



ARTÍCULO

## Parametrización de rugosidad de la superficie del mar bajo la inestabilidad de la capa próxima y la edad del oleaje

Sea surface roughness parameterization under instability of the near-surface layer and wave age conditions

Fecha recepción: 2009-08-29 / Fecha aceptación: 2009-10-28

Serguei Lonin, slonin@costa.net.co

Jean Linero, linerojean@yahoo.com.ar

Grupo de Investigaciones Oceanológicas, Escuela Naval "Almirante Padilla"  
Cartagena de Indias, D. T. y C., Colombia

### Resumen

La parametrización de la rugosidad en la superficie del mar mediante la fórmula de Charnock corresponde al régimen asintótico del oleaje desarrollado y no tiene en cuenta las condiciones de estabilidad de la capa próxima de la atmósfera. En el presente trabajo se hace un intento de combinar los efectos de la estratificación atmosférica, la "edad de la ola" y el espectro numérico (no paramétrico), con el fin de acoplar los procesos de desarrollo del oleaje con su influencia en los vientos y la transmisión del impulso hacia la superficie del mar. Se formula una parametrización que tiene en cuenta tanto la generación mecánica de turbulencia a causa del viento, como la térmica, generalmente asociada con la capa próxima fuerte o ligeramente inestable en el mar Caribe.

**Palabras claves:** Capa próxima de la atmósfera, parámetro de rugosidad, espectro de olas.

### Abstract

The Charnock's roughness parameterization of sea surface corresponds the asymptotic state of well-developed waves under neutral stratification conditions of the near-surface layer of the atmosphere. The intention of the present paper is to combine the atmospheric stability conditions, the "wave age" and a non-parametric wave spectrum, in order to join the wave development processes with its influence on winds and impulse transfer toward the sea surface. A new parameterization is formulated which takes into consideration mechanical wind-generated turbulence, as well as the thermal one, generally related to the strong or light instability of the near-surface layer at the Caribbean Sea.

**Key words:** Atmospheric near-surface layer, roughness parameter, wave spectrum.

## Introducción

El conocer la estructura detallada de la capa límite planetaria es importante para la modelación de la evolución de las olas de viento. El flujo del impulso dentro de la capa límite sobre la superficie del mar depende de la rugosidad superficial del mar y la estabilidad atmosférica en la capa próxima. Su descripción es complicada debido a la forma cómo se parametriza la rugosidad de la superficie, la cual depende de las condiciones de interacción de océano-atmósfera [1,2].

La rugosidad superficial del mar es difícil de estimar; varias fórmulas han sido propuestas. Charnock [3] propuso la más usada de un argumento dimensional, pero ninguna conclusión firme ha sido obtenida aún, cuál de las tentativas es la correcta para emplear. Esencialmente esto es una discusión de hasta qué punto el laboratorio y los sistemas de olas del océano realmente implican exactamente la misma física, es decir, si la extrapolación de los datos de laboratorio al campo usando cantidades no dimensionales como la “edad de la ola” o *fetch* adimensional es factible [2,4].

En condiciones neutrales (es decir, cuando las temperaturas del aire y del agua son aproximadamente iguales), se asume generalmente que la capa de flujos constantes, ubicada en la parte inferior de la capa límite planetaria, tiene un perfil logarítmico [5]:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_o}\right), \quad (1)$$

donde  $u$  es la velocidad del viento medida a una altura  $z$  encima de la superficie;  $z_o$  es el parámetro de rugosidad;  $u_*$  es la velocidad de fricción y  $\kappa = 0.4$  es la constante de von Karman.

Si existe un flujo de calor entre el aire y el agua, habrá un gradiente vertical de temperatura, y de ahí, la densidad de aire variará con la altura. La estratificación que resulta de la capa próxima a la superficie del mar puede ser importante porque las diferencias de densidad, en el campo de la gravedad, afectarán la magnitud de la mezcla turbulenta [6], aumentándola bajo las condiciones de convección libre, o disminuyéndola cuando los remolinos

turbulentos hacen el trabajo contra las fuerzas de boyanza.

