

海气界面浪沫中泡沫液滴的尺寸分布*

薛社生 田纪伟 徐德伦

(青岛海洋大学物理海洋实验室 青岛 266003)

摘要 基于液团断裂、粉碎的原理研究浪沫中泡沫液滴的生成,描述了高风速下,波峰被风撕裂产生泡沫液滴的瞬态断裂特性,并基于液团破碎过程局部动能与表面能的能量最小原则,导出了泡沫液滴平均尺寸表达式。其中液滴的产生高度取有效波振幅,风速满足对数廓线分布。研究发现,液滴半径与海水粘性系数、密度、表面张力及风速有关,并与风速的 $-4/3$ 次幂成正比。

关键词 浪沫,泡沫液滴,破碎

中图分类号 P731.22

浪沫是引起海气热与水汽交换及产生大气气溶胶的重要原因。海气界面生成的浪沫,使接近海水表面的大气层中出现了液滴蒸发层(简称 DEL)(Andreas *et al.*, 1995)。由于大多数的浪沫传输过程发生于该层内,浪沫为热、水汽提供了源与汇,使得该层的热、水汽通量变得更加复杂。因而,浪沫生成对泡沫液滴的研究是重要的。在浪沫生成的几种形式中,泡沫液滴是由波峰被风撕裂直接产生的。有关研究认为,1/3 的浪沫产生于波的表面撕裂(Wu, 1990),约 30% 的海盐气溶胶与泡沫有关(Leeuw, 1990a),泡沫液滴的尺寸分布是确定其生成函数的关键,它直接影响泡沫液滴在空气中的运动形式,如在空气中的滞留时间,从而影响海气热与水汽的交换。泡沫液滴的产生已受到越来越多的关注,然而由于观测困难,描述其生成规律的工作依然稀少。本文从液团破碎的能量平衡原则出发,建立了泡沫液滴的平均尺寸对风速及其它物理参数的依赖关系。

1 液团破碎的描述

借助图 1 可形象地说明海面泡沫液滴的产生。在图 2 中,设波峰锐缘被风剥离的质团为 Ω ,在 Ω 中取一半径为 a 的球形单元 Ω_a 。该单元的动能分为质量中心动能 T_m 和相对于质量中心的动能 T' 。当 Ω 被剥离时,由于风的做功, Ω_a 的质量中心动能增大。设 Ω 被剥离并断裂成若干小液滴,为简单计,认为小液滴为均匀球形。

设 Ω 在断裂时处于发散膨胀状态。考察其中从中心做均匀膨胀的一个质量单元,其球内质量为 dm 的球壳,有动能

$$dT' = \frac{1}{2} r^2 dm \quad (1)$$

* 国家 863-818-06-05 课题资助项目。薛社生,男,出生于 1965 年 10 月,博士后,副教授,E-mail: xue_shesheng@mail.iapcm.ac.cn,现工作单位:北京应用物理与计算数学研究所,北京,100088

收稿日期: 1998-10-22, 收修改稿日期: 1999-06-29

其中, r 是质量 dm 的半径, $dm = 4\pi\rho r^2 dr$ 。由质量守恒原则, 半径为 r 的球在膨胀过程中满足 $\frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi r^3 \rho \right) = 0$, 从而导出:

$$\dot{r} = - \left(\frac{\dot{\rho}}{3\rho} \right) r \quad (2)$$

其中, ρ 为液体密度; “ \cdot ”表示时间导数。



图1 泡沫液滴示意图

Fig. 1 Scheme diagram of spume drops

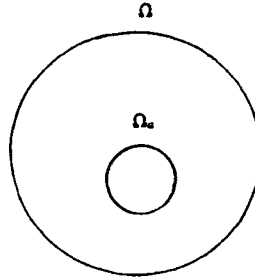


图2 发散膨胀状态的液团

Fig. 2 Diverging and expanding liquid mass

应变率:

$$\dot{\epsilon} = \frac{\dot{r}}{r} = - \frac{\dot{\rho}}{3\rho} \quad (3)$$

相对质量中心的动能 T' 可由下式积分获得:

$$T' = \int dT' = \int_0^a \frac{1}{2} r^2 \cdot 4\pi\rho r^2 dr = \frac{2\pi}{45} \frac{\rho^2}{\rho} a^5 \quad (4)$$

