

风浪充分发展下海面阻力系数的数值研究¹⁾

张子范 李家春

(中国科学院力学研究所,北京 100080)

摘要 考虑海气界面附近大气边界层内海浪充分发展情况下的海气动量交换. 根据 Donelan (1982) 的观点建立海气界面模型, 采用 k -模式以计算湍流流场. 所得流场结构包括风速、湍流动能、湍能耗散及湍流粘性系数等都较合理; 计算的海面阻力系数 C_D 在中等风速时与实测结果符合良好.

关键词 阻力系数, 风浪, k -湍流模式, 海气相互作用

引言

海气相互作用对于全球气候变化, 热带气旋、风暴潮等灾害性天气的预报, 海洋环流及风浪预报等许多领域都有重要的意义. 海气相互作用的研究从尺度上可分为大、中、小三个尺度, 其中最基本的是小尺度过程, 即海气边界层内海气界面附近的物理过程, 如动量、热量交换, 水汽蒸发, 气体通量等. 一般动量通量 M , 感热通量 H , 潜热通量 Q 用整体公式计算

$$M = C_D U_{10}^2 \quad (1)$$

$$Q = L_V C_E U_{10} (q_0 - q_{10}) \quad (2)$$

$$H = C_P C_H U_{10} (T_0 - T_{10}) \quad (3)$$

其中 ρ_a 为空气密度, C_P 为空气比热, L_V 为蒸发潜热, U_{10} , q_{10} , T_{10} 为海上 10 m 高度处空气的风速、湿度和温度, q_0 , T_0 为海面处的湿度和温度, C_D , C_E , C_H 分别为阻力系数, Dalton 数, Stanton 数. 由于 C_D , C_E , C_H 并不是常数, 而是随海气状况 (如: 大气稳定度, 波龄, 波浪破碎等) 的变化而变化, 因此确定 C_D , C_E , C_H 随海气状况的变化规律成为海气相互作用研究的一个重要内容. 本文主要研究海气动量交换及阻力系数 C_D .

测量数据及理论分析表明海上风速大致为对数分布

$$u = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z}{z_0} \quad (4)$$

其中 u_* 为摩擦速度, k 为 Karman 常数, z_0 为表面粗糙度. 由此可得

$$C_D = \frac{f_0}{\rho_a} \left[\frac{u_*^2}{g z_0} \right]^2$$

粗糙度 z_0 代表了海面波浪状况对界面动量通量的影响. Charnock^[1] (1955) 由量纲分析得出: $z_0 = \frac{u_*^2}{g}$, g 为重力加速度, f_0 为 Charnock 常数, 由实测数据确定. Maat 等^[2] (1991) 用

¹⁾ 国家自然科学基金资助项目.

1996 - 07 - 27 收到第一稿, 1997 - 01 - 15 收到修改稿.

量纲分析的方法, 由 HEXOS 的数据得出

$$z_0^* = \frac{gz_0}{u_*^2} = \mu (C_p / u_*)^n \quad (5)$$

其中 C_p 为海浪谱峰频率, C_p / u_* 即为波龄, 代表风浪发展状况; 常数 $\mu = 0.8$, $n = -1$; Smith 等^[3] (1992) 认为 $\mu = 0.43$, $n = -0.96$. 由 z_0 便可得 C_D 的值, 如由 Maat 的结果可得

$$\frac{U_{10}^2}{10g} (C_p / u_*)^n = \mu^{-1} C_D^{n-1} \exp(- / \sqrt{C_D}) \quad (6)$$

可见 C_D 不仅与 U_{10} 有关, 也与波龄 C_p / u_* 所代表的风浪发展状况有关, 相同风速下不同风浪发展状况阻力系数不一样. 这可以解释为何以前不同的观测结果比较分散.

