

Una relación entre la velocidad de fricción del viento y el retroesparcimiento de las microondas por la superficie del mar

A relation between the wind friction velocity and the sea surface microwave scattering

R. Hernández-Walls^{1*}
A.S. Mascarenhas Jr.²
F.J. Ocampo-Torres³

¹Facultad de Ciencias Marinas
²Instituto de Investigaciones Oceanológicas
Universidad Autónoma de Baja California
Apartado Postal 453, CP 22800
Ensenada, Baja California, México
*E-mail: rwalls@uabc.mx

³Departamento de Oceanografía Física, CICESE
Carretera Tijuana-Ensenada km. 107, CP 22860
Ensenada, Baja California, México

Recibido en octubre de 2001; aceptado en mayo de 2002

Resumen

Se presenta un algoritmo recursivo para estimar la velocidad de fricción del viento en función de la diferencia de temperatura aire-mar y de la velocidad del viento, medido 10 m arriba de la superficie del mar, sin necesidad de utilizar el coeficiente de arrastre. Se discuten los resultados numéricos en términos de la estabilidad atmosférica y se comparan con resultados históricos de la señal recibida por un radar en la dirección de retroesparcimiento (o *backscattering*). Se encuentra que el comportamiento de la velocidad de fricción del viento, en función de la diferencia de temperatura, manteniendo constante la velocidad del viento, es similar a la señal recibida por el radar. Esto último, implica una relación funcional entre el esfuerzo superficial del viento y la señal recibida por el radar.

Palabras clave: velocidad de fricción, ondas de radar, retroesparcimiento.

Abstract

A simple recursive algorithm for the estimation of the friction velocity as a function of the air-sea temperature difference and the wind speed measured at 10-m height above the sea surface, without needing of drag coefficient, is presented. Numerical results are discussed in terms of atmospheric stability and compared to historical records of sea surface microwave backscattering. The friction velocity behavior, as a function of the temperature difference, with constant wind velocity, is found to be similar to that of the sea-surface microwave backscattering. This information implies a functional relationship between the surface wind stress and the sea-surface microwave backscattering.

Key words: friction velocity, microwaves, backscattering.

Introducción

El problema del esparcimiento de microondas por la superficie del mar es todavía un área de investigación activa en percepción remota, sobre todo cuando la geometría de visión de los dispositivos utilizados se basa en ángulos de incidencia cercanos a la rasante. Gran parte de la interpretación de los datos recibidos por estos sensores está en función de las características de la superficie reflejante, en este caso, la superficie del mar. La información que se obtiene acerca de la superficie del mar, visible a las microondas, se debe principalmente a la

Introduction

The problem of microwave scattering by the sea surface is still an active research area in remote sensing, mainly when the devices used for detection see the target under near-grazing angle. The processing and analysis of the data received by this kind of sensors is a function of the reflecting surface characteristics (the sea surface). The information about the sea surface obtained in the microwave band is mainly due to the presence of waves with wavelength similar to those of the incident

presencia de olas con longitudes similares a las microondas incidentes. Estas olas están contenidas en el dominio entre las ondas capilares y las ondas ultra gravitacionales (1 cm a 1 m) y siguen muy de cerca la dinámica del esfuerzo del viento superficial local. Conceptualmente se deduce que el esparcimiento de las microondas por la superficie del mar depende de la estabilidad en la capa atmosférica (Mityagina *et al.*, 1998). Debido a la fricción, por la superficie se desarrolla un flujo cortante, pues una parte de la energía del flujo medio es convertida en turbulencia. En esta capa, la componente x del esfuerzo del viento es casi constante y está dada por:

$$\tau = -\rho \langle u'w' \rangle \quad (1)$$

donde u' y w' son las componentes (x, z) turbulentas de la velocidad del viento y ρ es la densidad del aire, el esfuerzo representa la componente vertical del flujo de momento en el eje x, y generalmente es parametrizado mediante:

$$\tau = \rho \cdot u_*^2 \quad (2)$$

donde u_* es conocida como la velocidad de fricción del viento, o bien, la escala de velocidad fundamental en la capa superficial atmosférica y está fuertemente relacionada con la estabilidad atmosférica.

