

Modelado Numérico de la Capa Límite Atmosférica Marina

MARÍA CINTIA PICCOLO

Instituto Argentino de Oceanografía
Avenida Alem, 53. Bahía Blanca. (8000) Argentina

RESUMEN

Se realiza una descripción de algunos de los resultados más importantes obtenidos en el modelado numérico de la capa límite atmosférica marina en la última década y luego se presenta un modelo de capa límite aplicable tanto a condiciones inestables como estables. En los últimos años se ha trabajado intensamente en el mejoramiento de los resultados de los modelos de predicción. Para ello se han introducido algunas parametrizaciones nuevas que ayudan a cuantificar variables que resultan todavía difíciles de medir. Sin embargo, las metodologías no han cambiado significativamente.

El modelo numérico presentado en este trabajo es simple, del tipo de transporte turbulento. El modelo permite simular la capa límite atmosférica marina estable y convectiva. Las mayores diferencias para la aplicación del modelo en distintas condiciones de estabilidad se encuentran en el sistema de grilla seleccionado y las técnicas de cálculo de flujo turbulento utilizado, ya sea en la superficie como en la inversión que caracteriza la capa límite. El modelo tiene importantes posibilidades de aplicación para pronósticos marinos.

ABSTRACT

The numerical models results of the marine atmospheric boundary layer obtained during the last decade are described and a transport numerical model that can be applied either to the convective or stable boundary layer is presented. In the last few years there has been an intensive work improving the results of numerical models of the marine atmospheric boundary layer. Thus new parametrizations has been introduced which are able to quantify

variables still difficult to measure. However, the numerical and heat flux techniques have not changed significantly.

A very simple numerical transport model is presented for the stable and convective atmospheric boundary layer. To apply the model in the different stability conditions, the major differences to take into consideration are the numerical grid and the boundary conditions at the surface and at the base of the inversion layer. The model has a potential for application to marine weather forecast.

1. INTRODUCCION

Cuando una masa de aire circula sobre una superficie y pasa a otra con características diferentes, sus propiedades físicas cambian. Los parámetros básicos que describen las condiciones del aire, tales como la temperatura y la humedad, comienzan su transformación en la superficie de contacto. Mediante una serie de procesos se propagan a capas de mayor altura. Entonces, a esa porción de la atmósfera donde se observa el efecto directo de la superficie terrestre se la define como capa límite. Es una capa donde se transfiere energía desde la superficie a la atmósfera y viceversa, mediante flujos turbulentos de calor sensible (H_s), latente (H_e) y de cantidad de movimiento. Reconociendo la importancia del océano sobre el clima, en los últimos veinticinco años se han realizado estudios intensivos, empleando diferentes métodos observacionales, analíticos y numéricos que han ayudado al conocimiento de los procesos de interacción océano-atmósfera (Gates, 1977; Chervin, 1978; Hsu, 1982; Holt y Raman, 1986). Estos trabajos proporcionaron un mayor entendimiento de la Capa Límite Atmosférica Marina (CLAM) bajo diversas condiciones de estabilidad.

En general, el principal esfuerzo ha estado dirigido a explicar el comportamiento de la capa límite en todo su espesor a partir de observaciones de superficie (Hasse, 1970; Bean, 1975; Katsaros *et al.*, 1982; Hassa y Weber, 1985). Se encuentran pocos datos experimentales a alturas mayores que 10 m. Los radiosondeos desde buques o plataformas flotantes son muy escasos y las mediciones en zonas costeras se realizan, normalmente, desde aviones. Entonces, se recurre al modelado numérico para explicar las propiedades físicas y dinámicas de la CLAM.

Los modelos numéricos de predicción plantean problemas en áreas de fuerte contraste térmico. Son ejemplos característicos las regiones costeras al este de los continentes durante la estación invernal. Para que un modelo numérico de la capa límite sea de valor práctico debe presentar ciertos requerimientos y éstos deben variar para problemas diversos. El resultado deseado puede ser la estimación del vector del esfuerzo tangencial del viento en la superficie (τ), el flujo de calor latente y sensible o el campo de flujo. En cada caso se necesita un método que enlace el efecto pronosticado al flujo general en escala sinóptica. Entonces el modelo debe contener parámetros

que puedan ser fácilmente medidos y confiables en regiones de mesoescala (Brown, 1974). El objetivo del presente trabajo es describir algunos de los resultados más importantes obtenidos en el modelado numérico de la CLAM en la última década y luego presentar un modelo de capa límite aplicable tanto a condiciones inestables (Piccolo, 1981, 1983) como estables sobre el mar (Piccolo y Pierini, 1986).

2. **MODELOS NUMERICOS DE LA CAPA LIMITE ATMOSFERICA MARINA**

2.1. **Capa límite convectiva**

La capa límite cambia sus propiedades constantemente en respuesta a ciclos de calentamiento diurno y cambios en las condiciones del tiempo sinóptico atmosférico. Su estructura y espesor varían considerablemente en espacio y tiempo. La Fig. 1 muestra un esquema ideal de los perfiles de temperatura y humedad en la capa límite convectiva o inestable. En ella se distingue la capa de superficie donde los procesos turbulentos, convectivos y de fricción son los más importantes; una capa de mezcla, y una inversión. Esta última actúa como un freno a los movimientos turbulentos. La circulación de aire continental frío sobre superficies oceánicas cálidas producen flujos significativos de calor sensible y latente, turbulencia y el desarrollo de una capa límite convectiva. Ese calor liberado es función de la diferencia entre las temperaturas del aire y del mar, la presión del vapor de agua y la velocidad del viento. Advección de aire frío y una subsidencia en las capas superiores mantienen una inversión profunda en altura (Mahrt y Paumier, 1982).

Las superficies del mar cálidas proveen más calor sensible y vapor del agua al aire, tendiendo a acelerar la velocidad de crecimiento, calentamiento y humidificación de la capa límite. Por lo tanto, la mayoría de los modelos están referidos a circulación de aire relativamente más frío que el océano. En la última década se han desarrollado varios modelos de la CLAM convectiva (Bongeault, 1981; Fitzjarrald, 1982; Mahrt y Paumier, 1982; Hanson, 1984; Deardorff y Willis, 1985; Mahrt y Paumier, 1985). Mediante un modelo bidimensional, Piccolo (1982) simuló numéricamente la transformación de una masa de aire en casos donde la superficie del mar presenta diferentes distribuciones espaciales de su temperatura, como así también distintas diferencias de temperatura entre el aire y el mar (ΔT). Este último parámetro representa una discontinuidad inicial de primer orden sobre la línea de la costa. El modelo es del tipo de transporte turbulento. La formulación del coeficiente de viscosidad y la magnitud del ΔT inicial resultaron ser importantes para alcanzar la estabilidad computacional del modelo. Además, Piccolo (1982) demostró que en aquellos casos en que la inestabilidad física es significativa, un método en diferencias finitas de primer orden puede brindar resultados comparables a los de segundo orden, con la ventaja de que el primero utiliza menor tiempo de computación.

