

EXPERIMENTACION NUMERICA DE LA CONVECCION HUMEDA  
CHATA BAJO DISTINTAS CONDICIONES ATMOSFERICAS

Matilde Nicolini y Mario N. Nuñez\*

Comisión Nacional de Investigaciones Espaciales y

Departamento de Meteorología de la Facultad de

Ciencias Exactas y Naturales (U. B. A.)

Buenos Aires, República Argentina

R E S U M E N

Se investiga la convección húmeda chata en pequeña escala, simulada mediante un modelo bidimensional no divergente con simetría rectilínea, suponiendo una atmósfera de referencia condicionalmente inestable y en reposo.

Se realizan distintos experimentos numéricos con el fin de estudiar la influencia sobre la convección de distintos factores, tales como la forma y el valor máximo de la perturbación inicial de la temperatura, la temperatura en superficie y la distribución vertical de la humedad relativa en la atmósfera de referencia.

Se obtienen distintos tiempos para la culminación de la etapa de crecimiento de la nube así como distintas intensidades de la circulación, de calentamientos medios de la capa y de los valores máximos de algunas variables dinámicas y termodinámicas.

A B S T R A C T

Shallow moist convection is studied and simulated by means of a two-dimensional nondivergent model assuming a conditionally unstable reference atmosphere at rest. Numerical experiments are performed in order to study the effects of changing different parameters in the reference atmosphere, such as the shape and the initial maximum temperature perturbation, the surface temperature and the vertical distribution of relative humidity, on the spatial and temporal evolution of convection. Different times are found for the end of the developing stage, for the intensity of the convective circulation and the average warming of the layer and for the maximum values of both dynamical and thermodynamical variables.

---

\* Miembro de la Carrera del Investigador Científico del CONICET.

## 1. INTRODUCCION

Es sabido que diferentes condiciones atmosféricas generan diferentes tipos de nubes cumulus y que el desarrollo de una nube supone complicados procesos físicos. Dado que gran parte de los problemas relacionados con la dinámica de nubes cumulus no han sido resueltos satisfactoriamente, se intenta en este trabajo describir algunos aspectos del problema convectivo, en particular de la convección húmeda chata. Este tipo de convección generalmente resulta de una estratificación inestable en la atmósfera inferior, producida por el calentamiento radiativo de la superficie terrestre. Los cumulus "chatos" se forman por encima del nivel de condensación representativo del aire en capas bajas, cuando la convección está limitada en su tope por una capa estable superior.

A partir del análisis de escala de Ogura y Phillips (1962), varios autores han simulado numéricamente la convección chata utilizando el sistema aproximado Boussinesq. Nuñez y Nicolini (1983) analizan y comparan el comportamiento de las variables dinámicas y termodinámicas durante la etapa de desarrollo de la convección húmeda y la seca, experimentando numéricamente con diferentes valores del coeficiente de intercambio turbulento, supuesto constante. Estos autores adelantan algunos resultados al experimentar con diferentes condiciones de humedad en el entorno.

En el presente trabajo se utiliza el mismo sistema de ecuaciones que utilizaron Nuñez y Nicolini (1983), si bien se lo hace menos restrictivo al reemplazar los factores  $1/T_{\infty}$  y  $1/\Theta_{\infty}$  por los correspondientes valores variables con la altura de las condiciones atmosféricas iniciales.  $T_{\infty}$  y  $\Theta_{\infty}$  representan los valores de temperatura y temperatura potencial en superficie, respectivamente.

Se experimenta numéricamente con el objeto de probar la capacidad del modelo desarrollado para reproducir el comportamiento de la convección cuando se varían las condiciones ambientales o iniciales del modelo. El tiempo de simulación de la evolución de la convección se extiende en todos los casos a 25 minutos con el fin de asegurar que en todos los casos se alcance la culminación de la etapa de desarrollo de la convección.

## 2. MODELO UTILIZADO

### 2.1 Sistema de ecuaciones.

El modelo de convección húmeda desarrollado es bidimensional, no divergente y supone simetría rectilínea.

