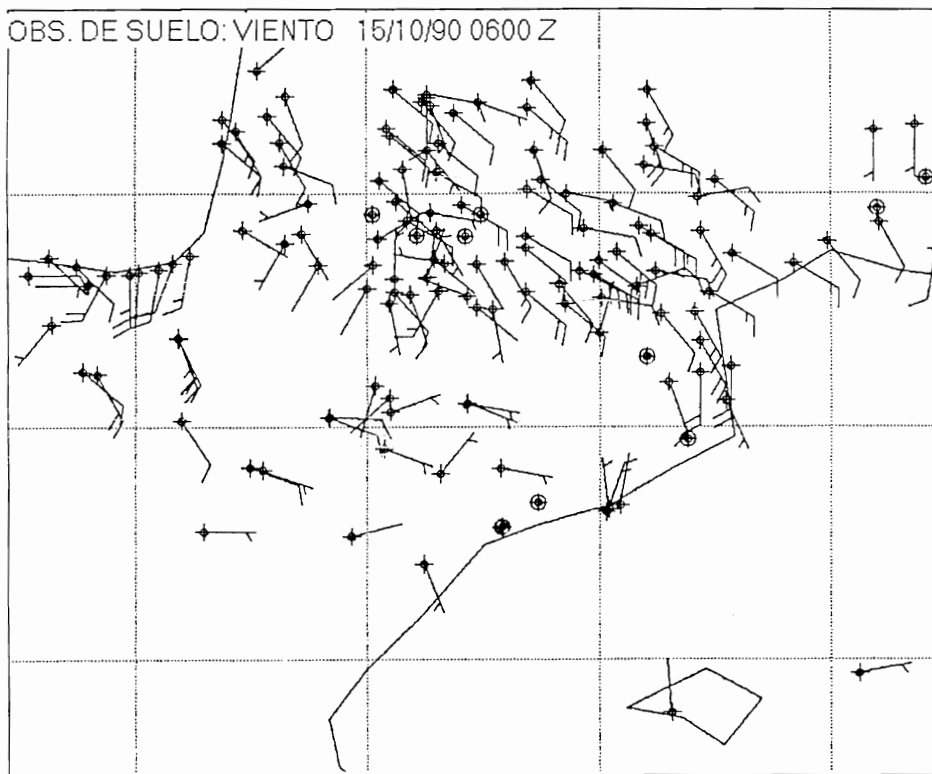


Figure 15 same as Figure 9 for the 15 october 1990 at 06 UTC.