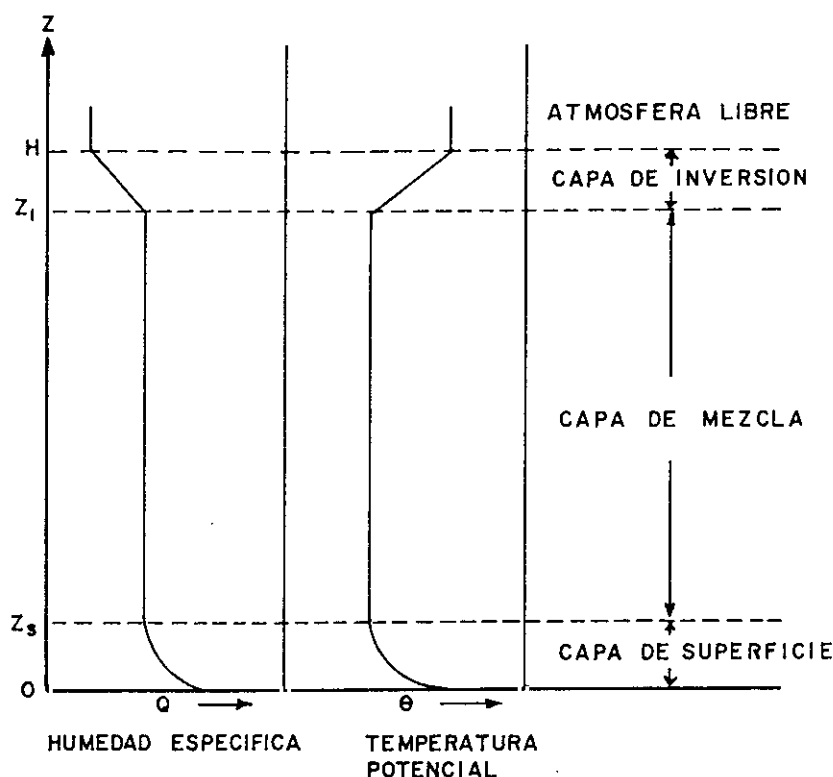


Figura 1.—Esquema de la capa límite atmosférica convectiva.

Lo (1986) presenta un modelo numérico de predicción de la transformación de una masa de aire frío en el archipiélago canadiense de Polynya. El modelo incluye una ecuación de balance de calor, vapor de agua, masa, cantidad de movimiento y energía cinética turbulenta. Además, utiliza una longitud de mezcla del tipo Glushko. El modelo es estable para distancias mayores de 1 km. Oklan (1983) emplea un modelo de capa límite convectiva integrado verticalmente, que se desarrolla cuando una masa de aire circula sobre un mar cuya temperatura es constante y más caliente. De esta manera encuentra soluciones analíticas de la temperatura y humedad relativa de la CLAM en función de la distancia recorrida por aquella. Demuestra además que la pérdida de calor por radiación es muy importante cuando se hallan presentes nubes *stratus* o *stratocúmulus* y que, aun cuando no exista flujo de calor sensible se mantiene la capa límite convectiva sobre el océano. Esto último fue también establecido por Lilly (1968). La energía turbulenta se produce por enfriamiento de la capa superior de la nube, mientras la evaporación del océano compensa la entrada de aire seco desde el tope de la nube. Sin embargo, cuando el flujo de calor sensible proveniente del mar es grande, la

CLAM se desarrolla rápidamente y se formarán nubes no muy densas del tipo *cúmulus*.

Dentro del mismo tema se destaca el trabajo de Rogers *et al.* (1985) quienes emplearon un modelo numérico para interpretar la CLAM observada en el experimento JASIN. El modelo considera el rol de la inestabilidad que origina la mezcla (*entrainment*) en la base de la nube para cambiar de nubes de tipo *stratus* a *cúmulus*. El pasaje de aire frío y seco sobre un océano, donde su temperatura se incrementa continuamente, origina el desarrollo de un capa de nubes convectivamente muy inestable.

Stage y Businger (1981a,b) desarrollaron un modelo de la capa límite con cobertura nubosa, usando una aplicación conceptualmente diferente del modelo de balance de la energía cinética turbulenta. El modelo pronostica los campos de temperatura potencial equivalente, el radio de mezcla y el espesor de la capa de mezcla siguiendo una columna de aire mientras viaja sobre un mar cálido. Estos cambios en las propiedades de la capa de mezcla son el resultado de los flujos turbulentos superficiales de calor, vapor de agua, calentamiento radiativo de la base de la nube y enfriamiento en el tope de la misma, condensación y evaporación, mezcla con el aire seco y caliente de la base de la inversión. La diferencia más importante entre este modelo y los trabajos previos sobre el tema, es el método para determinar la mezcla en el tope y la base de la nube. La ecuación de energía cinética turbulenta es dividida en términos de producción y consumo. Ello brinda una versión más realista de los procesos físicos que ocurren durante episodios rápidos de pasaje de aire frío sobre aguas cálidas.

Stage (1983), utilizando el modelo de Stage y Businger (1981) y definiendo un caso típico de aire frío continental que se mueve sobre el Lago Ontario, demostró las diferentes formas de evolución que sufre la capa límite a cambios en la velocidad del viento, temperatura del agua, etc. Además encontró, que si cerca de una costa se localiza una banda de agua fría su efecto es equivalente a demorar el crecimiento, calentamiento y humedecimiento de la capa límite en una distancia igual a una fracción del ancho de dicha banda. Las diferencias en la capa de superficie con o sin la presencia de una banda de 10 km de agua fría, resultan pequeñas luego de varias decenas de kilómetros de recorrido sobre agua cálida.

Davidson *et al.* (1984) estudiaron la capacidad de un modelo integrado de la CLAM para predecir cambios en la inversión y capa de mezcla en la cuenca de Los Angeles, California. La evolución de la temperatura, humedad, gradiente en la base de la inversión y el espesor de la misma en períodos de 12 a 24 horas resultan importantes para determinar cambios en las propiedades de la CLAM. La evaluación de la predicción para cobertura nubosa la concentraron en la física del modelo, mientras que con cielo despejado en la inicialización del mismo. Los autores encontraron que los flujos radiativos y la mezcla a partir de la inversión son un orden de magnitud menor en este último caso. Davidson *et al.* (1984) concluyeron que los modelos de predicción existentes pueden, con precaución, ser aplicados en zonas costeras oceánicas, teniendo una o varias estaciones de medición.

2.2. Capa límite estable

La capa límite estable tiende a ser de poco espesor y los flujos de superficie, cantidad de movimiento, calor y humedad, son un orden de magnitud menor que en la capa límite neutra o convectiva. No se ha logrado todavía un conocimiento adecuado de la estructura y procesos de difusión en ella. Por lo tanto, las fórmulas básicas no están aún listas para un uso general. Wetzel (1982) definió un esquema idealizado de la capa límite estable (Fig. 2). En ésta se observa una capa de superficie, una turbulenta, en la cual la temperatura potencial varía linealmente con la altura, y una capa de acumulación, en la que se concentra el aire frío (no turbulento). Esta capa presenta un fuerte gradiente en la temperatura potencial.