Las ecuaciones básicas utilizadas en este trabajo son similares a las derivadas por Ogura y Phillips (1962) para convección húmeda chata. Se ha incorporado una modificación que permite incluir la contribución al empuje, proveniente del vapor de agua, como hizo Orville (1965). Se adopta además un estado básico no-isoentrópico en una forma similar a la realizada por Wilhelmson y Ogura (1972), y por último se incorporan los términos de intercambio turbulento, tal como se hizo en Núñez y Nicolini (1982). El sistema de ecuaciones resultante es el siguiente :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = J(\psi, \eta) - g \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\Theta^*}{\Theta_0} + 0,61 q_v^* - q_1 \right) + K \nabla^2 \eta \quad (1)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = J(\psi, \phi) + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \ln \Theta_0}{\partial z} + K \nabla^2 \phi \quad (2)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = J(\psi, q) + K \nabla^2 q \quad (3)$$

donde

$$\phi = \frac{\Theta^*}{\Theta_0} + \frac{L_v}{C_p T_0} q_v \quad (4)$$

está relacionada con  $s$  la entropía específica del aire a través de :

$$s = \phi C_p + \ln \Theta_0$$

$$q = q_v + q_1 \quad (5)$$

$$\eta = \nabla^2 \psi \quad (6)$$

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (7)$$

$$w = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (8)$$

En las ecuaciones anteriores,  $\eta$  es la componente de la vorticidad normal al plano de movimiento,  $g$  la aceleración de la gravedad,  $\Theta$  y  $T$  la temperatura potencial y la temperatura del aire, respectivamente,  $q_v$  y  $q_1$  la relación de mezcla del vapor de agua y del agua líquida, respectivamente,  $K$  el coeficiente de intercambio turbulento,  $C_p$  el calor específico a presión constante,  $L_v$  el calor latente de evaporación,  $u$  y  $w$  las componentes horizontal y vertical del movimiento, respectivamente y  $\psi$  es la función corriente. Por último,  $J$  representa la expresión matemática usual para el jacobiano.

Se utiliza el mismo criterio utilizado por Ogura (1963) para decidir si el aire está o no saturado en cada instante y punto y para calcular los valores de  $\Theta^*$ ,  $q_v$  y  $q_1$ . Para ello se requiere una ecuación para la relación de mezcla de saturación  $q_{vS}$ , que se obtiene de :

$$q_{vS} \approx \frac{0,622 e_s}{p_0} \quad (9)$$

y de derivar  $e_s$ , la tensión de vapor de saturación, de la ecuación de Clausius Clapeyron y aproximarla de la siguiente manera :

$$e_s \cong e_s(T_0) \exp\left(\frac{L}{R_v T_0} \frac{T^*}{T_0}\right) \cong e_s(T_0) \left[1 + \frac{L}{R_v T_0} \frac{\Theta^*}{\Theta_0} + \left(\frac{L}{R_v T_0}\right)^2 \left(\frac{\Theta^*}{\Theta_0}\right)^2\right] \quad (10)$$

donde se ha utilizado la aproximación válida para la convección chata

$$\frac{T^*}{T_0} \cong \frac{\Theta^*}{\Theta_0}$$

y  $e_s(T_0)$  se computa de acuerdo con la fórmula

$$e_s(T_0) = 6,11 \times 10^{7,5} (T_0 - 273)/(T_0 - 36) \quad (T_0 \text{ en } ^\circ\text{K})$$

En lo anterior,  $R_v$  es la constante del vapor de agua, y las variables indicadas con asterisco representan las desviaciones respecto de los correspondientes valores en el estado básico que se indican con subíndice cero, tal que si  $\alpha$  es una variable cualquiera,  $\alpha = \alpha_0 + \alpha^*$ .

## 2.2 Estado básico, condiciones iniciales y de contorno.

El estado básico, que en este trabajo se define como no-isoentrópico, está representado por condiciones ambientales que varían en los distintos experimentos numéricos a través de perfiles verticales ideales de temperatura y humedad. Estos perfiles se suponen lineales y condicionalmente inestables. La atmósfera se encuentra en reposo y no existe fase líquida. Respecto a las condiciones de contorno, se suponen los límites superior, inferior y laterales representados por paredes rígidas, lisas y deslizantes. En otras palabras, se cumplen las relaciones :

$$\begin{aligned} w &= 0, & \frac{\partial u}{\partial z} & & \text{en} & z = 0 \text{ y } z = H \\ u &= 0, & \frac{\partial w}{\partial x} & & \text{en} & x = 0 \text{ y } x = L \end{aligned}$$

donde H y L representan la extensión vertical y horizontal del recinto de integración, respectivamente.

