

高风速下海洋飞沫水滴对拖曳系数的影响*

史剑[†] 周林 杨隆颖

(解放军理工大学气象学院, 南京 211101)

(2012年7月17日收到; 2012年9月5日收到修改稿)

海面飞沫水滴改变着海气动量通量的分布, 从而在相当程度上影响着海面拖曳系数. 为了能够精确估计海面飞沫水滴对海面拖曳系数的影响, 推导出新的依赖于风速和海浪状态的海洋飞沫生成函数, 将该飞沫生成函数用在改进的飞沫动量通量计算公式中进行飞沫动量通量的计算, 发现本文提出的飞沫动量通量计算公式对海浪状态具有较强的敏感性, 能够清晰地表达海浪状态对飞沫动量通量的影响. 海面总动量通量包含飞沫动量通量和海气界面动量通量, 基于此理论, 得到高风速下受飞沫水滴影响的海面拖曳系数关系式, 从关系式的理论值可知, 在高风速下, 海面拖曳系数开始衰减, 说明高风速下海面飞沫水滴能够抑制拖曳系数值的增加. 将理论结果与实验室和海外测量值进行对比, 发现海面拖曳系数的理论值变化范围覆盖了测量值, 同时将该海面拖曳系数代入海浪模式进行台风浪模拟, 发现海浪模式能够较好地模拟出有效波高, 说明本文提出的新的海面拖曳系数公式能够合理地用在高风速条件下.

关键词: 海洋飞沫, 拖曳系数, 海浪状态

PACS: 92.10.-c, 92.10.Hb, 92.10.Kp

DOI: 10.7498/aps.62.039201

1 引言

海面在风的吹刮下形成风浪, 随着风速增加, 风浪破碎, 将会从波面飞出微小水滴, 水滴从海上脱离的过程十分的复杂, 总结起来, 可分为以下四种: 一是风削切波峰, 从波顶带走沫滴, 这种飞沫水滴被称为飞沫; 二是波面上强风的空气动力吸引, 在波顶的上方产生较大的脉动垂直速度, 使沫滴脱离主体, 这种飞沫水滴被称为溅沫; 三是风浪破碎在主波峰前产生大量的气泡, 随后在主峰后遗留下泡沫斑迹, 当气泡上升突出海面时, 气泡破裂而产生大量的微小沫滴, 这种飞沫水滴被称为泡沫; 四是当气泡跃出海面后, 在海面留下的空穴, 空穴被周围的海水迅速填充, 并形成向上喷射的沫滴, 这种飞沫水滴称为的喷沫. 飞沫和溅沫的半径均大于 $20\ \mu\text{m}$, 而喷沫和泡沫的半径一般在 $3\text{--}20\ \mu\text{m}$. 下文中所涉及到的飞沫是这四类沫滴的统称.

由于飞沫水滴的产生, 改变了海气界面的基本状态, 进而影响到海气界面处的各种物理过程^[1-4]. 近年来的研究表明飞沫水滴使海面拖曳系数在高风速时发生衰减, 然而对这一现象的物理机理解释存在一定争议^[4,5]. Makin^[5] 将飞沫看作悬浮颗粒, 在悬浮层中, 质量较重的飞沫在下面, 质量较轻的在上面, 飞沫的集中程度随高度递减, 因此, 飞沫水滴组成了一个稳定的层结构称之为飞沫边界层, 该边界层阻止了湍流接近海面, 从而使高风速下海面拖曳系数发生衰减. 然而, Andears^[4] 提出了另一种解释, 认为飞沫产生的动量通量(简称飞沫动量通量)使得海面拖曳系数在高风速下发生衰减. 当飞沫水滴进入到空气中时, 它们将立即被局地风加速, 这个过程需要得到海面风的部分动量的支持, 因此风速由于这部分动量的损失而变慢. 因此, 飞沫水滴具有重新分配海气界面处的动量通量的能力. Andears^[4] 认为飞沫动量通量是海气总动量通量的一部分, 海气总动量通量还包含另一个重要部分

* 国家自然科学基金(批准号: 41106014)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: shijian.mil@163.com

即海气界面动量通量,海气界面动量通量是去除大气与飞沫水滴的动量交换后,大气与海洋实际的动量交换,Andreas^[4]指出在海面风速超过 30—35 m/s 时,飞沫动量通量与海气界面动量通量达到可比的量级,当风速超过 60 m/s 时,海气总动量通量将完全转化为飞沫动量通量,以往推导出的高风速拖曳系数所对应的是由风产生的海气总动量通量,而他的分析表明高风速拖曳系数不能由总动量通量推导得来,应考虑飞沫动量通量的存在,最终给出了高风速时海面拖曳系数将随风速的增加而停止增加并最终衰减的结论.Munk^[6]首次发现了这种飞沫水滴引起的动量传输过程.