海浪运动极不规则, 因此将其看作由很多不同波高波长的规则波叠加而成, 用海浪谱描述. 分析海浪谱中各成分波对界面过程的影响可帮助我们深入了解海气界面物理过程. Donelan^[4] (1982) 认为海面阻力可分为由低频波引起的形状阻力和高频波引起的摩擦阻力, 对应于两种尺度的粗糙度

$$z_0(L) = \int_0^L S(\omega) d\omega \quad (7)$$

$$z_0(H) = \int_2^p S(\omega) d\omega \quad (8)$$

Kitaigorodskii^[5] (1973) 认为海面粗糙度主要取决于海浪中较高频重力波及毛细波, 即海浪谱中高频波部分对界面动量交换起主导作用

$$z_0 = A_K \int_0^L S(\omega) \exp(-2C/\omega u_*) d\omega \quad (9)$$

Geernaert^[6,7] (1986, 1988) 应用于 JONSWAP 谱认为 A_K 值应为 0.028. 将以上模型的计算结果与 MARSEN (MARine Remote SENSing, 1979) 的实测数据进行比较后发现 Kitaigorodskii 的模型所得的 C_D 随风速、风区及水深的变化与观测符合得最好, 表明海浪中高频波对海气动量交换起主要作用. 这与 Makin^[8]等 (1995) 的结论是一致的.

随着计算流体力学的发展, 数值模拟成为一种研究海气相互作用很有效的方法, 以弥补海上观测困难的不足. Chalikov^[9,10]等 (1978, 1986) 数值模拟了海气边界层湍流流场, 采用了一方程湍流模型, 假设 Prandtl 混合长度随高度线性增加; 根据海浪谱用有限个规则波的叠加代表海浪对海气界面流场的影响; 由此计算海气边界层流场, 得到界面能量输入及动量通量. M. A. Al-Zanaidi 与 W. H. Hui^[11] (1984) 数值模拟了大气边界层湍流流场, 采用了 Saffman 和 Wilcox 的二方程湍流模式, 用单色 Stokes 波代表波浪对大气流场的影响. 得到了海气界面处能量输运对波面粗糙度及风速、有效波速的依赖关系. LeNgocly^[12] (1990) 数值模拟了海气边界层湍流流场, 采用 $k-\epsilon$ 二方程湍流模式, 未考虑海面波浪对流场的影响, 所得的海洋、大气边界层流场及 C_D 随 U_{10} 变化规律与以往的结果符合. 程展和张兆顺^[13] (1992) 数值模拟了风波湍流流场, 采用 $k-\epsilon$ 二方程湍流模型, 得到水气界面附近湍流流场的分布及波面附近的漂流, 并计算了界面处的阻力系数, 所得结果与实验符合较好.

虽然以上数值研究工作对了解海面附近的湍流流场及界面处动量交换过程有很大的意义, 但其模型与实际海气边界层内的物理过程相比还有一定差距. 如: 未考虑波浪对流场的影响;

未考虑风浪发展状况的影响；有些研究所用的湍流模式较为粗糙。

为了更好地了解海气边界层内界面附近湍流流场及动量交换过程，本文数值模拟了深海区域充分发展风浪情况下海气边界层的中性层结大气湍流流场。用 $k-\epsilon$ 模式使方程封闭；根据实测海浪谱用有效波及表面粗糙度代表风浪的作用。计算得到海气界面附近流场随外场参数变化的规律，从而获得阻力系数与风速的关系。并将结果与已有的理论及实测结果进行比较。

1 物理模型及计算方法

1.1 物理模型

考虑深海区域波浪充分发展的情况，假定海上风场水平尺度为无穷大，在与风速垂直的方向流场均匀，即二维流场，海上波浪为完全发展的风浪。

如前文所述，海浪高频波部分对海面动量交换起主要作用。但低频波有较大的波高，对海气界面附近的流场结构有较大的影响。Donelan^[4] (1982) 认为海面阻力可分为由低频波引起的形状阻力和高频波引起的摩擦阻力。根据这个观点，在数值计算中，用有效波及表面粗糙度来表示海面波浪对大气流场的影响。有效波代表大尺度海浪形状对流场结构的影响；这里表面粗糙度 z_s 代表海浪高频波部分，即小尺度形状对界面动量交换的影响。虽然 z_s 与 z_0 有相同数量级，但它们是从不同角度引入的。 z_0 是按海上风速满足对数分布所获得的等效粗糙度，代表海面状况对大气流场的总体影响。