En consecuencia, se verifica que

$$\psi = 0, \quad \eta = 0 \text{ en todos los límites.}$$

Las variables termodinámicas y de humedad se suponen constantes e iguales a sus valores iniciales en los límites verticales y constantes en la dirección x en los laterales. Las condiciones iniciales están dadas por el estado básico al que se ha superpuesto un impulso en la temperatura potencial, ubicado próximo a la superficie en el centro del dominio de integración. Esta perturbación inicial en la temperatura está definida por :

$$\Theta^*_1 = \Theta^*_0 \text{ sen}^2\left(\frac{\pi z}{600}\right) \quad \Theta^*_1(x) \quad \text{para } z \leq 600 \text{ m,}$$

$$\Theta_i^* = 0$$

para  $z > 600$  m.

### 2.3 Esquema numérico

El esquema de diferencias finitas utilizado en la resolución numérica del sistema de ecuaciones es centrado en el tiempo.

Para las derivadas espaciales se utiliza en el caso de los términos advectivos el jacobiano de Arakawa, empleándose diferencias centradas para los restantes términos.

Los términos turbulentos se evalúan en un paso de tiempo anterior al de ejecución con el fin de asegurar la estabilidad computacional. El paso de tiempo  $\Delta t$  se fijó en 4 segundos durante todo el tiempo de integración. Dado que se ha supuesto simetría rectilínea, se integra el modelo solamente en el semiplano vertical  $x > 0$  con dimensiones de 3,0 km de altura y 2,0 km de extensión horizontal. En ese recinto se introduce una malla rectangular de retícula constante  $\Delta x = \Delta z = 100$  m.

### 3. EXPERIMENTACION NUMERICA Y RESULTADOS

La Tabla 1 presenta los valores de los parámetros constantes y variables en los

Tabla 1 : Experimentos numéricos				
Valores constantes				
$\gamma_{T_o} = \partial T_o / \partial z = -7,2 \times 10^{-3}$ grado $m^{-1}$ , $k = 40 m^2 s^{-1}$				
$r_{oo} = 1$		$p_{oo} = 1013,25$ mb		
Param. Exp	$\Theta_i^* (x)$	$\Theta_o^* (^\circ C)$	$T_{oo} (^\circ C)$	$\gamma_{r_o} (10^{-3} m^{-1})$
E 1	$\exp(-2,3(x/320))$	1	15	0
E 2	"	2	15	0
E 3	"	1	30	0
E 4	"	1	15	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \quad (z < 1500 \text{ m}) \\ 0,3 \quad (z \geq 1500 \text{ m}) \end{array} \right.$
E 5	$\cos(2\pi x/4000)$	1	15	

Tabla 1. Experimentos numéricos.

cinco experimentos realizados. En ella

$$r_o(z) = r_{oo} + \gamma_{r_o} z$$

$$T_o(z) = T_{oo} + \gamma_{T_o} z.$$

En el análisis de los resultados y a fin de investigar la influencia en la evolución

de la convección bajo distintas condiciones iniciales, se toma como referencia el experimento E1. En la Figura 1 se ha dibujado el campo inicial de perturbación de la temperatura potencial ( $\Theta^*_i$ ), común a los experimentos E1 a E4. La Figura 2 representa los campos de  $\Theta^*$  y  $\phi$  para E1, a los 18 minutos de evolución de la convección. Se observa que la burbuja inicial se ha expandido e intensificado, superando en su núcleo caliente los  $2,5^\circ\text{C}$ . En la zona de descenso compensatorio, el calentamiento más leve responde a un proceso de compresión adiabática. En la Figura 3, también para E1, las líneas de corriente indican una circulación de tipo vértice anular, mientras que las isofleas de relación de mezcla del agua líquida ( $q_1$ ) muestran una configuración similar a la de  $\Theta^*$ . En la nube formada (cuyos límites están determinados convencionalmente por la isofleas de  $5 \times 10^{-2} \text{ g kg}^{-1}$ ), la ubicación del máximo de  $q_1$  no supera todavía los 2,0 km de altura.

La evolución de los campos, tanto de las variables termodinámicas como dinámicas, para el experimento E2, es más rápida que en el experimento E1. El desplazamiento vertical, tanto del núcleo caliente como del núcleo de la corriente ascendente, es mayor, y la circulación más intensa. Sin embargo, las configuraciones de los distintos campos son similares en ambos experimentos.