研究者们对飞沫水滴在海面物理过程中发挥的作用并没有得到统一的认识,但值得一提的是,不论飞沫在海面起怎样的作用,Cavaleri 等^[7]认为其最终的表现就是使得海面拖曳系数在高风速时开始衰减,Andreas^[4]和 Makin^[5]的高风速下拖曳系数解析关系均描述了这一衰减的现象,但 Andreas^[4]在推导高风速下拖曳系数时,考虑了飞沫动量通量的存在,并将表征飞沫水滴影响的飞沫动量通量体现在高风速拖曳系数关系式中,而 Makin^[5]的高风速拖曳系数表达式中并没有出现表征飞沫动量通量作用的关系式,且 Makin^[5]仅利用 Powell 等^[8]的测量数据进行参数化,所以相对 Makin^[5]而言,Andreas^[4]的高风速拖曳系数关系式能较清晰地将飞沫水滴对高风速下拖曳系数的衰减作用描绘出来.因此,基于 Andreas^[4]的理论进行飞沫水滴对高风速下拖曳系数的影响研究是值得推荐的.值得注意的是,Andreas^[4],Makin^[5]均没有讨论海浪状态对拖曳系数的影响,在实际海面不仅存在风,海浪也是普遍存在的现象,本文在研究飞沫水滴对拖曳系数影响的同时将考虑海浪的作用.

2 计算模型

Andreas 和 De Cosmo^[9]认为飞沫水滴与周围大气的动量交换主要发生在飞沫水滴蒸发层,该层具有一个有效波高的厚度,在飞沫水滴蒸发层中,海气总动量通量 τ_T 分为两部分:海气界面动量通量 τ 以及飞沫动量通量 τ_{sp} ,该理论与 Pomeroy 和 Male^[10],Raupach^[11]的观点基本一致,

$$\tau_T = \tau + \tau_{sp}, \quad (1)$$

τ_T 的计算一般可采用公式

$$\tau_T = \rho_a u_*^2, \quad (2)$$

其中 u_* 是摩擦速度, ρ_a 为空气密度.

τ 的计算可采用块体公式

$$\tau = \rho_a C_{D,sp} U_{10}^2, \quad (3)$$

(3) 式中 $C_{D,sp}$ 是考虑飞沫水滴影响后的海面拖曳系数, U_{10} 是海面 10 m 高度处风速.

将 (2) 式和 (3) 式代入 (1) 式得到:

$$\rho_a u_*^2 = \rho_a C_{D,sp} U_{10}^2 + \tau_{sp}, \quad (4)$$

于是,

$$C_{D,sp} = \frac{u_*^2}{U_{10}^2} - \frac{\tau_{sp}}{\rho_a U_{10}^2}, \quad (5)$$

由于 τ_T 的也可由经典块体公式计算

$$\tau_T = \rho C_D U_{10}^2, \quad (6)$$

其中 C_D 为经典块体公式中的海面拖曳系数,由于该拖曳系数并未将飞沫水滴对其影响分离开,于是采用该海面拖曳系数计算的海气动量通量包含海气界面动量通量和飞沫动量通量,结合 (6) 式和 (2) 式可知

$$C_D = \left(\frac{u_*}{U_{10}} \right)^2, \quad (7)$$

将 (7) 式代入 (5) 式,得到:

$$C_{D,sp} = \left(1 - \frac{\tau_{sp}}{\rho_a u_*^2} \right) C_D, \quad (8)$$

上式为考虑飞沫水滴影响的海面拖曳系数具体表达形式.

为了能够计算 (8) 式,其中 C_D 取为 Shi 等^[12]通过实测数据拟合出的海面拖曳系数参数化结果

$$C_D = 0.74 R_B^{0.08} \times 10^{-3}, \quad (9)$$

该参数化公式以被 Shi 等^[12]证明能够较好地用来计算海气之间的动量交换,式中 R_B 称为风海雷诺数, $R_B = \frac{u_*^2}{\omega_p \nu}$,其中 ν 为空气黏性系数, ω_p 为风浪谱峰对应的圆频率.由于海面波浪的普遍存在^[13], R_B 被广泛地应用在海气边界层,用来研究海面的气体、动量传输^[14]受波浪状态的影响.

同样为了计算 (8) 式, τ_{sp} 的计算选择 Andreas^[4]的方案进行

$$\tau_{sp} = \frac{4\pi}{3} \rho_w \int_{r_{lo}}^{r_{hi}} u_{sp}(r_0) r_0^3 \frac{dF}{dr_0} dr_0, \quad (10)$$

其中, ρ_w 是海水密度, r_{lo} 和 r_{hi} 是计算飞沫动量通量的飞沫水滴的最小和最大半径, $u_{sp}(r_0)$ 是沫滴在落回到海面之前的水平速度. Andreas^[4] 认为所有的飞沫水滴在落回海面之前将受局地风作用在海面上空进行短暂的飞行, 因此, $u_{sp}(r_0)$ 并不依赖沫滴初始半径 r_0 的值, 而是与沫滴所在高度有关系. 其可表达为

$$u_{sp}(z_s) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z_s}{z_0}\right), \quad (11)$$

其中 z_0 为粗糙长度, $\kappa(=0.4)$ 是 von Karman 常数, $u_{sp}(z_s)$ 是海面高度为 z_s 处的风速. Andreas^[15] 和 Iida 等^[16] 分别认为 z_s 值为 $0.5H_s$ 和 $0.635H_s$, H_s 为有效波高. 本文将采用 $0.635H_s$ 方案, z_0 采用 Andreas^[4] 提供的如下参数化方案:

$$z_0 = 0.0185 \frac{u_*^2}{g}. \quad (12)$$

(10) 式中的 $\frac{dF}{dr_0}$ 称为飞沫生成函数, 定义为单位时间、单位面积、与初始半径 r_0 对应的单位半径增量的沫滴数量, 一般认为是水滴初始半径 r_0 和风速 U_{10} 的函数. 如果水滴尺度谱与风速无关, 则可以认为飞沫生成函数分为两个独立的部分: 一个仅与风速相关的函数 $f_1(U_{10})$ 和飞沫水滴尺度谱 $f_2(r_0)$

$$\frac{dF}{dr_0} = f_1(U_{10})f_2(r_0), \quad (13)$$

其中, F 为飞沫生成率, 定义为单位时间、单位面积产生的沫滴数量.