记局部动能密度为 $T = \frac{T'}{\frac{4}{3}\pi a^3}$, 如设碎块表面积与体积比率即比表面积为 A , 则 $A =$

$$\frac{4\pi a^2}{4/3\pi a^3} = \frac{3}{a}, \text{ 那么:}$$

$$T = \frac{3}{10} \frac{\rho^2}{\rho A^2} \quad (5)$$

新的碎块表面能密度为 $\Gamma = \gamma A$, 总能量密度由下式给出:

$$E(A) = \frac{3}{10} \frac{\rho^2}{\rho A^2} + \gamma A \quad (6)$$

右式两项分别为动能项和表面能项, 动能项提供促使断裂面积增大的力, 而表面能提供抵抗这个作用的力。假定在断裂过程中, 产生的作用力将使上式中关于断裂面积的能量最小, 于是由 $\frac{dE(A)}{dA} = 0$, 有:

$$A = \left(\frac{3\rho^2}{5\rho\gamma} \right)^{1/3} \quad (7)$$

假设对小的碎块尺寸, 液团等体积碎裂, 那么碎块直径 d 这样给出:

$$d = \frac{6}{A} \text{ 或 } d = 6 / \left(\frac{27}{5} \frac{\rho_a \epsilon^2}{\gamma} \right)^{1/3} \quad (8)$$

其中, γ 与液体的密度、粘性、表面张力等有关, ϵ 除这几个因素外, 还与风速(风与液体的相对速度)有关。

关于液团粉碎有大量的实验结果(Kolfe *et al.*, 1964), 按照实际海上出现的风速大小, 发生破碎时的 ϵ 应取关系式: $\epsilon = \frac{5}{16.0} \rho_a \rho^{-1/4} \eta^{-1/2} \sigma^{-3/4} \gamma^{1/2} u^2$, 于是破碎后形成的小液滴直径如下:

$$d = 1.36 \left(\frac{136 \eta \sigma^{3/2}}{\rho_a^2 \rho^{1/2} u^4} \right)^{1/3} \quad (9)$$

那么半径为:
$$R = d/2 = 0.68 \left(\frac{136 \eta \sigma^{3/2}}{\rho_a^2 \rho^{1/2} u^4} \right)^{1/3} \quad (9)'$$

其中, η 为液体的运动粘性系数; ρ_a, ρ 分别为 20℃ 时空气常压密度和海水密度; σ 为液体的表面张力; u 为空气与液体的相对速度。

(9)' 式表示, 小液滴的半径 R 与表面张力 σ 的平方根成正比, 与风速 u 的 $-4/3$ 次幂成正比。

2 泡沫液滴的尺寸分布

为了描述浪沫中泡沫液滴的尺寸分布, 考察公式(9)。取 20℃ 时海水的相关参数, 其中粘性系数取 $1.06 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, 密度 $1.025 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, 空气密度 $\rho_a = 1.189 \text{ kg/m}^3$, 表面张力 σ 由下式计算(张准等, 1993):

$$\sigma = (75.64 - 1.44t + 0.022S) \times 10^{-3} \text{ N/m} \quad (10)$$

代入 $t = 20^\circ\text{C}$, 盐度 $S = 35$, 得 $\sigma = 73.53 \times 10^{-3} \text{ N/m}$ 。

用公式 $u = u_{10} \left(1 + \frac{c_{10}^{1/2}}{\kappa} \ln \frac{z}{10} \right)$ 将 u_{10} 转换为泡沫液

滴产生高度处的风速 U (文圣常等, 1984), 这里 u_{10} 为海面上 10m 高处风速, c_{10} 为 10m 高处的阻力系数。由波峰撕裂产生泡沫液滴的高度取为有效波振幅 $A_{1/3}$, $A_{1/3} = 0.015 u_{10}^2$ (Andreas *et al.*, 1995), 取 $z = A_{1/3}$ 。结合吴京的观测结果(文圣常等, 1984): $c_{10} = 0.5 u_{10}^{1/2} \times 10^{-3}$ 即可给出