La Figura 4 muestra el campo de  $\Theta^*$  para E3 (el caso más inestable). Se observan no solo valores mayores sino una etapa más avanzada en el crecimiento del elemento convectivo con respecto al experimento E1. El núcleo caliente se ha alejado del eje de simetría y se ha deformado el campo de  $\Theta^*$ , al inclinarse el eje de la corriente ascendente una vez alcanzado su valor máximo. El desplazamiento coincide con la aparición en la capa inferior de una circulación opuesta a la principal (Fig. 5). Esta circulación secundaria se irá extendiendo hacia arriba en tanto que la inicial se ha desplazado aproximándose al límite superior del recinto, sin dejar de intensificarse. Este hecho provoca valores muy elevados de la velocidad horizontal en la rama superior ( $13 \text{ m s}^{-1}$ ). La región saturada se aleja horizontalmente del eje de simetría en su región superior, extendiéndose como un yunque simétrico debido a la ausencia de viento con cortante vertical en el entorno.

El experimento E4 (Fig. 6) se caracteriza por presentar a los 18 minutos una etapa de crecimiento anterior a la de E1, especialmente en lo que hace al ascenso del núcleo caliente. Este núcleo, al intensificarse, crea un fuerte gradiente vertical de las variables en la zona superior de la nube. Este comportamiento se debe a la presencia de una capa superior más seca que actúa como freno a la convección. En este experimento, el tope virtual de la nube sólo alcanza el límite superior del recinto a los 24 minutos.

El experimento E 5 se ha realizado con el fin de estudiar la evolución de la convección cuando se fuerza, prácticamente desde el comienzo, un movimiento descendente en la mitad del recinto de integración a través de la forma de la función  $\Theta^*_1$  (Fig. 7). En la Figura 8 se observa que la convección se desarrolla más rápidamente, encontrándose a los 18 minutos en la culminación del crecimiento. Se confirma además una característica de la convección, que es la tendencia a reducir rápidamente el área de ascenso respecto de la de descenso, circunstancia que Bjerkness (1938), en su método de la capa, señala como favorable al desarrollo de la convección. En la misma figura se observa también que la columna que une la parte superior de la nube a la base de la capa se destruye debido a la incorporación de aire más seco proveniente de la zona de descenso.

Con el fin de estudiar la evolución en el tiempo de algunas variables dinámicas y termodinámicas y comparar los resultados obtenidos en los distintos experimentos numéricos, se analizan los valores máximos de  $\Theta^*$ , de la velocidad ascensional  $w$ , de los valores medios de  $\Theta^*$  y de la vorticidad  $\eta$ , en función del tiempo (solamente se presentan las Figuras 9 y 10 como ejemplos de este análisis).

Se define como valor medio de una variable  $A$  :

$$\langle A \rangle = \frac{1}{HL} \int_0^H \int_0^L A \, dx \, dz$$

Es posible arribar a los siguientes resultados :

1. La presencia de una capa en la que decrece la humedad relativa hasta alcanzar un valor de 55% en su tope, superpuesta a una capa saturada como condición inicial (E 4), reduce considerablemente tanto la intensidad como la velocidad de crecimiento de la convección. Por lo tanto, la humedad relativa es uno de los factores principales que condicionan la convección.
2. La duplicación de la perturbación inicial máxima  $\Theta^*_0$  (E 2) incide fundamentalmente en aumentar la velocidad de crecimiento de las variables, aunque no significativamente, en los valores máximos alcanzados durante la etapa de crecimiento.
3. La inclusión de una perturbación inicial  $\Theta^*_1$  periódica con  $x$  (E 5) da lugar a una convección más intensa que en el caso de una perturbación inicial positiva, que decrece exponencialmente con  $x$  (E 1).
4. En la etapa de debilitamiento de la convección se observa un régimen de oscilación estable ya señalado por otros autores (Ogura, 1963) (ver la Fig. 9, E 3).
5. Al elevarse la temperatura de superficie  $T_{00}$  (E 3) y por lo tanto la inestabilidad, se observan una intensificación en la circulación y un mayor calentamiento medio

de la capa. Este último efecto depende de la liberación del calor latente en la condensación. La ausencia en este modelo de una provisión de vapor de agua en la capa inferior hace que la disminución más rápida de la humedad en capas bajas acorte el tiempo de vida de la convección en una nube cumulus, al intensificarse la circulación.