研究表明, 在不同的飞沫生成函数中存在各种与风速相关的函数, 并且这些不同的函数在量级上也存在相当大的差距^[17-19]. 事实上, 风不是唯一影响海面飞沫水滴生成的因素, 因为海面的风浪同样起着重要的作用, 海浪影响着海-气通量的交换, Zhao 等^[20] 指出飞沫通量计算值的不确定是由于忽略了海浪状态的影响造成的, 其认为飞沫生成函数应不仅只考虑风的影响还应包含波浪状态的影响, 认为飞沫生成函数的具体形式可统一为

$$\frac{dF}{dr_0} = f(U_{10}, \omega_p, r_0), \quad (14)$$

假定飞沫生成函数对海面风速和波浪状态的依赖独立于对飞沫水滴半径的依赖, 于是飞沫生成函数可分为两个独立函数

$$\frac{dF}{dr_0} = f_1(U_{10}, \omega_p)f_2(r_0), \quad (15)$$

结合实验室测量数据, 在此理论上, Zhao 等^[20] 提出了新的飞沫生成函数

$$\frac{dF}{dr_0} = \begin{cases} 7.84 \times 10^{-3} R_B^{1.5} r_0^{-1} & 30 < r_0 < 75 \mu\text{m} \\ 4.41 \times 10^1 R_B^{1.5} r_0^{-3} & 75 \leq r_0 < 200 \mu\text{m} \\ 1.41 \times 10^{13} R_B^{1.5} r_0^{-8} & 200 < r_0 \leq 500 \mu\text{m} \end{cases}, \quad (16)$$

(16) 式的计算结果能够很好地将目前主流飞沫生成函数的计算值范围覆盖^[20], 然而, 该式只能适用水滴半径在 $30 \leq r_0 \leq 500 \mu\text{m}$ 的飞沫, 意味着海-气界面处由气泡产生的泡沫和喷沫的作用不考虑在内.

Woolf 等^[21] 在 Monahan 等^[22] 工作的基础上, 提出了对应于气泡产生飞沫水滴的飞沫生成函数

$$\frac{dF}{dr_{80}} = \frac{W}{\tau_d} \frac{dE}{dr_{80}}, \quad (17)$$

(17) 式在水滴半径为 $0.5 \leq r_{80} \leq 12 \mu\text{m}$ 之内有效, 其中 r_{80} 是相对湿度为 80% 的水滴半径, 单位为 μm , $\tau_d = 3.53 \text{ s}$ 是典型白冠消亡时间, W 是白冠覆盖率, $\frac{dE}{dr_{80}}$ 为白冠消亡时间段内, 单位时间、单位白冠覆盖面积、与 r_{80} 对应的单位半径增量生成的沫滴数量. Woolf 等提出^[21]

$$\frac{dE}{dr_{80}} = \exp[16.1 - 3.43 \log r_{80} - 2.49(\log r_{80})^2 + 1.21(\log r_{80})^3], \quad (18)$$

众多研究者认为白冠覆盖率与海浪状态相关^[23-25]. 为了能考虑海浪状态的影响, 基于上节得出的相关结论, 我们选择 Zhao 和 Toba^[26] 提出的白冠覆盖率关系式:

$$W = 3.88 \times 10^{-5} R_B^{1.09}, \quad (19)$$

结合 (18) 和 (19) 式, 得到气泡生成的沫滴对应的飞沫生成函数关系式

$$\frac{dF}{dr_{80}} = 1.1 \times 10^{-5} R_B^{1.09} \exp[16.1 - 3.43 \log r_{80} - 2.49(\log r_{80})^2 + 1.21(\log r_{80})^3], \quad (20)$$

由 Fitzgerald 的工作^[27], 可知 $r_{80} = 0.518r_0^{0.976}$, 于是

$$\frac{dr_{80}}{dr_0} = 0.506r_0^{-0.024}, \quad (21)$$

代入 (20) 式, 得到,

$$\frac{dF}{dr_0} = 0.56 \times 10^{-5} R_B^{1.09} r_0^{-0.024} \exp[16.8 - 1.67 \log r_0 - 3.36(\log r_0)^2 + 1.13(\log r_0)^3], \quad (22)$$

可知, (22) 式与海浪状态相关, 且适用的沫滴范围为 $1 \leq r_0 \leq 25 \mu\text{m}$.