深海区域充分发展波浪的特征参数与海上风速有关，可通过海浪谱函数得到。在本文中，海浪谱采用 P-M 谱^[14]

$$S(\omega) = 0.5 g^2 \omega^{-5} \exp \left[-0.74 \left(\frac{g}{U} \right)^4 \right] \quad (10)$$

其中 $\alpha = 8.1 \times 10^{-3}$ ， g 为重力加速度， U 为 19.5 m 高处风速。P-M 谱的谱峰频率为： $\omega_p = 0.877 g U^{-1}$ ，有效波高为： $H_{1/3} = 0.0214 U^2$ ，有效波的周期为： $T_{1/3} = 0.937 T_p = 0.684 U/g$ 。有效波波高波长比很小，可视为小振幅波，海上风速在远离波面处为对数分布，由此可计算得有效波波参数与 10 m 高处风速的关系

$$\left. \begin{aligned} H_{1/3} &= 0.0251 U_{10}^2 \\ T_{1/3} &= 0.856 U_{10} \\ C_{1/3} &= 1.156 U_{10} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{值应} \\ \text{波对} \end{array}$$

1) 控制方程

雷诺方程

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} \quad (13)$$

其中 u_i 为平均速度, u_i 为脉动速度, $i, j = 1, 3$; $p = P_0 + \rho g x_3$.

连续性方程

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (14)$$

 k - 模式方程

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} + G_k - \epsilon \right] \quad \text{糙 度} \quad (15)$$

$$\epsilon = C_\mu \frac{k^2}{l} \quad (16)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} + G_k - \epsilon \right] \quad (17)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} + u_j \frac{\partial}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{k} \right) \frac{\partial}{\partial x_j} + C_1 \frac{G_k}{k} - C_2 \frac{\epsilon}{k} \right] \quad (18)$$

$$G_k = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] \quad (19)$$

其中 $C_\mu = 0.09$, $\nu_t/k = 1.00$, $\nu_t = 1.00$, $C_1 = 1.44$, $C_2 = 1.92$.

2) 边界条件

波浪是向前传播的, 在计算时将坐标系固定在波面上随波面移动, 这样不定常问题便化为定常问题. 由于代表性波面模型为规则正弦波, 计算区域可取为一个周期段的流场, 此时下界面为一个周期的余弦波面, 这样流场左右两侧可采用周期边界条件. 研究表明二分之一波长的高度处波浪对大气流场的影响可以忽略, 因此计算区域取到距平均波面二分之一有效波长的高度处. 此处可认为水平方向风速 u 为常数, 压强为常值 P_0 , 垂直方向风速 w 及湍流动能 k , 耗散率 ϵ 随高度不变, 即垂直方向导数为零. 海面速度包括海浪传播速度和漂流速度, 其中漂流速度相对来说很小, 为计算方便起见可将其忽略. 用 k - 模式计算湍流流场, 在处理壁面边界条件时, 由于壁面附近流速和湍流能量变化剧烈, 因此计算网格要很细. 另外, 固壁附近湍流强度较小, 分子粘性影响大, 一般 k - 模式的高雷诺数假设不再适用. 为了计算壁面附近流场, 采用壁函数假设^[15]: 认为壁面附近仅有与壁面平行的平均流速起作用, 且对于离开壁面的流场影响很小; 假设近壁区湍流能量的产生与耗散大致平衡; 雷诺应力等于壁面切应力, 在壁面附近为均匀; 近壁区流速服从通用速度分布. 上述壁函数假设是在研究固壁附近流场后得出的, 我们认为在有效波波陡很小且无波破碎情况下, 该假设对于水气界面附近流场仍然近似成立. 由上所述可定出流场边界条件.

