

波浪破碎气体的卷入过程及相关统计量的估计^{*}

张书文[†]

(广东海洋大学南海海洋环境研究所, 湛江 524088)
(2007 年 9 月 29 日收到, 2007 年 10 月 29 日收到修改稿)

基于实验观测, 导出了波浪破碎能量耗散 ϵ_{cb} 、气泡云卷入深度 z_b 、气体卷入速率 $Q(z)$ 和湍流动能耗散率 $\epsilon_t(z)$ 的表达式, 在此基础上建立了一种简单、实用的气泡粒径谱参数化模式 $N(a, z)$, 揭示了波浪破碎气泡云卷入过程能量耗散、气泡破碎临界 H_{inze} 特征尺度和气泡粒径谱在不同海况下的变化. 研究表明: 气泡云卷入过程能量耗散率与波浪破碎能量耗散之比在中低风速下介于 10% 与 60% 之间, 但当风速大于 15 m/s 时, 这一比值小于 5%. 气泡破碎临界 H_{inze} 特征尺度, 随着风速的增大和波浪的不断成长向低频区移动. 气泡粒径谱主要取决于海面气体卷入速率、湍流动量耗散率和破碎面积比, 且敏感地依赖于风速和波浪成长状态.

关键词: 波浪破碎能量耗散, 气泡云卷入深度, 气泡粒径谱

PACC: 9210K, 9210L, 9210

1. 引 言

近年来随着全球碳循环研究, 海面光学遥感测量技术, 以及上层海洋-低层大气生物地球化学与物理过程耦合研究的不断深入, 海洋次表层气泡云的谱分布及其应用研究日益受到海洋生物、化学和物理海洋学家们的广泛关注^[1-7]. 由波浪破碎过程产生的大量气泡云是海-气界面气体交换, 特别是 CO_2 交换的重要途径^[4]. 由气泡破碎所产生的水滴云对于海-气感热和潜热交换过程可能具有重要影响^[5], 是海洋向大气释放氯和溴的重要通道^[6]. 水滴云通过释放活性卤族元素 (Cl, Br, I) 化合物, 能改变低层大气臭氧含量和氧化能力. 部分水滴因蒸发形成具有吸湿性含盐颗粒与大气中悬浮物质进行化学反应, 对大气边界层硫化物、氮化物及碳氢化合物循环产生一定的作用^[7]. 目前已经实施或正在实施的大型国际合作计划, 如 Marine Aerosol and Gas Exchange, Joint Global Ocean Flux Study, International Global Atmospheric Chemistry 和 Surface Ocean and Lower Atmosphere Study 计划等, 均将其列为重要研究内容. 因此, 气泡谱的现场观测及其参数化研究, 对于揭示海-气耦合机理具有十分重要的意义.

然而, 需要着重指出的是迄今为止根据实验观测得到的气泡粒径谱主要依赖于气泡粒径^[8-14], 不能反映随海面风速和波浪要素变化的差异. 实际上, 气泡形成总量及其卷入深度, 不仅依赖于风速, 而且受波浪破碎过程中的气体卷入速率、破碎水体体积量 (或破碎面积比), 以及湍流动能耗散率^[15-17] 所控制. 鉴于气泡粒径谱在海气交换过程中的重要作用, 迫切需要提出一种能合理反映海面风速和波浪状态的气泡粒径谱参数化模式. 本文工作的重点则放在建立一种能应用于不同海况下的气泡粒径谱参数化表达式.

2. 波浪破碎气体的卷入过程与相关物理量的估计

2.1. 波浪破碎气体的卷入过程与气泡云的形成

波浪破碎气体的卷入过程是一个非常复杂的动力学过程. 大量的实验观测表明, 气体的卷入过程可能主要受两个阶段控制: 在单位波峰面上, 厚度为 Δh 的破碎水体以速度 c 、动量为 $\rho_w c^2 \Delta h / 2$ 冲向海面, 与海面发生相互作用. 在这一过程中气体以气体包的形势被卷入到海水, 但并未发生破裂和分解

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 40576021) 资助的课题.