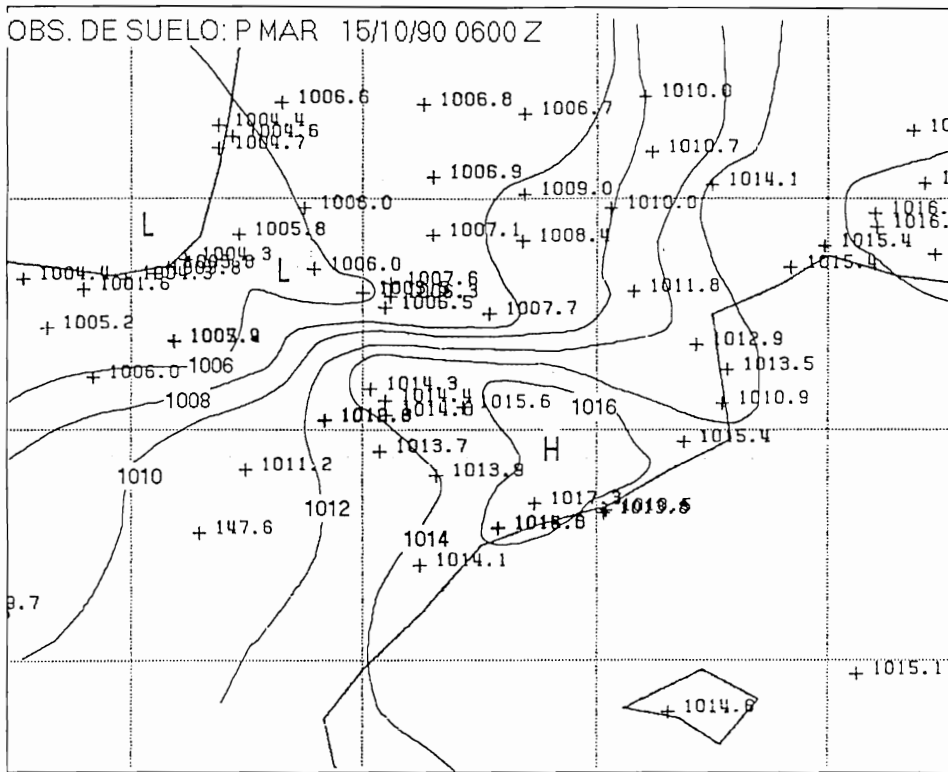


Figure 16 same as Figure 10 for the 15 October 1990 at 06 UTC.

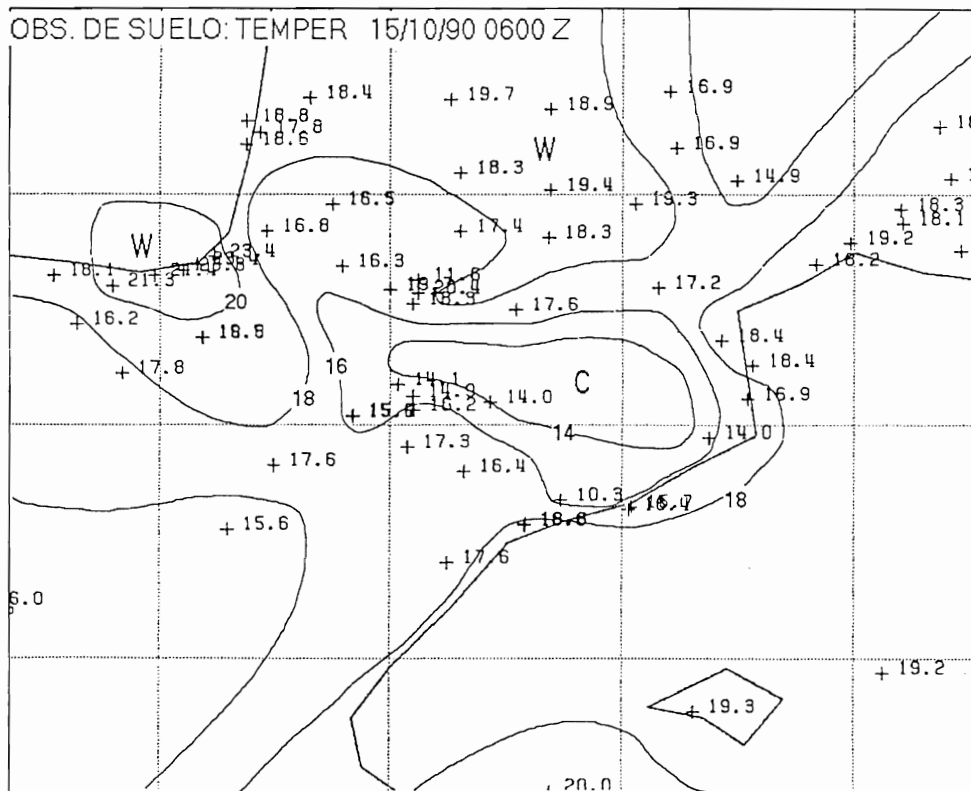


Figure 17 same as Figure 11 for the 15 October 1990 at 06 UTC.