此时变量为: $x = x_1 - C_{1/3} t$, $z = x_3$, $u = u_1 - C_{1/3}$, $w = u_3$.

a) 大气流场上界, 距平均波面二分之一有效波长高处

$$p / \rho = P_0 \quad (20)$$

$$u|_{z=0} = U_{1/2} - C_{1/3} \quad (21)$$

$$\left. \frac{\partial w}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial k}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \quad (22)$$

b) 海气界面处

$$u|_0 = \frac{H_{1/3}}{2} \sqrt{\frac{2-g}{1/3}} \cos \left(\frac{2-x}{1/3} - C_{1/3} \right) \quad (23)$$

$$w|_0 = -\frac{H_{1/3}}{2} \sqrt{\frac{2-g}{1/3}} \sin \left(\frac{2-x}{1/3} \right) \quad (24)$$

计算时采用贴体的非正交坐标系。由于界面处速度方向平行于界面，此时速度边界条件为

$$u|_w = \sqrt{\frac{gH_{1/3}^2}{2 \cdot 1/3}} + C_{1/3}^2 - C_{1/3} H_{1/3} \sqrt{\frac{2-g}{1/3}} \cos \left(\frac{2-x}{1/3} \right) \quad (25)$$

$$w|_w = 0 \quad (26)$$

壁函数假设为：界面附近第一网格点处 ($z = z_1$)

$$u|_{z_1} = u_* \left[\frac{1}{2.3} \ln z^+ + 5.24 - u^+ (r^+) \right] \quad (27)$$

$$k = \frac{u_*^2}{C_\mu^{1/2}} \quad (28)$$

$$= \frac{k^{3/2} C_\mu^{3/4}}{z_1} \quad (29)$$

其中 u_* 为摩擦速度； u_w 为界面速度， $u_w = u|_0$ ； $z^+ = z u_* / \nu$ ， $u^+ = \frac{u}{u_*}$ ； $r^+ = z_0 u_* / \nu$ ，当 $r^+ < 5$ 时， $u^+ = 0$ ； 2.3 是 Karman 常数； τ_w 为壁面切应力。这里取为 $z_1^+ = 11.0$ 。

c) 两侧流场边界周期边界条件

为水

$$\left. \begin{aligned} p_r &= p_l \\ u_r &= u_l \\ w_r &= w_l \\ k_r &= k_l \\ r &= l \end{aligned} \right\}$$

离散化为代数方程. 对于二维问题, 离散方程为

$$a_p \phi_p = a_e \phi_e + a_w \phi_w + a_n \phi_n + a_s \phi_s + b \quad (32)$$

式中系数为

$$a_e = D_e A (/ P_e /) + [/ -F_e, 0 /]$$

$$a_w = D_w A (/ P_w /) + [/ F_w, 0 /]$$

$$a_n = D_n A (/ P_n /) + [/ -F_n, 0 /]$$

www.cnki.net

1. 4 参数 C_D 的计算

计算得流场后，可根据大气流场数据计算界面处动量通量和阻力系数。动量通量为

$$= f \cos \theta + p \sin \theta \tag{33}$$

其中 f 为界面处摩擦应力， p 为压力， θ 为波面与水平方向夹角。在界面附近第一网格点处根据壁函数假设得： $f = k C_D^{1/2} U_{10}^2$ 。对一个周期的波面进行积分平均，即可得海面处动量通量。

根据计算公式： $C_D = \frac{\tau}{U_{10}^2}$ ，得阻力系数的值。

2 计算结果分析讨论

2. 1 流场的计算结果分析

图 2 为计算所得波面上风速随高度的分布。左图 10 m 高风速为 5 m/s，右图为 16 m/s，曲线 1, 2, 3, 4 分别表示在有效波余弦波面相位 0, $\pi/2$, π , $3\pi/2$ 上的风速分布。在高度较小，即靠近波面处，风速分布与对数律相差较大；高度较大，即远离波面处，风速随高度大致为对数分布。这体现了波浪对大气流动的影响。Geernaert^[17] (1990) 指出，由于波面附近风速的对数分布不准确，用风廓线法来测量界面动量通量将有误差。

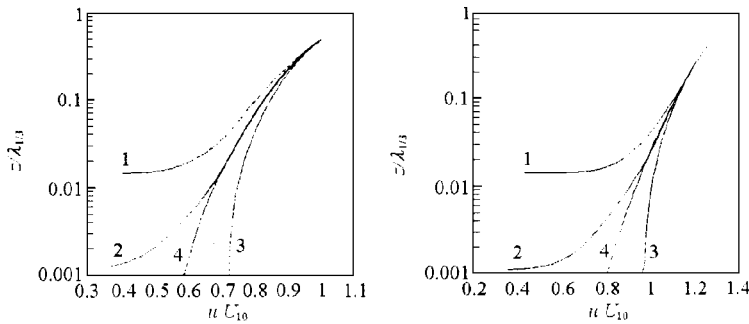


图 2 波面上平均风速分布

Fig. 2 Vertical profiles of wind speed over wave

图 3 为流场中湍流动能及耗散随高度的分布。左图 10 m 高风速为 5 m/s，右图为 16 m/s，图中曲线 1 表示湍流动能，曲线 2 表示湍能耗散。对于湍流动能，由于界面附近采用壁函数近似，第一计算网格点取在湍流充分发展区，因此流场中靠近界面处即有较大湍流动能，湍流动能耗散在此处为最大；离波面较远到一定高度两者大致保持为常值。

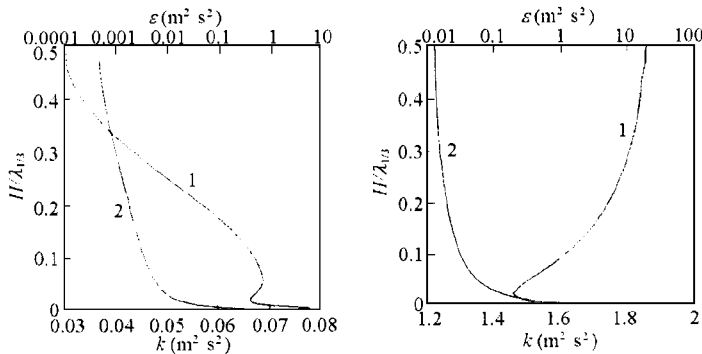


图 3 大气湍流动能及耗散的分布

Fig. 3 Vertical profiles of air turbulent kinetic energy and dissipation

图 4 为湍流粘性系数随高度的分布. 曲线 1 表示 10 m 高, 风速为 5 m/s, 曲线 2 为 16 m/s. 湍流粘性系数随高度的增加而增加, 到一定高度后基本保持不变, 其值大大高于分子粘性系数. 由此可见海气边界层中, 湍流交换起着主要作用.

图 5 为界面附近动量交换随风速变化的规律. 曲线 1 表示湍流摩擦阻力, 曲线 2 为波面形状阻力. 由图可见充分发展风浪界面附近, 湍流交换对阻力起主要作用, 而由有效波引起的形状阻力为小量. 由于表面粗糙度代表了海浪谱中短波对动量交换的影响, 因此湍流运动引起的阻力可看做是界面的表面摩擦及波浪短波影响的总和. 有效波代表了海浪谱中谱峰附近显著长波对动量交换的影响, 它引起的形状阻力很小. 这反映了海浪谱中长波对界面动量交换影响很小, 而短波起了主要的作用.

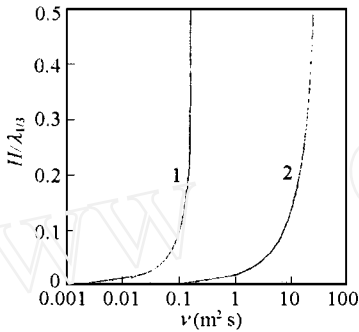


图 4 大气湍流粘性系数
Fig.4 Vertical profiles of air turbulent exchange coefficient

图 4 大气湍流粘性系数
Fig.4 Vertical profiles of air turbulent exchange coefficient

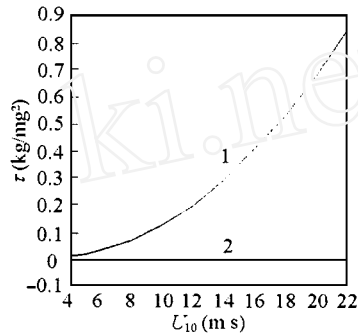


图 5 界面动量通量与风速的关系
Fig.5 Variation of interface shear stress depending on windspeed

图 5 界面动量通量与风速的关系
Fig.5 Variation of interface shear stress depending on windspeed

2.2 阻力系数 C_D 的结果分析比较

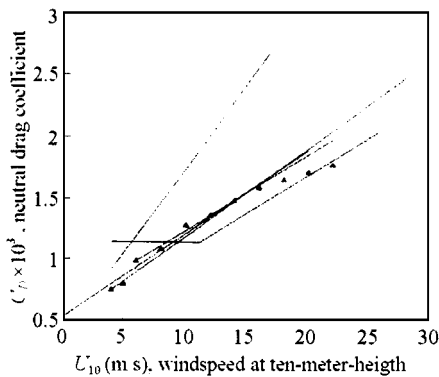


图 6 阻力系数 C_D 随风速 U_{10} 的变化规律

Fig.6 Variation of drag coefficient depending on 10 - meter windspeed

图 6 为计算得到的不同风速下阻力系数 C_D 的分布, 以及与一些已有研究结果比较. 曲线 1 为 Large 和 Pond^[18] (1981) 在基于深海区域风区无限大情况下所得数据研究而得的结果, 其中一部分数据来自海上观测塔 (距海岸 10 km, 水深 59 m) 测量得的数据. 他们得到 C_D 与 U_{10} 关系式为

$$\left. \begin{aligned} C_D &= 1.14, & 4 < U_{10} < 10 \\ C_D &= (0.44 + 0.063 U_{10}) \times 10^{-3}, & 10 < U_{10} < 26 \end{aligned} \right\}$$

曲线 3 为 Garratt^[20] (1977) 收集 70 年代中期以前约 10 年间的有关文献, 对阻力系数问题作出评价, 给出 C_D 与 U_{10} 关系为

$$C_D = (0.75 + 0.067 U_{10}) \times 10^{-3}, \quad 4 < U_{10} < 21 \quad (36)$$

Donelan^[41] (1982) 在 Ontario 湖上进行了测量, 通过对所测得数据的分析研究, 得到不同波龄下阻力系数的变化规律. 曲线 4 为波浪充分发展下 ($C_p/u_* = 25$), C_D 与 U_{10} 的关系

$$C_D = (0.524 + 0.069 U_{10}) \times 10^{-3}, \quad U_{10} < 20 \quad (37)$$

曲线 5 为波浪非充分发展下, C_D 与 U_{10} 的关系

$$C_D = (0.37 + 0.137 U_{10}) \times 10^{-3}, \quad 4 < U_{10} < 17 \quad (38)$$

由图可见, 在中等风速以下, 计算结果与曲线 1, 2, 3, 4 相比, 数值及变化趋势都很接近, 所得结果与实际较符合. 但在高风速下, 阻力系数增长趋势偏小, 数值也偏低. 这是由于在高风速下, 海面波浪普遍出现破碎, 产生水滴气泡等, 这对界面动量交换有很大影响. 此时本数值模型以及湍流模式, 壁函数假设等都会有一定误差. 因此对高风速复杂海况时的海气微相互作用需专门加以深入研究.

3 结论

1) 根据 Donelan (1982) 的观点由海浪谱得到的界面模型能较好地反映波浪对海气界面处动量交换的影响; 采用 k -湍流模式可以很好地计算海气边界层流场.

2) 由于波浪对大气流场的影响, 海上风速的对数分布律在靠近界面处有明显偏差, 并随着波浪位相角的不同而变化.

3) 海面上中等风速以下计算得海面阻力系数随风速的增加大致呈线性增长, 与 Smith (1980), Donelan (1982) 等人的测量结果附合得很好.

4) 本模型未考虑波破碎的发生, 因此高风速下的计算结果, 尤其是 C_D 值有一定的误差. 在进一步研究中可考虑改进计算模型以及湍流模式, 壁函数假设等.

参 考 文 献

- 1 Charnock H. Wind stress on a water surface. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 1955, 81: 639 ~ 640
- 2 Maat N, Kraan C, Oost WA. The roughness of wind waves. *Boundary - layer Met.*, 1991, 54: 89 ~ 103
- 3 Smith SD, et. al. Sea surface wind stresses and drag coefficients: the HEXOS results. *Boundary - Layer Met.*, 1992, 60: 109 ~ 142
- 4 Donelan MA. The dependence of the aerodynamic drag coefficient on wave parameters. First International Conference on Meteorology and Air - Sea Interaction of the Coastal Zone. *Am. Meteorol. Soc.*, Boston, MA, 1982, 381 ~ 387
- 5 Kitaigorodskii SA. The physics of air - sea interactions. Translated from Russian by A. Baruch, Israel Program of Scientific Translations, Jerusalem, 1973
- 6 Geernaert GL, Katsaros KB, Richter K. Variation of the drag coefficient and its dependence on sea state. *J. Geophys. Res.*, 1986, 91 (C6): 7667 ~ 7679
- 7 Geernaert GL. Drag coefficient modeling for the near coastal zone. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 1988, 11: 307 ~ 322
- 8 Makin VK, Kudryavtsev VN, Mastenbroek C. Drag of the sea surface. *Boundary - layer Met.*, 1995, 73: 159 ~ 182
- 9 Chalikov DV. The numerical simulation of wind - wave interaction. *J. Fluid. Mech.*, 1978, 87: 561 ~ 582

- 10 Chalikov DV. Numerical simulation of the boundary layer above waves. *Boundary - layer Met.*, 1986, 34: 63~98
- 11 Al - zanaidi MA, Hui WH. Turbulent flow over water waves—a numerical study. *J. Fluid. Mech.*, 1984, 148: 225~246
- 12 Le Ngocly. An application of the E - turbulence model for studying coupled air - sea boundary layer structure. *Boundary - Layer Met.*, 1991, 54: 327~346
- 13 程展, 张兆顺. 风波诱导漂流的数值计算. *海洋学报*, 1992, 14 (1): 1~9
- 14 文圣常, 余宙文. *海浪理论与计算原理*. 北京: 科学出版社, 1984
- 15 徐大鹏, 刘树军, 卞荫贵. 湍流壁函数的一般形式. *力学学报*, 1991, 23 (6): 650~656
- 16 帕坦卡 SV. *传热与流体流动的数值计算*. 北京: 科学出版社, 1992
- 17 Geernaert GL, Plant WJ. *Surface Waves and Fluxes*. Netherlands. 1990, Volume I, Chapter 5, 91~172
- 18 Large WG, Pond S. Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds. *J. Phys. Oceanogr.*, 1981, 11, 324~336
- 19 Smith SD. Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds. *J. Phys. Oceanogr.*, 1980, 10: 709~726
- 20 Carratt JR. Review of drag coefficients over oceans and continents. *Mon. Wea. Rev.*, 1977, 105: 915~929

NUMERICAL STUDY ON DRAG COEFFICIENT OF AIR OVER WELL - DEVELOPED WIND WAVE

Zhang Zifan Li Jiachun

(*Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*)

Abstract Turbulent air flow over well - developed wind waves in air - sea boundary layer is numerically simulated without considering wave breaking. Wind wave model is constructed according to the Donelan ' s idea. We have adopted the $k - \epsilon$ model to calculate the turbulent flow. The results of drag coefficient and turbulence characteristics agree well with observations.

Key words drag coefficient, wind waves, $k - \epsilon$ turbulent model, air - sea interaction