[†] E-mail: zhangsw@gdou.edu.cn

(图 1(a)所示);随后,破碎水体与海面相互作用诱导产生瞬间射流和强湍流混合过程.伴随射流和强湍流混合过程的作用,气体包被分裂成大量不同尺寸的气泡.如果气泡在运动的过程中受到的湍流剪切应力远大于其表面张力,将进一步发生变形和破裂,并沿水平和垂直方向扩散形成气泡云(图 1(b)).

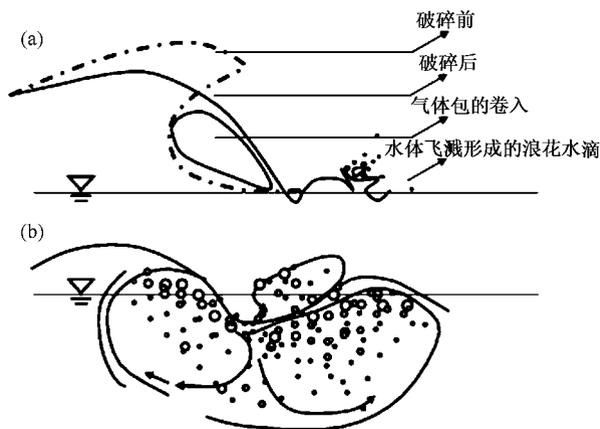


图 1 气体的卷入与气泡云的形成过程示意图 (a)第一阶段; (b)第二阶段

2.2. 气泡云卷入深度

波浪破碎过程所产生的气泡云,通常分布在海面以下 0.5 m 或更深的水层中.在高海况下,次表层海水气泡空隙比(void fraction)可高达 20% 以上,能显著增加海水与空气接触的面积,导致海洋与大气相互渗透性增强,对于发生在上层海洋-低层大气之间的气体交换,以及生物地球化学与物理过程的耦合具有关键性作用^[3]. 气泡云卷入深度 z_b 可表示成如下形式:

$$z_b = \bar{w}_{bubble} \frac{W}{\Phi_b}, \quad (1)$$

式中 \bar{w}_{bubble} 为气泡上升时的平均速度,通常取为 $\bar{w}_{bubble} = 0.25 \text{ m/s}$ ^[18], W 为白冠覆盖率, Φ_b 为海面破碎面积比,表示如下^[19]:

$$\Phi_b = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi} \left(\frac{\mu_2}{\mu_4} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{g^2}{8\mu_4} \right), \quad (2)$$

式中 μ_2, μ_4 分别为波浪的二阶矩和四阶矩.

根据 Stramska 和 Petelski^[20] 在外海所做的白冠覆盖率实验观测,将(1)式改写为

$$z_b = \begin{cases} 1.2\pi 10^{-4} (U_{10} - 6.33)^3 \sqrt{\frac{\mu_2}{\mu_4}} \exp\left(\frac{g^2}{8\mu_4} \right) & (\text{成长中的海浪}), \\ 7\pi 10^{-5} (U_{10} - 4.47)^3 \sqrt{\frac{\mu_2}{\mu_4}} \exp\left(\frac{g^2}{8\mu_4} \right) & (\text{充分成长的海浪}), \end{cases} \quad (3)$$

式中 U_{10} 为海面 10 m 高风速.

2.3. 破碎过程气体卷入速率

根据 Wu^[21] 的观测,气泡空隙比沿水深符合指数衰减率,即

$$\chi(z) = \gamma_0 \exp(-k_d z), \quad (4)$$

式中 γ_0 为海面气泡空隙比, k_d 为气泡云垂向衰减特征尺度,取为 $k_d = 1/z_b$.