$$dF/dr_0 = \begin{cases} 0.56 \times 10^{-5} R_B^{1.09} r_0^{-0.024} \exp[16.8 - 1.67 \log r_0 - 3.36(\log r_0)^2 + 1.13(\log r_0)^3], & 1 < r_0 < 25 \mu\text{m} \\ \frac{30-r_0}{5} \{0.56 \times 10^{-5} R_B^{1.09} r_0^{-0.024} \exp[16.8 - 1.67 \log r_0 - 3.36(\log r_0)^2 + 1.13(\log r_0)^3]\} + \frac{r_0-25}{5} (7.84 \times 10^{-3} R_B^{1.5} r_0^{-1}), & 25 \leq r_0 \leq 30 \mu\text{m}, \\ 7.84 \times 10^{-3} R_B^{1.5} r_0^{-1}, & 30 < r_0 \leq 75 \mu\text{m} \\ 4.41 \times 10^1 R_B^{1.5} r_0^{-3}, & 75 < r_0 < 200 \mu\text{m} \\ 1.41 \times 10^{13} R_B^{1.5} r_0^{-8}, & 200 \leq r_0 < 500 \mu\text{m} \end{cases} \quad (23)$$

3 计算结果和讨论

3.1 飞沫生成函数

飞沫生成函数是计算飞沫产生的动量通量的重要部分, (23) 式是基于 R_B 参数的飞沫生成函数参数化公式, R_B 参数能够表征海浪状态的影响, 为了研究海浪状态对 (23) 式的影响, 这里选择 Woolf 等 [21] 的飞沫生成函数与本文提出的飞沫生成函数做一比较. Woolf 等 [21] 在其飞沫生成函数中采用的白冠覆盖率关系式为

$$W = 3.84 \times 10^{-6} U_{10}^{3.41}, \quad (24)$$

因此, 由 (17) 式可知对应的飞沫生成函数的形式为

$$\frac{dF}{dr_0} = 0.56 \times 10^{-6} U_{10}^{3.41} r_0^{-0.024} \exp[16.8 - 1.67 \log r_0 - 3.36(\log r_0)^2 + 1.13(\log r_0)^3], \quad (25)$$

(25) 式适用的飞沫水滴半径为 $1 \leq r_0 \leq 25 \mu\text{m}$.

由于 R_B 参数的计算需要摩擦速度, 因此, 采用 Wu [28] 提出的经典拖曳系数公式

$$C_D \times 10^3 = 0.8 + 0.065 U_{10} \quad (26)$$

并结合 (7) 式得到摩擦速度的值.

海浪状态常用波龄 β 来表示, $\beta = C_p/U_{10}$, 其中 C_p 是谱峰对应的波相速, 当 β 很小时代表海浪

较年轻, 当 β 接近 1.2 左右说明海浪已经充分成长 [20,26]. 图 1 至图 2 显示了风速为 15 和 30 m/s 时, (23) 式在不同波龄条件下随飞沫水滴初始半径的变化. 由图可知, 随着波龄的增加, 飞沫生成函数的计算值也在增加. 图 1 至图 2 中黑色实线为 (25) 式计算结果, 其分布在不同波龄对应的飞沫生成函数值范围内, 可知, Woolf 等 [21] 提出的飞沫生成函数只能够适用于偏小的海况下计算, 由于 (16) 式的计算结果能够很好地将目前主流飞沫生成函数的计算值范围覆盖 [20], 因此本文提出的飞沫生成函数

较年轻, 当 β 接近 1.2 左右说明海浪已经充分成长 [20,26]. 图 1 至图 2 显示了风速为 15 和 30 m/s 时, (23) 式在不同波龄条件下随飞沫水滴初始半径的变化. 由图可知, 随着波龄的增加, 飞沫生成函数的计算值也在增加. 图 1 至图 2 中黑色实线为 (25) 式计算结果, 其分布在不同波龄对应的飞沫生成函数值范围内, 可知, Woolf 等 [21] 提出的飞沫生成函数只能够适用于偏小的海况下计算, 由于 (16) 式的计算结果能够很好地将目前主流飞沫生成函数的计算值范围覆盖 [20], 因此本文提出的飞沫生成函数

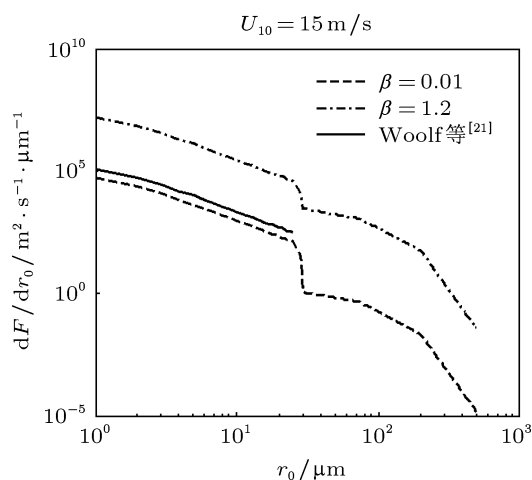


图 1 风速 $U_{10} = 15 \text{ m/s}$ 时, (23) 式在不同波龄条件下随飞沫水滴初始半径的变化

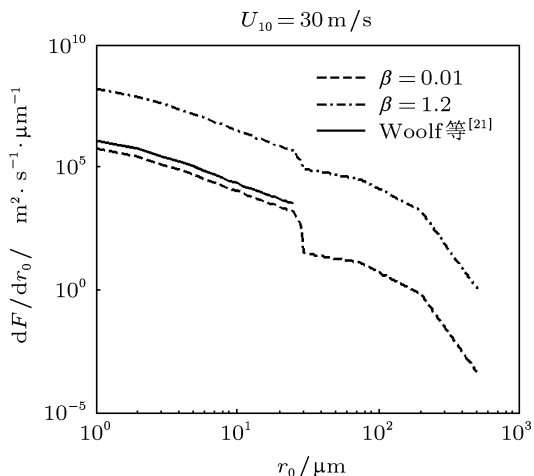


图2 风速 $U_{10} = 30 \text{ m/s}$ 时, (23) 式在不同波龄条件下随飞沫水滴初始半径的变化

(23) 式能够适用于不同波龄条件下的飞沫动量通量的计算.