A bajas velocidades del viento (aproximadamente menos de 3 m/s) la superficie del mar es aerodinámicamente lisa o suave [5,7,8]. En tales casos, la rugosidad superficial se determina proporcional a la escala de la subcapa molecular viscosa [9]:

$$z_o = c_h \frac{\nu_a}{u_*} \quad (2)$$

donde  $\nu_a$  es la viscosidad cinemática del aire y  $c_h$  es una constante de  $O(10^{-1})$ . Usualmente, el número de Reynolds de la superficie del mar en las condiciones naturales está por encima de su valor crítico y la superficie se puede describir como aerodinámicamente rugosa. En tales casos la rugosidad superficial se determina como una única combinación de velocidad dinámica  $u_*$  y la gravedad  $g$ , independientemente de la altura de los elementos de rugosidad (olas):

$$z_o = c_h \frac{u_*^2}{g} \quad (3)$$

La ecuación (3) es llamada la relación de Charnock [3]. El parámetro de Charnock,  $c_h$  se asume generalmente constante, aunque una variedad de valores hayan sido reportados: 0.014 [10], 0.018 [11] y 0.035 [12].

La fórmula (3) corresponde al estado del mar desarrollado (mayor edad de la ola), es decir, al espectro saturado (Pearson-Moskowitz) y esta suposición es bien cuestionable.

En el presente trabajo se hace un intento de combinar los efectos de la estabilidad atmosférica, la “edad de la ola” y un espectro numérico (no paramétrico), con el fin de acoplar los procesos de desarrollo del oleaje con su influencia en los vientos y transmisión del impulso hacia la superficie del mar. Se formula una parametrización que tiene en cuenta tanto la generación mecánica de turbulencia a causa del viento, como la térmica, generalmente asociada con la capa próxima fuerte o ligeramente inestable en el mar Caribe. Las condiciones de la estabilidad positiva fuerte no se consideran en este estudio, debido a que éstas son poco frecuentes en el trópico.

## Métodos

Se sabe que el régimen de vientos sobre la superficie del mar está afectado por la estratificación térmica de la capa próxima de la atmósfera y la rugosidad de la superficie del mar, formada por las olas de viento. La rugosidad superficial depende, entonces, de la edad de las olas de viento, mientras que en los modelos numéricos de oleaje usualmente se emplea la fórmula de Charnok, la que corresponde a las olas completamente desarrolladas. El objetivo principal de este estudio es investigar la importancia de los procesos de interacción entre el oleaje y la capa próxima de la atmósfera, aplicando un modelo espectral de tercera generación (CaribWAM-III) para el oleaje y la teoría de semejanza para describir la transmisión de impulso y calor bajo las condiciones de estratificación neutra, inestable y ligeramente estable. La definición del parámetro de rugosidad se formula mediante la integración directa del espectro numérico del modelo. Se estudia la influencia de los procesos antes mencionados para el caso del mar Caribe con el fin de desarrollar un acople posterior entre los modelos de oleaje, atmosférico y de la dinámica oceánica que ayude en la predicción del tiempo y las condiciones del mar.

CaribWAM-III es un modelo espectral de tercera generación que calcula los espectros de olas  $S(\omega)$  de 5 dimensiones (espacio  $x$ ,  $y$ , frecuencia  $\omega$ , dirección  $\theta$ , tiempo  $t$ ). El uso de este modelo permite hallar la rugosidad superficial del mar mediante el espectro  $S(\omega)$  y la "edad de la ola"  $c/u_*$ . El modelo inicialmente fue implementado en [13] y luego mejorado en [14].

Más adelante, las formulaciones de los perfiles de viento bajo las condiciones de estratificación correspondientes a cada caso en particular van a ser usadas para hallar las parametrizaciones del parámetro de rugosidad  $z_0$ .