对于一次波浪破碎事件,单位时间单位体积气体卷入速率可表示如下:

$$\begin{aligned} Q(z) &= \frac{V_{air}(z) V_{water}}{T_b} \\ &= \chi(z) T_b, \end{aligned} \quad (5)$$

式中 $T_b = 2\pi / \sqrt{\mu_4 / \mu_2}$ 为破碎事件发生的时间间隔^[22]. 将(2)式和(4)式代入到(5)式,有

$$\begin{aligned} Q(z) &= \frac{\gamma_0}{2\pi} (\mu_4 / \mu_2)^{1/2} \exp(-z/z_b) \\ &= 2\sqrt{2} \gamma_0 \Phi_b \exp(k_1 - z/z_b), \end{aligned} \quad (6)$$

式中 $k_1 = g^2 / 8\mu_4$. 由(6)式可知,单位时间单位体积气体卷入速率与破碎面积比(或破碎水体体积)有关.

2.4. 气泡云卷入过程能量耗散

破碎过程是波浪能量损耗和近海面湍流混合增强效应的主要驱动机理^[23-25]. 至少在波浪破碎的早期阶段,气体的卷入过程和湍流混合增强效应需要损耗部分波能量. 根据 Rapp 和 Melville^[26] 的实验室观测,约有 40% 波浪能量经过破碎而损耗,而其中约有 30%—50% 的能量用于气泡云克服浮力所做的功^[27]. 单位时间单位海面波浪破碎能量耗散 ϵ_{el} 可表示如下^[19]:

$$\begin{aligned} \epsilon_{ed} &= \frac{1}{T} \int_0^T \left[\frac{1}{S} \int_S \rho_w g |\zeta^2 - \zeta_b^2| dS \right] dt \\ &= \frac{\sqrt{2} \rho_w \mu_0 \mu_4^{3/2}}{\pi g \sqrt{\mu_2}} \exp\left(-\frac{g^2}{8\mu_4}\right), \end{aligned} \quad (7)$$

式中 T 为破碎时间尺度, S 表示破碎面积, g 为重力加速度, ρ_w 为海水密度, μ_0 为海浪的零阶矩, ζ , ζ_b 分别表示破碎前后波面高度。

气泡云在卷入过程中单位海面克服浮力所损耗的能量为

$$\epsilon_{bubble\ plume} = \rho_w g \int_0^{z_b} \chi(z) \bar{w}_{bubble} dz. \quad (8)$$

气泡云在卷入过程中的能量耗散与波浪破碎能量耗散之比为

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon_{bubble\ plume}}{\epsilon_{ed}} &= \frac{\pi g^2 \sqrt{\mu_2} \exp(g^2/8\mu_4) \int_0^{z_b} \chi(z) \bar{w}_{bubble} dz}{\sqrt{2} \mu_0 \mu_4^{3/2}}. \end{aligned} \quad (9)$$

为了计算气泡云在卷入过程中的能量耗散与波浪破碎能量耗散的比值随风速的变化, 取海面气泡空隙比外海实测拟合结果, $\gamma_0 = 2.1 \times 10^{-2} (v^2 \lambda^3 / g)^{0.6}$ (λ, v 分别表示波长和运动学黏性系数), 零阶谱矩 μ_0 、二阶谱矩 μ_2 和四阶谱矩 μ_4 由 Elfouhaily 等^[29]经验谱计算得到, 水深取为 100 m. 由图 2 可知, 气泡云卷入过程能量耗散与破碎能量耗散之比, 随风速增大而减少. 显然, Lamarre 和 Meville^[27]由实验得出的‘有 30%—50% 的破碎波能量用于气泡云克服浮力所做的功’的结论仅在中低风速下成立, 但当风速大于 15 m/s 时, 气泡云卷入过程能量耗散率与波浪破碎能量耗散之比小于 5%.