#### 4. CONCLUSIONES

El modelo numérico aquí desarrollado simula razonablemente bien algunas características de la convección húmeda chata, al menos en la etapa de desarrollo.

Al experimentar numéricamente, variando las condiciones iniciales, se observan diferencias en las velocidades de crecimiento de las distintas variables dinámicas y térmicas y en los valores extremos alcanzados. Con el fin de prolongar más allá de la etapa de desarrollo el estudio de la convección, sería necesario modificar el modelo incorporando un tratamiento parametrizado de la microfísica de la fase líquida. Además, es necesario tener en cuenta la influencia de una atmósfera de referencia en movimiento, que dé lugar a una cortante vertical del viento.

#### BIBLIOGRAFIA

- Bjerkness, J., 1938 : Saturated-adiabatic ascent of air through dry adiabatically descending environment. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 64, 325-330.
- Núñez, M. N., Nicolini, M., 1982 : Simulación numérica de la convección húmeda chata en la atmósfera. Meteorologica, 14 (en prensa).
- Ogura, Y., Phillips, N. A., 1962 : Scale analysis of deep and shallow convection in the atmosphere. Journal of the Atmospheric Sciences, 19, 173-179.
- Ogura, Y., 1963 : The evolution of a moist convective element in a shallow, conditionally unstable atmosphere : a numerical calculation. Journal of the Atmospheric Sciences, 20, 407-424.
- Orville, H. D., 1965 : A numerical study of the initiation of cumulus clouds over mountainous terrain. Journal of the Atmospheric Sciences, 22, 684-699.
- Wilhelmson, R., Ogura, Y., 1972 : The pressure perturbation and the numerical modeling of a cloud. Journal of the Atmospheric Sciences, 29, 1295-1307.



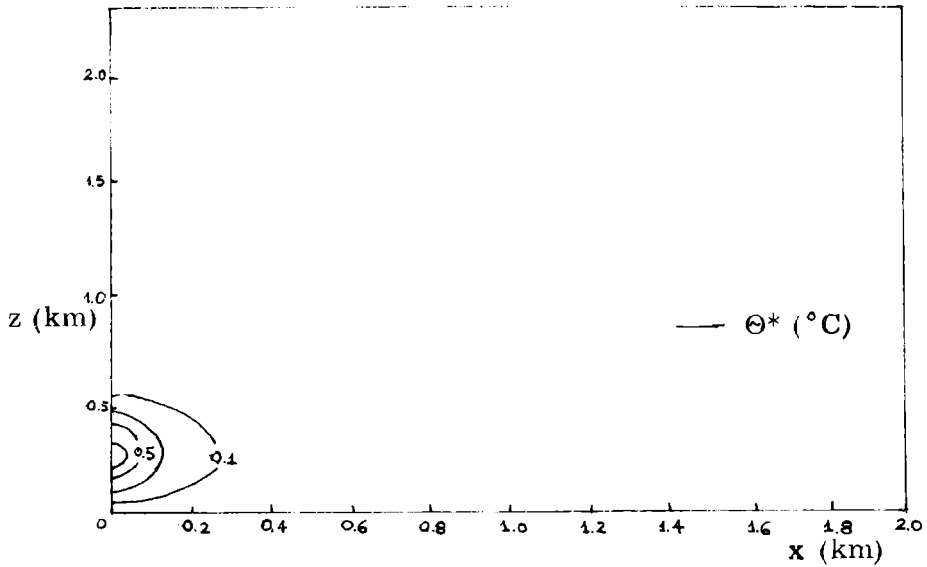


Fig. 1 : Campo inicial de la perturbación de la temperatura potencial ( $\Theta^*$ ) en los experimentos E1, E2, E3 y E4.