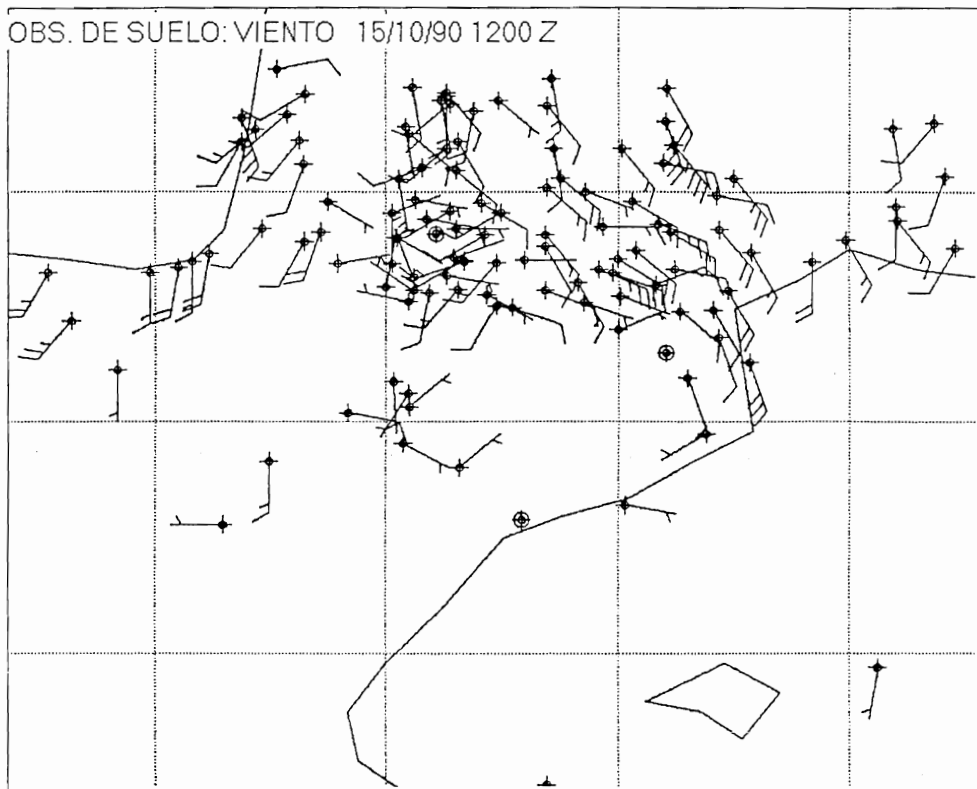


Figure 18 same as Figure 15 for 12 UTC.