2.5. 破碎过程湍流动能耗散率 $\epsilon_T(z)$

波浪破碎诱导的近海面湍流混合增强效应, 不

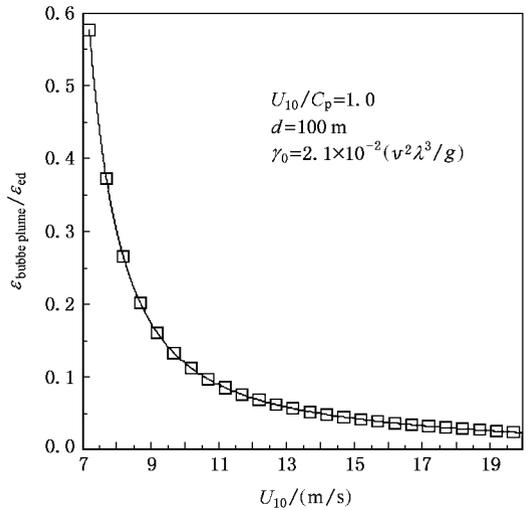


图 2 气泡云卷入过程能量耗散率随风速的变化

仅影响着海气交换通量, 而且决定了湍流动能通量向水下扩散^[24, 25]. 考虑到破碎诱导的近海面湍流混合增强效应, 必然沿水深逐渐衰减, 将湍流动能耗散率 $\epsilon_T(z)$ 表示成如下形式:

$$\epsilon_T(z) = \epsilon_0 \exp(-z/2z_b), \quad (10)$$

式中 ϵ_0 为海面处湍流动能耗散率. 不妨认为破碎诱导的近海面湍流混合增强效应在上混合层内完全衰减, 因此对单位海面湍流动能耗散率在上混合层积分应等于波浪破碎能量耗散 ϵ_{ed} . 结合方程(7), 对(10)式积分, 则有

$$\epsilon_{ed} = \int_0^{z_{ml}} \rho_w \epsilon_T(z) dz, \quad (11)$$

式中 z_{ml} 为上混合层厚度.

湍流动能耗散率(10)式与外海实测数据^[24, 25, 30]比较见表 1 所示.

2.6. 气泡破碎的临界条件

波浪破碎卷携着大量气体在强湍流混合过程作

表 1 湍流动能耗散率(10)式与实测结果的比较

序号	作者	风(m/s)	波龄	观测水深/m					结果(m^2/s^3)
1. 模式(9) Thorpe 等 ^[24]		11.6	1.6	1.0					2.0
				0.1169 × 10 ⁻² (4.4 ± 2.2) × 10 ⁻³					0.3995 × 10 ⁻⁴ 0.5 × 10 ⁻⁴
2. 模式(9) Gemrich 和 Farmer ^[25]		15	0.85	1.0					
				0.22					
3. 模式(9) Tarray 等 ^[30]		12.05	4.02	0.17	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
				1.49 × 10 ⁻³	1.26 × 10 ⁻³	0.42 × 10 ⁻³	0.14 × 10 ⁻³	0.45 × 10 ⁻⁴	0.14 × 10 ⁻⁴
				1.58 × 10 ⁻³	1.16 × 10 ⁻³	0.30 × 10 ⁻³	0.13 × 10 ⁻³	0.73 × 10 ⁻⁴	0.5 × 10 ⁻⁴

用下发生变形、分裂形成气泡云. 气泡云中的较大尺寸气泡, 在湍流剪切应力的作用下容易克服其表面张力进一步发生变形, 分裂成若干较小尺寸的气泡. 如果气泡在湍流混合过程中的动能远大于表面张力能, 则气泡将发生破碎. 气泡动能与表面张力的比值通常用韦伯数^[16]表示:

$$We = (\Gamma/\rho_w)\epsilon_T^{2/3} a^{3/5}, \quad (12)$$

式中 Γ 为气泡表面张力系数, a 为气泡粒径. 根据 Hinze^[31] 实验观测, 韦伯数接近临界值 $We_c = 0.363^{5/3}$ 时气泡将发生破碎. 由方程(12), 可以确定气泡破碎的临界 Hinze 特征尺度为

$$a_H = c \left[\frac{(\Gamma/\rho_w)^3}{\epsilon_T^2} \right]^{1/5}, \quad (13)$$

式中 $c = We_c^{3/5} = 0.363^{[16]}$.