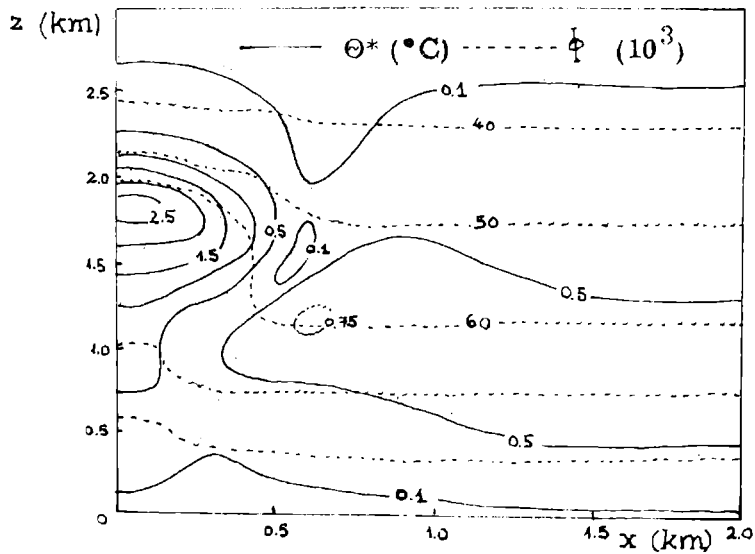


Fig. 2 : Campo de perturbación de la temperatura potencial ( $\Theta^*$ ) y de la variable  $\Phi$  (proporcional a la entropía específica) al cabo de 18 minutos (Experimento E1).

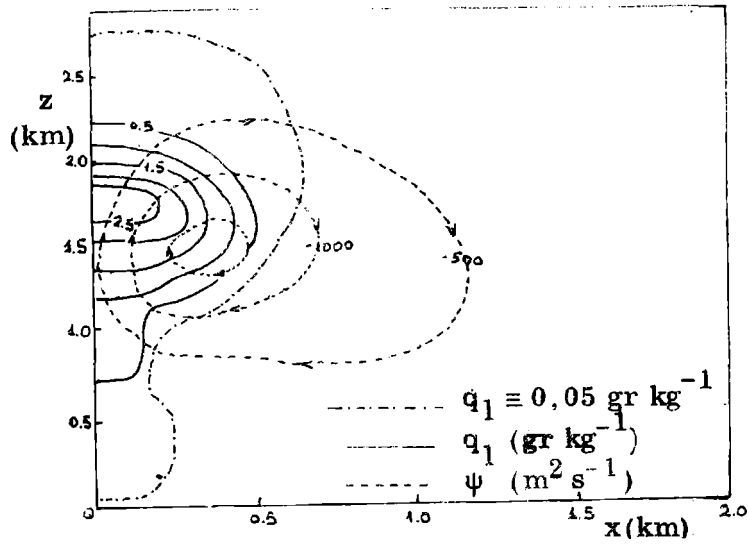


Fig. 3 : Campo de relación de mezcla del agua líquida ( $q_1$ ) y de la función corriente ( $\psi$ ) al cabo de 18 minutos (Experimento E1).

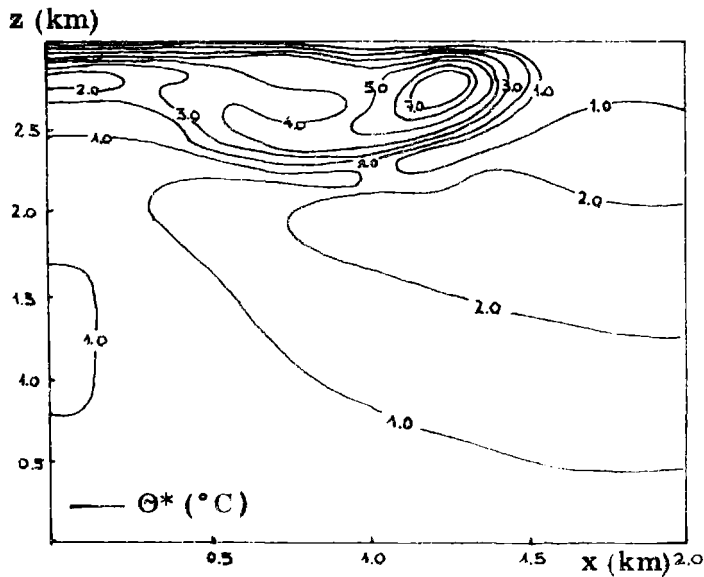


Fig. 4 : Campo de perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^*$ ) al cabo de 18 minutos (Experimento E3).

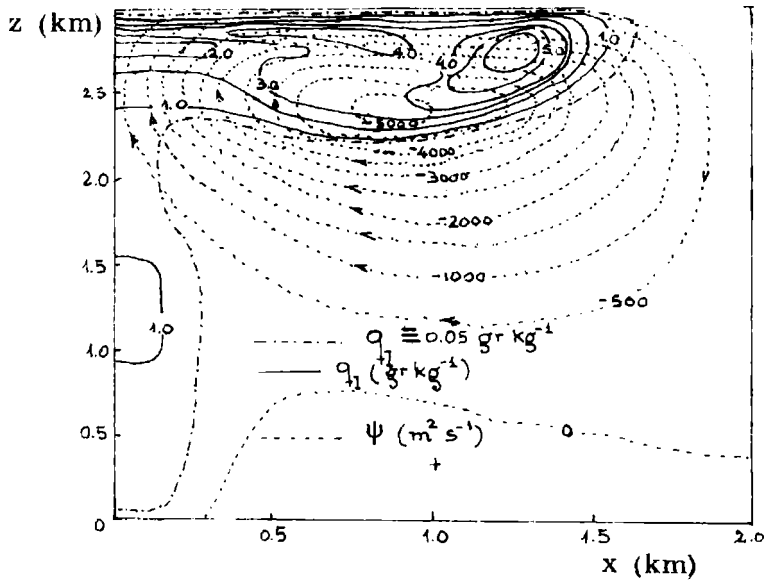


Fig. 5 : Campo de relación de mezcla agua líquida ( $q_l$ ) y de la función corriente ( $\psi$ ) al cabo de 18 minutos (Experimento E3).

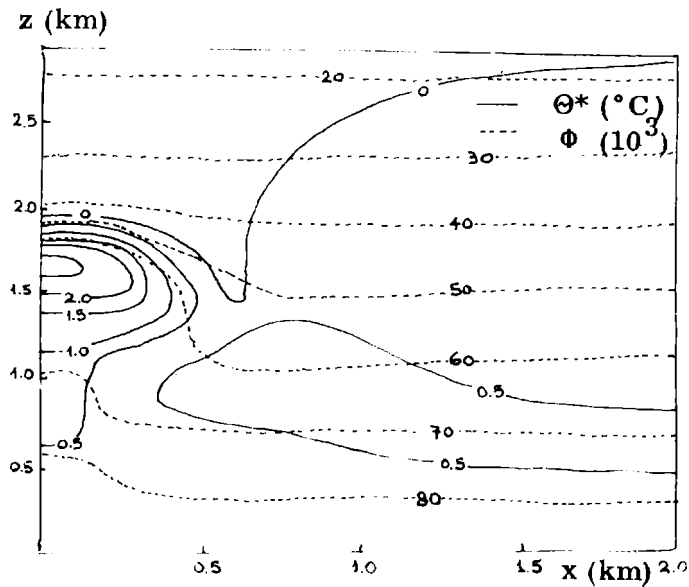


Fig. 6 : Campo de perturbación de la temperatura potencial ( $\Theta^*$ ) y de la variable  $\Phi$  (proporcional a la entropía específica) al cabo de 18 minutos (Experimento E4).

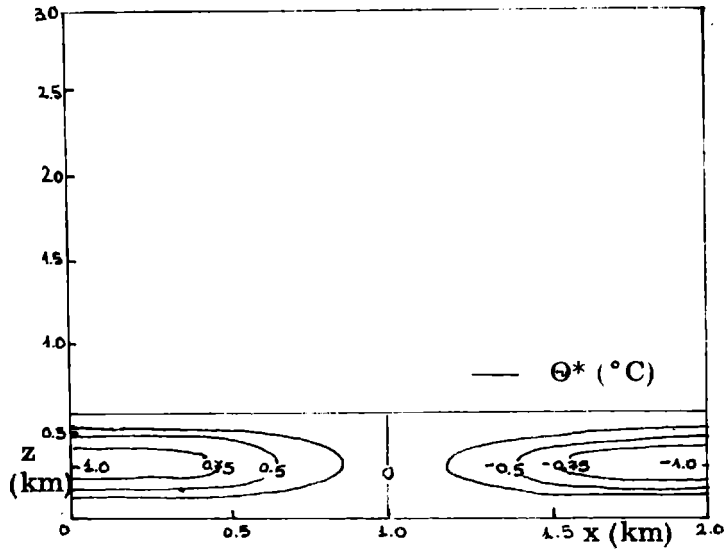


Fig. 7 : Campo inicial de la perturbación de la temperatura potencial ( $\Theta^*$ ) en el experimento E 5.