En la capa superficial atmosférica, el perfil de la velocidad del viento promedio es representado por:

$$u_z = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln\left(\frac{z}{z_o}\right) - \psi\left(\frac{z}{L}\right) \right] \quad (3)$$

donde κ representa la constante de Von Karman ($\kappa = 0.4$), z_o es la longitud de rugosidad característica de la superficie, L es la longitud de estabilidad de Monin-Obukhov, y la relación empírica ψ representa una corrección por los procesos de estabilidad en la capa logarítmica. La estabilidad de la columna atmosférica puede ser estimada utilizando el valor de ΔT , definido como la diferencia entre la temperatura del aire cerca de la superficie y la temperatura en la superficie del mar. Este puede ser utilizado para decidir si estamos en un caso estable ($\Delta T > 0$), neutro ($\Delta T = 0$) o inestable ($\Delta T < 0$) (Brown, 1986; Oncley, 1983). Por otro lado, Large y Pond (1981) concluyen que la mejor descripción de la función ψ está dada por:

$$\psi\left(\frac{z}{L}\right) = \begin{cases} -7\frac{z}{L} & \text{Caso Estable} \\ 0 & \text{Caso Neutro} \\ 2 \ln\left(\frac{1+x}{2}\right) + \ln\left(\frac{1+x^2}{2}\right) - 2 \arctan(x) + \frac{\pi}{2} & \text{Caso Inestable} \end{cases} \quad (4)$$

microwaves. These waves fall within the range of capillary-gravitational waves and follow very closely the dynamics imposed by the local surface wind stress. The scattering of microwaves by the sea surface is known to depend on the stability condition of the atmospheric boundary layer (Mityagina *et al.*, 1998). A shear flow develops, due to the friction with the surface, and part of the mean flow energy is converted into turbulent kinetic energy. In this layer, the x component of the wind stress is nearly constant and can be represented by:

$$\tau = -\rho \langle u'w' \rangle \quad (1)$$

where u' and w' are the turbulent components (x, z) of the wind velocity and ρ is the air density. The stress is given by the vertical component of the horizontal momentum flux and generally can be parameterized by:

$$\tau = \rho \cdot u_*^2 \quad (2)$$

where u_* is the wind friction velocity or the fundamental scale in the atmospheric boundary layer, being strongly related to the atmospheric stability.

In the surface atmospheric layer, the mean wind velocity profile follows the log-linear law:

$$u_z = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln\left(\frac{z}{z_o}\right) - \psi\left(\frac{z}{L}\right) \right] \quad (3)$$

where κ is the Von Karman constant ($\kappa = 0.4$), z_o is the characteristic roughness length of the surface, L is the Monin-Obukhov length, and the empirical relationship ψ , represents a correction for the non-neutral stability case.

The stability of the surface boundary layer can be expressed in terms of the temperature difference ΔT , defined as the air temperature near the surface minus the sea surface temperature. Then, the stable case will be defined as ($\Delta T > 0$), the neutral as ($\Delta T = 0$) and the unstable as ($\Delta T < 0$), (Brown, 1986 and Oncley, 1983). According to Large and Pond (1981), the best description of the function (ψ) is given by:

donde $x = \left(1 - 15 \frac{z}{L}\right)^{1/4}$ y donde la longitud de Monin-Obukhov, L , esta dada por:

$$L = -\frac{\rho \cdot u_*^3}{gk \langle \rho' w' \rangle} \quad (5)$$

$\langle \rho' w' \rangle$ es el flujo de boyancia en la capa atmosférica que contiene la interfase atmósfera-océano, g es la gravedad y ρ' representa las perturbaciones de la densidad del aire. La longitud L puede ser interpretada como la altura a la cual la razón de generación de energía cinética turbulenta equivale a la razón de pérdida de energía potencial por mezcla. La figura 1 muestra el comportamiento típico de tres perfiles de viento para diferentes condiciones de estabilidad.

El aire y el agua generalmente tienen diferentes temperaturas; además la humedad específica del aire, en la capa superficial de la atmósfera, también varía con la altura. Estas condiciones garantizan un flujo de boyancia asociado con la transferencia de calor sensible y latente que modifica la estructura turbulenta dentro de la capa superficial y, consecuentemente, influye en los procesos físicos de la interacción aire-mar.

Wu (1991) menciona que las condiciones de estabilidad de la capa superficial atmosférica pueden describirse en términos de la longitud de estabilidad de Monin-Obukhov, que se estima comúnmente con base en una función empírica adoptada de estudios en tierra (Dyer, 1974). Sin embargo, hasta hace poco, no se había verificado que los datos obtenidos sobre una superficie sólida y estacionaria podrían aplicarse, sin modificaciones, a una superficie del mar, móvil y con rugosidad variable. Con base en lo anterior, Wu (1986) propone un parámetro de estabilidad usando datos oceánicos tomados de Smith (1980).

Wu (1986) relaciona los parámetros de estabilidad con la velocidad del viento a 10 m, u_{10} , y con la diferencia de temperatura aire-mar, ΔT , y para evitar el cálculo directo de L propone las siguientes ecuaciones:

$$\frac{z}{L} \Big|_{z=10m} = \frac{961 \Delta T}{37 u_{10}^{2.75}} \quad \text{Caso Inestable} \quad (6)$$

$$\frac{z}{L} \Big|_{z=10m} = \left(\frac{400 \Delta T}{9 u_{10}^{2.75}} \right)^{1.25} \quad \text{Caso Estable}$$

La diferencia de temperatura es dada en grados Celsius y u_{10} en m s^{-1} .

La relación entre la velocidad de fricción y la longitud de rugosidad característica (z_o), dada por

$$z_o = \frac{\alpha \cdot u_*^2}{g}, \quad (7)$$

se conoce como la relación de Charnock, donde α tiene un valor experimental promedio de 0.0235 (Garrat, 1992). En esta

where $x = \left(1 - 15 \frac{z}{L}\right)^{1/4}$ and the Monin-Obukhov length, L , is defined as:

$$L = -\frac{\rho \cdot u_*^3}{gk \langle \rho' w' \rangle} \quad (5)$$

with $\langle \rho' w' \rangle$ representing the buoyancy flux in the atmospheric layer containing the atmosphere-ocean interface, g is the gravity and ρ' represents the air density perturbations. The Monin-Obukhov length, L , could be interpreted as the length over which the generation of turbulent kinetic energy is equivalent to the loss of potential energy due to mixing. The typical behavior of the wind profile for three different stability conditions is shown in figure 1.

The sea surface and the air, generally have different temperatures; besides, the specific air humidity in the surficial atmospheric layer and the air specific humidity on the atmospheric surface layer also varies with height. These conditions assure a buoyancy flux associated to latent and sensible heat transfers that modify the turbulent structure within the surficial maritime layer, inducing changes in the physical processes of the air-sea interaction.

Wu (1991) suggests that the stability conditions of the maritime-atmospheric boundary layer can be described in terms of the Monin-Obukhov stability length, that is commonly estimated on base to an empirical function adopted from land observations (Dyer, 1974). However, the application of data obtained over a solid and steady surface (land) to the mobile sea surface with variable roughness had not been verified to be adequate until recently. Based on this, Wu (1986) suggests a

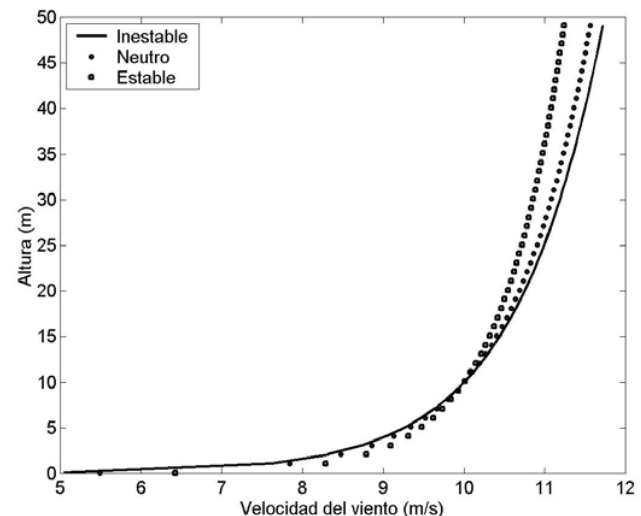


Figura 1. Rapidez del viento promedio para tres casos de estabilidad: Estable, Inestable y Neutro, estimadas utilizando la ecuación (3).

Figure 1. Mean wind speed for three stability cases: Stable, Unstable and Neutral, estimated using equation (3).

relación, z_0 es considerado como la manifestación de las olas cortas en la superficie del mar y se considera proporcional al esfuerzo del viento, el cuál genera y soporta estas olas (Smith, 1988). Algunos autores (Toba, 1979; Toba y Koga, 1986) han encontrado una relación entre z_0 y diversos parámetros del oleaje como, por ejemplo, la frecuencia del pico espectral. Sin embargo, en otros estudios (Brutsaert y Toba, 1986) se ha encontrado que la diferencia entre estas últimas y la relación de Charnock es relativamente pequeña y que la relación de Charnock puede ser utilizada para propósitos prácticos. Mediante un análisis dimensional, Masuda y Kusaba (1987) proponen una relación más general que incluye, como casos particulares, la expresión de Charnock y la de Toba.

Keller *et al.* (1985) y Keller *et al.* (1989) observan el esparramiento de microondas por la superficie del mar para diferentes condiciones de estabilidad atmosférica, encontrando que la señal recibida por el radar, en términos de la sección transversal normal del radar (NRCS, por sus siglas en inglés), varía en función de la diferencia de temperatura aire-mar (fig. 2). Otros autores como Li *et al.* (1989) y Askari y Donato (1996), han encontrado que la señal recibida por el radar se modifica cuando existe la presencia de frentes oceánicos o atmosféricos, los cuales se caracterizan por la diferencia de esfuerzos del viento en cada lado del frente. Con base en el análisis de datos obtenidos por Smith (1980), Wu (1990; 1991) concluye que es más adecuado correlacionar NRCS con el esfuerzo del viento, que con la velocidad media del viento. Todo esto hace pensar que, desde el punto de vista físico, NRCS está más bien relacionada con la velocidad de fricción del viento.

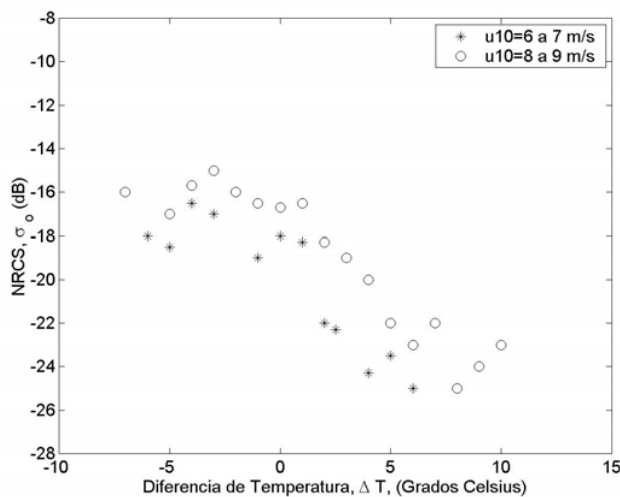


Figura 2. Observaciones de la Sección Transversal Normal del Radar (por sus siglas en inglés NRCS, σ_0), en función de la diferencia de temperatura aire-mar, para dos rangos de velocidad de viento. Modificado de Keller *et al.* (1989).

Figure 2. Normal Radar Cross Section (NRCS, σ_0) observations, as a function of the air-sea temperature difference for two different velocities ranges. Modified from Keller *et al.* (1989).

stability parameter using oceanic data from Smith (1980).

Wu (1986) relates the stability parameters to wind velocity at 10 m height, u_{10} , and to the air-sea temperature difference, ΔT , proposing the following equations to avoid the direct computation of L :

$$\frac{z}{L} \Big|_{z=10m} = \frac{961\Delta T}{37u_{10}^{2.75}} \quad \text{Caso Inestable} \tag{6}$$

$$\frac{z}{L} \Big|_{z=10m} = \left(\frac{400\Delta T}{9u_{10}^{2.75}} \right)^{1.25} \quad \text{Caso Estable}$$

The temperature difference is given in degrees Celsius and u_{10} in $m s^{-1}$.

The relationship between the friction velocity and the characteristic roughness length (z_0), given by

$$z_0 = \frac{\alpha \cdot u_*^2}{g}, \tag{7}$$

is known as the Charnock relation, where α has an experimental mean value of 0.0235 (Garrat, 1992). In this equation z_0 is considered as the short waves' manifestation on the sea surface and is considered proportional to the wind stress, which generates and supports these waves (Smith, 1988). Some authors (Toba, 1979; Toba and Koga (1986) have found a relationship between z_0 and several wave parameters (spectral peak frequency, for instance). Other studies (Brutsaert and Toba, 1986), however, have found that the differences between these relationships and the Charnock relation are relatively small and for practical purposes the Charnock relation can be used. Through a dimensional analysis Masuda and Kusaba (1987) suggest a more general relationship, which includes the Charnok and the Toba relations as particular cases.

The microwave scattering through the sea surface, under different atmospheric stability conditions, was studied by Keller *et al.* (1985) and Keller *et al.* (1989). They found that the signal received by the RADAR, in terms of the Normal Radar Cross Section (NRCS), is a function of the air-sea temperature difference (fig. 2). Other studies (Li *et al.*, 1989; Askari and Donato, 1996) suggest that the radar-received signal is modified by the presence of oceanic or atmospheric fronts, which are characterized by different wind stresses on each side of the them. Based on the analysis of data obtained by Smith (1980), Wu (1990; 1991) concludes that it is more adequate to correlate the NRCS to the wind stress than to the mean wind velocity. All the above allows thinking that, from the physical point of view, the NRCS is better related to the wind friction velocity.

The aim of this work is to propose an iterative algorithm for the numerical estimation of the wind friction velocity as a function of the air-sea temperature difference and of the wind velocity at 10-m height. The algorithm proposed is simple and

El objetivo del presente trabajo es proponer un algoritmo iterativo para la estimación numérica de la velocidad de fricción del viento, en función de la diferencia de temperatura entre el aire y el mar, y de la velocidad del viento a 10 m de altura. El algoritmo propuesto es sencillo y utiliza las relaciones sugeridas por Wu (1986), evitando utilizar el coeficiente de arrastre, cuya determinación implica en errores. Además, se sugiere que la velocidad de fricción sea el parámetro a determinar a partir de los datos de NRCS obtenidos por radares de microondas.

Modelo para estimar la velocidad de fricción del viento

De la ecuación (3) uno puede fijar la altura z a 10 m, quedando

$$u_{10} = \frac{u_*}{k} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \Big|_{z=10\text{m}} - \psi \left(\frac{z}{L} \right) \Big|_{z=10\text{m}} \right] \quad (8)$$

y usando la relación de Charnock (7) en la ecuación (8) tenemos que

$$u_{10} = \frac{u_*}{k} \left[\ln \left(\frac{zg}{\alpha u_*^2} \right) \Big|_{z=10\text{m}} - \psi \left(\frac{z}{L} \right) \Big|_{z=10\text{m}} \right], \quad (9)$$

donde $\frac{z}{L} \Big|_{z=10\text{m}}$ puede ser calculada usando las relaciones (6)

de Wu (1986) por lo que se puede usar (4) para estimar ψ . La ecuación (9) puede ser escrita como:

$$u_* = \frac{u_{10}k}{\ln \left(\frac{zg}{\alpha u_*^2} \right) \Big|_{z=10\text{m}} - \psi(\Delta T, u_{10})} \quad (10)$$

la cual puede ser resuelta iterativamente para u_* , utilizando el método de punto fijo (Burden y Faires, 1985), y sólo depende de u_{10} y de ΔT a través de la relación de Wu (1986). El esquema es numéricamente estable, es decir, se puede comenzar con cualquier valor arbitrario de u_* del lado derecho de la ecuación (10) y el algoritmo converge rápidamente al valor de la velocidad de fricción (fig. 3). Cabe mencionar que el método es sencillo y se logra evitar el uso de los coeficientes de fricción, C_D , cuya determinación implicaría errores adicionales.

Resultados

Aplicando la ecuación (10), se construyó el gráfico (fig. 4) de la velocidad de fricción del viento en función de ΔT y u_{10} , para ΔT variando entre -10 a 10°C y la velocidad del viento, medido a una altura de 10 m por encima de la superficie del mar, entre 2 y 14 m s^{-1} . En esta figura se puede apreciar el

uses the relations (6), suggested by Wu (1986), without the need of using the drag coefficient, which determination implies additional errors. Besides, we suggest that the friction velocity is the parameter to be determined from microwave-radar NRCS data.

A model to estimate the wind friction velocity

From the equation (3) we can set a height, z , of 10 m resulting:

$$u_{10} = \frac{u_*}{k} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \Big|_{z=10\text{m}} - \psi \left(\frac{z}{L} \right) \Big|_{z=10\text{m}} \right]. \quad (8)$$

Using the Charnok relation (7) in equation (8) we have:

$$u_{10} = \frac{u_*}{k} \left[\ln \left(\frac{zg}{\alpha u_*^2} \right) \Big|_{z=10\text{m}} - \psi \left(\frac{z}{L} \right) \Big|_{z=10\text{m}} \right], \quad (9)$$

where $\frac{z}{L} \Big|_{z=10\text{m}}$ can be calculated using equations (6) of Wu (1986), so (4) can be used to estimate ψ . The equation (9) can hence be written as:

$$u_* = \frac{u_{10}k}{\ln \left(\frac{zg}{\alpha u_*^2} \right) \Big|_{z=10\text{m}} - \psi(\Delta T, u_{10})} \quad (10)$$

which can be solved iteratively for u_* using the fixed point method (Burden and Faires, 1985), depending only on u_{10} and ΔT , by means of Wu's relations (1986). The scheme is numerically stable, allowing to start with any arbitrary value of u_* in the right side of the equation (10), and the algorithm converges rapidly to the desired friction velocity value, as shown in figure 3. It is worth mentioning that the method is simple and avoids the use of the drag coefficient C_D , whose determination would imply additional errors.

Results

The wind friction velocity was estimated using the equation (10) for ΔT ranging between -10 to 10°C and for wind velocities varying from 2 to 14 m s^{-1} , measured 10 m above the sea surface. Results are shown in figure 4, where a similar behavior as that in figure 2 can be noticed. This represents an evidence that the NRCS could be more related to the wind friction velocity than to the wind velocity. Besides, the limit found by Pierson and Stacy (1973) was included in the figure 4 ($u_* = 12\text{ cm s}^{-1}$ horizontal line). Below this limit no waves are generated, therefore, under this circumstance, it would not be

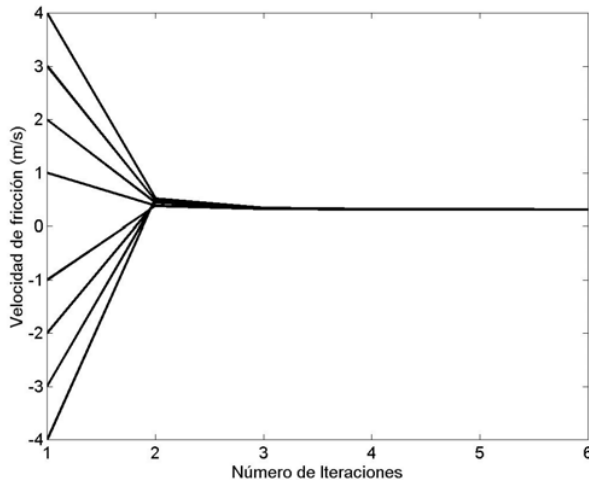


Figura 3. Prueba de convergencia del algoritmo utilizado para estimar la velocidad de fricción del viento. El valor inicial es arbitrario y varía de -2 hasta 2 m s^{-1} . Se observa que a partir de la 4^{ta} iteración el algoritmo alcanza el valor buscado. Notar que no es posible usar el valor de cero para la búsqueda de la velocidad de fricción por obvias razones.

