

EFFECTO DE UNA CORTANTE VERTICAL CONSTANTE  
DEL VIENTO EN LA CONVECCION "NO PROFUNDA"  
PARTE I: DESCRIPCION DEL MODELO Y DISCUSION  
DE LA DINAMICA DE LAS SOLUCIONES NUMERICAS

Matilde Nicolini

Departamento de Meteorología de la Facultad  
de Ciencias Exactas y Naturales (U.B.A.)  
Consejo Nacional de Investigaciones  
Científicas y Técnicas  
Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Se simula la convección húmeda no profunda con un modelo bidimensional dependiente del tiempo. Se analizan y comparan los campos de las variables dinámicas y termodinámicas cuando se considera una atmósfera de referencia en reposo respecto de los que resultan de suponer perfiles verticales lineales del viento con distintos valores de la cortante vertical. Se confirman los resultados encontrados por otros autores que utilizan modelos numéricos similares en cuanto al efecto inhibitorio de un perfil lineal del viento inicial en la convección húmeda, organizada en rollos transversales, cuando se aísla el efecto de la cortante de otros efectos tales como una evaporación activa en los bordes de la nube y la precipitación.

ABSTRACT

A two-dimensional time dependent model has been developed for investigating the influence of a one-directional and constant vertical wind shear on the evolution of shallow moist convection. The experimentation is focalized in the effect of wind shear not including the effects resulting from active evaporation in the cloud boundary and precipitation. Differences in the fields of thermodynamic and dynamical variables in relation to different lineal vertical wind profiles in the reference atmosphere, considering a case of atmosphere at rest as reference solution, are included and analyzed. The results are in agreement with those found by other investigators using similar numerical models in the sense that the presence of a lineal wind profile inhibits the growth of Cu moist convection organized in transversal rolls.

## 1. INTRODUCCION Y OBJETIVOS

En los últimos 20 años distintos autores han investigado la dinámica de la convección térmica en presencia de un flujo medio con cortante constante. A partir de las sugerencias de Jeffreys (1928) los estudios teóricos de, entre otros, Kuo (1963) y Asai (1970) encuentran que un flujo con cortante constante en un fluido tridimensional estratificado en forma inestable, estabiliza las perturbaciones transversales. El proceso físico consiste en una conversión positiva de energía cinética de las perturbaciones en energía cinética del flujo básico hacia el cual termina por fluir, en forma indirecta, la energía potencial disponible en el fluido. El proceso inverso se verifica cuando las perturbaciones son longitudinales.

Lipps (1971) realiza un análisis de la energética para rollos transversales y longitudinales respectivamente y compara sus resultados con los de estudios anteriores para amplitudes de las perturbaciones tanto infinitesimales como finitas. Sus resultados son aplicables a distintos fluidos y en particular a la atmósfera seca.

Steiner (1973) investiga el problema tridimensional utilizando una atmósfera de referencia típica de la costa este de Australia en días con Cu de poco desarrollo y no precipitantes. Introduce una clausura de primer orden en los términos turbulentos.

Pashtushkov (1975) utiliza un modelo tridimensional de convección profunda y encuentra que, cuando la inestabilidad térmica inicial en la atmósfera supera cierto valor, la presencia de una cortante constante del viento intensifica la convección. Obtiene un valor intermedio de la cortante tal que dicha intensificación es máxima.

Si bien una de las configuraciones en bandas de nubes Cu más frecuentemente observada en la atmósfera terrestre es un sistema de rollos longitudinales, existen también evidencias de rollos transversales y de líneas en arcos (Malkus y Riehl, 1964; Warner y otros, 1979).

En el presente trabajo se simula como en Asai (1964) la convección en rollos transversales y se investiga el efecto de una atmósfera de referencia saturada en movimiento, en la evolución de la convección no profunda. El modelo desarrollado difiere del utilizado por Asai en el tratamiento termodinámico, en la función espacial de la perturbación inicial de la temperatura potencial, en las dimensiones del dominio de integración y en los esquemas numéricos utilizados. Mantiene la misma parametrización para los términos turbulentos aunque supone un valor diferente para el coeficiente de intercambio turbulento.

En esta primera parte del trabajo el objetivo es presentar el modelo y comparar los resultados con los obtenidos en investigaciones anteriores en lo

que se refiere al desarrollo y configuración de la convección húmeda no profunda en rollos transversales y el tiempo que se demora en culminar la etapa de desarrollo, relativamente al comportamiento que se obtiene cuando la atmósfera se encuentra inicialmente en reposo.

## 2. MODELO Y ECUACIONES BASICAS

### 2.1 Suposiciones, sistema de ecuaciones, atmósfera de referencia, condiciones de contorno e iniciales

Se enumeran a continuación las suposiciones básicas utilizadas en la derivación del sistema aproximado de ecuaciones utilizado en el modelo:

- Se desprecia el efecto de rotación de la tierra.
- El agua se presenta sólo en sus fases líquida y vapor.
- No se incluye la precipitación y el agua líquida se desplaza con la velocidad del aire.
- Siempre que  $r_v > r_{vs}$  tiene lugar condensación y el agua líquida presente en regiones no saturadas evapora instantáneamente hasta alcanzar la saturación.
- Se identifican los términos turbulentos con los que se obtienen al utilizar promedios de las variables en el área de la malla espacial. Los movimientos correspondientes a escalas inferiores a la de la malla se representan en las ecuaciones por términos de la forma  $\widetilde{A''u''}$  donde  $u''$  es la componente del vector movimiento en una de las direcciones  $x$  o  $z$  y el símbolo  $\sim$  indica el promedio espacial

$$\widetilde{A}(x, z, t) = (1/\Delta^2) \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} A(x+\Delta, z+\Delta, t) dx dz$$

de una cantidad dada  $A$  en una malla cuadrada de retícula constante e igual a  $\Delta$ . Por su parte el símbolo  $''$  indica la desviación  $A'' = A - \widetilde{A}$ .

- Los términos turbulentos en las ecuaciones se tratan de acuerdo a la hipótesis

$$\widetilde{A''u''} = -K \partial \widetilde{A} / \partial x;$$

siendo  $K$  el coeficiente de intercambio turbulento supuesto constante en el espacio y en el tiempo para las distintas propiedades. En Nuñez y Nicolini (1981) se analizan los valores que se asignan o resultan para el coeficiente  $K$  en distintas simulaciones numéricas. De acuerdo a los antecedentes en el tema y siguiendo a Ogura (1963) se supone un valor de  $K=40 \text{ m}^2/\text{seg}$ .

- Se incluyen las suposiciones hechas por Ogura y Phillips (1962) en su

análisis de escala para convección no profunda.

- Se supone a diferencia de Asai un proceso adiabático reversible para el aire que asciende mientras que el descenso no necesariamente seguirá un proceso adiabático seco.

Se extiende la investigación iniciada en Nicolini y Nuñez (1985) donde se desarrolla un modelo de convección húmeda no profunda en ausencia de viento en el entorno. En el presente trabajo la convección se limita a un plano vertical de espesor  $L_z$  paralelo a la dirección del flujo básico unidireccional y se supone que se dispone en rollos transversales, es decir con su eje perpendicular al plano en cuestión.

En el sistema de ecuaciones aproximado inelástico Boussinesq que se presenta a continuación  $\eta$  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,  $r_v$  y  $r_l$  las relaciones de mezcla del vapor de agua y del agua líquida,  $C_p$  el calor específico a presión constante,  $L_v$  el calor latente de evaporación,  $u$  y  $w$  las componentes horizontal y vertical del movimiento, respectivamente,  $\psi$  es la función corriente.  $\nabla^2$  y  $J$  representan las expresiones matemáticas para el laplaciano y el jacobiano respectivamente,  $T_{\infty} = 285,15^\circ\text{K}$  es una temperatura de referencia,  $\Theta = 288^\circ\text{K}$ ,  $R_v$  es la constante del vapor de agua y  $e_{s_0}$  es la tensión de vapor de saturación a  $T_{\infty}$ .

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = J(\hat{\psi}, \eta) - \langle u \rangle \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\partial B}{\partial x} + K \nabla^2 \eta^* \quad (1)$$

$$\frac{\partial \phi'}{\partial t} = J(\hat{\psi}, \phi') - \langle u \rangle \frac{\partial \phi'}{\partial x} + K \nabla^2 \phi'^* \quad (2)$$

$$\frac{\partial r}{\partial t} = J(\hat{\psi}, r) - \langle u \rangle \frac{\partial r}{\partial x} + K \nabla^2 r^* \quad (3)$$

$$\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} = \left( \bar{\eta}^*_{z=L_z} - \bar{\eta}^*_{z=0} \right) \frac{K}{L_z} \quad (4) \quad \eta = \nabla^2 \hat{\psi} \quad (5)$$

$$u = \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial z} + \langle u \rangle \quad (6) \quad w = - \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial x} \quad (7)$$

siendo  $B = g \left( \frac{\Theta'}{\Theta} + 0,608 r_v - r_l \right)$  el empuje ascensional

$$\phi' = \frac{\Theta'}{\Theta} + \frac{L_v}{C_p T_{\infty}} r_v \quad r = r_v + r_l$$

$$\tau_{vs} = \left[ R_d e_s(T_0) / (R_v p_a(z)) \right] \left[ 1 + (L_v / (R_v \Theta^2)) \Theta^* + \frac{1}{2} (L_v / R_v \Theta^2)^2 \Theta^{*2} \right] \quad (8)$$

$$e_s(T_0) = e_{sso} \exp \left[ L_v (T_0 - T_{so}) / (R_v T_0) \right] \quad (9)$$

Las variables indicadas con prima representan desviaciones respecto de los correspondientes valores en un estado básico isoentrópico en reposo tal como el que definen Ogura y Phillips (1962) caracterizado por  $\Theta$ ,  $T_a(z)$  y  $p_a(z)$  mientras que las variables indicadas con asterisco representan desviaciones respecto a una atmósfera de referencia saturada no-isoentrópica en movimiento, caracterizada por subíndices cero.

Las variables indicadas con barra y las indicadas con  $\langle \rangle$  representan valores medios en la dimensión horizontal y en el área del recinto de integración respectivamente.

El criterio para determinar si el aire se encuentra o no saturado y el cálculo de  $\Theta^*$ ,  $r_v$  y  $r_q$  es el mismo que en Nicolini y Nuñez (1985), excepto la expresión para  $e_s(T_0)$  (ver(9)).

La atmósfera de referencia, no-isoentrópica, está representada por condiciones ambientales que varían en los distintos experimentos numéricos sólo en los valores de la cortante vertical del viento. En todos los experimentos se ha considerado un perfil del viento inicial lineal tal que su valor medio en la vertical sea nulo (si la dirección  $x$  es la zonal el viento será del este en la mitad inferior del recinto de integración y oeste en la mitad superior).

Se ha supuesto que dicha atmósfera está saturada y presenta una estratificación de la temperatura condicionalmente inestable ( $\partial T_0 / \partial z = -7,2^\circ/\text{km}$ ). Esta suposición permite aislar para su estudio el efecto de una cortante vertical más o menos intensa en la convección y minimizar efectos de enfriamiento por mezcla en los bordes de la nube como los que observan otros autores (Steiner (1973)) cuando el entorno no está saturado.

Respecto de las condiciones de contorno se suponen cíclicas en los bordes laterales mientras que los límites superior e inferior del recinto están representados por paredes rígidas, lisas y deslizantes.

El esquema de diferencias finitas utilizado en la resolución del sistema de ecuaciones (1)-(4) es centrado en el tiempo y en el espacio para los términos no-advectivos. Para los términos advectivos se utiliza, en la ecuación de vorticidad el Jacobiano de Arakawa y en las otras ecuaciones de pronóstico un Jacobiano  $J(\psi, A)$  propuesto por Lilly (1965) que conserva  $A$  y  $\bar{A}$  promediados en el dominio y que conviene usar cuando se utilizan grillas desfasadas como en este trabajo.

Es posible demostrar que cuando se utiliza el Jacobiano de Arakawa para la ecuación (1) la energía cinética total en el dominio se conserva, eliminando la posibilidad de inestabilidad no lineal, siempre que la función corriente se anule en ambos límites horizontales del dominio (Lipps, 1971). Para que se

cumpla esta condición es que se define una función corriente  $\hat{\psi}$  en (6) que se relaciona con la función corriente  $\psi$  utilizada en Nicolini y Nuñez (1985) a través de:

$$\psi = \hat{\psi} + \langle u \rangle z \quad (10)$$

y que cumple  $\hat{\psi} = 0$  en ambos límites horizontales dada la condición límite para  $w$  e imponiendo que el valor constante  $\psi(z=0)$  coincida con cero.

Al utilizar la relación (10), los términos advectivos en las ecuaciones (1) a (3) están representados por los Jacobianos  $J(\hat{\psi}, \eta)$ ,  $J(\hat{\psi}, A)$  y por los términos  $\langle u \rangle \partial \eta / \partial x$ ,  $\langle u \rangle \partial \phi / \partial x$  y  $\langle u \rangle \partial r / \partial x$ . La relación (4) resulta de integrar la componente horizontal de la ecuación de movimiento en el recinto de integración y de utilizar las condiciones de contorno.

Si se introduce la condición límite  $\partial u^* / \partial z = \partial u_0 / \partial z = 0$  en  $z = 0$  y en  $z = L_z$  la ecuación (4) se reduce a  $\partial \langle u \rangle / \partial t = 0$ . Dado que se ha supuesto un perfil inicial del viento caracterizado por  $\langle u_0 \rangle = 0$ , se cumple  $\langle u \rangle = 0$  para todo tiempo, anulándose los segundos términos en las ecuaciones de pronóstico (1) a (3). De esta manera se ha querido simplificar el problema eliminando la ecuación (4) del sistema y posponiendo a un trabajo futuro la discusión del efecto de considerar la tensión turbulenta en superficie en la evolución de la convección.

Las condiciones en los límites horizontales para las variables termodinámicas suponen  $\partial \phi^* / \partial z = \partial r^* / \partial z = 0$  eliminando los intercambios verticales de la entropía y de la relación de mezcla del agua total  $r$  a través de dichos bordes del recinto. Estas condiciones permiten simplificar el tratamiento energético.

Respecto a la forma de iniciar la convección se especifica una perturbación inicial de la temperatura potencial que sigue una ley de decrecimiento exponencial en la horizontal tal como en Nicolini y Nuñez (1985).

Se ha encontrado que las dimensiones del recinto más convenientes para los experimentos a realizar son de 3,0 km de altura y 6,0 km de extensión horizontal. La malla es cuadrada y de retícula constante e igual a 100 metros.

Se realizaron 5 experimentos numéricos:

- R: atmósfera de referencia en reposo ( $\eta_0 = du_0/dz = 0$ )
- VL1: cortante inicial del viento  $\eta_0 = 1,6 \times 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$
- VL2: cortante inicial del viento  $\eta_0 = 3,0 \times 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$
- VL3: cortante inicial del viento  $\eta_0 = 4,0 \times 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$
- VL4: cortante inicial del viento  $\eta_0 = 5,0 \times 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$

### 3. RESULTADOS

El experimento R con atmósfera inicial en reposo se utiliza como referencia para los otros experimentos.

En las Fig. 1a y 2a se presenta la estructura de la convección a los 15 minutos de integración, que coincide con la culminación del desarrollo, a partir de los campos de  $\theta^*$ ,  $w$ ,  $\psi^*$  y  $r_2$ . El comportamiento es similar al analizado en Nicolini y Nuñez (1985) aunque la dimensión horizontal del dominio ha sido ampliada en el presente trabajo. Se confirma la simetría característica de los distintos campos respecto del eje vertical que coincide con  $x = 3$  km cuando el entorno se encuentra en reposo. Posteriormente se observa una reactivación de la convección cuando la nube interfiere con el borde superior del recinto formándose otras ascendentes a los costados del tronco columnar inicial.

En el ciclo de vida de la convección se reconocen dos etapas a partir de la finalización de la etapa organizativa: la primera es una etapa activa en la que tiene lugar la intensificación de la convección y la segunda cuando la convección decae. Resulta evidente, si se comparan las Fig. 1a y 2a con las Fig. 1b y 2b que el desarrollo es más rápido y más intenso en ausencia de un flujo inicial. Mientras que en el experimento R los máximos absolutos se encuentran alrededor de los 16 minutos esto sucede en el caso VL2 recién alrededor de los 22 minutos.

Una diferencia evidente en cuanto a las características de la convección con o sin cortante vertical es la destrucción de la simetría en el primer caso. La nube se inclina cortante abajo (Fig. 2b). Tanto el eje de la ascendente como el del núcleo caliente se inclinan en la dirección de la cortante, aumentando su pendiente respecto a la vertical con el tiempo durante la etapa de desarrollo. La inclinación del eje del núcleo caliente es mayor que la del eje de la corriente ascendente (Fig. 1b). Este desfase reduce el transporte vertical de calor. La asimetría se manifiesta también en una descendente más intensa cortante abajo. Este hecho ha sido señalado por Malkus (1954).

Los resultados del experimento VL1 son intermedios entre los obtenidos en los experimentos R y VL2 mientras que el experimento VL3 presenta las mismas características aunque más acentuadas que en el experimento VL2 en el sentido de una demora aún mayor en alcanzarse los valores extremos (25 minutos) y de una inclinación mayor de los ejes de la ascendente y de la zona de empuje térmico positivo respecto de la vertical. El experimento VL4 presenta características diferentes a los tres anteriores, en el sentido de observarse una disminución sustancial de la intensidad de la convección, con tendencia a un estacionamiento en los valores que se alcanzan en la etapa de organización. No

se reconoce una etapa de desarrollo activa como presentan los otros experimentos y la evolución parece depender más de las características del impulso inicial y de la turbulencia. Se reproduce en la Fig. 3 el campo de  $r_{\rho}$  a los 30 minutos en que finaliza la integración numérica y en que los valores máximos coinciden con los que se alcanzan alrededor de los 13 minutos en el experimento VL2. La nube resultante se ha elongado visiblemente en la dirección de la cortante.

En la Fig. 4 se ha graficado la evolución temporal de los valores máximos de las variables  $w$ ,  $\Theta^*$  y  $r_{\rho}$  para los distintos experimentos. Se confirman las características mencionadas anteriormente y un comportamiento en el caso VL4 claramente diferente al de los otros experimentos. Respecto a los valores de  $w$ , un análisis de dicha figura permite inferir una relación inversa entre el valor de la cortante vertical del flujo inicial y los máximos de la velocidad ascensional. En cuanto a los valores extremos tanto de  $\Theta^*$  como de  $r_{\rho}$  en los experimentos VL1 y VL2 exceden a los alcanzados en el caso de atmósfera de referencia en reposo (R). Este resultado que no se verifica en los casos de mayor cortante vertical se discute en la Parte II de este trabajo en relación con los términos de la ecuación de variación temporal de la integral de la energía potencial. No se descarta sin embargo la posible influencia de los bordes verticales y/o horizontales en este comportamiento.

Asai (1964) encuentra en un caso con cortante vertical constante e igual a  $5 \times 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$  un crecimiento débil de la convección hasta los 8 minutos de integración y un decaimiento a partir de ese tiempo sin extenderse la circulación convectiva a la mitad superior de la capa de aire (su recinto de integración tiene una extensión vertical de 5 km). Se realizó un experimento adicional (VJ2) con un perfil inicial tipo chorro con un valor medio de la cortante en la mitad inferior de la capa de  $5,6 \times 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$  en el cual se encuentra que los valores de  $w$  aumentan en los primeros minutos para empezar a decrecer en forma irreversible, indicando un efecto supresor de la cortante desde los inicios de la convección.

#### 4. CONCLUSIONES

La aplicación de un modelo numérico convectivo al problema de la interacción dinámica de una nube Cu con su entorno confirma el efecto inhibitorio de una cortante constante en dos dimensiones encontrada por otros autores.

Los resultados de los experimentos numéricos realizados indican que el efecto de la cortante vertical de un perfil lineal del viento inicial en la convección se manifiesta principalmente en un debilitamiento y en un retardo en

el desarrollo de la misma. Dichos resultados permiten suponer la existencia de una cortante crítica que dependería de las condiciones de estabilidad térmica y del impulso inicial, ambos prefijados en los experimentos. Una vez superado ese valor de la cortante no sólo se observa una amortiguación sustancial de la convección sino una tendencia a un estacionamiento o una supresión de la misma.

La evidencia observacional de nubes Cu organizadas en rollos transversales en presencia de perfiles curvos del viento en el entorno y los resultados de Asai (1970) respecto de una dependencia del efecto inhibitorio de la cortante respecto de la forma del perfil vertical del viento en convección seca conducen a plantear como investigación futura la experimentación numérica utilizando perfiles no lineales del viento inicial en convección húmeda.

#### BIBLIOGRAFIA

- Asai, T., 1964: Cumulus convection in the atmosphere with vertical wind shear: numerical experiment, *J. of the Met. Soc. of Japan*, Ser.2, 42, 245-259.
- Asai, T., 1970: Three-dimensional features of thermal convection in a plane Couette flow, *J. Met. Soc. of Japan*, Ser. 2, 48, 18-29.
- Jeffreys, H., 1923: Some cases of instability in fluid motion. *Proc. Roy. Soc., (A)*, 118, 195-208.
- Kuo, H.L., 1963: Perturbations of plane Couette flow in stratified fluid and origin of cloud streets. *The Physics of Fluids*, 6, 195-211.
- Lilly, D.K., 1965: On the computational stability of numerical solutions of time-dependent non-linear geophysical fluid dynamics problems, *Mon. Wea. Rev.*, 93, 11-26.
- Lipps, F.B., 1971: Two-dimensional numerical experiments in thermal convection with vertical shear, *J. of Atm. Sci.*, 28, 3-19.
- Malkus, J.S., 1954: Some results of trade-cumulus investigation, *J. of Met.*, 11, 220-237.
- Malkus, J.S. y Riehl, H., 1964: Cloud structure and distributions over the tropical Pacific Ocean, University of California Press, Berkeley, 229 pág.
- Nuñez, M.N. y Nicolini, M., 1981: Sobre un análisis de escala para la convección atmosférica, incluyendo los efectos de turbulencia. *Meteorológica*; 12, Nº 2, 87-104
- Nicolini, M. y Nuñez, M.N., 1982: Experimentación numérica de la convección húmeda bajo distintas condiciones atmosféricas, *GEOACTA*, Vol. XII Nº 2, 1-13
- Ogura, Y., Phillips, N.A., 1962: Scale analysis of deep and shallow convection

- in the atmosphere. J. of Atm. Sci., 19, 173-179.
- Pashtushkov, R.S., 1975: The effects of vertical wind shear on the evolution of convective clouds, Quart. J.R. Met., 101, 281-291.
- Steiner, J.T., 1973: A three-dimensional model of cumulus cloud development, J. of Atm. Sci., 30, 414-435.
- Warner, C., J. Simpson, D.W. Martin, D. Suchman, F.R. Mosher, R.F. Reinking, 1979: Shallow convection on day 261 of GATE, Mesoscale arcs. Mon. Wea. Rev., 107, 1617-1635.

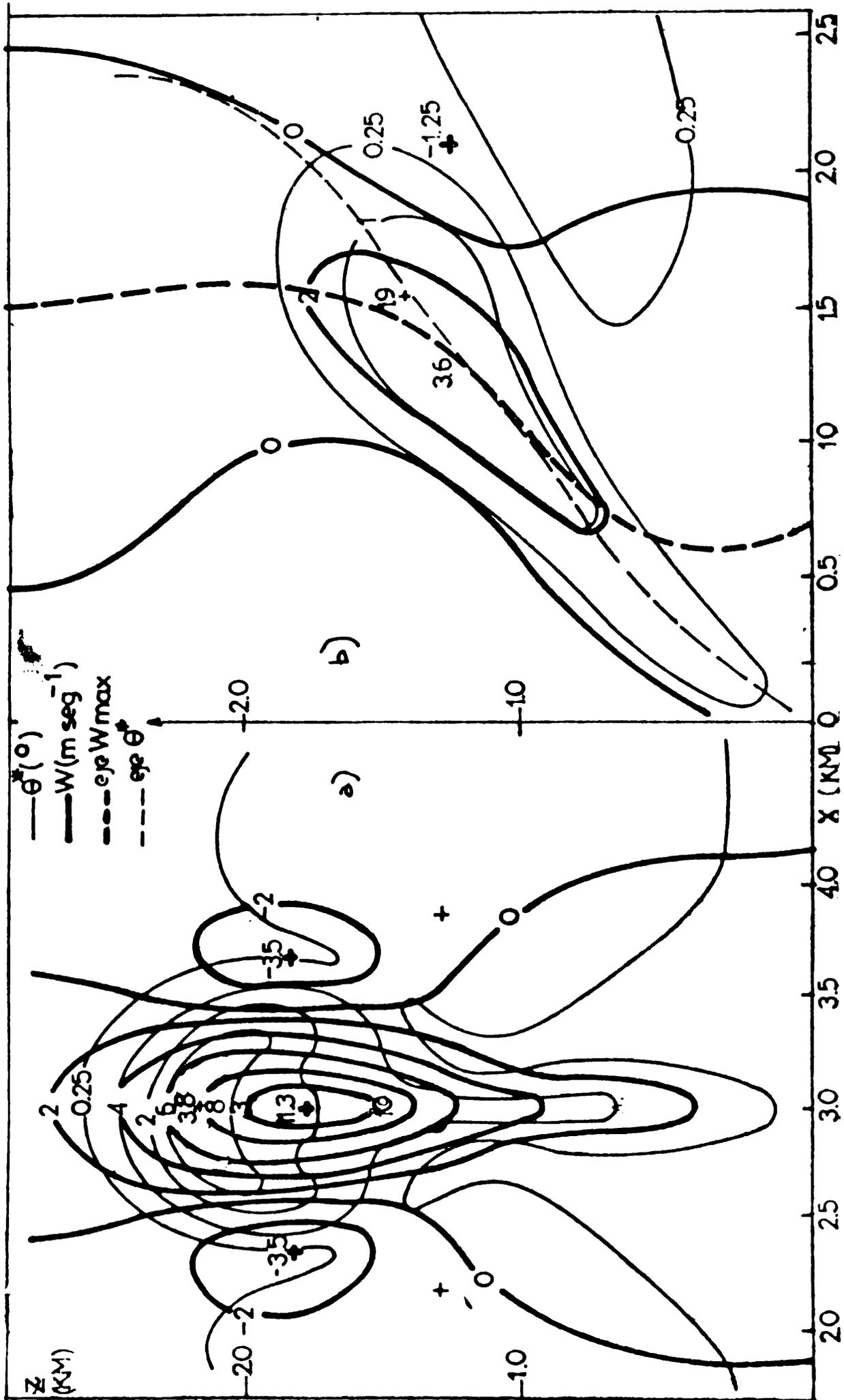


Fig. 1: Campos de la velocidad vertical ( $v$ ) y de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta'$ ) a los 15 minutos.

la) experimento R  
 lb) experimento VL2

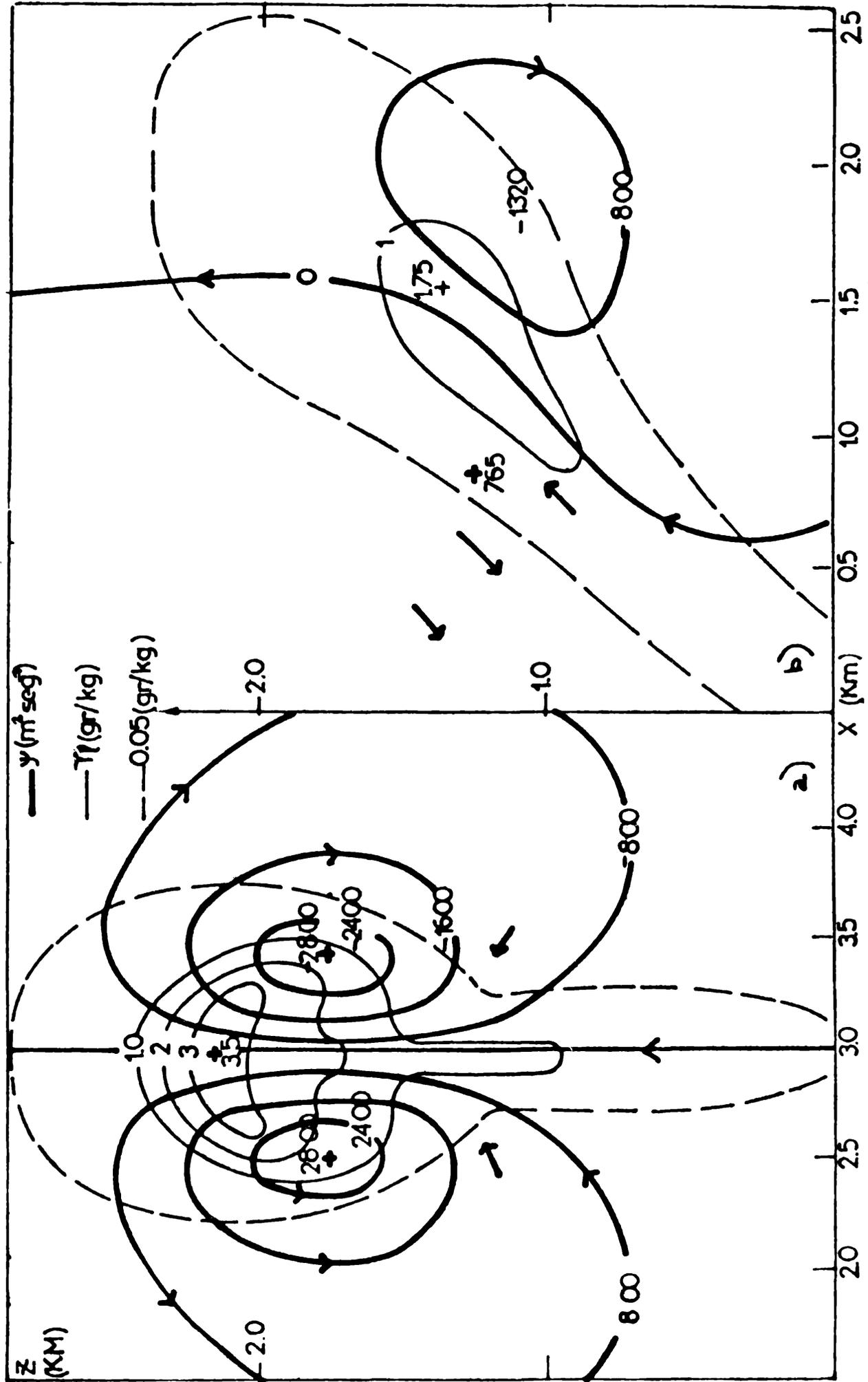


Fig. 2: Campos de la relación de mezcla de agua líquida del agua líquida ( $r_L$ ) y de la función corriente ( $\psi$ ) a los 15 minutos.

2a) experimento R  
2b) experimento VL2

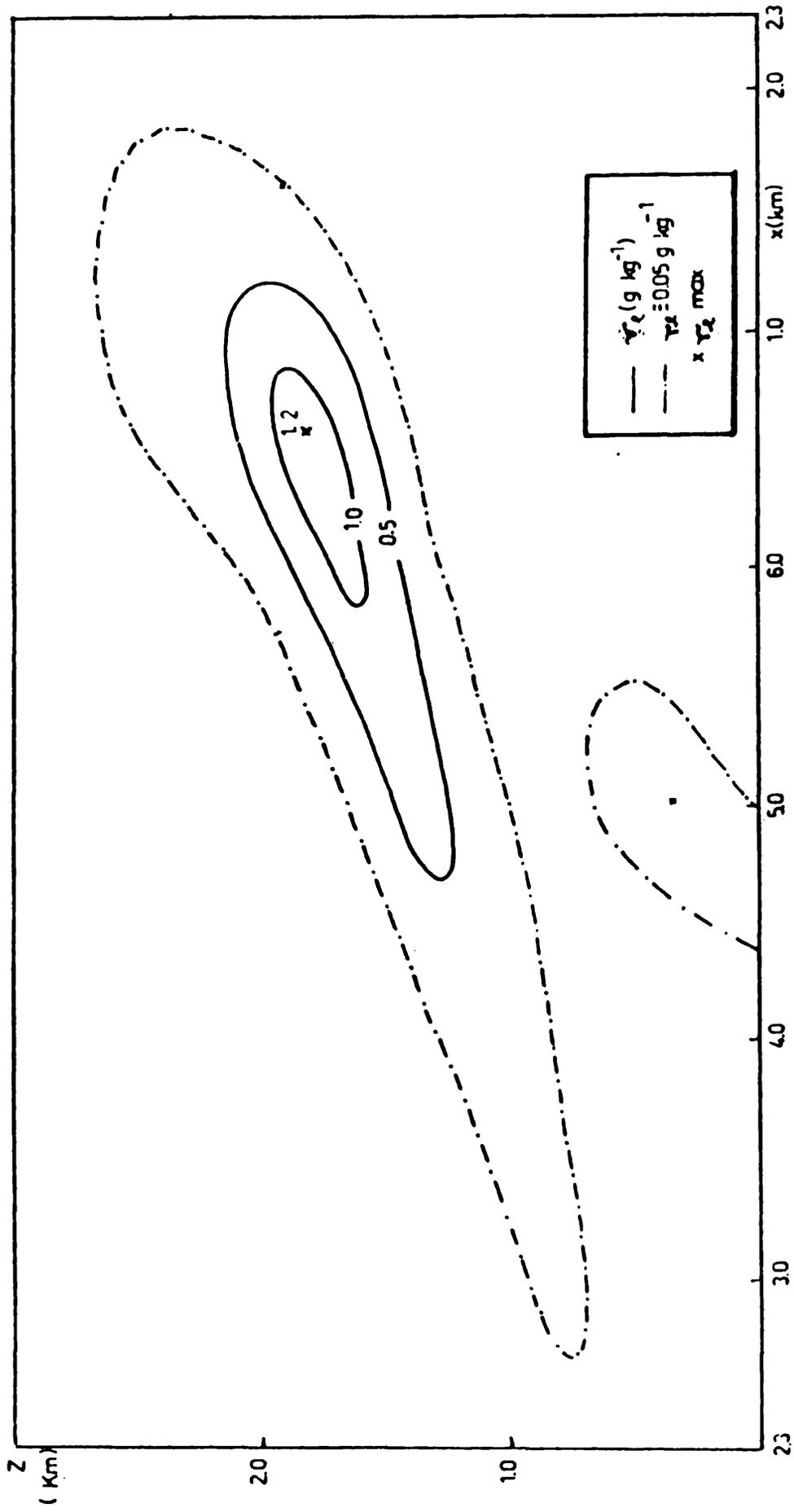


Fig. 3: Campo de la relación de mezcla de mezcla del agua líquida ( $r_l$ ) al cabo de 30 minutos de integración (experimento VI4).

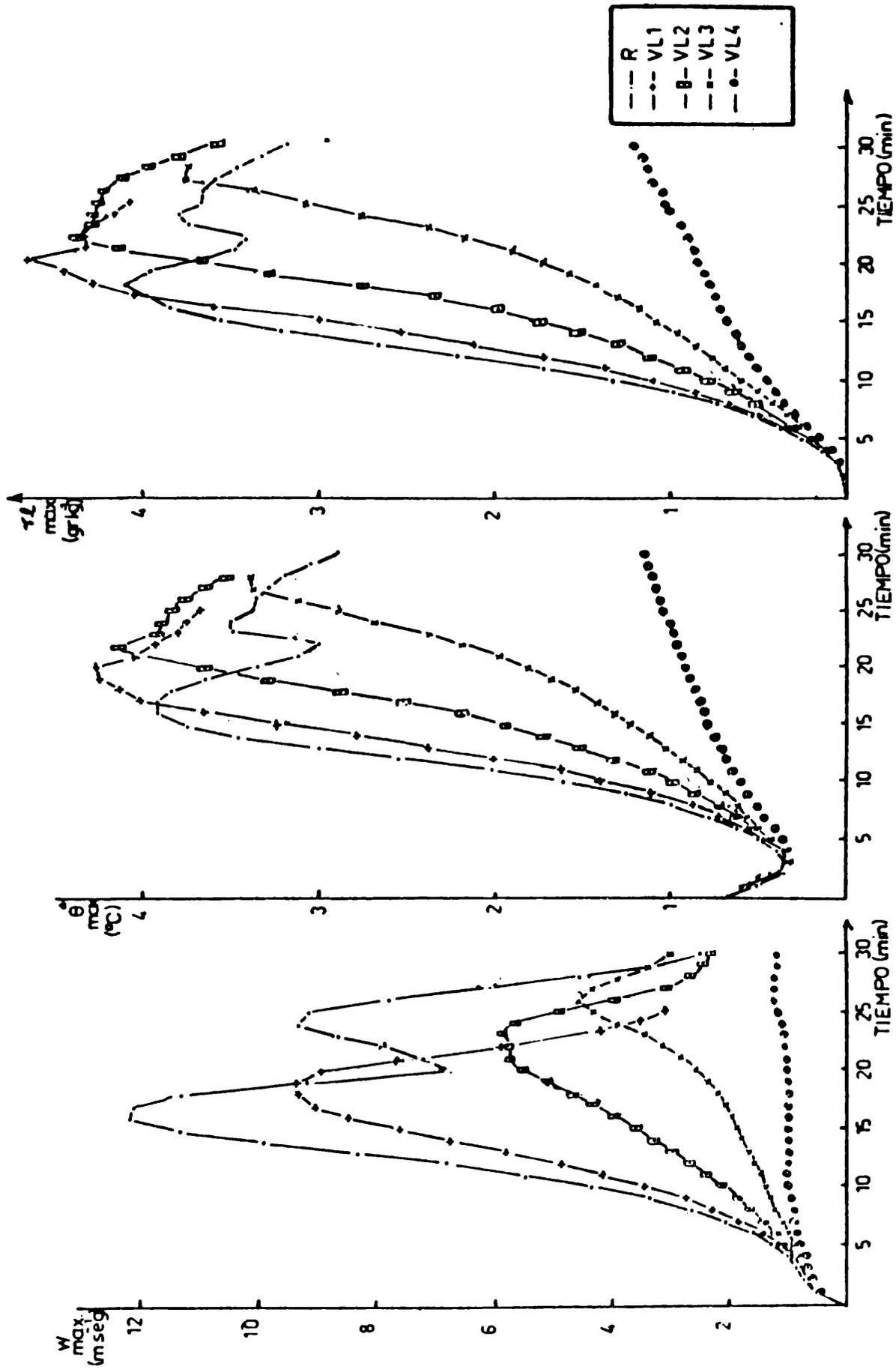


Fig. 4: Variación temporal de los valores máximos de la velocidad vertical ( $w$ ), de la perturbación de la temperatura potencial ( $\theta^s$ ) y de la relación de mezcla del agua líquida ( $r_l$ ) para los experimentos R, VL1, VL2, VL3 y VL4.