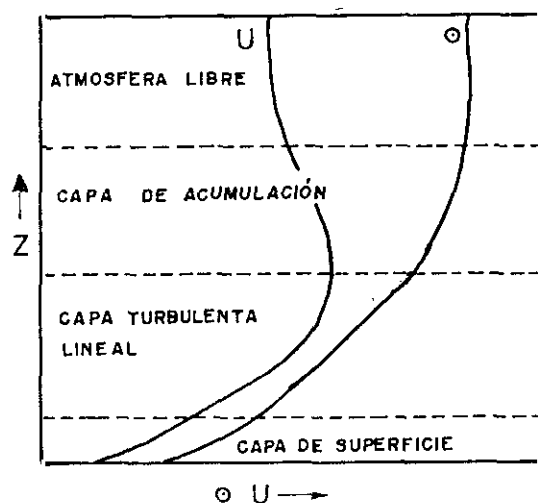


Figura 2. Esquema de la capa límite atmosférica estable (Wetzel, 1982).

Numerosos trabajos se han concentrado en el estudio de la capa límite estable (Mahrt, 1981; Nieuwstad, 1984), pero pocos sobre la CLAM en condiciones estables (Mulhearn, 1981; Brown y Liu, 1982). Telford y Chai (1984) mediante un modelo numérico y consideraciones teóricas han demostrado que la capa de aire sobre el mar usualmente asciende, aun cuando la superficie del mar sea más de 10 K más fría que la temperatura inicial del aire. Así se forma una inversión en el tope de las nubes *stratus* y esta inversión subsiste aún cuando la subsidencia evapore la nube. Wai (1988) desarrolló un modelo bidimensional de la CLAM y simuló teóricamente la evolución de sus propiedades con una variación zonal de la temperatura de la superficie del mar. Encontró que las anomalías frías de la temperatura originan una perturbación asimétrica de la presión, la cual induce un sistema de

divergencia horizontal y convección en la capa límite, modificando de esa manera los campos térmicos y de humedad.

En la última década se ha trabajado intensamente en el mejoramiento de los resultados de los modelos de predicción. Para ello se han presentado algunas parametrizaciones que ayudan a cuantificar variables que resultan todavía difíciles de medir. Sin embargo, las metodologías no han cambiado significativamente.

3. **MODELO NUMERICO DE LA CLAM**

Para estudiar la CLAM estable se utilizó la información recogida durante una campaña oceanográfica a bordo del buque de investigación ARA Puerto Deseado en el mes de abril de 1984 (Piccolo y Pierini, 1986). El objetivo fue investigar las características de la temperatura, humedad y viento en la capa límite bajo la influencia de la típica onda de los oestes sobre la plataforma continental argentina en 42°S (Fig. 3). Los datos consistieron en pares de radiosondeos (presión atmosférica, temperatura, humedad y viento) lanzados en la dirección del viento. Entre los lanzamientos consecutivos de los radiosondeos el intervalo de tiempo fue menor que un día. Se lanzaron un total de cinco pares de radiosondeos en cinco días diferentes.

Además se midió en forma continua, con intervalos de muestreo de cinco minutos, la temperatura del aire, del agua, velocidad y dirección del viento, humedad relativa y presión atmosférica. Simultáneamente se recibieron imágenes satelitales que fueron empleadas para la determinación de los movimientos de los sistemas de tiempo que caracterizaron a las mediciones.

En el análisis numérico de la CLAM convectiva se consideraron cuatro casos durante la estación invernal en la costa oriental de los Estados Unidos de América (Fig. 4). Estas situaciones eran típicas de vientos fuertes que soplaban desde la costa hacia el mar. Se emplearon radiosondeos lanzados en la estación costera Wallops. Lamentablemente no fue posible obtenerlos en estaciones oceánicas y por consiguiente, se compararon los resultados del modelo a nivel de superficie con mediciones efectuadas en la baliza Chesapeake. Además se contó con mediciones en una boya automática (Fig. 4). Este caso permitió comprobar el resultado del modelo cuando el aire recorre distancias largas (231 km) bajo el efecto de un fuerte aumento en la temperatura del mar debido a la corriente marina del Golfo.

3.1. **Descripción del modelo**

El modelo es bidimensional y estacionario, y supone que el movimiento vertical medio es muy pequeño. El eje x es en la dirección del viento medio y el eje z verticalmente hacia arriba desde la superficie del mar. Debido a los vientos fuertes que caracterizaron a todos los casos estudiados, se considera que los efectos turbulentos dominan a los radiativos. Entonces la transforma-

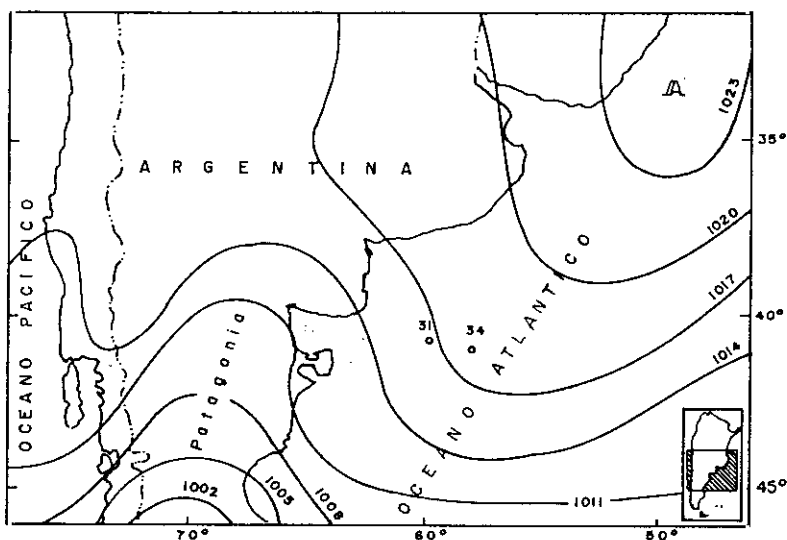


Figura 3. Condiciones de tiempo atmosférico correspondientes al periodo 7-10 de abril de 1984. Se observa la posición de las estaciones 31 y 34 utilizadas para simular la capa límite estable.