**Perfil logarítmico.** Supongamos que la ley logarítmica para el viento en la capa próxima se cumple hasta una altura  $a$  - escala característica de los elementos de olas. Las olas se mueven con una velocidad  $c$ , así que (Boris Kagán, Clases de Interacción Océano-Atmósfera):

$$\frac{u-c}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{a}\right) \quad (4a)$$

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{a.e^{-\kappa c/u_*}}\right) \quad (4b)$$

Debido a que  $u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right)$ , resulta que la rugosidad  $z_0$ , se modifica en presencia de las olas:

$$z_0 = a \exp\left(-\frac{\kappa c}{u_*}\right) \quad (5)$$

De otro lado, es conveniente considerar no una ola monocromática con altura  $a$ , sino un espectro de olas  $S(c)$ , así que  $\frac{a^2(c)}{2} = S(c)\Delta c$ , entonces:

$$a(c) = (2S(c)\Delta c)^{1/2}, \text{ por lo tanto,}$$

$$z_0 \propto \left\{ \sum_c \left[ 2S(c) \exp\left(-\frac{2\kappa c}{u_*}\right) \Delta c \right] \right\}^{1/2} = \left\{ 2 \int_0^\infty S(c) e^{-2\kappa c/u_*} dc \right\}^{1/2}$$

La igualdad derecha se obtiene con  $c \rightarrow 0$ .

Usualmente no conocemos el espectro de velocidades  $S(c)$ , pero sí el espectro de frecuencias  $S(\omega)$ . Debido a  $c = f/g$  (relación de dispersión), ahora tenemos,

$$z_0 = \left[ 2 \int_0^\infty S(\omega) \exp\left(-\frac{2\kappa g}{\omega u_*}\right) d\omega \right]^{1/2} \quad (6)$$

**Perfil Logarítmico – Lineal (caso de boyanza ligera).** El flujo vertical de calor y la boyanza modifican el perfil logarítmico [9], en tal forma que:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left( \ln \frac{z}{z_0} + \beta \left( \frac{z - z_0}{L} \right) \right), \quad (7)$$

donde  $\beta = 0.6$ ,  $z$  es la altura sobre la superficie y  $L$  es la escala de la longitud de la boyanza conocida como la escala de longitud de Monin-Obukhov, definida como  $L = -u_*^3 T/g Q'$  [9, 15], donde  $T$  es la temperatura y  $Q'$  es el flujo específico de calor superficial ( $g/T$  se llama el parámetro de boyanza). Los criterios  $L > 0$ ,  $L = 0$  y  $L < 0$  se refieren a las condiciones estables, neutrales e inestables de la atmósfera, respectivamente.

Para el caso del perfil logarítmico-lineal se encuentra que el acople con las olas se comporta de manera similar al perfil logarítmico, por ende el parámetro de rugosidad se encuentra en la misma forma que en la expresión (6). La razón de esta circunstancia es el

hecho de que la combinación  $z/L$  en (7) es aditiva al término  $z_0/L$  y, teniendo en cuenta que usualmente  $z/L \gg z_0/L$ , la estratificación (escala  $L$ ) influye poco en  $z_0$  en comparación con el perfil logarítmico, donde  $z$  y  $z_0$  se encuentran en una combinación factorial  $z/z_0$ .

**Ley de -1/3** [9]. Para el caso de la estratificación fuertemente inestable,  $F(z/L)$  en la fórmula para el coeficiente de turbulencia  $K = u_* z F\left(\frac{z}{L}\right)$ , debe tener tal forma que elimine la participación de la velocidad dinámica, es decir,  $K \propto u_* z \left(\frac{z}{L}\right)^{1/3}$ . Integrando, bajo esta condición, la ecuación para el gradiente de temperatura del aire, el perfil de temperatura  $T(z)$  tendrá la forma:

$$T(z) = A \left( z^{-1/3} - z_0^{-1/3} \right) \quad (8)$$

En (8), el parámetro  $A$  no depende de la mezcla mecánica ( $u_*$ ), por lo que no puede representar ningún perfil de viento, una situación inusual para la convección libre sobre el mar.