Figure 3. Convergence proof of the algorithm used to estimate the wind friction velocity. The initial value is arbitrary and varies from -2 to 2 m s^{-1} . It is observed that from the 4th iteration the algorithm reaches the desired value. Note that it is not possible to use zero as an initial value for obvious reasons.

comportamiento similar a la figura 2. Esto representa la evidencia de que el NRCS puede ser relacionado más con la velocidad de fricción del viento que con la velocidad del viento. Además, en la figura 4 se incluyó el límite, ($u_* = 12 \text{ cm s}^{-1}$, línea horizontal), encontrado por Pierson y Stacy (1973) donde por debajo de este límite, se cree, no se generan olas. Entonces, si esto fuera cierto, es de esperarse que no sea posible el retroesparcimiento de las microondas. Así los sensores remotos especializados en estimar el viento utilizando este mecanismo deberán tener limitantes en la recuperación de la información de la rapidez del viento. Se puede apreciar, en la figura 4, que esta limitante está en función de la diferencia de temperatura aire-mar (relacionada con la estabilidad atmosférica), donde bajo condiciones estables puede llegar a ser imposible medir, en casos muy extremos ($\Delta T > 3^\circ\text{C}$), vientos de menor intensidad que 6 m s^{-1} . Mientras que para condiciones inestables, vientos de intensidades de 4 m s^{-1} pueden ser detectados. Comparando con los resultados de Keller *et al.* (1989) (fig. 2), podemos observar que mientras en el rango de viento de 6 a 7 m s^{-1} hay retroesparcimiento hasta 6°C , en el rango de 8 a 9 m s^{-1} el retroesparcimiento es observado hasta los 10°C . Esto nos indica que hay un límite en la velocidad de fricción del viento a partir del cual el retroesparcimiento no alcanza la intensidad para ser detectado por sensores de microondas.

Por otra parte, por medio de una extrapolación de sus datos, Lee *et al.* (1994) encuentran que para que el mecanismo de esparcimiento de las microondas sea exclusivamente del tipo

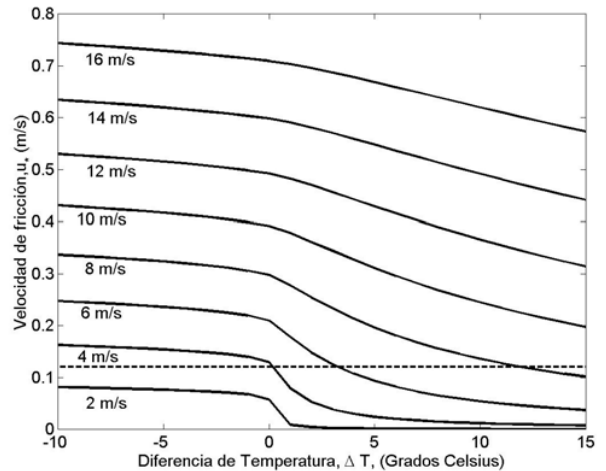


Figura 4. Comportamiento de la velocidad de fricción del viento en función de la diferencia de temperatura de aire-mar ($^\circ\text{C}$). Los valores negativos representan inestabilidad, mientras los valores positivos representan condiciones estables. El cero representa condiciones de estabilidad neutra.

Figure 4. Wind friction velocity as function of the air-sea temperature difference ($^\circ\text{C}$). The negative values represent instability, while positive values represent stable conditions. Neutral stability is represented by zero.

possible to have microwave backscattering and the sensors used to measure the wind using this mechanism would have limitations when retrieving wind speed information. As it can be seen in figure 4, this limitation is also a function of the air-sea temperature difference (which is related to atmospheric stability). Therefore, under stable atmospheric conditions measuring winds with an intensity of less than 6 m s^{-1} could be impossible in extreme situations ($\Delta T > 3^\circ\text{C}$) while, for unstable atmospheric conditions, 4 m s^{-1} winds can be detected. When comparing with the results by Keller *et al.* (1989), it can be observed (fig. 2) that while there is backscattering for winds ranging from 6 to 7 m s^{-1} and ΔT up to 6°C , the backscattering in the range from 8 to 9 m s^{-1} could be observed up to $\Delta T = 10^\circ\text{C}$. This indicates that there is a threshold in the wind friction velocity beyond which backscattering does not reach the enough intensity to be detected by microwave sensors.

On the other hand, Lee *et al.* (1994) extrapolating their own data, found that in order for the microwave scattering mechanism to be exclusively of the Bragg scattering type, u_* should be approximately 8 cm s^{-1} . Comparing this result with the limit velocity given by Pierson and Stacy (1973), it is suggested that possibly there are more than one backscattering mechanism (different to the Bragg) for microwave remote sensors.