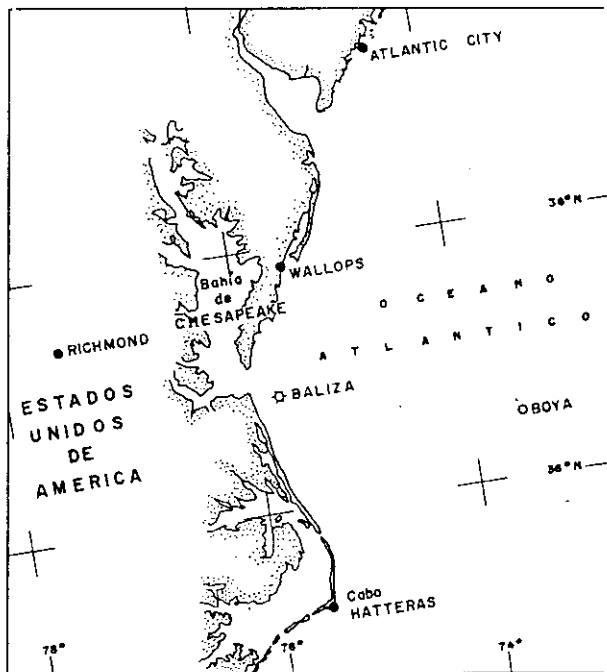


Figura 4. Mapa de la zona de estudio. Se indica las estaciones empleadas para simular la capa límite convectiva.

ción de la masa de aire se estudia como un problema de intercambio turbulento de calor y humedad. El siguiente sistema de ecuaciones gobierna los procesos tanto en la capa límite como convectiva

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} C_p \frac{\partial H_s}{\partial z} \quad [1]$$

$$u \frac{\partial q}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} C_p \frac{\partial H_e}{\partial z} \quad [2]$$

$$f(u - U_g) = -\frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad [3]$$

$$f(v - U_g) = -\frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad [4]$$

$$\theta = T (1000/P)^\kappa, \kappa = 0.286$$

donde ρ es la densidad media del aire, C_p el calor específico del aire a presión constante, θ la temperatura potencial del aire, u y v las componentes del viento en las direcciones x e y respectivamente, q la humedad específica, U_g y V_g las componentes x e y del viento geostrófico, P la presión atmosférica, T la temperatura del aire y K_m el coeficiente de viscosidad. Las ecuaciones [1] y [2] son de predicción y la [3] y [4] de diagnóstico.

Cada región de la capa límite planetaria tiene expresiones propias del coeficiente de viscosidad. Para los casos de la CLAM estable se utilizó la formulación dada por Estoque y Bhumralkar (1970) en su capa turbulenta, la cual presupone que K_m depende de la cizalla de la velocidad del viento, la estabilidad estática y la altura. El modelo calcula la distribución vertical de K_m con la altura, paso a paso, de acuerdo a la evolución de los campos de temperatura y viento. En la capa de superficie se empleó la fórmula presentada por Estoque (1963).

3.2. Fórmulas para Flujos Turbulentos

Las fórmulas de calor sensible y latente utilizadas en el modelo son

$$H_s = -\rho K_h C_p \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad [5]$$

$$H_e = -\rho K_e \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad [6]$$

Donde K_h y K_e son los coeficientes turbulentos de conductividad y difusividad, respectivamente. Para incluir la contribución del vapor de agua

al flujo de calor sobre el mar se reemplaza la temperatura potencial por la temperatura potencial virtual definida como

$$\theta_v = (1,0 + 0,61 \, q) \quad [7]$$

Dado K_m , se calculó K_h de la relación K_h/K_m presentada por Deardorff (1986). K_e fue tomado igual a K_h .

En la última década se han realizado numerosos trabajos para medir los intercambios de cantidad de movimiento, calor sensible y latente entre la atmósfera y el mar. Por lo tanto, existen diferentes fórmulas aerodinámicas de masa que relacionan estos flujos de calor sensible (H_{s*}) y latente con observaciones estándar, tales como la velocidad media del viento y las diferencias de temperatura entre el aire y el mar. Para la capa de superficie se utilizó la formulación de Friehe y Schmitt (1976), en los casos estables, y la de Smith (1980) para los inestables. Entonces el coeficiente de conductividad se obtiene de

$$K_h = \frac{H_{s*}}{\rho \, C_p \, \frac{\partial \theta}{\partial z}} \quad [8]$$

3.3. Condiciones de Contorno y Grilla Numérica

El sistema completo de ecuaciones fue resuelto numéricamente de acuerdo a las siguientes condiciones de contorno. Un método sugerido por Carson (1973) se aplicó para calcular la temperatura y humedad en la capa límite estable.

a) Con $z = H$ y $0 < x < d$;

Capa límite estable

$$\theta(x, H) = \theta(x, H-2) + \gamma(z) z,$$

$$q(x, H) = q(x, H-2) + \gamma(z) z,$$

$$u(x, H) = U_g,$$

$$v(x, H) = V_g,$$

Capa límite convectiva

$$\theta(x, H) = \theta(x, H)$$

$$q(x, H) = q(x, H)$$

$$u(x, H) = U_g,$$

$$v(x, H) = V_g,$$

b) Con $z = 0$ y $0 < x < d$;

$$\theta(x, 0) = \theta_{\text{mar}}(x),$$

$$q(x, 0) = q_{\text{mar}}(x),$$

$$u(x, 0) = 0,$$

$$v(x, 0) = 0,$$

c) En $x=0$ y $0 < z < H$

$$\theta(0, z) = \theta(x)$$

$$q(0, z) = q(x)$$

$$u(0, z) = 0$$

$$v(0, z) = 0$$

donde d representa la distancia recorrida por el aire sobre el agua, H es la altura de la CLAM, $H-2$ significa dos niveles por debajo del tope del modelo y $\gamma(z)$ es el parámetro correspondiente del gradiente calculado en los dos últimos niveles superiores del modelo.

Para los casos de la CLAM estable se empleó una grilla no uniforme verticalmente espaciada (Fig. 5). Los primeros seis niveles se mantuvieron constantes para todos los casos en estudio, mientras que la altura remanente entre el nivel seis y la base de la inversión se dividieron en niveles de igual espesor. La capa de la inversión fue siempre dividida en dos niveles, sin importar su espesor. Todas las variables iniciales fueron interpoladas linealmente en cada nivel. La solución numérica se obtuvo mediante el método de diferencias finitas de Dufort-Franquel. Para el paso inicial se utilizó un método de avance Dufort-Frankel. Las derivadas de segundo orden en las ecuaciones diferenciales se convirtieron a la grilla no uniforme. El procedimiento y las derivadas en diferencias finitas se describen extensamente en Piccolo (1981) y Piccolo y Pierini (1986).

Para la CLAM convectiva (Piccolo, 1983) se utilizó una grilla de discretización vertical uniforme. La ecuación en diferencias finitas para este tipo de grilla es estándar. El Δz de integración fue 15 m incluyendo la inversión, la

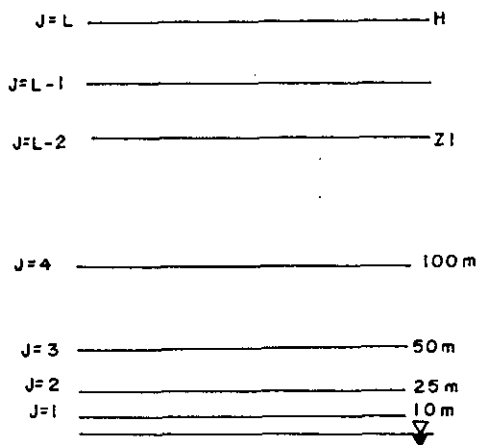


Figura 5.—Esquema de la grilla no uniforme considerada en el modelo.

que en algunos casos quedó dividida en numerosas capas. El uso de una grilla no uniforme, en casos físicamente tan inestables, originó inestabilidades computacionales (Piccolo, 1982, 1983), debido fundamentalmente al fuerte gradiente térmico en las condiciones iniciales del modelo.