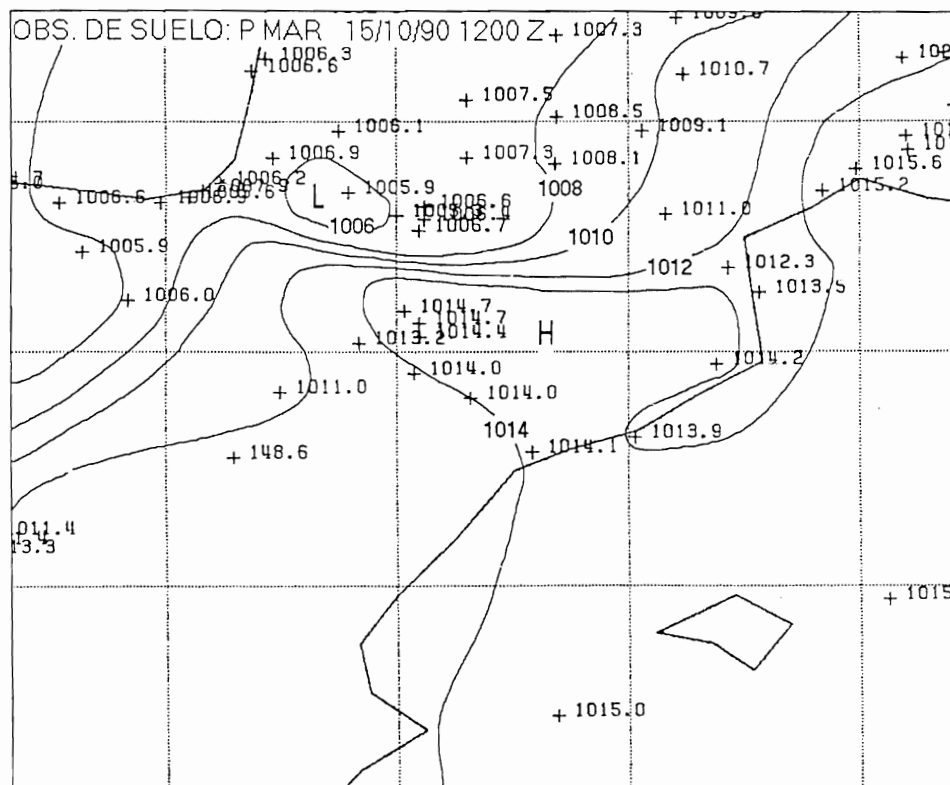
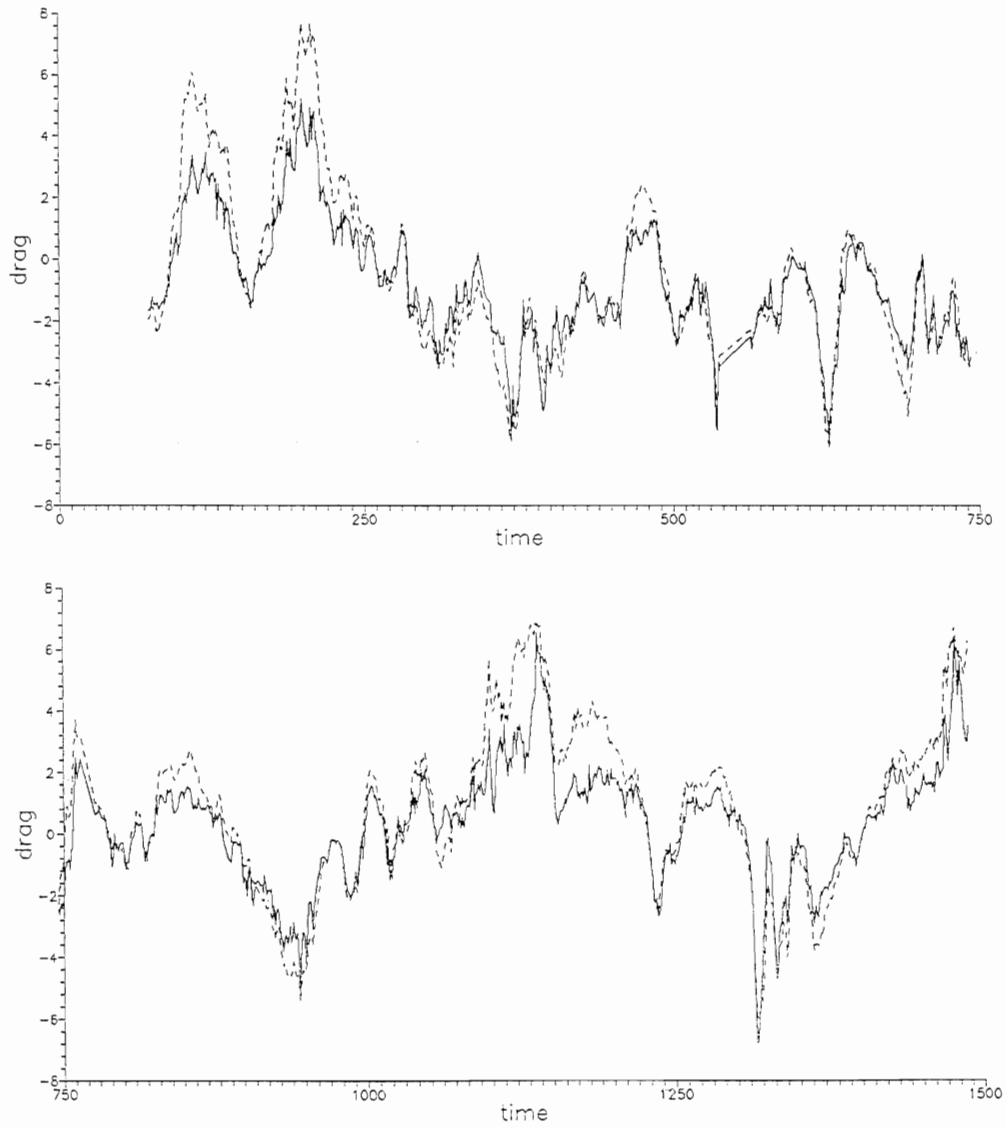
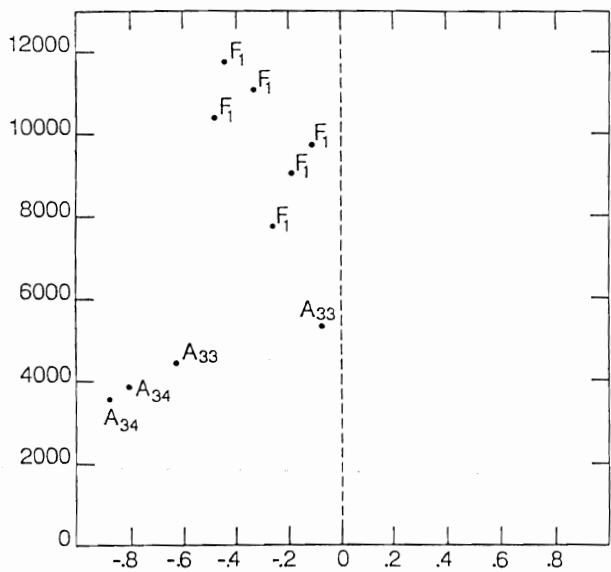


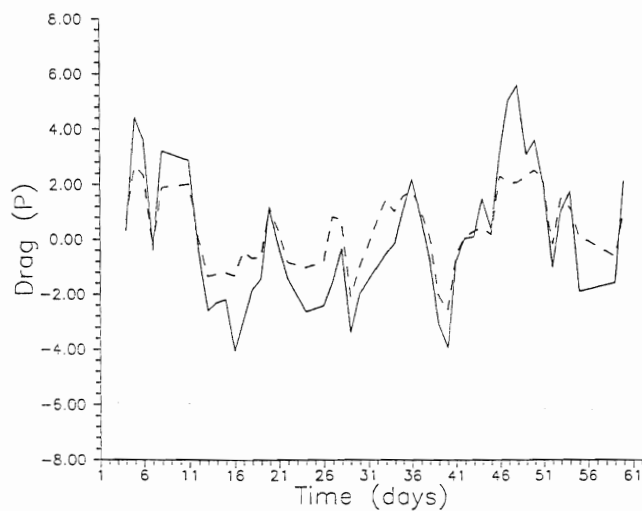
Figure 19 same as Figure 16 for 12 UTC.



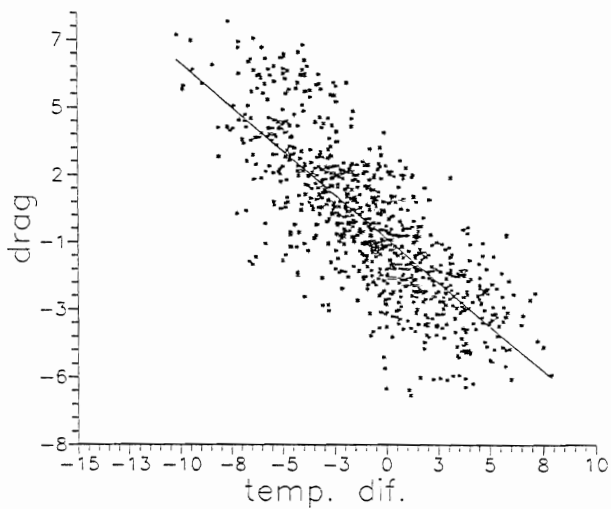
**Figure 23** Time series of the upper section (above level 4) drag contribution (full line), and total drag (dashed line) for: a) october; b) november (time expressed in hours).



**Figure 24** Vertical profile of the wave momentum flux (in Pa) on the 15 October 1990 as measured by the ARAT Aircraft (symbol A), and by the DLR FALCON (symbol F).



**Figure 26** Contribution of the hydrostatic drag (dotted line) to the total drag (full line).



**Figure 25** Total drag plotted as a function of the temperature difference between both sides of the mountain.