Mas adelante, nosotros vamos a introducir otro parámetro:  $\gamma = \left[ \kappa \frac{g}{T} \frac{Q}{c_p \rho} \right]^{1/3}$ , donde  $c_p$  es el calor latente a presión constante del aire,  $\rho$  es la densidad del aire y  $Q = c_p Q'$ .

**Perfil logarítmico propuesto.** Las fórmulas (1) y (8) representan las condiciones ideales: el primer caso asume ausencia de la estratificación en una mezcla mecánica, mientras que el último, ausencia de vientos durante los procesos convectivos. La verificación de las condiciones climatológicas sobre el mar Caribe nos muestra que solamente sobre las aguas frías en la surgencia de la Guajira y la costa venezolana, el estado de la capa próxima de la atmósfera es neutral o muy ligeramente estable. En mayor parte del Caribe se observa inestabilidad en esta capa. Obviamente, la inestabilidad no implica la ausencia de los vientos sobre el mar. Por lo tanto, la ley de -1/3 no se aplica directamente.

Este fue el motivo de la búsqueda de una nueva parametrización que combinara ambos procesos: la mezcla mecánica por efecto de vientos y la turbulencia en la convección. Usualmente, la última es una fuente de mezcla más fuerte.

Aplicando la teoría  $K$  de turbulencia y la teoría de semejanza para la capa próxima de la atmósfera, hallamos la intensidad de mezcla turbulenta como:  $K = u_* z + z^{4/3}$ , donde la combinación de los mecanismos puede ser aditiva, teniendo en cuenta que el coeficiente de turbulencia  $K$  es un escalar invariante.

Con esta hipótesis, expresamos el gradiente de velocidad de viento:

$$\frac{du}{dz} = \frac{u_*^2}{z \left( \gamma z^{1/3} + \kappa u_* \right)} \quad (9)$$

Al solucionar la ecuación diferencial (9) tenemos:

$u(z) = 3u_*^2 \left[ \ln \left( \frac{z^{1/3}}{\gamma z^{1/3} + \kappa u_*} \right) \right] + c_1$ . La constante  $c_1$  se encuentra empleando la condición de contorno:

$u(z) = 0$  para  $z = z_0$ :

$$c_1 = -\frac{1}{3\kappa u_*} \ln \left( \frac{z_0^{1/3}}{\left( \gamma z_0^{1/3} + \kappa u_* \right)^3} \right)$$

De lo anterior

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left[ \frac{z \left( \gamma z_0^{1/3} + \kappa u_* \right)^3}{z_0 \left( \gamma z^{1/3} + \kappa u_* \right)^3} \right] \quad (10)$$

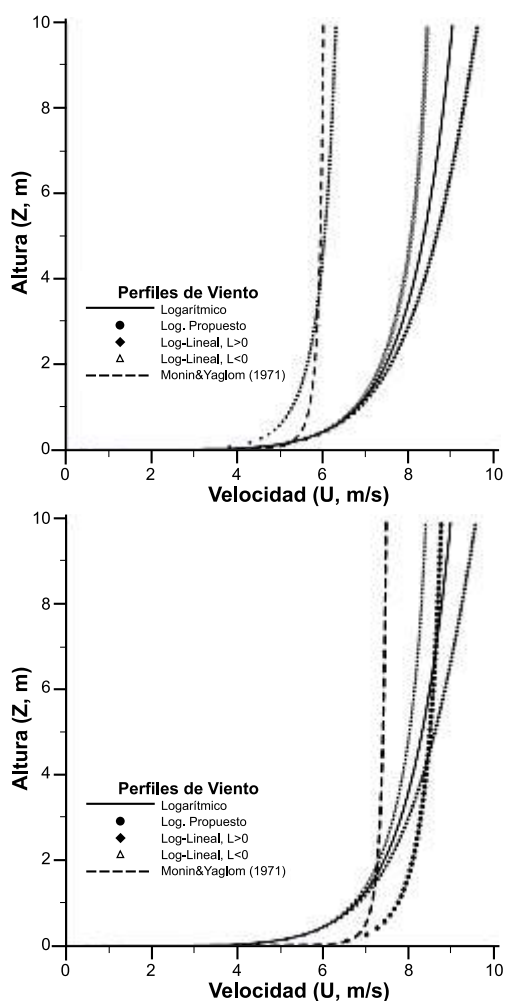
El análisis de las fórmulas (9) y (10) muestra que se cumplen las asíntotas, es decir,

$$\lim_{u_* \rightarrow 0} \frac{du}{dz} = 0 \quad \text{y, cuando } Q = 0, L \rightarrow \infty \quad \text{y } = 0.$$

Señalamos que el flujo  $Q = q + 0.61c_p TE$   $q(1+0.075/B)$ , donde  $q$  es el flujo sensible de calor y el segundo término representa el efecto del flujo latente con evaporación  $E$ ;  $B$  es la relación de Bowen.

## Resultados

La fórmula (10), en la cual el parámetro  $\gamma = \left[ \kappa \frac{g}{T} \frac{Q}{c_p \rho} \right]^{1/3}$  representa el flujo de calor (condiciones inestables), combina las condiciones entre las neutrales y fuertemente inestables, respetando las asíntotas de las soluciones (8) y (1). En la figura 1 se presentan los perfiles correspondientes a todos los regímenes estudiados de la capa próxima.

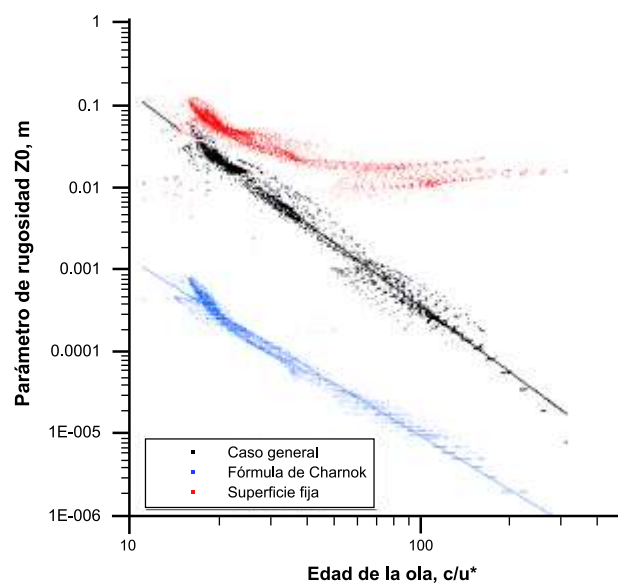


**Figura 1.** Perfiles de viento bajo distintas condiciones de la atmósfera (arriba) y un montaje de estos perfiles sobre el mismo patrón en las alturas (abajo).