3.2 飞沫动量通量

为了能够方便研究飞沫动量通量的计算结果, 本小节将结合飞沫动量通量 (10) 式和飞沫生成函数 (23) 式, 共同计算海面飞沫动量通量. 图 3 中显示的是不同波龄情况下, 飞沫动量通量和总动量通量之比随风速的变化情况. 由图可知, 当在风速一定的情况下, 随着波浪的成长, 飞沫动量通量和总动量通量的比值在增加, 这进一步说明海浪状态对飞沫动量通量的产生有较大的影响. 图 4 中显示不同波龄情况下, 飞沫动量通量随 R_B 的变化, 由图可知不同波浪状态下的飞沫动量通量值变化不大, 这一现象说明 R_B 能够较好地拟合各种波龄下的飞沫动量通量.

以上的分析说明风海雷诺数 R_B 能够较好地拟合各种海浪状态条件下的飞沫动量通量. 现利用最小二乘法, 拟合图 4 中计算出各波浪状态的飞沫动量通量与风海雷诺数 R_B 的变化关系, 得到简化的飞沫动量通量关系式:

$$\tau_{sp} = 9.0 \times 10^{-12} R_B^{1.8}. \quad (27)$$

而 Andreas^[4] 曾对飞沫动量通量计算公式进行过简化, 形式如下:

$$\tau_{sp} = 6.2 \times 10^{-5} \rho_w u_*^4. \quad (28)$$

将这两种参数化结果进行对比, 由图 5 可知,

飞沫动量通量简化 (27) 式在不同波龄下, 基本能够

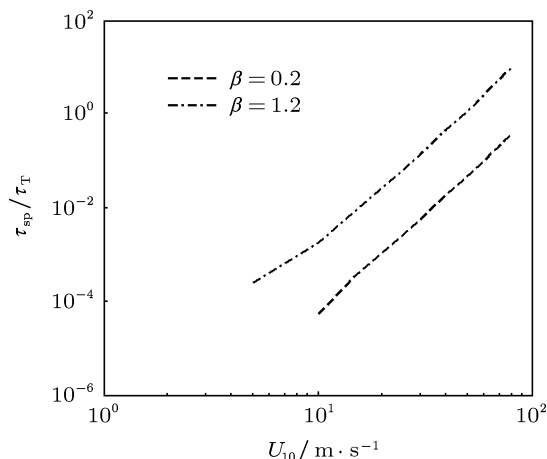


图3 不同波龄情况下, 飞沫动量通量和总动量通量之比随风速的变化

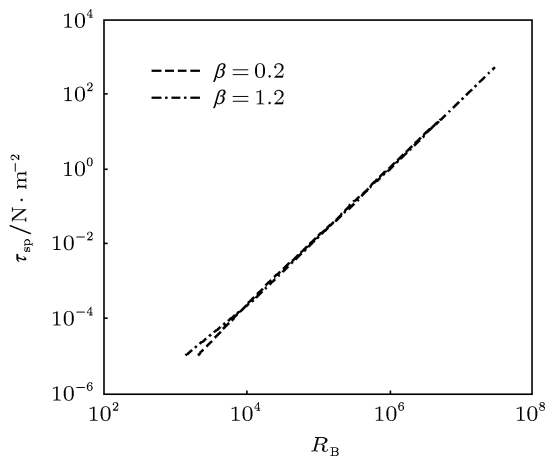


图4 不同波龄情况下, 飞沫动量通量随 R_B 的变化

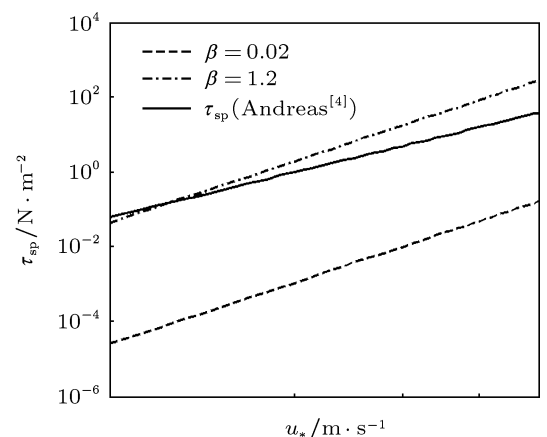


图5 不同波龄条件下, 飞沫动量通量简化关系 (27) 式与 (28) 式的结果对比

将 (28) 式的计算结果包含在其计算范围内, 这一方面证明了 (27) 式结果的正确性, 另一方面也说明不

同的海浪状态对飞沫动量通量是有影响的, 在计算飞沫动量通量时需要考虑海浪状态.