It is also known that, from $u_* > 21 \text{ cm s}^{-1}$, the super events (i.e. events where the backscattering for horizontal polarization exceeds those for vertical polarization) begin to show (Lee *et al.*, 1994). We can see from figure 4 that these occur for different winds and are in function of the atmospheric stability (given by ΔT), in such a way that, under unstable conditions,

Bragg, la u_* debería ser aproximadamente de 8 cm s^{-1} , la comparación de este resultado con el límite dado por Pierson y Stacy (1973) nos sugiere que posiblemente puede existir más de un mecanismo de retroesparcimiento (diferentes al Bragg) involucrados en los datos de sensores remotos basados en microondas.

También se sabe que a partir de $u_* > 21 \text{ cm s}^{-1}$ (Lee *et al.*, 1994) los super-eventos (i.e. eventos donde el retroesparcimiento para polarización horizontal exceden a los obtenidos por polarización vertical) comienzan a aparecer. De la figura 4 podemos apreciar que estos ocurren para diferentes vientos y están en función de la estabilidad atmosférica (o de la diferencia de temperatura ΔT), de manera tal que pueden comenzar a existir a partir de vientos mayores a 6 m s^{-1} en condiciones inestables o, bajo condiciones estables, éstos pueden aparecer incluso para valores de vientos mayores a 9 m s^{-1} .

Para muchos propósitos prácticos es necesario estimar la velocidad de fricción del viento a partir de datos obtenidos por radares de microondas, como en el caso del cálculo de los esfuerzos del viento, o flujo de momento, principales agentes responsables por la circulación del océano. También, los flujos de calor sensible y latente son directamente proporcionales a u_* . Las ventajas de relacionar NRCS con la velocidad de fricción del viento son obvias, porque esto eliminaría la incertidumbre al estimar los flujos asociados con los coeficientes empíricos (Li *et al.*, 1989). Wanninkhof y Bliven (1991) consideran que u_* es el mejor parámetro para relacionar la transferencia de gases entre la atmósfera y el océano (como el CO_2) ya que está directamente relacionado al esfuerzo del viento en la superficie del agua, por lo que creemos necesario seguir estudiando más la relación que existe entre la velocidad de fricción del viento y el retroesparcimiento de las microondas por la superficie del mar.

Liu *et al.* (1979), calcularon el flujo de momento y calor apoyándose en la teoría de Monin-Obukhov, pero siguen necesitando la determinación del coeficiente de arrastre, el cual, desde nuestro punto de vista, sigue siendo dependiente de la parametrización utilizada.

De estos resultados podemos concluir que es importante tomar en cuenta los procesos de estabilidad atmosférica en los algoritmos de recuperación de información de la rapidez del viento, o cambiar estos por la recuperación de información de la velocidad de fricción del viento, en la cual los procesos de estabilidad atmosféricos ya están incluidos.

Agradecimientos

El primer autor desea agradecer el apoyo brindado tanto por la beca del CONACYT, como por el apoyo recibido por el programa PROMEP. Este trabajo representa una contribución del proyecto Fase 1 de Oceanografía por Satélite, DAJ J002/750/00 C-834/00 financiado por el CONACYT y por proyectos FOMES 1999 y 2000/UABC.

they can start to occur at winds beyond 6 m s^{-1} . On the other hand, under stable conditions they can start occurring even for wind values greater than 9 m s^{-1} .

For many practical purposes it is necessary to estimate the wind friction velocity from microwave-radar-obtained data, as in the case of wind stress and momentum flux computations, since they are the major agents responsible for the ocean circulation. The latent and sensible heat fluxes are also proportional to u_* . The advantages of relating NRCS to the wind friction velocity are obvious, since this would eliminate the uncertainty in the estimations of the fluxes associated to empirical coefficients (Li *et al.*, 1989). Wanninkhof and Bliven (1991) argue that u_* is the best parameter to relate gas transfers (like CO_2) between the atmosphere and the ocean since it is directly related to the wind stress in the sea surface. More studies are needed in order to understand in a better way the relationship between the wind friction velocity and the microwave backscattering by the sea surface.

Liu *et al.* (1979) computed momentum and heat fluxes based on the Monin-Obukhov theory, but they still need the determination of the drag coefficient which, from our point of view, is still dependent on the parameterization used.

From these results we can conclude that it is important to take into account the atmospheric stability processes in the algorithms for retrieving wind speed information, or to change them for retrieving friction velocity instead, where the atmospheric stability processes are already included.

Acknowledgements

The first author wishes to thank the support from CONACYT as well as from PROMEP. This work represents a contribution from the project "Satellite Oceanography", phase 1, DAJ J002/750/00 C-834/00 supported by CONACYT and by FOMES 1999 and 2000/UABC projects.

English translation by the authors.

Referencias

- Askari, F. and Donato, T.F. (1996). Detection of oceanic fronts at low grazing angles using an X band real aperture radar. *J. Geophys. Res.*, 101(C9): 20883–20898.
- Brown, R.A. (1986). On satellite scatterometer capabilities in air-sea interaction. *J. Geophys. Res.*, 91(C2): 2221–2232.
- Brutsaert, W. and Toba, Y. (1986). A Quasi-similarity between wind waves and solid surfaces in their roughness characteristics. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 42: 166–173.
- Burnen, R.L. y Faires, J.D. (1985). Análisis Numérico. Grupo Editorial Iberoamérica, México, 721 pp.
- Dyer, A.J. (1974). A review of flux-profile relationship. *Boundary-Layer Meteorol.*, 7: 363–372.
- Garrat, J.R. (1992). *The Atmospheric Boundary Layer*. Cambridge Atmospheric and Space Science Series, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 316 pp.

- Guinard, N.W., Ransone Jr., J.T. and Daley, J.C. (1971). Variation of the NRCS of the sea with increasing roughness. *J. Geophys. Res.*, 76: 1525–1538.
- Keller, W.C., Plant, W.J. and Weissman, D.E. (1985). The dependence of X band microwave sea return on atmospheric stability and sea state. *J. Geophys. Res.*, 90: 1019–1029.
- Keller, W.C., Wismann, V. and Alpers, W. (1989). Tower-based measurements of the ocean C band radar backscattering cross section. *J. Geophys. Res.*, 94: 924–930.
- Large, W.G. and Pond, S. (1981). Sensible and latent heat flux measurements of the wind stress over the ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 12: 464–482.
- Lee, P.H.V., Barter, J.D., Caponi, E., Caponi, M., Hindman, C.L., Lake, B.M. and Rungaldier, H. (1994). Wind-speed dependence of small-grazing angle microwave backscatter from sea surfaces. TRW Space and Electronics, IR-1008, Redondo Beach, Ca.
- Li, F., Large, W., Shaw, W., Walsh, E.J. and Davidson, K. (1989). Ocean radar backscatter relationship with near-surface winds: A case study during FASINEX. *J. Phys. Oceanogr.*, 19: 342–353.
- Liu, W.T., Katsaros, K.B. and Businger, J.A. (1979). Bulk parameterization of air-sea exchanges of heat and water vapor including the molecular constraints at the interface. *J. Atmos. Sci.*, 36: 172–1735.
- Masuda, A. and Kusaba, T. (1987). On the local equilibrium of winds and wind-waves in relation to surface drag. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 43: 28–36.
- Mityagina, M.I., Pulgin, V.G. and Yakovlev, V.V. (1998). Two-polarization Ku-band radar imagery of sea surface in presence of atmospheric boundary layer motions. *Waves in Random Media*, 8: 111–118.
- Oncley, S.P. (1983). A intercomparison between microwave backscatter and gust probe measurements during STREX. MS. thesis, Dep. of Atmos. Sci. Univ. of Wash., Seattle, U.S.A.
- Phillips, O.M. (1988). Radar returns from the sea surfaces-Bragg scattering and breaking waves. *J. Phys. Oceanogr.*, 18: 1065–1074.
- Pierson, W.J. and Stacy, R.A. (1973). The elevation, slope, and curvature spectra of a wind roughened sea surface. NASA Contract Rep., CR-2646, 126 pp.
- Smith, S.D. (1980). Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds. *J. Phys. Oceanogr.*, 10: 709–726.
- Smith S.D. (1988). Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind profiles as a function of wind speed and temperature. *J. Geophys. Res.*, 93: 15467–15472.
- Toba, Y. (1979). Study on wind waves as a strongly nonlinear phenomenon. Twelfth Symp. on Naval Hydrodynamics, Nat. Acad. of Sci., Wash., D.C., pp. 529–540.
- Toba, Y. and Koga, M. (1986). A parameter describing overall conditions of wave breaking whitecapping, sea-spray production and wind stress. In: E. C. Monahan and G. MacNiocaill (eds.), *Oceanic Whitecaps and Their Role in Air-Sea Exchange Processes*. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, pp. 37–47.
- Wanninkhof, R. and Bliven, L.F. (1991). Relationship between gas exchange, wind speed, and radar backscattering in a large wind-wave tank. *J. Geophys. Res.*, 96(C2): 2785–2796.
- Wu, J. (1986). Stability parameter and wind-stress coefficients under various atmospheric conditions. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 3: 333–339.
- Wu, J. (1990). Radar sea returns-ocean-ripple spectrum and breaking-wave influence. *J. Phys. Oceanogr.*, 20: 1985–1993.
- Wu, J. (1991). Effects of atmospheric stability on ocean ripples: A comparison between optical and microwave measurements. *J. Geophys. Res.*, 46(C4): 7265–7269.