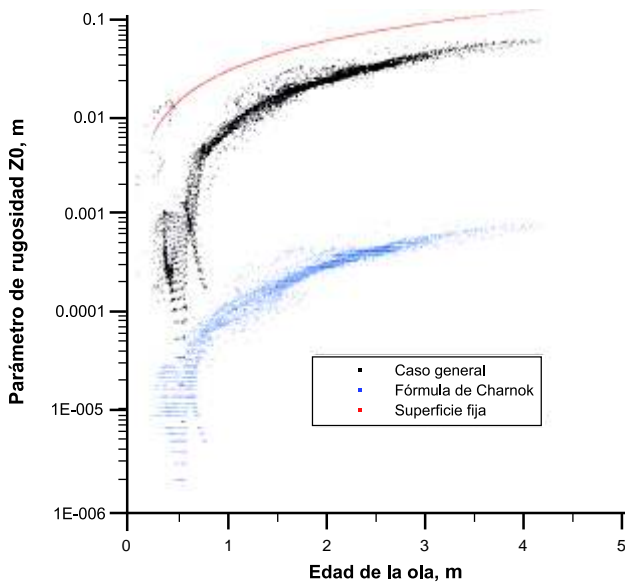
Se observa claramente que las condiciones de inestabilidad atmosférica, tanto para el perfil modificado de Monin & Yaglom (1971), correspondiente a la convección libre con la participación de  $u_*$ , igual como nuestro perfil propuesto (fórmula (10)), conducen a un gradiente fuerte de la velocidad de viento en la proximidad de la superficie y una tendencia de estabilizarse hacia un valor casi constante en mayores alturas, pero, en promedio, con una disminución de la velocidad de flujo (con respecto a las condiciones sin estratificación), debido a una mezcla convectiva, usualmente mucho más fuerte que la mecánica.

Bajo estas condiciones se debe esperar que el flujo “siente” la rugosidad superficial más fuertemente y el valor de  $z_0$  se espera ser mayor del estimado con las fórmulas (3) y (6).

De hecho, la fórmula de Charnok subestima este valor incluso cuando en (6) se supone la ausencia de la estratificación de la atmósfera. Las figuras 2 y 3 muestran este resultado, obtenido con el modelo CaribWAM-III para varias condiciones del mar Caribe.



**Figura 2.** Parámetro de rugosidad versus la edad de la ola, calculado con la fórmula (6) (puntos negros), la de Charnok (azules) y asumiendo una superficie fija (rojos).



**Figura 3.** Parámetro de rugosidad versus la altura de la ola, calculado con la fórmula (6) (puntos negros), la de Charnok (azules) y asumiendo la superficie fija (rojos).

En las figuras 2 y 3 el caso de la superficie fija corresponde al caso bien conocido de la meteorología terrestre, cuando la rugosidad superficial es proporcional a la altura característica de los elementos de rugosidad (las olas en este caso, pero las olas “paradas”, sin movimiento). Lo mismo se puede obtener con la fórmula (6) asumiendo las olas de poca edad. En este caso nosotros empleamos  $z_0 = 0.03H_w$ , donde  $H_w$  es la altura significativa de las olas.

No es sorprendente que la ecuación (6) con los espectros no paramétricos, calculados numéricamente en el modelo espectral del oleaje, prediga la situación común intermedia entre las condiciones de la superficie firme y las olas saturadas. Ninguno de los dos extremos corresponde a la situación real, por lo tanto, la aplicabilidad directa de la fórmula de Charnock es cuestionable.

Bajo las condiciones de la estratificación inestable se espera que el parámetro  $z_0$  se aleje más aún de lo calculado por (3). Con este fin, con base en la nueva fórmula (10) del perfil de viento y la metodología que nos llevó a la parametrización (6), vamos a desarrollar la nueva parametrización para  $z_0$  aplicable en el caso de la capa próxima estratificada.

Asumiendo en (10) que  $F = \ln \left[ \frac{z}{z_0} \left( \frac{\gamma z_0^{1/3} + \kappa u_*}{\gamma z^{1/3} + \kappa u_*} \right)^3 \right]$ ,

vamos a aproximar esta función en vecindad del valor de  $z_0$  con la serie de Taylor así:

$$F(z) = F(z, z_0, \tilde{c}, \kappa, u_*) \Big|_{z \rightarrow z_0} \approx$$

$$F(z = z_0) + \frac{F'(z = z_0)}{1!} z + \frac{F''(z = z_0)}{2!} z^2 + \dots$$

donde el primer término en la parte derecha es obligatoriamente igual a cero, mientras que la derivada en el segundo es

$$F'(z_0) = -\frac{\tilde{c} z_0^{-2/3}}{\left( \tilde{c} z_0^{1/3} + \kappa u_* \right)} + \frac{1}{z_0} \text{ y } u(z) \approx \frac{u_*}{\kappa} \ln \left[ \frac{z}{z_0} - \frac{\tilde{c} z_0^{-2/3}}{\tilde{c} z^{1/3} + \kappa u_*} \right]$$

con una nueva función aproximada a F que contiene un término adicional:

$$F \approx \ln \left\{ \frac{z}{z_0} \left[ 1 - \frac{\tilde{c}}{\tilde{c} + \frac{\kappa u_*}{z_0^{1/3}}} \right] \right\} \quad (11)$$

( $\tilde{c}$  es el mismo parámetro, multiplicado por una constante de orden de uno).

Lo último permite reformular la expresión para  $z_0$  como  $z_0^I = z_0 \frac{\tilde{c} + \varepsilon}{\varepsilon}$ .

De este paso, en un proceso iterativo, se encuentra el valor de  $z_0$  desde la fórmula

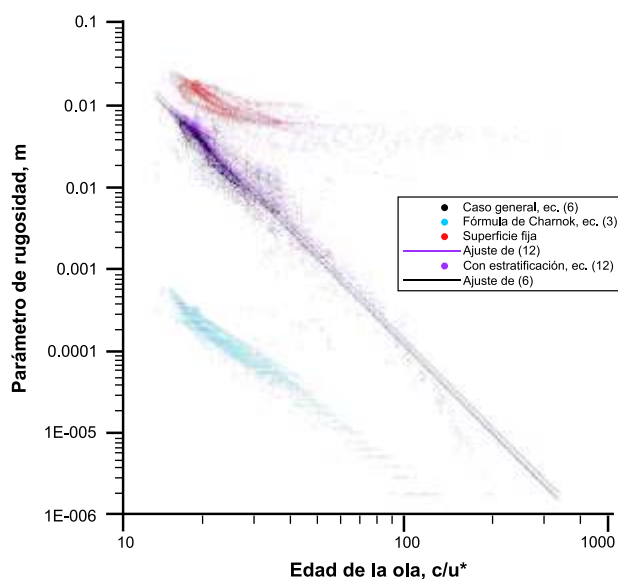
$$z_0^I = \left\{ 1 + \frac{\tilde{c} z_0^{1/3}}{\kappa u_*} \right\} \left[ 2 \int_0^\infty S(\omega) \exp \left( -\frac{\kappa g}{\omega u_*} \right) d\omega \right]^{1/2} \quad (12)$$

la que representa el resultado final de esta investigación.

La figura 4 presenta este resultado de forma gráfica. Se observa el efecto de la estratificación inestable, aumentando el valor de la rugosidad un 2.5% con respecto a las condiciones neutrales siempre y cuando se tenga en cuenta el espectro no paramétrico del oleaje, sino calculado en el modelo. Una estimación simple demuestra que el efecto de estratificación puede ser mucho más pronunciado que el ilustrado. Por ejemplo, para un flujo  $Q = 200 \text{ W/m}^2$ , dirigido del agua hacia el aire, la temperatura promedio  $T = 300^\circ\text{K}$ ,

la rugosidad supuesta de orden de 1 cm y la velocidad dinámica de 10 cm/s, el término  $\alpha z_0^{1/3} / \kappa u_*$  en (12) es de orden de 0.7, lo que implica un 70% del incremento del valor de  $z_0$  bajo las condiciones inestables de la atmósfera.