相应的风速值及由(9)给出液滴半径值。液滴半径随 u_{10} 的变化关系示于图 3。几个典型的值列于表 1 中。

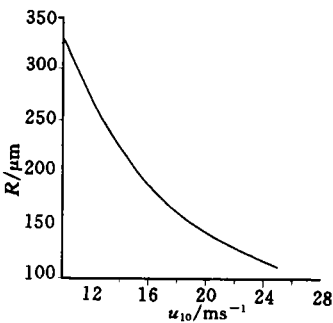


图 3 液滴半径随 u_{10} 的变化关系
Fig. 3 Droplets radius versus u_{10}

表 1 风速 (u_{10}) 与泡沫液滴半径 (R)

Tab. 1 Wind speed (u_{10}) versus spume droplets radius (R)

$u_{10} (\text{ms}^{-1})$	10	15	20	25
$R (\mu\text{m})$	332	204	143	108

为了将液滴半径随风速的变化与有关结果作对比分析, 考察 Wu (Andreas *et al.*, 1995) 的一个结果(原文中 fig. 8), 图中字符“Wu, spume”标识的曲线是风速 20m/s 条件下

的泡沫液滴体积通量生成函数。这个函数是 Wu 结合他的实验室观测和海上观测 (Leeuw, 1990b) 给出的。记该函数为 $\frac{dF}{dr}$, 则

$$\frac{dF}{dr} = \begin{cases} 3.25 \times 10^{-11} + (r - 37.5) \times 1.2 \times 10^{-12} & 37.5 < r < 75 \\ 7.75 \times 10^{-11} & 75 < r < 150 \\ 7.75 \times 10^{-11} + (150 - r) \times 3.2 \times 10^{-13} & 150 < r < 500 \end{cases}$$

式中, 半径单位为 μm 。分别在三个区间上积分, 发现 $75 < r < 150$ 上的体积通量约占总通量的 64%, 所以可认为液滴质量平均半径为 75—150。

Wu(1993)的液滴数通量关系如下:

$$\frac{dP}{dr} = \begin{cases} 9.06 \times 10^{-1} P_r r^{-1} & 37.5 < r < 75 \\ 5.10 \times 10^3 P_r r^{-3} & 75 < r < 150 \\ 3.87 \times 10^{14} P_r r^{-8} & r > 150 \end{cases}$$

其中, $P_r = 8.7 \times 10^{-5} \exp(0.875 \times 20)$ 是 20m/s 风速下的液滴数通量生成率。若记 $G(r) = \frac{dP}{dr}$, 则液滴的平均半径为:

$$\bar{r} = \left[\frac{\int_{-\infty}^{\infty} r^3 G(r) dr}{\int_{-\infty}^{\infty} G(r) dr} \right]^{1/3} = 113 \mu\text{m} \quad (11)$$

从而可以看出, 本文模型所得关系式(9)是合理的, 与上述三个文献的统计结果相符。本文模型的结果与上述文献的结果符合较好。

3 泡沫液滴的热和水汽交换特性

泡沫液滴在空气中运动时, 与空气发生着热和水汽交换。不同尺寸的液滴受湍流夹带和重力下落的影响不同, 在空气中的滞留时间也不同。部分较大的液滴落回海面, 部分较小的液滴受湍流夹带而上升, 因蒸发消耗最终变成海盐气溶胶粒子。对泡沫液滴与空气的热和水汽交换过程, 可作如下分析。

液滴温度变化满足方程 $\frac{dT}{dt} = \frac{T_e - T}{\tau_T}$, 即 $T = T_e + (T_w - T_e) \exp(-t/\tau_T)$, 其中, T_e 、 T_w 分别为平衡温度和液滴初始温度(海水温度); τ_T 为热弛豫时间, $\tau_T = \frac{\rho d^2 c_p}{12\lambda}$ (刘大有, 1993), 其中, ρ 、 d 、 c_p 、 λ 分别为液体的密度、直径、比热和导热系数; τ_T 是液滴与空气达到平衡的时间的 63%, 表示有或无蒸发情况下热交换的快慢; τ_f 表示液滴落回海面的时间尺度, 取 $\tau_f = \frac{A_{1/3}}{\bar{\omega}}$, 其中 $\bar{\omega}$ 为液滴极限降落速度, $\bar{\omega} = \frac{\rho d^2 g}{18\mu}$ (刘大有, 1993), μ 、 g 分别为液体的粘性系数和重力加速度。

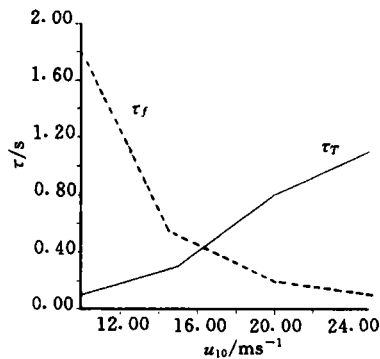


图 4 τ_T 、 τ_f 随 u_{10} 的变化
Fig. 4 τ_T , τ_f versus u_{10}

以海水温度 22℃ 为例,将 τ_T 、 τ_f 随 u_{10} 变化的关系示于图 4 中。可以发现 τ_T 为 0.13—1.81, τ_f 值为 0.11—1.1, 与 Andreas 等(1995)的结果较为符合。

4 讨论与结论

由式(10)可看出,盐度变化对 σ 值影响很小,如在 $S=35$, $t=20^\circ\text{C}$ 时, $\sigma=0.073\text{ N/m}$, 当盐度增大一倍, σ 的变化只有 1%, 海水温度变化也很小, 因而式(9)中 σ 对 d 的影响是小的。

本文模型显示,浪沫中泡沫液滴的平均尺寸主要取决于风速值;液滴半径与有效波振幅高度处风速 u 的 $-4/3$ 次幂成正比。因泡沫液滴生成的机理很复杂,对其尺寸分布的研究很少,本文所得结论需进一步完善。

参 考 文 献

- 文圣常,余宙文,1984. 海浪理论与计算原理. 北京:科学出版社,311
- 刘大有,1993. 二相流体动力学. 北京:高等教育出版社,45—49
- 张 淮,楼顺里,1993. 海气边界动力学. 北京:海洋出版社,4
- Andreas E L, Edson J B, Monahan E C *et al*, 1995. The spray contribution to net evaporation from the sea: A review of recent progress. *Boundary Meteorology*, 72(3):52
- Kolfe H E, Anderson K H, 1964. Kinetics, mechanism and resultant droplet sizes of the aerodynamic breakup of liquid. Aerojet General Corporation Report, No. 0595 - 04(18) - SP, Contract DA - 18 - 108 - 405 - CML - 829
- Leeuw G D, 1990a. Comment on vertical distributions of spray droplets near the sea surface: Influences jet drop ejection and surface tearing by J Wu. *J Geophysical Research*, 95:9779—9782
- Leeuw G D, 1990b. Profiling of aerosol concentrations, particle size distributions and relative humidity in the atmospheric surface layer over the north sea. *Tellus*, 428:342—354
- Wu J, 1990. Vertical distribution of spray droplets near the sea surface: Influences of jet drop ejection and surface tearing. *J Geophysical Research*, 95:9775—9778
- Wu J, 1993. Production of spume drops by the wind tearing of wave crests: the search for quantification. *J Geophysical Research*, 98(C10):18 221—18 227

SIZE DISTRIBUTION OF SPUME DROPLETS OF SEA SPRAY IN SEA-AIR INTERFACE

XUE She-Sheng, TIAN Ji-Wei, XU De-Lun

(*Physical Oceanography Laboratory, Ocean University of Qingdao, Qingdao, 266003*)

Abstract In terms of fracture and breakup of liquid mass, the generation of spume droplets was studied. Seen from the experimental and theoretical results on liquid breakup in shock tube, spume droplets generate from instantaneous breakup of liquid mass torn off from wave crests, especially under the condition of high speed. There are relative movement between torn liquid mass and flowing air surrounding them, which makes the liquid mass deform and fracture, and then discrete into many droplets, also called breaking liquid elements. Every one of these elements has two kinds of energies, the kinetic energy relative to mass center of the element, and surface energy; the former provides the force to fracture, and the later resists this tendency. To make deviation simplification, the assumption of fracture with identical volume and spherical fragments had been made. According to the principle of minimum energy, the extreme value point for energy function with respect to surface area was found, thus an expression for the radius of liquid droplet was derived, in which the height where spume droplets generate takes significant wave amplitude, and wind speed matches logarithm profile. It was found that the radius of droplet is related to the viscosity, density, surface tension of sea water, and wind speed, and have a direct relationship to $-4/3$ power of wind speed.

Key Words Sea spray, Spume droplets, Breakup