3.3 海面拖曳系数

当海面出现飞沫水滴时, 海面拖曳系数将会受飞沫水滴的影响, (8) 式为考虑飞沫水滴影响的海面拖曳系数, 现将 (9) 和 (27) 式代入 (8) 式, 得到:

$$C_{D,sp} = \left(1 - \frac{9.0 \times 10^{-12} R_B^{1.8}}{\rho_a u_*^2}\right) \times 0.74 R_B^{0.08} \times 10^{-3}, \quad (29)$$

(29) 式主要由参数 R_B 参数化而来, 由于 R_B 的存在, 可知 $C_{D,sp}$ 将受到海浪状态的影响. 图 6 和图 7 给出了受飞沫水滴影响的海面拖曳系数随风速的变化, 并加入了 Powell 等 [8] 和 Donelan 等 [29] 外海、实验室测量获得的拖曳系数数据. 由图可知, (29) 式计算出不同波龄条件下的拖曳系数值范围能够很好地将测量值覆盖, 说明本文得出的 (29) 式能够用于不同海浪状态下的海气界面动量通量计算. 同时可观察到图 6 和图 7 中风速在 30—40 m/s 时, 不同波龄状态下拖曳系数值均先后开始衰减, 当波龄减小, 拖曳系数发生衰减, 对应的临界风速在增加, 且不同波龄对应的拖曳系数衰减程度也不同. 值得注意的是, 随风速变化时, 不同波龄对应的拖曳系数值变化规律并不相同, 由图 6 和图 7 亦可知, 风速小于 30 m/s 的情况下, 在风速一定时, 海面拖曳系数随波龄的增加而增加, 但随着风速不断增加, 由于飞沫水滴的存在, 在高速风情况下 (特别是当风速大于 40 m/s) 时, 在风速一定时, 将出现海面拖曳系数随波龄的增加而减小的现象.

3.4 台风浪数值模拟

海浪模式 WAVEWATCH III 常用来模拟台风浪 [30,31], WAVEWATCH III 中风能输入源函数中默认采用的海面拖曳系数为 [32]

$$C_d = 10^{-3} \left(0.021 + \frac{10.4}{R^{1.23} + 1.85}\right), \quad (30)$$

其中

$$R = \ln \left(\frac{z_r g}{\chi \sqrt{\alpha} u_{e10}^2}\right). \quad (31)$$

式中, χ 为常数 0.2, u_{e10} 为海面 10 m 高度处的有效风速, α 为 Charnock 数, 以波龄形式表达. 基于

WAVEWATCH III 海浪模式, 将进行两组台风浪数值模拟试验, 采用 (30) 式的试验记为 EXP1, 由 (29) 式替代 (30) 式的试验记为 EXP2.

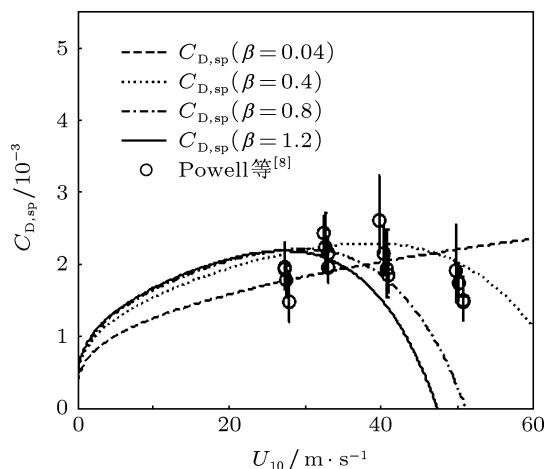


图 6 Powell 等 [8] 外海测量数据与 (29) 式的计算结果的比较

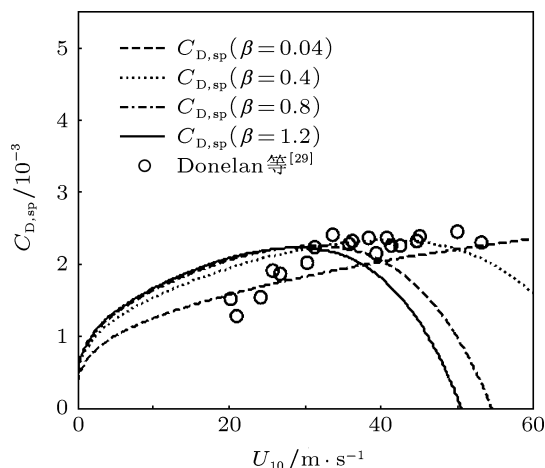


图 7 Donelan 等 [29] 测量数据与 (29) 式的计算结果的比较

台风风场的构建有很多方法 [33,34], 本文以 2005 年墨西哥湾的飓风 Katrina 作为研究对象, 采用 HRD (hurricane research division) 热带气旋观测系统的高分辨率风场, 该资料时间分辨率为 3—6 h, 空间分辨率为 6 km × 6 km, 但该风场数据覆盖的范围仅为围绕飓风中心 8° × 8°. 为了充分考虑外围风场的影响, 外围风场采用 QSCAT/NCEP (QuickSCAT/National Centers for Environmental Prediction) 混合再分析风场, 该资料空间分辨率为 0.5° × 0.5°, 时间间隔为 6 h, 该风场主要用作 HRD 提供的高精度风场的外围风场. 最后, 基于 Fan 等 [31] 提出的“最大风速半径归一化”风场差值

方法, 将这两个组合的风场在时、空上进行插值, 构建时间分辨率为 15 min 的混合风场, 以驱动海浪模式.

用以验证模拟的台风浪要素的浮标资料来自美国 NDBC (National Data Buoy Center), 选取 Katrina 飓风移动路径附近 5 个浮标站点, 编号分别为 42019 (27.913°N, 95.353°W), 42036 (28.500°N, 84.517°W), 42038 (92.555°W, 27.421°N), 42039 (28.791°N, 86.008°W) 和 42040 (88.207°W, 29.212°N), 图 8 中黑色五角星所示的是这 5 个浮标的具体位置, 它们分别分布在飓风移动路径的两侧.

为了定量地分析 Katrina 在 2005 年 8 月 28 日 12 时至 2005 年 8 月 30 日 12 日期间对台风浪有效波高的模拟水平, 本文计算了这两组试验在 5 个浮标站处模拟出的有效波高的均方根误差 RMSE (root mean square error)、平均绝对误差 MAE (Mean Absolute Error) 和平均相对误差 MRE (mean relative error), 如表 1 所示. RMSE 表示为 E_{RMSE} , MAE 表示为 E_{MAE} , MRE 表示为 E_{MRE}

$$E_{RMSE} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (A_i - B_i)^2}, \quad (32)$$

$$E_{MAE} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |A_i - B_i|, \quad (33)$$

$$E_{MRE} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left| \frac{A_i - B_i}{B_i} \right|, \quad (34)$$

其中, A_i 是 B_i 的估计值.

表 1 中黑体加粗且有下列划线的数据表示为两组试验中最优结果. 由表可知, 各种误差的最优值均在试验 EXP2 中, 这进一步说明了相对 WAVE-WATCH III 中默认的海面拖曳系数, 试验 EXP2 中的海面拖曳系数用以模拟台风浪有效波高更合适.

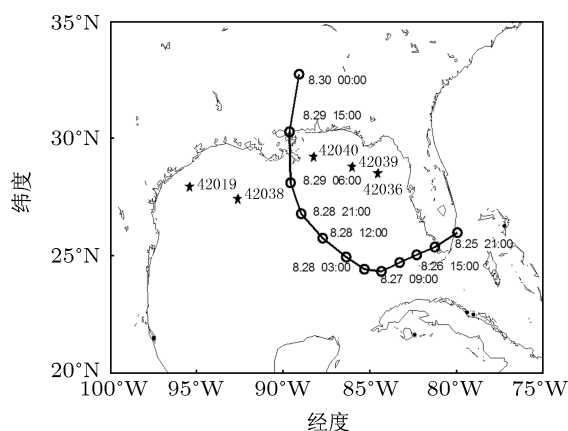


图 8 Katrina 飓风的路径

表 1 EXP1 和 EXP2 试验模拟出的有效波高值误差统计

试验名称	误差名称	浮标名称				
		42019	42036	42038	42039	42040
EXP1	E_{RMSE}/m	0.55	0.35	0.89	0.83	5.26
	E_{MAE}/m	0.63	0.48	0.73	0.76	1.89
	$E_{MRE}/\%$	35.51	11.35	17.71	12.65	24.15
EXP2	E_{RMSE}/m	0.27	0.12	0.37	0.22	1.74
	E_{MAE}/m	0.45	0.27	0.47	0.38	0.96
	$E_{MRE}/\%$	29.06	6.21	13.36	6.46	13.45

4 结论

本文在 Zhao 等 [20] 提出的飞沫生成函数的基础上, 建立了适用飞沫水滴初始半径为 1—500 μm 的飞沫生成函数, 该飞沫生成函数对海浪状态具有一定的敏感性, 将该飞沫生成函数用于 Andreas [4]

的飞沫动量通量计算公式进行飞沫动量通量计算, 结果发现飞沫动量通量随风速增加而增加, 进而使得海气界面动量通量发生衰减, 从而导致海面拖曳系数在高风速时发生衰减, 但飞沫水滴在不同海浪状态下产生的飞沫动量通量不同, 因此不同海浪状态下飞沫水滴对海面拖曳系数影响程度也不相同.

文中推导出考虑飞沫水滴影响的能够适用于高风速条件下的海面拖曳系数, 即 (29) 式, 由该式可知在不同海浪状态下, 发生衰减的临界风速值是不一样的, 且衰减程度也不一样, 说明在研究飞沫水滴对海面拖曳系数影响时应考虑海浪的作用。

对比高风速下外海、实验室观测和 (29) 式在

各种海浪状态下的海面拖曳系数计算结果, 发现 (29) 式计算出的不同波龄条件下拖曳系数值的范围能够很好地将测量值覆盖, 同时将 (29) 式代入海浪模式进行台风浪模拟, 发现海浪模式能够较好地模拟出有效波高, 说明本文提出的海面拖曳系数关系式能够合理地使用在高风速条件下。

- [1] Zhang S W 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3287 (in Chinese) [张书文 2008 物理学报 **57** 3287]
- [2] Zhang S W, Chao R X, Zhu F Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 119201 (in Chinese) [张书文, 曹瑞雪, 朱凤芹 2011 物理学报 **60** 119201]
- [3] Liu L, Fei J F, Huang X G, Cheng X P 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 149201 (in Chinese) [刘磊, 费建芳, 黄小刚, 程小平 2012 物理学报 **61** 149201]
- [4] Andreas E L 2004 *J. Phys. Oceanogr.* **34** 1429
- [5] Makin V K 2005 *Bound. Layer Meteorol.* **115** 169
- [6] Munk W H 1955 *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **81** 320
- [7] Cavaleri L, Alves J H G M, Ardhuin F, Babanin A 2007 *Progress in Oceanography* **75** 603
- [8] Powell M D, Vickery P J, Reinhold T A 2003 *Nature* **422** 279
- [9] Andreas E L, DeCosmo J 2002 *Bound. Layer Meteorol.* **103** 303
- [10] Pomeroy J W, Male D H 1987 *Seasonal Snowcovers: Physics, Chemistry, Hydrology* (Dordrecht: D. Reidel) p119
- [11] Raupach M R 1991 *Acta Mech.* **1** 83
- [12] Shi J, Zhong Z, Li R J, Li Y, Sha W Y 2011 *Acta Oceanologica Sinica* **30** 9
- [13] Liu L, Fei J F, Zhang L B, Huang X G, Cheng X P 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 059201 (in Chinese) [刘磊, 费建芳, 章立标, 黄小刚, 程小平 2012 物理学报 **61** 059201]
- [14] Zhao D L, Toba Y, Suzuki Y, Komori S 2003 *Tellus B* **55** 478
- [15] Andreas E L 1992 *J. Geophys. Res.* **97** 11429
- [16] Iida N, Toba Y, Chaen M 1992 *J. Oceanogr.* **48** 439
- [17] Wu J 1973 *J. Geophys. Res.* **78** 511
- [18] Wu J 1993 *J. Geophys. Res.* **98** 18221
- [19] Lai R J, Shemdin O H 1974 *J. Geophys. Res.* **79** 3055
- [20] Zhao D, Toba Y, Sugioka K, Komori S 2006 *J. Geophys. Res.* **111** 02007
- [21] Woolf D K, Monahan E C, Spiel D E 1988 *Seventh Conference on Ocean-Atmosphere Interaction*, Anaheim, Calif., February 1–5, 1988 p182
- [22] Monahan E C 1986 *The Role of Air-Sea Exchange in Geochemical Cycling* (Dordrecht: D. Reidel) p129
- [23] Lafon C, Piazzola J, Forget P, Calve O L, Despiau S 2004 *Bound. Layer Meteorol.* **111** 339
- [24] Guan C L, Xie L 2004 *J. Phys. Oceanogr.* **34** 2847
- [25] Guan C L, Hu W, Sun J, Li R L 2008 *J. Geophys. Res.* **112** C05031
- [26] Zhao D, Toba Y 2001 *J. Oceanogr.* **57** 603
- [27] Fitzgerald J W 1975 *J. Appl. Meteor.* **14** 1044
- [28] Wu J 1980 *J. Phys. Oceanogr.* **13** 1441
- [29] Donelan M A, Haus B K, Reul N, Plant W J, Stiassnie M, Graber H C, Brown O B, Saltzman E S 2004 *Geophys. Res. Lett.* **31** L18306
- [30] Moon I J, Ginis I, Hara T, Thomas B 2007 *Mon. Wea. Rev.* **135** 2869
- [31] Fan Y, Ginis I, Hara T, Wright C W, Walsh E J 2009 *J. Phys. Oceanogr.* **39** 2097
- [32] Tolman H L, Chalikov D 1996 *J. Phys. Oceanogr.* **26** 2497
- [33] Huang S X, Cai Q F, Xiang J, Zhang M 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3202 (in Chinese) [黄思训, 蔡其发, 项杰, 张铭 2007 物理学报 **56** 3202]
- [34] Zhou Y S, Cao J, Gao S T 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6654 (in Chinese) [周玉淑, 曹洁, 高守亭 2008 物理学报 **57** 6654]

Influence of sea spray droplets on drag coefficient in high wind speed*

Shi Jian[†] Zhou Lin Yang Long-Ying

(*Institute of Meteorology, PLA University of Science and Technology, Nanjing 211101, China*)

(Received 17 July 2012; revised manuscript received 5 September 2012)

Abstract

Sea spray droplets change the distribution of air-sea momentum fluxes in the sea surface, and then influence sea surface drag coefficient considerably. In order to estimate the influence of sea spray droplets on drag coefficient exactly, a new sea spray generation function (SSGF) which depends on wind and wave, is deduced. Then the SSGF is integrated into the spray momentum flux formula to calculate the spray momentum flux. The result shows that revised spray momentum flux formula are sensitive to the wave state remarkably. It indicates that the new sea spray flux formulae can be used in any wave state. The total momentum flux of sea surface contains sea spray momentum flux and air-sea interface momentum flux. Based on this theory, the formula of drag coefficient which is influenced by sea spray droplets at high wind speed is acquired. The theoretical result of the drag coefficient formula shows that the drag coefficient reduces at the high wind speed, which indicates that the sea spray droplets can restrict the increase of drag coefficient at high wind speed. Comparison between theoretical value and measured value of sea surface drag coefficient in field and laboratory shows that the theoretical value of drag coefficient cover the measured value almost. Meanwhile, with the new sea surface drag coefficient, ocean wave model can model the significant wave height very well in typhoon condition. All the results show that the new drag coefficient can be used properly at high wind speed.

Keywords: sea spray, drag coefficient, wave state

PACS: 92.10.-c, 92.10.Hb, 92.10.Kp

DOI: 10.7498/aps.62.039201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 41106014).

[†] Corresponding author. E-mail: shijian.mil@163.com