Los casos de la estratificación ligeramente estable coinciden con la descripción (6), debido a que el valor  $z_0$  usualmente es mucho menor que la escala de Monin-Obukhov  $L$  y esto refleja el conocimiento de que la estratificación afecta poco en vecindad de la superficie, considerada como una pared para el flujo del aire. Al contrario, el caso de una fuerte estabilidad de la capa próxima no se estudia en este trabajo, teniendo en cuenta que hay pocas situaciones cuando la atmósfera sobre el mar en el trópico se estratifica positivamente fuerte.



**Figura 4.** Comportamiento del parámetro de rugosidad según las fórmulas con y sin la estratificación atmosférica y los casos asintóticos de una superficie fija y el espectro del oleaje saturado.

## Agradecimientos

El trabajo fue elaborado con la financiación de la Armada Nacional de Colombia y COLCIENCIAS dentro del proyecto “Estudio de espectro de olas en el mar Caribe y evaluación de su influencia en la dinámica de embarcaciones navales”, código 1126-425-20647, convenio RC N° 082-2008. Los resultados de esta investigación fueron

implementados dentro del modelo CaribWAM-III en el proyecto de DIMAR “Implementación de un sistema de pronósticos oceánicos y atmosféricos a escala local en el Caribe y Pacífico colombianos – SPOA” (2007-2010). Los autores agradecen a Carlos Parra por sugerencias que sustancialmente mejoraron el contenido del artículo.

## Referencias bibliográficas

- [1] Young, I. R. 1999: Wind Generated Ocean Waves. OCEAN Engineering Series Editors. Elsevier.
- [2] Myrhaug, D., Slaattelid, O. 2002: Effects of sea roughness and atmospheric stability on wind wave growth. Ocean Engineering. (29): 1133-1143.
- [3] Charnock, H. 1955: Wind stress on the water surface, Q. J. R. Meteorol. Soc., (81): 639-640.
- [4] Csanady, G.T. 2004: Air-Sea Interaction, Laws and Mechanisms. Old Dominion University; Cambridge University Press.
- [5] Makin, V.K., Kudryavtsev, V.N. & Mastenbroek, C. 1995: Drag of the sea surface, Boundary-Layer Met., (73): 159-182.
- [6] Geernaert, G.L. & Plant, W.L. 1990: Surface waves and fluxes, Kluwer Academic, Dordrecht, (2): 336.
- [7] Philips, O.M. 1977: The dynamics of the upper ocean, Cambridge Univ. Press., 336 p.
- [8] Geernaert, G.L. 1990: Bulk parameterizations for the wind stress and heat fluxes, in: G.L. Geernaert and W.J. Plant (eds.), 'Surface waves and fluxes', Vol. 1, Kluwer Academic, Dordrecht, 336 p.
- [9] Monin, A. S. & Yaglom, A.M. 1971: Statistical Fluid Mechanics. Mechanics of Turbulence, The MIT Press, 769 p.
- [10] Garratt, J.R.. Review of drag coefficients over oceans and continents. Mon. Weather Rev., 1977. (105): 915-929.
- [11] Wu, J. Wind-stress coefficient over sea surface near neutral conditions – A revisit, J. Phys. Oceanogr., 1980. (10): 727-740.
- [12] Kitaigorodskii, S.A. 1970: The physics of air-sea interaction, EngUsh edition, 1973, A. Baruch, translator, P. Greenberg, Ed., Israel Program for Scientific Translations, 237 pp.
- [13] Lonin, S.A., Lonina, I.E. y Tuchkovenko, Yu. S. Utilización del Modelo NedWAM para el Cálculo y Pronóstico del Oleaje en el Mar Caribe. Boletín Científico CIOH, 1996. (17): 37-46.
- [14] Lonin, S.A., Torres, R. y Lonina, I.E. Propagación del oleaje y asimilación de datos satelitales en un modelo espectral de tercera generación. Boletín Científico CIOH, 2007. (25): 32-44.
- [15] Arya, S.P. 1982: Atmospheric boundary layers over homogeneous terrain. In: Plate, E. (Ed.), Engineering Meteorology. Elsevier, New York, pp. 233-267.