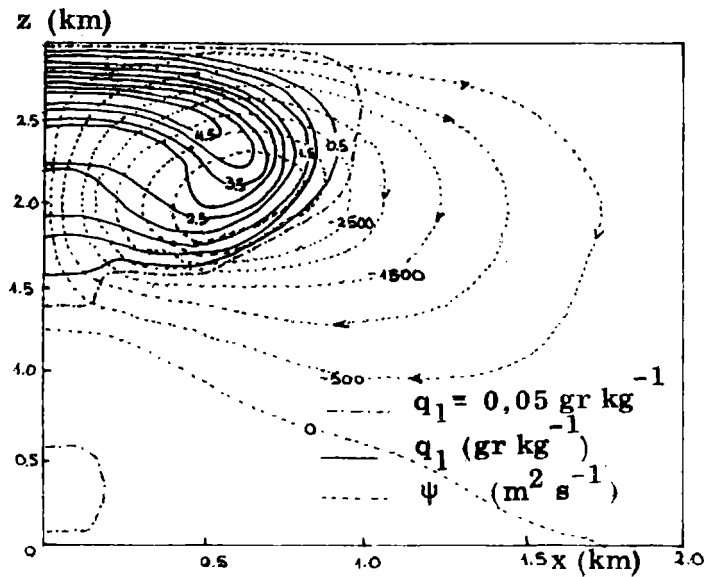


Fig. 8 : Campo de relación de mezcla del agua líquida ( $q_1$ ) y de la función corriente ( $\psi$ ) al cabo de 18 minutos (Experimento E 5).

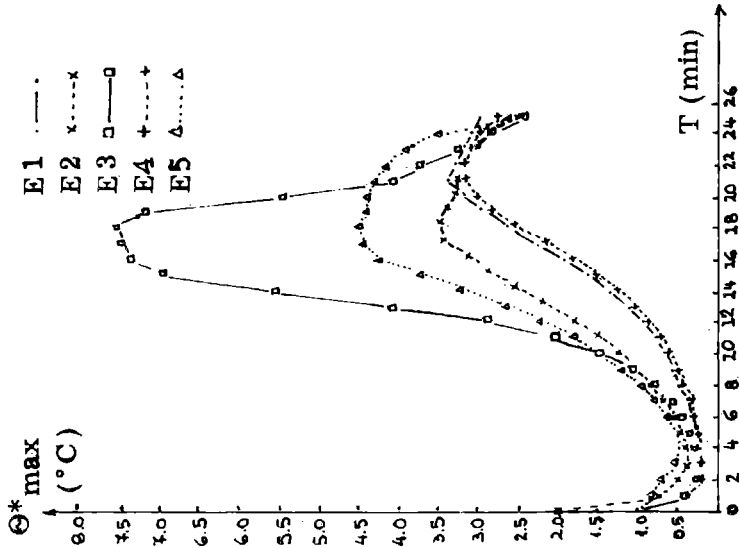


Fig. 10: Variación temporal del valor máximo de la perturbación de la temperatura potencial ( $\Theta^*_{max}$ ) para los distintos experimentos numéricos.

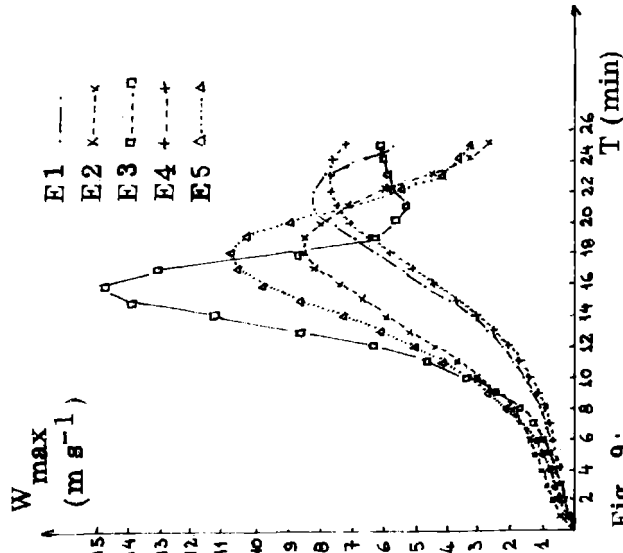


Fig. 9: Variación temporal del valor máximo de la velocidad ascensional ( $W_{max}$ ) para los distintos experimentos numéricos.