由(13)式不难看出, 破碎引起的湍流混合越强, 气泡破碎的临界 Hinze 特征尺度越小, 气泡越容易发生变形和破碎, 且海水中的气泡相比淡水更容易破碎. 这就可以解释为什么实验观测到淡水中形成的气泡数目, 在相同风浪条件下比海水中形成的气泡数目少的原因^[32].

图3为气泡破碎临界 Hinze 特征尺度随风速和波浪成长状态的变化. 由图3可知, 气泡破碎临界 Hinze 特征尺度并不像 Deane 和 Stokes^[17] 所建议的那样约为 1 mm, 而是敏感地依赖于风速和波浪成长状态. 气泡破碎临界 Hinze 特征尺度在中低风速下随风速的增大而快速减少, 但在高风速区, Hinze 特征尺度的变化相对较为平缓. 在风速确定的条件下, 充分成长的波浪较年轻的浪, 气泡较易产生破碎.

如在风速 10 m/s 时, 波龄为 1.0, 1.3, 1.5, 1.8 的浪 Hinze 特征尺度分别为 0.75 mm, 0.95 mm, 1.08 mm 和 1.26 mm.

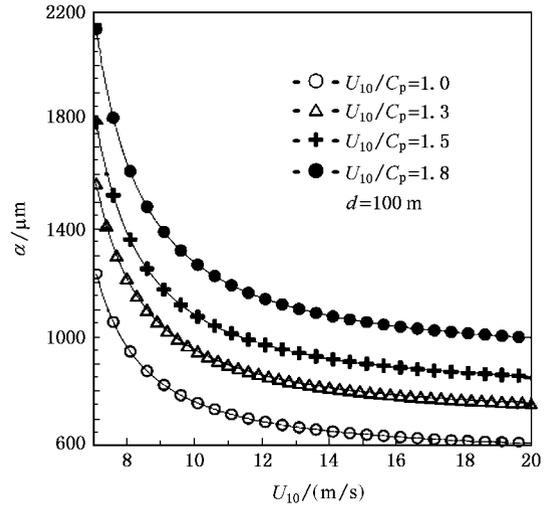


图3 气泡破碎临界 Hinze 特征尺度随风速和波浪成长状态的变化

3. 气泡粒径谱的参数化表示

3.1. 气泡粒径谱的观测与理论研究

大量实验室和外海观测工作表明, 气泡谱可表示成如下分布形式:

$$N(a) = ka^{-s}, \quad (14)$$

式中 k 为待定系数, s 由最小二乘法拟合得到, 实验观测得到 s 见表2所示.

表2 由实验观测拟合得到的 s

实验室/外海	s	$a/\mu\text{m}$	观测深度/m	U_{10} (m/s)	作者
外海	4	50—400	1.5—8	11—13	Kolovayev ^[8]
实验室	2.0—4	50—3000	0.085/0.45	14	Badly 和 Bourguef ^[9]
外海	4	30—240	0.25	12—15	Medwin 和 Breitz ^[10]
实验室	2.0/4	350—1100	0.03—0.12	10—16	Huang 等 ^[11]
外海	3.0/5	30—800	0.7—4.1	15	Terrill 等 ^[12]
外海	1.8 /5.0	15—500	0.3	5.0—13	De Leeuw 和 Coherf ^[13]
实验室	1.2—3.9	150—7000	—	13	Leifer 等 ^[14]

Garrett 等^[16] 基于相似性定理导出气泡粒径谱服从 $-10/3$ 次方率, 即

$$N(a) \propto Q\epsilon_T^{-1/3} a^{-10/3}, \quad (15)$$

式中 Q 为单位体积单位时间气体卷入速率. 随后,

Deane 和 Stokes^[17] 通过系统的实验观测验证了在气泡粒径大于 Hinze 特征尺度范围内, Garrett 等^[16] 理论结果的正确性, 而在气泡粒径小于 Hinze 特征尺度范围内, 经实验拟合的气泡粒径谱为

$$N(a) \propto Q(\Gamma/\rho_w)^{-3/2} v^2 a^{-3/2}, \quad (16)$$

式中 v 为破碎过程产生的射流速度。

需要指出的是, 由于在外海直接测量破碎产生的射流速度具有一定的技术困难, 因此(16)式很难推广应用。

3.2. 气泡粒径谱的参数化表示

结合方程(6)(10)(15)和(16)及实验观测, 可确定气泡粒径谱参数化形式如下:

$$N(a, z) = \begin{cases} \frac{Ra_H^{-11/6} \gamma_0 \Phi_b}{\epsilon_0^{1/3}} a^{-3/2} \exp\left(k_1 - \frac{5z}{6z_b}\right), & a \leq a_H, \\ \frac{R\gamma_0 \Phi_b}{\epsilon_0^{1/3}} a^{-10/3} \exp\left(k_1 - \frac{5z}{6z_b}\right), & a > a_H, \end{cases} \quad (17)$$

式中 $R = \frac{1.6\sqrt{2} \times 10^{-10} u_*^3 H_s^{3/2}}{(\Gamma/\rho_w)^{3/2}}$ 为依赖于海面风速

U_{10} (u_* 为摩擦风速), 有效波高 H_s 和水面张力 (Γ/ρ_w) 的经验系数。

(17)式表明, 气泡粒径谱主要取决于海面气体卷入速率 γ_0 、湍流能量耗散率 ϵ_0 和破碎面积比 Φ_b (或破碎水体体积)。在实际应用中只需要测量海面风速、气体卷入速率和波要素即可计算出气泡粒径谱。另外, 气泡粒径谱(17)沿水深成指数衰减, 这一结论早已被 Huang 等^[11]和 Wu^[21]通过实验观测予以验证。

4. 结果与讨论

为了描述气泡粒径谱随海面风速和波浪成长状态的变化, 依然取 $\gamma_0 = 2.1 \times 10^{-2} (\nu^2 \lambda^3 / g)^{1/6}$, 海浪的零阶矩、二阶矩和四阶矩采用 Elfouhaily 等^[29]经验海浪谱进行计算, 水深取为 100 m, 计算结果见图 4 所示。气泡粒径谱随风速的增大而增大。同时, Hinze 特征尺度正如图 4 所述, 出现向低频移动的现象。类似的现象也出现在风浪的不断成长过程中, 如图 5 所示。

5. 结 论

基于实验观测, 在理论上导出了波浪破碎能量耗散率、气泡云卷入深度、气体卷入速率、湍流动能

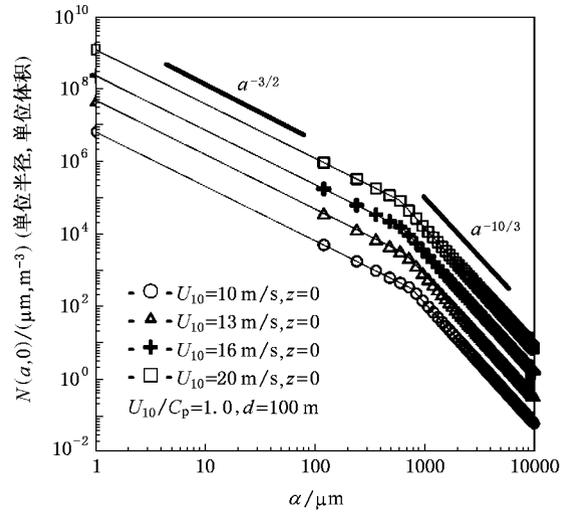


图 4 气泡粒径谱随风速的变化

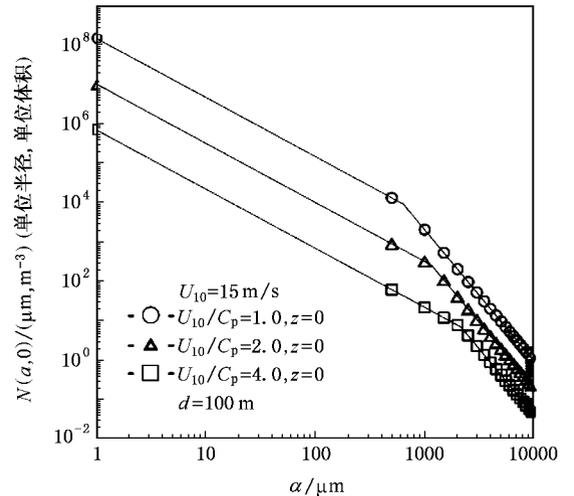


图 5 气泡粒径谱随波龄的变化

耗散率和气泡粒径谱参数化表达式, 揭示了波浪破碎气泡云卷入过程能量耗散率、气泡破碎临界 Hinze 特征尺度和气泡粒径谱在不同海况下的变化。研究表明: 气泡云卷入过程能量耗散与波浪破碎能量耗散之比在中低风速下与 Lamarre 和 Melville^[27]早期观测的结果基本一致, 介于 10% 与 60% 之间, 但当风速大于 15 m/s 时, 这一比值小于 5%。气泡破碎临界 Hinze 特征尺度并不像 Deane 和 Stokes^[17]所认为的那样为 1 mm, 而是随着风速的增大和波浪成长而向低频区移动。气泡粒径谱主要取决于海面气体卷入速率、湍流动能耗散率和破碎面积比(或破碎水体体积), 且敏感地依赖于风速和波浪成长状态。

- [1] Keeling R F 1993 *J. Mar. Res.* **51** 237
- [2] Melville W K 1996 *Annu. Res. Fluid Mech.* **28** 279
- [3] Loewen M A 2002 *Nature*. **418** 830
- [4] Woolf D K 1997 *The Sea Surface and Global Change*(New York : Cambridge Univ. Press)
- [5] Andreas E L 1992 *J. Geophys. Res.* **97** 11429
- [6] Erickson D J 1999 *J. Geophys. Res.* **104** 8347
- [7] Galbally I E , Bentley S T , Meyer C P 2000 *Geophys. Res. Lett.* **17** 3841
- [8] Kolovayev P A 1976 *Oceanology Engl. Transl.* **15** 659
- [9] Badly S 1987 *J. Geophys. Res.* **92** 2919
- [10] Medwin H , Breitz N D 1989 *J. Geophys. Res.* **94** 12571
- [11] Huang P A , Hsu Y , Wu J 1990 *J. Phys. Oceanogr.* **20** 19
- [12] Terrill E J , Melville W K , Stramski D 2001 *J. Geophys. Res.* **106** 16851
- [13] DE Leeuw G , Cohen H 2002 *Geophys. Monogr.* **127** 271
- [14] Leifer Ira , Caulliez G , Leeuw De 2006 *J. Geophys. Res.* **111** C06021 doi :10.1029/2004JC002676
- [15] Zhang S W , Yuan Y L 2003 *Science in China (ser D)* **33** 695 (in Chinese) 张书文 ,袁业立 2003 *中国科学(D 辑)* **33** 695
- [16] Garrett C , Li M 2000 *J. Phys. Oceanogr.* **30** 2163
- [17] Deane G , Stokes M D 2002 *Natur* **418** 839
- [18] Chanson H , Fang J 1997 *Coastal Eng.* **31** 125
- [19] Zhang S W , Yuan Y L 2005 *J. Geophys. Res.* **110** C09021 doi : 10.1029/2004JC002834
- [20] Stramska M , Petelski T 2003 *J. Geophys. Res.* **108** 31
- [21] Wu J 1981 *J. Geophys. Res.* **86** 457
- [22] Yuan Y , Hua F , Pan Z 1990 *Science in China B* **33** 98
- [23] Melville W K , Rapp R J 1985 *Nature* **317** 514
- [24] