

EFFECTO DE UNA CORTANTE VERTICAL CONSTANTE  
DEL VIENTO EN LA "CONVECCION NO PROFUNDA"  
PARTE II: DESARROLLO DE LAS ECUACIONES ENERGETICAS  
Y DISCUSION DE LA EVOLUCION ENERGETICA DE LA CONVECCION

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 presentan las relaciones que rigen los procesos de generación, transformación y disipación de los distintos tipos de energía en la convección húmeda no profunda bidimensional para el sistema de ecuaciones inelástico Boussinesq utilizado en el modelo numérico desarrollado. El análisis de la evolución temporal de las distintas integrales de energía y de los distintos términos de las ecuaciones energéticas resulta una forma eficiente de estudio de la dependencia del carácter del desarrollo de una nube convectiva respecto de la cortante vertical del viento.

El porcentaje de energía potencial transformada en energía cinética perturbada que se convierte en energía cinética del flujo medio aumenta al aumentar la magnitud de la cortante vertical inicial del viento. Dicho porcentaje, al ser positivo, es un indicador de la magnitud del efecto inhibitorio de la cortante. Este efecto se debe por una parte a un transporte contra gradiente de cantidad de movimiento horizontal que resulta en un aumento de la energía cinética del flujo predominante y en una reducción de la conversión de energía potencial en cinética.

ABSTRACT

Relations governing generation, conversion and dissipation of different forms of energy in bidimensional shallow moist convection are presented for the anelastic Boussinesq system of equations used in the numerical model developed. The analysis of the time evolution of the different area-integrated energies and of the different terms in the energy equations allows to gain a better

understanding of the dependence between convective cloud growth and the vertical wind shear.

The amount of potential energy converted in eddy kinetic energy that finally converts in mean kinetic energy increases when the value of vertical wind shear is increased, in an active convective regime. This positive amount gives information about the weakening effect of the wind shear. This effect is partially due to the resulting countergradient momentum transport which accounts for an increase in the mean kinetic energy obtained from the eddy kinetic energy and also as a result of a weaker conversion of potential energy in eddy kinetic energy in shear convection.

## 1. OBJETIVOS

En la parte I del presente trabajo se han analizado y comparado los campos espaciales de las distintas variables dinámicas, termodinámicas y de humedad y su evolución en el tiempo para distintos valores de la cortante vertical del viento, supuesta constante en la vertical.

La segunda parte se propone explicar la dependencia entre el factor cortante y la evolución de la convección a partir de la evolución temporal del signo y magnitud de los términos de generación, conversión, y disipación de las distintas formas de energía, consistentes con el sistema de ecuaciones inelástico Boussinesq presentado en la primer parte. Esta forma complementaria de estudiar el problema de la convección en cortante ha sido utilizada por Asai (1970) en un análisis lineal de la convección seca mientras que Asai (1964), Steiner (1973) y Lipps (1977) la emplean en el estudio de la dinámica de la convección húmeda de amplitud finita.

## 2. ECUACIONES DE ENERGIA

Ogura y Phillips (1962) analizaron la suma de las energías potencial e interna y encontraron que sólo la parte perturbada de la energía potencial respecto de la correspondiente a una atmósfera adiabática (energía potencial disponible) es relevante para la energética de las ecuaciones inelásticas en la convección seca.

Mientras Ogura y Phillips (1962) obtienen que en convección seca se conserva la energía total en ausencia de términos turbulentos, Lipps y Hemler (1982) encuentran que la energía total no se conserva debido a la presencia de los términos de empuje vinculados a la sustancia agua en la componente vertical de la ecuación de movimiento. Sin embargo, Steiner (1973) y Lipps (1977) definen

una energía potencial para convección húmeda no profunda que permite conservar la suma de dicha forma de energía más la energía cinética en ausencia de fuentes o sumideros de calor y de intercambios turbulentos. La expresión para la integral de la correspondiente energía potencial específica considerando un sistema integrado por aire húmedo y agua es la indicada:

$$E_p = - \frac{\rho}{L_x L_z} \int_0^{L_z} z \left\{ \int_0^{L_x} \left[ \frac{\theta'}{\Theta} + 0,608 r_v - r_l \right] dx \right\} dz \quad (1)$$

Resulta importante aclarar los procesos de conversión de energía que tienen lugar en la convección térmica húmeda cuando se halla presente una cortante del viento.

Si se definen las integrales de energía:

$$E_k = \left\langle \frac{1}{2} (\bar{u}'^2 + \bar{w}^2) \right\rangle ; \quad E_m = \frac{1}{L_z} \int_0^{L_z} \frac{1}{2} \bar{u}^2 dz \quad (2)$$

Las ecuaciones de energía que se derivan del sistema de ecuaciones aproximado y de las condiciones de contorno fijadas son:

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} = - C(E_p, E_k) + G(E_p) - Dis(E_p) \quad (3)$$

$$\frac{\partial E_k}{\partial t} = C(E_p, E_k) - C(E_k, E_m) - Dis(E_k) \quad (4)$$

$$\frac{\partial E_m}{\partial t} = C(E_k, E_m) - Dis(E_m) \quad (5)$$

donde las cantidades a la derecha se definen como:

$$C(E_p, E_k) = \rho \left\langle w \left[ \frac{\theta'}{\Theta} + 0,608 r_v - r_l \right] \right\rangle \quad (6)$$

$$C(E_k, E_m) = \frac{1}{L_z} \int_0^{L_z} \bar{u}' w \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} dz \quad (7)$$

$$G(E_p) = \left( \frac{L_x}{C_p T_{00}} - \frac{R_v}{R_d} \right) \rho \left\langle -w r_v + z \frac{\partial r_v}{\partial t} \right\rangle \quad (8)$$

$$Dis(E_k) = -K \langle \vec{v}' \cdot \nabla^2 \vec{v}' \rangle = K \langle \eta'^2 \rangle \quad (9)$$

$$Dis(E_p) = \rho K \langle z (\sigma^2 \phi^* - \nabla^2 \tau^*) \rangle \quad (10)$$

$$Dis(\bar{E}_m) = \frac{K}{L_z} \int_0^{L_z} \bar{\eta} \bar{\tau}^* dz \quad (11)$$

Las ecuaciones anteriores corresponden a las velocidades de variación de las integrales de energía potencial ( $E_p$ ), energía cinética perturbada ( $E_k$ ) y energía cinética media ( $E_m$ ) en su forma abreviada, indicando con  $Dis(E_p)$ ,  $Dis(E_k)$  y  $Dis(E_m)$  a las disipaciones de las distintas formas de energía debido a la turbulencia. Los términos restantes representan:  $G(E_p)$  es el término fuente de  $E_p$  debido a la liberación de calor latente en la condensación que se convierte en su mayor parte en el calentamiento del aire y en una pequeña porción se transforma en  $E_k$  (conversión representada por  $C(E_p, E_k)$ ). El término  $C(E_k, E_m)$  depende del transporte en la vertical de la cantidad de movimiento horizontal. Si éste transporte es hacia arriba (en contra del gradiente de  $u$ ) se convertirá energía de la convección en energía del flujo básico resultando en un debilitamiento del movimiento convectivo.

### 3. RESULTADOS

A continuación se presentan los resultados obtenidos en los experimentos numéricos R, VL1 a VL4 cuyas condiciones iniciales difieren sólo en el valor de la cortante vertical del viento y han sido detallados en la Parte I.

En la Fig. 1 se han graficado los distintos términos de la ecuación de energía potencial, para los experimentos R, VL2 y VL3. Se observa que los valores de la conversión  $C(E_p, E_k)$  en la Fig. 1a no alcanzan a representar un 20% de la magnitud de  $G(E_p)$ . El 80% restante se invierte en el calentamiento de la atmósfera que representa una forma de energía interna no disponible para la convección.

En la Fig. 2 se han graficado para los mismos experimentos las curvas que describen los distintos términos de la ecuación de la energía cinética perturbada  $E_k$ . En ausencia de viento inicial (Exp. R)  $\partial E_k / \partial t$  depende exclusivamente de la conversión  $C(E_p, E_k)$  y de la disipación turbulenta  $Dis(E_k)$ . La eficiencia de la conversión de  $E_p$  en  $E_k$  depende de la correlación

existente entre  $w$  y  $\Theta^*$  y de su distribución en la vertical. En la Fig. 2 se observa que la variación de  $E_k$  acompaña a la de  $C(E_p, E_k)$  aunque los valores son menores debido a la contribución negativa progresivamente mayor en el tiempo, dada por la disipación  $Dis(E_k)$ . Los términos turbulentos fuerzan una disminución de  $E_k$  a partir de los 19 minutos, predominando a partir de ese tiempo, la conversión de  $E_k$  en energía turbulenta sobre la conversión  $C(E_p, E_k)$ . La  $Dis(E_k)$  aumenta hasta alcanzar un máximo, cuando  $C(E_p, E_k)$  comienza a disminuir en forma definida.

Un análisis de los resultados del experimento VL1 no señala diferencias significativas respecto de R por lo que no se han graficado en las Fig. 1 y 2. Sin embargo en la Parte I, al analizar la Fig. 4 se han encontrado valores extremos de  $\Theta^*$  y de  $r_q$  superiores en los experimentos VL1 y VL2, respecto de los que corresponden al caso R. Una posible explicación es la siguiente: mientras la condensación no es prácticamente reducida por efecto de la cortante débil a moderada, ésta fundamentalmente demora el desarrollo y lo amortigua en parte, al reducir la correlación entre  $w$  y  $\Theta^*$ . La condensación del vapor de agua tiene lugar en la ascendente durante un tiempo mayor posibilitando la generación de una mayor cantidad de energía potencial, que se convierte menos en energía cinética  $E_k$ , a causa de la cortante. De esta manera es posible que se alcancen, lejos de los bordes de la nube donde la difusión de propiedades es mayor, valores máximos más elevados de  $\Theta^*$  y de  $r_q$ , respecto del caso R. En el experimento VL2 se reducen aún más los valores de  $C(E_p, E_k)$  indicando que la cortante tiene un efecto inhibitorio sobre la convección que aumenta al aumentar el valor de la cortante. Así, mientras para el caso R su valor es de  $143,2 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ seg}^{-3}$  para VL4 apenas supera los  $5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ seg}^{-3}$ . No se encuentra ni un calentamiento medio mayor de la capa ni valores máximos de  $\Theta^*$  mayores en los casos con cortante débil a moderada (VL1 y VL2). Por lo tanto, estos valores elevados de  $\Theta_{\text{máx}}^*$  y de  $r_{q,\text{máx}}$  están localizados en el núcleo caliente de la nube, en la etapa en que ésta se encuentra próxima al borde superior. Este hecho, los asocia en parte con posibles interferencias debidas a este límite. El comportamiento de los máximos de  $\Theta^*$  y de  $r_q$  en el caso VL3 indica un debilitamiento de la condensación en presencia de cortante moderada. Por su parte, en el caso VL4 (Fig. 3a), el agua que condensa en la ascendente en un ambiente con cortante intensa, es arrastrada hacia fuera de la misma, evaporando en una gran proporción. Si bien  $C(E_p, E_k)$  también se reduce notablemente, la gran disminución de la condensación es decisiva en limitar el calentamiento y los valores de  $r_{q,\text{máx}}$ .

Se comparan a continuación los distintos términos de la ecuación que describe la variación temporal de la energía cinética  $E_k$  para los distintos experimentos VL1 a VL4, que han sido representados en las Fig. 2 y 3b. Respecto

del caso R la presencia de una cortante vertical del viento, introduce la contribución de la conversión  $C(E_k, E_m)$  a la variación  $\partial E_k / \partial t$ . En estas figuras, interesa comparar los valores de dicha conversión. Se encuentra que en todos los casos es positiva, confirmando los resultados de otros autores para convección bidimensional, con atmósfera de referencia saturada (Asai, 1964). Al aumentar la cortante desde un valor correspondiente a cortante débil (caso VL1),  $C(E_k, E_m)$  aumenta alcanzando un máximo para una cortante moderada de  $3 \times 10^{-3}$   $\text{seg}^{-1}$  (caso VL2) y luego disminuye para cortantes intensas. Si se compara el valor del cociente  $C(E_k, E_m) / C(E_p, E_k)$  se encuentra en cambio que su valor aumenta, siendo igual a 0,12 para VL1; 0,33 para VL2; 0,41 para VL3 estacionándose en el mismo valor para VL4, caso en el cual el régimen convectivo no activo se caracteriza por valores muy reducidos de  $C(E_p, E_k)$ . Este resultado indica que el efecto inhibitorio de la cortante, representado por una conversión positiva  $C(E_k, E_m)$ , aumenta al aumentar la magnitud de dicho factor, para convección no profunda bidimensional activa, cuando la cortante no varía con la altura.

Respecto de la magnitud de  $\text{Dis}(E_k)$ , es siempre positiva y se reduce al aumentar la cortante, dependiendo fundamentalmente de la magnitud de las perturbaciones de la vorticidad. Su valor máximo se verifica poco después de que  $C(E_p, E_k)$  alcanza su valor máximo. Su magnitud es comparable a la de la conversión  $C(E_k, E_m)$  y representa un 25% de  $C(E_p, E_k)$ , oponiéndose ambos términos al crecimiento de la  $E_k$ . A partir del momento en que la suma de estas dos contribuciones iguala a la  $C(E_p, E_k)$ , la  $E_k$  comienza a disminuir, significando que la convección comienza a decaer.

En la Fig. 4 se presentan las curvas de evolución temporal de la  $E_k$ , para los distintos experimentos. Se observa que a medida que aumenta la cortante, se reducen los valores de  $E_k$  y se prolonga el tiempo de duración de la etapa de desarrollo de la convección. En el caso VL4 los valores de  $E_k$  son más de un orden de magnitud menor que en el caso VL2, encontrándose que  $E_k$  en el caso VL4 se ha reducido en un 98% respecto del caso R.

En la Fig. 5 se ha dibujado la evolución temporal de la distribución vertical de la correlación  $\overline{u'w}$  y del valor medio horizontal de la velocidad horizontal perturbada  $\overline{u^*}$  para el experimento VL2. Es posible observar que el flujo vertical medio en la horizontal de cantidad de movimiento aumenta con el tiempo durante la etapa de desarrollo. Su valor máximo se eleva simultáneamente con la elevación en el máximo de  $\overline{u^*}$ . Durante esta etapa predominan valores positivos que indican un transporte de cantidad de movimiento hacia arriba en la dirección en la que aumenta la velocidad del flujo predominante, resultando efectivo este transporte en inhibir la convección y hacerla decaer rápidamente. De esta manera se encuentra que cuando el perfil es lineal predomina un flujo contragradiante de cantidad de movimiento, prácticamente

durante todo el tiempo de evolución de la convección.

#### 4. CONCLUSIONES

La metodología empleada para explicar la dependencia entre el factor cortante y la evolución de la convección en términos de las conversiones de energía asociadas, resulta eficiente. Se encuentra un efecto inhibitorio del factor cortante vertical del viento en la convección húmeda en rollos transversales cuando el perfil del viento es lineal que responde básicamente a dos causas: una disminución de la conversión de la energía potencial en cinética perturbada y a una conversión positiva de energía cinética perturbada en cinética media. Este efecto inhibitorio aumenta al aumentar la cortante. Relacionando los resultados del análisis energético con la evolución de los campos espaciales se encuentra que existe una relación entre el signo de la transferencia  $C(E_p, E_w)$  y la inclinación del eje de la corriente ascensional relativa a la inclinación del perfil del flujo de mayor escala a la convectiva. En los experimentos realizados el eje de la corriente ascensional se inclina en el mismo sentido que en el perfil del flujo básico, coincidiendo con que este último sustrae energía de la convección. La perturbación convectiva conserva a lo largo de su desarrollo el signo de la vorticidad alrededor de un eje horizontal que coincide con el de la vorticidad del flujo de mayor escala a la convectiva.

Dado que el transporte convectivo de cantidad de movimiento  $\overline{u'w}$  en las condiciones fijadas y en dos dimensiones resulta contragradiante no es posible parametrizarlo en un modelo de mayor escala a la simulada como un proceso difusivo, tal como tiende a representarse la convección no profunda.

#### 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.
- Lipps, F.B., 1977: a study of turbulence parametrization in a cloud model, J. Atm. Sci., 34, 1751-1772.
- Ogura, Y., Phillips, N.A., 1962: Scale analysis of deep and shallow convection in the atmosphere. J. of Atm. Sci., 19, 173-179.
- Steiner, J.T., 1973: A three-dimensional model of cumulus cloud development, J. of Atm. Sci., 30, 414-435.

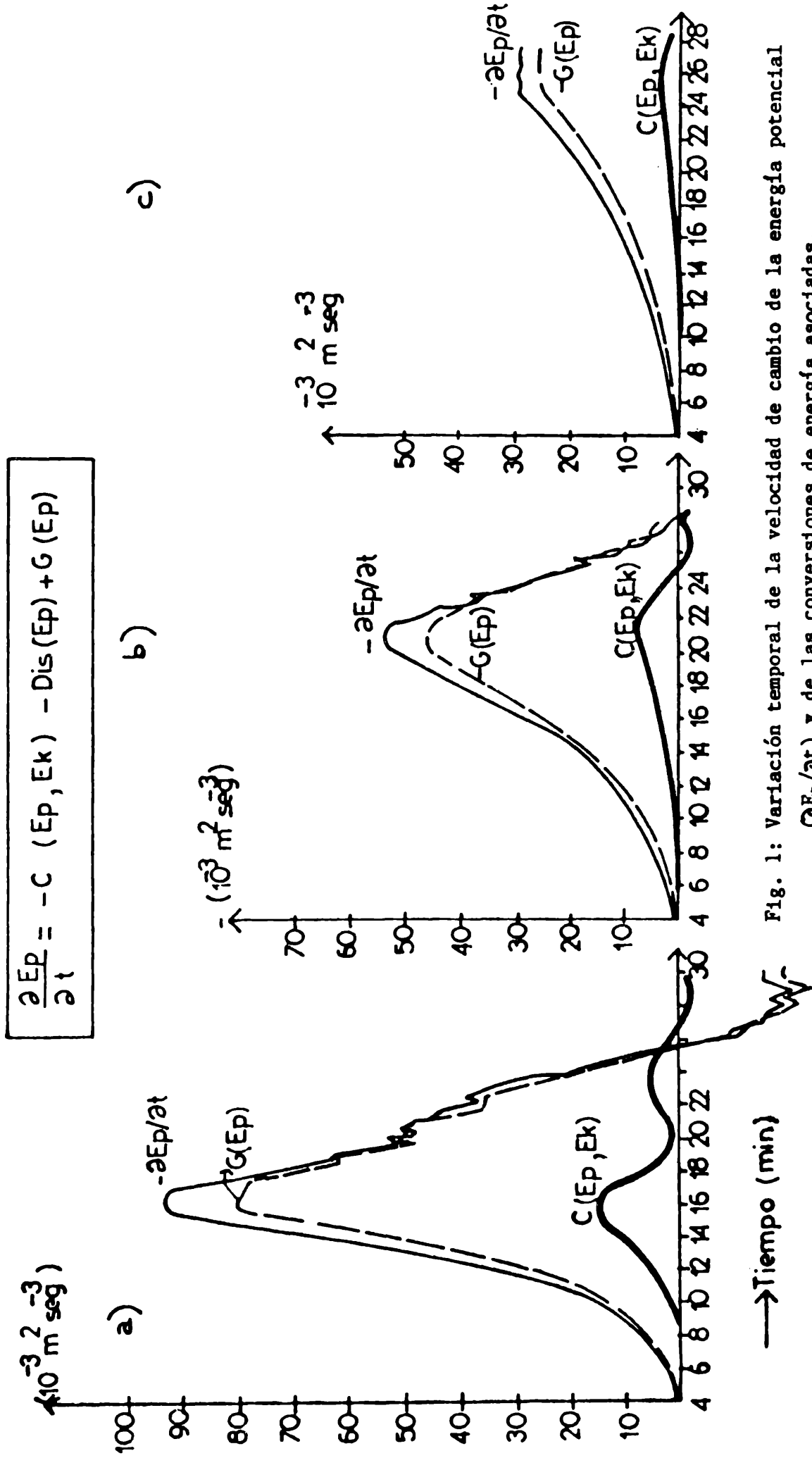


Fig. 1: Variación temporal de la velocidad de cambio de la energía potencial  $(\partial E_p / \partial t)$  y de las conversiones de energía asociadas.

1a) experimento R    1b) experimento VL2    1c) experimento VL3



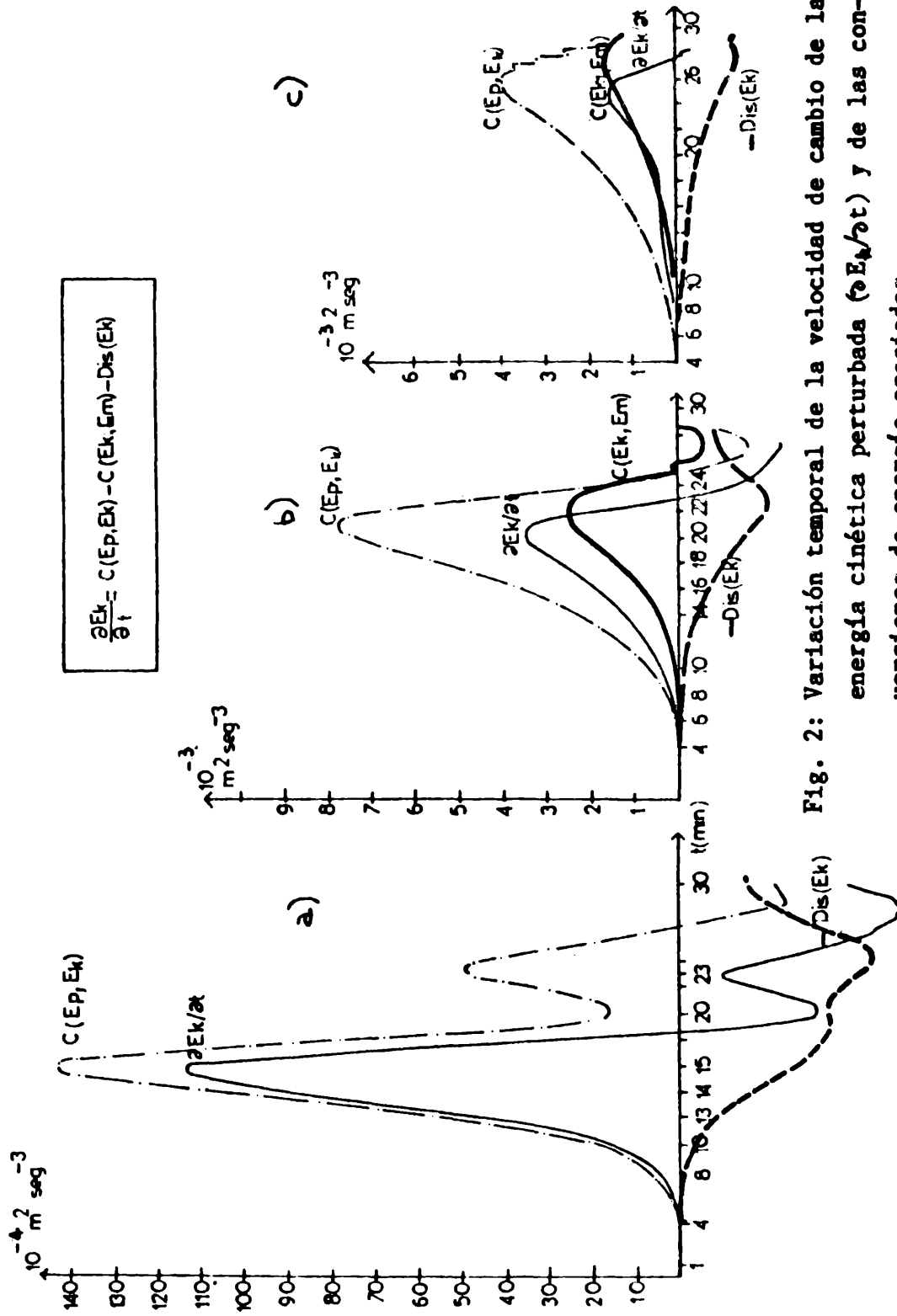


Fig. 2: Variación temporal de la velocidad de cambio de la energía cinética perturbada ( $\partial E_k / \partial t$ ) y de las versiones de energía asociadas.

1a) experimento R 1b) experimento VL2 1c) experimento VL3

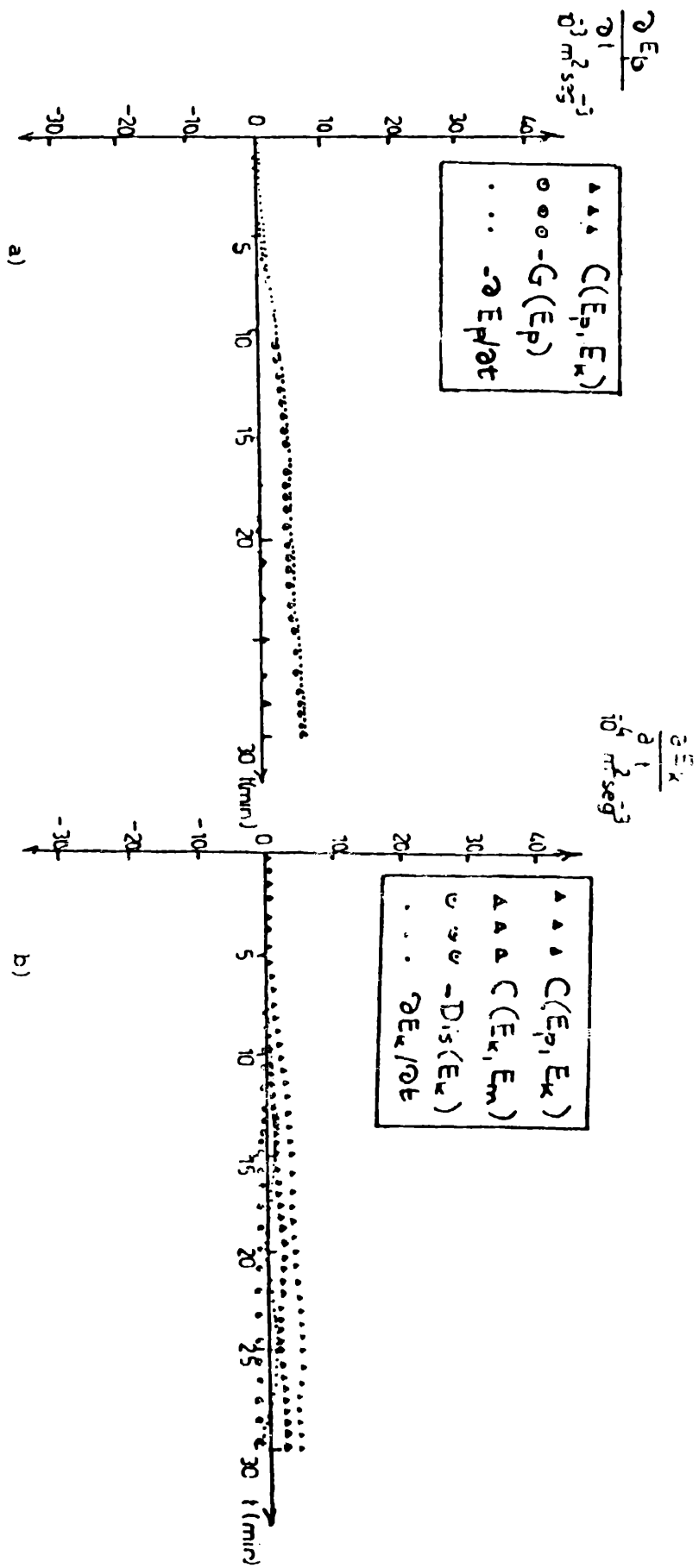


Fig. 3: a) Variación temporal de la velocidad de cambio de la energía potencial ( $dE_p/dt$ ) y de las conversiones de energía asociadas (experimento VL4)  
 b) Variación temporal de la velocidad de cambio de la energía cinética perturbada ( $dE_k/dt$ ) y de las conversiones de energía asociadas. (experimento VL4).

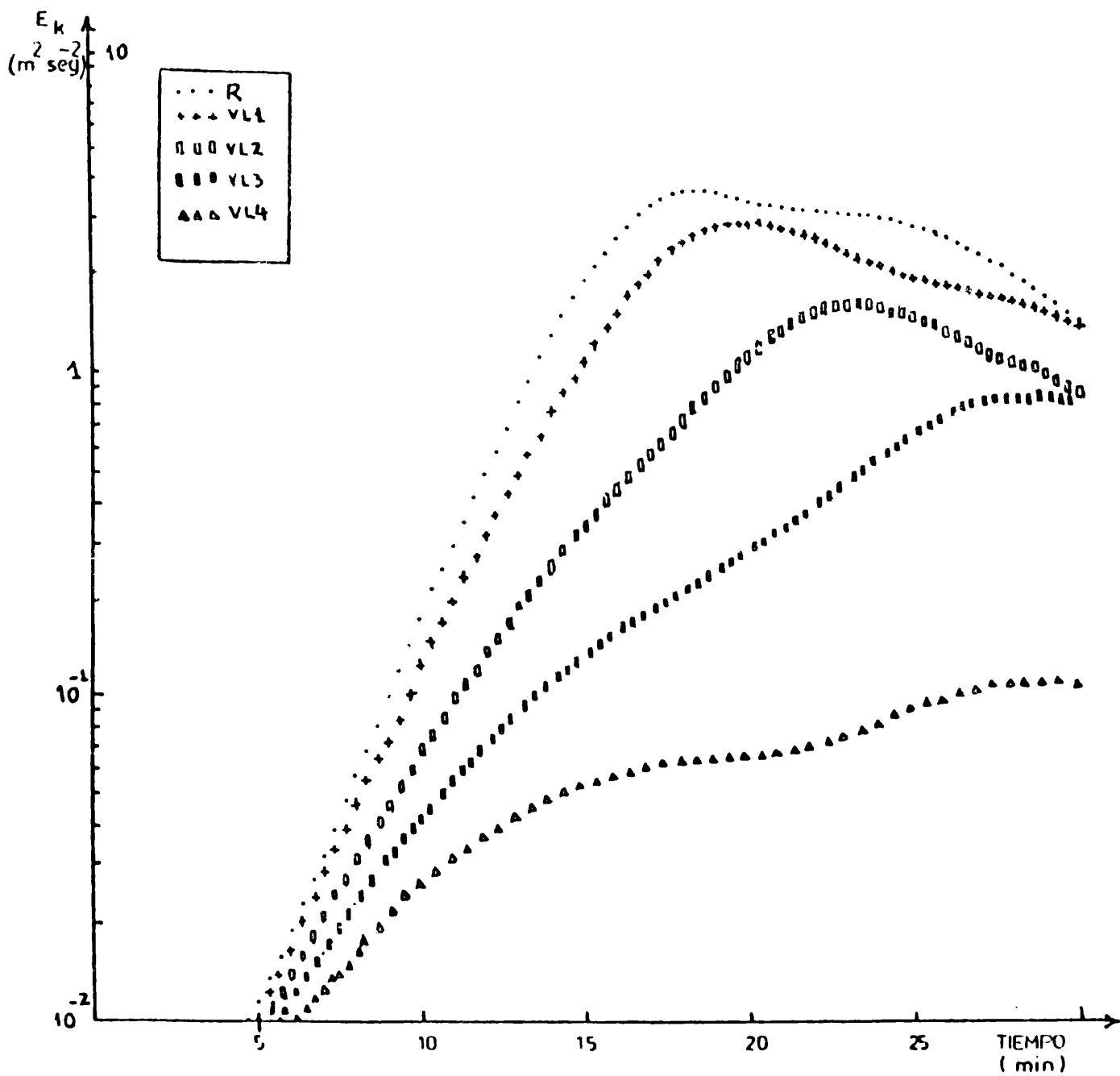


Fig. 4: Evolución temporal de la energía cinética perturbada específica ( $E_k$ ) en los experimentos R, VL1, VL2, VL3 y VL4.

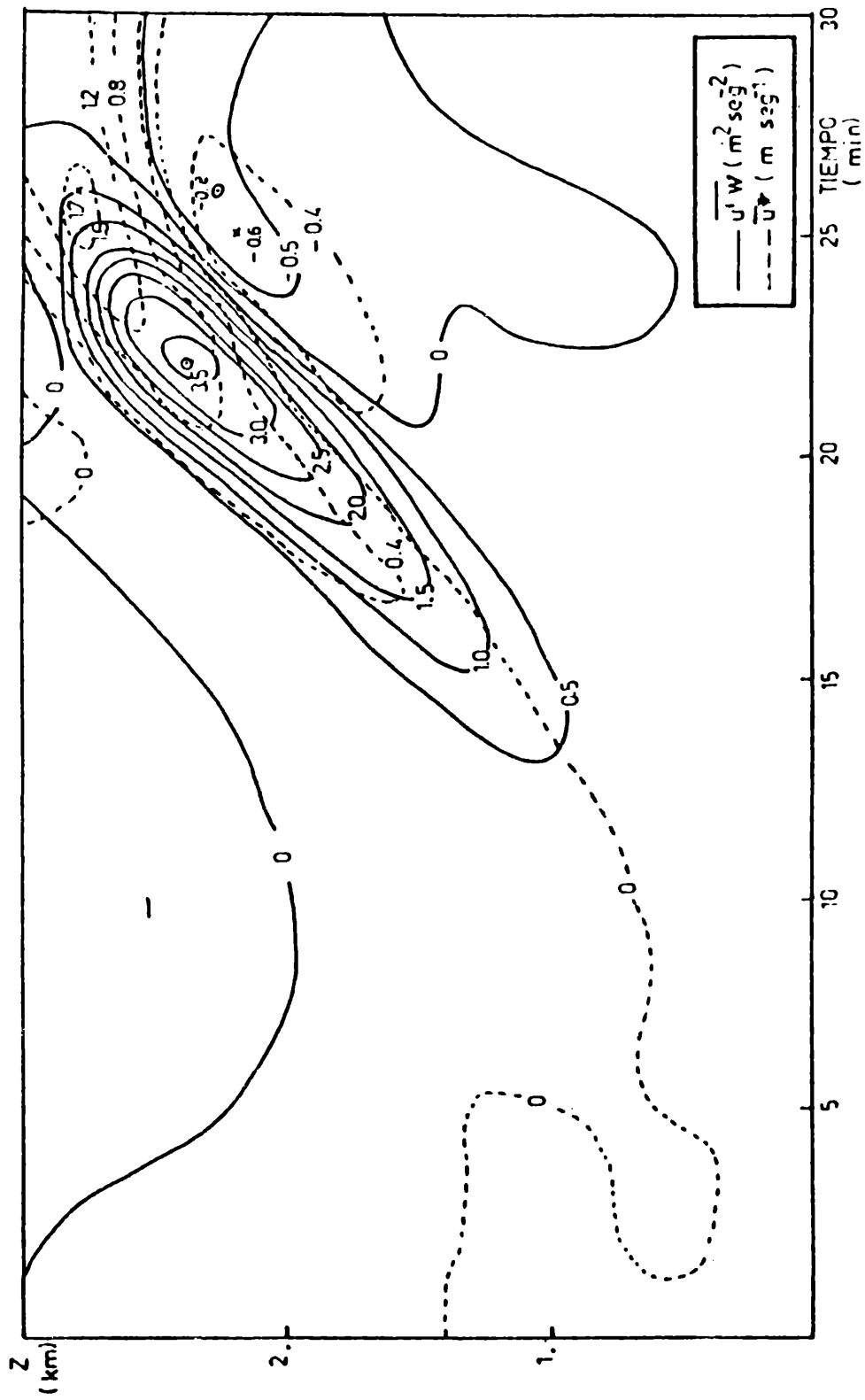


Fig. 5: Corte vertical temporal de la correlación  $\overline{u'w}$  y del valor medio en la horizontal de la perturbación de la componente horizontal del movimiento  $\overline{u^*}$  (Exp. VL2).