Para las variables meteorológicas se empleó el siguiente método de suavizado (Shapiro, 1970)

$$\bar{\psi} = (1-s) \psi_i + \frac{s}{2} (\psi_{i+1} + \psi_{i-1})$$

donde ψ_i es la variable y $\bar{\psi}_i$ es la variable suavizada correspondiente, siendo $s=0.3$.

Condiciones Iniciales

El viento geostrófico en la superficie está dado por

$$U_{g_0} = \frac{1}{f\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \quad [9]$$

$$V_{g_0} = -\frac{1}{f\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \quad [10]$$

y se calculó analizando los campos de presión de los mapas sinópticos del tiempo atmosférico. La presión en una estación se presentó mediante

$$P(x, y) = P_0 + \frac{\partial P}{\partial y} y + \frac{\partial P}{\partial x} x \quad [11]$$

El sistema de dos ecuaciones con dos incógnitas $(\frac{\partial P}{\partial x}, \frac{\partial P}{\partial y})$ se resolvió para cuatro estaciones previamente seleccionadas, usando la ecuación (11). Los resultados se incorporaron a las ecuaciones (9) y (10) para obtener el viento geostrófico. El viento real al tope del modelo se supone igual al viento geostrófico y luego se calcula la variación del viento con la altura.

Se debe destacar que la cizalla vertical del viento geostrófico se relaciona con los gradientes verticales de temperatura mediante

$$\frac{\partial U_g}{\partial z} = -\frac{g}{fT} \frac{\partial T}{\partial y} \quad [12]$$

$$\frac{\partial V_g}{\partial z} = \frac{g}{fT} \frac{\partial T}{\partial x} \quad [13]$$

Con un procedimiento similar al descrito precedentemente, se calcularon los gradientes de temperatura y la cizalla del viento geostrófico. Luego se

promediaron los valores de la cizalla del viento debido a los campos de presión y a los de temperatura para evitar discrepancias entre ambos métodos. La variación del viento geostrófico con la altura se calculó para cada nivel de la grilla numérica. Debido a que la distancia entre estaciones es relativamente corta, se consideró un viento geostrófico constante a lo largo de las trayectorias de las masas de aire.

El viento se integró con la altura mediante el método de Runge-Kutta (Ralston, 1962). Tanto en los casos inestables como en los estables, el viento fue casi constante con la altura. La componente v del mismo fue pequeña y entonces no se consideró en el modelo. La temperatura de la superficie del mar fue interpolada en cada punto de grilla, utilizando un perfil parabólico.

4. RESULTADOS Y DISCUSION

4.1. Capa límite atmosférica marina convectiva

Los casos estudiados presentaron características similares, por lo tanto sólo uno de ellos será discutido en detalle. En Fig. 6 se muestra el radiosondeo correspondiente al día 16 de noviembre de 1972. La diferencia de temperatura entre el aire y el mar en la costa fue 8 K y la variación espacial de la temperatura del mar a lo largo de la trayectoria de la masa de aire fue

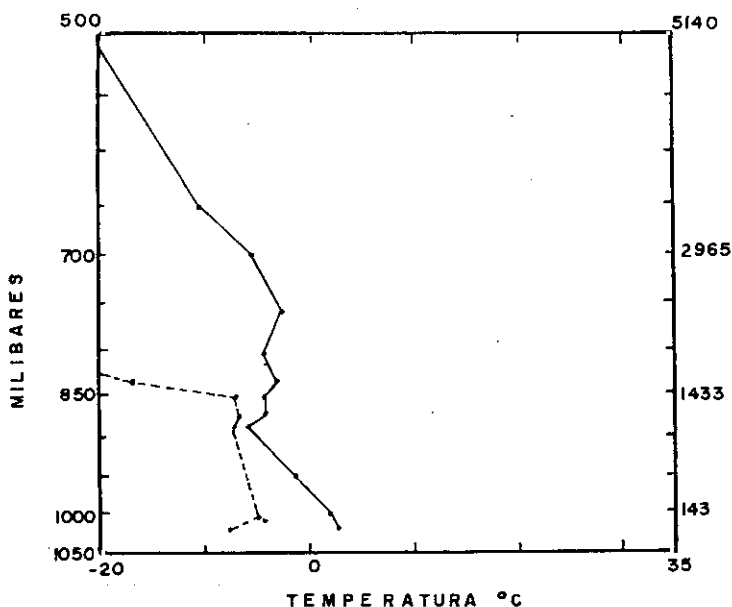


Figura 6. Perfiles verticales iniciales observados de temperatura y temperatura de mar, correspondientes al 16 de noviembre de 1972 en la estación Wallops.

+1 K. El sondeo inicial nos muestra que la masa de aire es fría, con una temperatura del aire en superficie de 275 K. La capa de superficie es relativamente seca. La altura de la CLAM fue 1106 m y la inversión tenía un espesor de 496 m. La distancia recorrida fue 25 km.

Los resultados del modelo para la temperatura potencial y la humedad específica se muestran en las figuras 7 y 8 respectivamente. Los parámetros observados en superficie concuerdan con los resultados del modelo. Los cambios mayores de la CLAM se produjeron en los primeros 10 m de altura, en la capa de superficie. Aunque el aumento de la temperatura y humedad se observa hasta el tope de la inversión. El espesor de la capa de superficie aumentó considerablemente. Al no disponer de radiosondeos oceánicos no se pudo comparar los resultados del modelo en altura. Cabe destacar que se observó que en los modelos de transporte se debe tener especial cuidado con la grilla numérica que se selecciona y con el suavizado a emplear, ya que ello puede ocasionar un flujo ficticio de calor en el modelo (Piccolo, 1981, 1982, 1983).

La ecuación de predicción de la temperatura es

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) = \frac{\partial K}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial z} + K \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2}$$

(a)
(b)
(c)

donde K y θ son funciones de z y x . K se determina mediante una ecuación de diagnóstico que transforma a la ecuación [14] en una ecuación no lineal. La advección está representada por el término (a), mientras que los términos (b) y (c) corresponden al flujo turbulento de calor. Si se considera la capa límite convectiva los términos de flujo de calor resultaron más importantes que la advección en la capa de superficie, y dentro de éstos el término (b) fue un orden de magnitud mayor que el (c).

4.2. Capa límite atmosférica marina estable

En general, los casos estudiados respondieron al modelo numérico en forma similar, por lo tanto, se presentan los resultados correspondientes al día 7 de abril de 1984 (Fig. 9). El sondeo inicial fue lanzado en la estación 31, a las 11:30 Z (08:30 hora local). El buque oceanográfico siguió aproximadamente la dirección del viento y alcanzó la estación 34 (122,2 km) a las 17:30 Z, donde se efectuó el radiosondeo final. La masa de aire estaba más caliente que el mar en 1.3 K. En el sondeo inicial la altura de la capa estable era 368 m y la inversión estaba presente a 1755 m de altura. Un importante gradiente de humedad se hallaba en superficie. A lo largo de la trayectoria, el gradiente de la temperatura de la superficie del mar fue $-0,03$ K/km, dando entonces una diferencia de 3,7 K entre las estaciones 31 y 34.

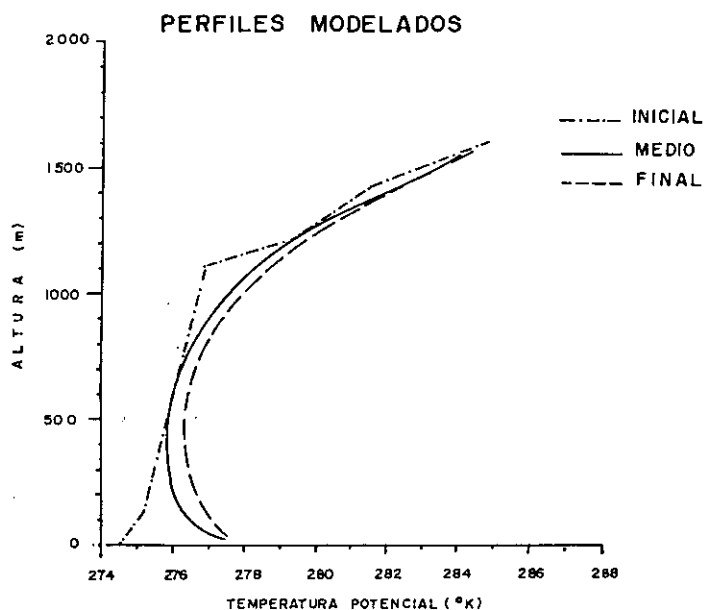


Figura 7.—Simulación numérica de la temperatura potencial correspondiente al 16 de noviembre de 1972.

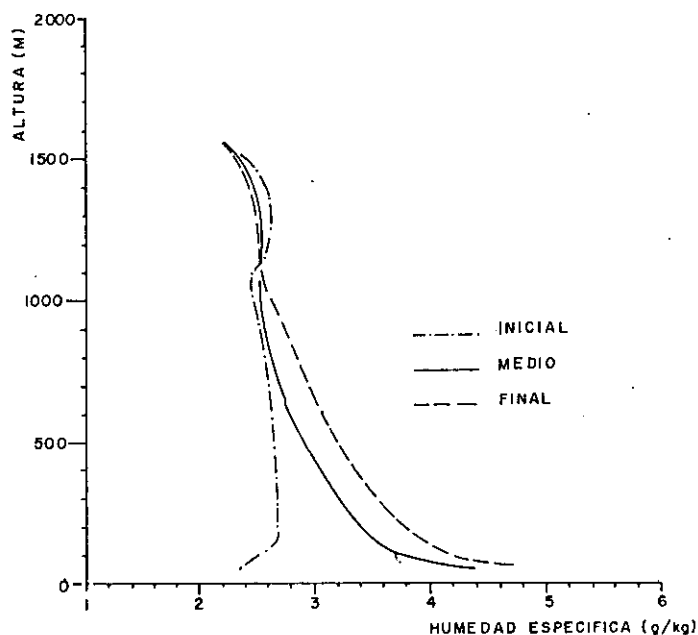


Figura 8.—Simulación numérica de la humedad específica correspondiente al 16 de noviembre de 1972.

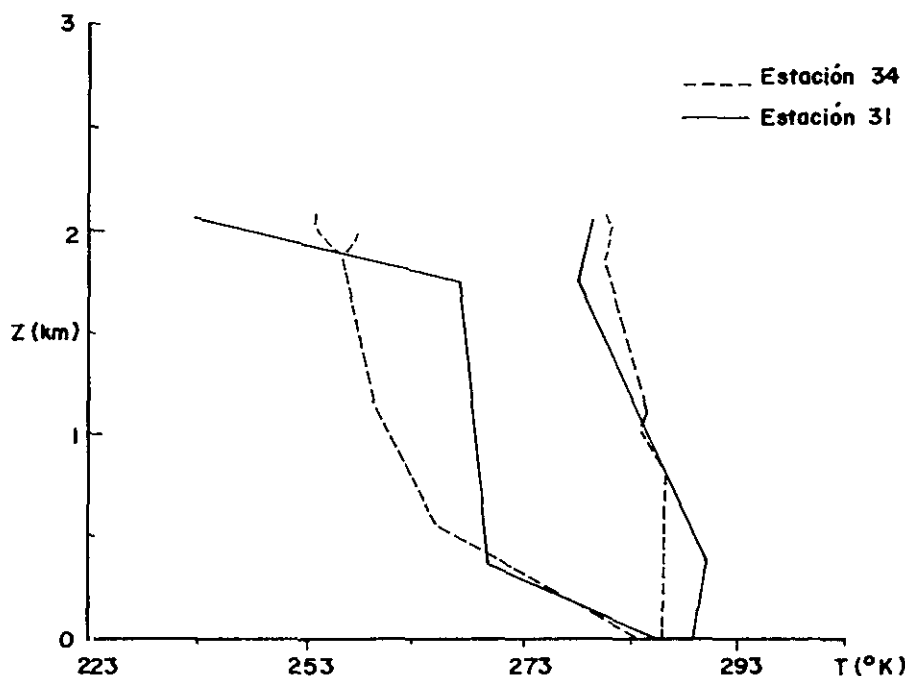


Figura 9. Perfiles verticales iniciales y finales observados de temperatura y temperatura de rocío correspondientes al 7 de diciembre de 1984.

Mientras la masa de aire se movía sobre el océano frío, se observó un crecimiento de la capa estable de superficie (759 m). Como se esperaba el contenido de vapor de agua no cambió significativamente en la capa de superficie pues ambas estaciones se hallaban lejos de la costa. En la capa turbulenta se produjo un decrecimiento de aproximadamente 2 g/kg producido por la presencia de un sistema de alta presión sobre el área, cuya subsidencia produjo difusión de aire caliente y seco en la inversión. Utilizando un Δx igual a 250 m, se simuló la transformación de la masa de aire entre las estaciones 31 y 34. Las figuras 10 y 11 muestran las temperaturas y humedades observadas y simuladas, respectivamente. Los perfiles simulados concuerdan bien con los observados, aunque se encuentran algunas diferencias en las capas inferiores. Si el radiosondeo inicial fuera suavizado las diferentes serían menores.

Si se considera el orden de magnitud de los términos de la ecuación (14), en la capa de superficie y turbulenta los términos de flujos de calor son mayores ($\propto 10^{-3}$) que la advección ($\propto 10^{-4}$). El término (c) es un orden de magnitud mayor que el (b). En la capa de acumulación, los términos (a) y (b) son del mismo orden de magnitud y (c) es muy pequeño (Piccolo y Pierini, 1986).

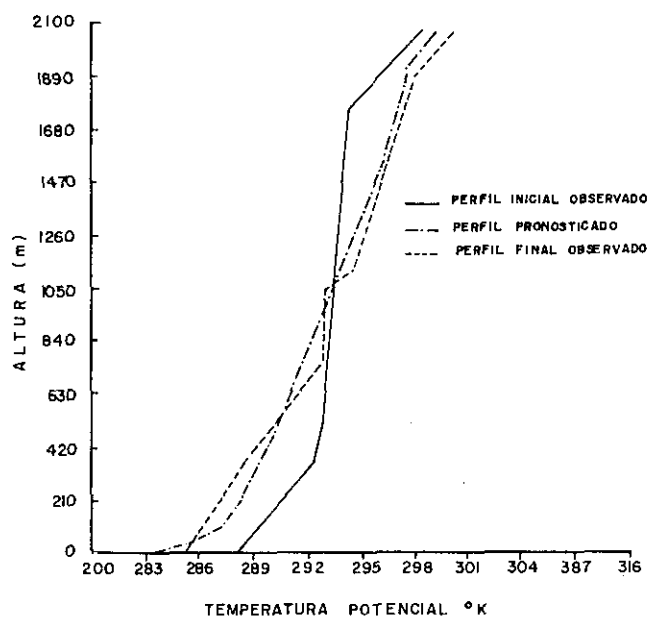


Figura 10.— Perfil observado y simulado de la temperatura potencial correspondiente al día 7 de abril de 1984.

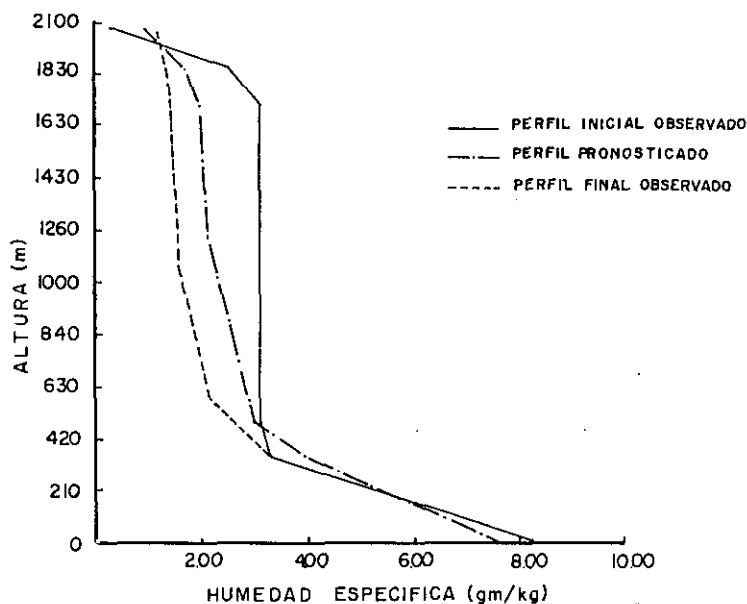


Figura 11. Perfil observado y simulado de la humedad específica correspondiente al día 7 de abril de 1984.

5. CONCLUSION

Una característica sobresaliente de la CLAM, especialmente en zonas costeras de las porciones orientales de los océanos, es la existencia de fuertes gradientes de temperatura y humedad en el tope de una capa relativamente bien mezclada. Las alturas de esta capa varían entre los 100 y 1000 m. Las predicciones de las propiedades de la CLAM, tales como difusión, ocurrencia de niebla, propagación de ondas electromagnéticas requieren el pronóstico de varios parámetros. Estos incluyen valores de temperatura potencial, humedad específica y sus gradientes en la base de la inversión, como así también su espesor.

Los modelos de diagnóstico, los cuales dan una relación directa entre el parámetro que se quiere determinar y variables medias o turbulentas, concuerdan razonablemente bien con las observaciones. Los modelos de predicción, aquellos que describen las variaciones de los parámetros como una función del tiempo, son teóricamente más satisfactorios y necesitan valores iniciales de las variables a estudiar. Los métodos que se utilizan en éstos no han cambiado significativamente en los últimos años. Usualmente, en los modelos de predicción, la distribución de calor en altura se calcula mediante una fórmula del tipo de la teoría-K, donde se asume que los transportes o flujos turbulentos son proporcionales a los gradientes verticales de las variables en cuestión. De acuerdo a Lumley (1969), los modelos de transporte no trabajan adecuadamente en situaciones que presentan varias escalas de tiempo o espacio. Además, estos modelos tienden a fallar en situaciones donde se origina un cambio rápido de las condiciones de la superficie del mar, a lo largo de la trayectoria del aire (Piccolo, 1981, 1982). A pesar de ello, los modelos que aplican esta técnica son una alternativa aceptable y práctica (Brown, 1981), particularmente en regiones donde datos meteorológicos convencionales pueden ser obtenidos más fácilmente.

El modelo numérico presentado en este trabajo es simple, pero permitió simular la CLAM estable y convectiva, como así también identificar algunos de los problemas que las técnicas de flujo de calor generan en regiones de fuerte contraste térmico entre la atmósfera y el océano. Las diferencias mayores para la aplicación del modelo en condiciones estables e inestables se encuentran en el sistema de malla seleccionado y las técnicas de cálculo de flujo turbulento utilizado, ya sea en la superficie como en la inversión que caracteriza la capa límite. El modelo tiene importantes posibilidades de aplicación para pronósticos marinos.

Agradecimientos

Este trabajo fue financiado por un subsidio del CONICET PID 305500/88. El Dr. Gerardo M. E. Perillo aportó numerosos comentarios y sugerencias al mismo. Las figuras fueron realizadas por el técnico Walter Melo.

REFERENCIAS

- Bean, B. R. (1975): The spatial and temporal variations of the turbulent fluxes of heat, momentum and water vapor over Lake Ontario. *J. Phys. Oceanogr.* **5**, 532-540.
- Bongeaault, Ph. (1981): Modelling the trade-wind cumulus boundary layer. Part II: A high-order one dimensional model. *J. Atmos. Sci.* **38**, 2429-2439.
- Brown, R. A. (1974): Analytical methods in planetary boundary-layer modelling. John Wiley & Son, N. Y., 148 pp.
- Brown, R. A. (1981): On the use of exchange coefficients in modelling turbulent flow. *Bound. Layer Meteor.* **20**, 111-116.
- Brown, R. A. y W. T. Liu (1982): An operational large-scale marine planetary boundary-layer model. *J. Appl. Meteor.* **21**, 261-269.
- Carson, I. D. (1973): The development of a dry inversion-capped convectively unstable boundary layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **99**, 450-467.
- Chervin, R. M. (1978): The limitations of modelling: The question of statistical significance. En: *Climatic Change*. Ed. Gribbin, J., 191-202.
- Davidson, K. L.; C. W. Fairall, P. J. Boyle y G. E. Schacher (1984): Verification of an atmospheric mixed layer model for a coastal region. *J. Climate Appl. Meteor.* **23**, 617-636.
- Deardorff, J. W. (1968): Dependence of air-sea transfer coefficients on bulk stability. *J. Geophys. Res.* **73**, 2459-2557.
- Deardorff, J. W. y G. E. Willis (1985): Further results from a Laboratory model of the convective planetary boundary layer. *Boundary Layer Meteor.* **32**, 205-236.
- Estoque, M. A. (1963): A numerical model of the atmospheric boundary layer. *J. Geophys. Res.* **68**, 1103-1113.
- Estoque, M. A. y C. M. Bhumralkar (1970): A method for solving the planetary boundary layer equations. *Bound. Layer Meteor.* **1**, 169-194.
- Fitzjarrald, D. R. (1982): New applications of a simple mixed-layer model. *Bound. Layer Meteor.* **22**, 431-451.
- Friche, C. y K. Schmitt (1976): Parameterization of air-sea interface fluxes of sensible heat and moisture by the bulk aerodynamics formulas. *J. Phys. Oceanogr.* **6**, 801-809.
- Gates, W. L. (1977): Modelling the ocean-atmosphere system and the role of the ocean in climate. *The influence of the ocean on climate*. Report No 11, WMO, 1-29.
- Hasse, L. (1970): On the limitations of modelling: The question of statistical significance. En: *Climatic Change*. Ed. Gribbin, J., 191-202.
- Hasse, L. y H. Weber (1985): On the conversion of Pasquill categories for use over sea. *Bound. Layer Meteorol.* **31**, 177-186.
- Hanson, H. P. (1984): On mixed-layer modelling of the stratocumulus topped marine boundary layer. *J. Atmos. Sci.* **41**, 1226-1234.
- Holt, T. y S. Raman (1986): Variation of turbulence in the marine boundary layer over the Arabian sea during Indian Southwest monsoon (Monex 79). *Bound. Layer Meteor.* **37**, 71-87.
- Hsu, S. A. (1982): Some mesoscale boundary-layer processes over coastal waters. First International Conference on Meteorology and Air-Sea Interaction of the Coastal Zone. *American Meteorological Society*, 298-303.
- Katsaros, K. B.; A. Finza, V. Amann y F. Sousa (1982): Meteorological forcing of the sea surface temperature patterns in the German Bight during Marsen 1979, Phase 1. First International Conference on Meteorology and Air-Sea Interaction of the Coastal Zone. *American Meteorological Society*, 142-146.
- Lilly, D. K. (1968): Models of cloud-topped mixed layers under strong inversion. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **94**, 292-309.
- Lo, A. K. (1986): On the boundary layer flow over a Canadian archipelago. *Bound. Layer Meteor.* **35**, 53-71.
- Lumley, J. L. (1969): Simulating turbulent transport in urban air-pollution models. *Adv. Environ. Sci. and Eng. Vol 1*. Gordon and Breach, NY, 276.

- Mahrt, L. (1981): Modelling the depth of the stable boundary layer. *Boundary Layer Meteor.* **21**, 3-20.
- Mahrt, L. (1985): A simple formulation of heat flux in the unstable atmospheric boundary layer. *Bound. Layer Meteor.* **33**, 61-75.
- Mahrt, L. y J. Paumiev (1982): Entrainment aloft a continental cold-air outbreak over a warmer oceanic surface. First International Conference on Meteorology and Air-Sea Interaction of the Coastal Zone. *American Meteorological Society*, 312-314.
- McBean, G. A. (1979): The planetary boundary layer. WMO Technical Note No 165, 201 pp.
- Mulhearn, P. J. (1981): On the formation of a stable stratified internal boundary-layer by advection of warm air over a cooler sea. *Bound. Layer Meteor.* **21**, 247-254.
- Nieuwstadt, F. T. M. (1984): Some aspects of the turbulent stable boundary layer. *Bound. Layer Meteor.* **30**, 31-55.
- Okland, H. (1983): Modelling the height, temperature and relative humidity of a well-mixed planetary boundary layer over a water surface.. *Bound. Layer Meteor.* **25**, 121-141.
- Piccolo, M. C. (1981): Numerical model of offshore flow during the winter season. *PhD Diss. Old Dominion University*, Virginia. 138 p.
- Piccolo, M. C. (1982): Influencia térmica del mar en un modelo de capa límite. *Meteorológica XIII*, 63-75.
- Piccolo, M. C. (1983): Capa límite atmosférica marina: Dos simulaciones numéricas. *Meteorológica XIV*, 731-748.
- Piccolo, M. C. y J. O. Pierini (1986): Numerical simulation of a stable planetary boundary layer over the argentine continental shelf. *Bound. Layer Meteor.* **37**, 229-243.
- Pielke, R. A.; H. A. Panofsky y M. Segal (1983): A suggested refinement for O'Brien's convective boundary layer eddy exchange coefficient formulation. *Bound. Layer Meteor.* **26**, 191-195.
- Ralston, A. (1962): «Runge-Kutta methods with a minimum error bounds». *Math. Computation.* **16**, 431-427.
- Rogers, D. P.; J. A. Businger y H. Charnock (1985): A numerical investigation of the JASIN atmospheric boundary layer. *Bound. Layer Meteor.* **32**, 373-399.
- Shapiro, R. (1970): Smoothing, filtering and boundary effects. *Rev. Geophys. Phys.* **8**, 359-387.
- Smith, S. D. (1980): Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds. *J. Phys. Oceanogr.* **10**, 709-726.
- Stage, S. A. y J. A. Businger (1981a): A model for entrainment into a cloud-topped outbreak. *Bound. Layer Meteor.* **26**, 269-287.
- Stage, S. A. y J. A. Businger (1981b): A model for entrainment into a cloud-topped marine boundary layer. Part I: Model description and application to a cold-air outbreak episode. *J. Atmos. Sci.* **38**, 2213-2229.
- Stage, S. A., y Businger, J. A. (1981b): A model for entrainment into a cloud-topped marine boundary layer. Part II: Discussion of model behavior and comparison with other models. *J. Atmos. Sci.* **38**, 2230-2242.
- Telford, J. W. y S. K. Chai (1984): Inversions, and fog, stratus and cumulus formation in warm air over cooler water. *Bound. Layer Meteor.* **29**, 109-137.
- Wai, M. M. (1988): Modeling the effects of the spatially varying sea surface temperature on the marine atmospheric boundary layer. *J. Appl. Meteor.* **27**, 5-19.
- Wetzel, P. J. (1982): Toward a parameterization of the stable boundary layer. *J. Appl. Meteor.* **21**, 7-13.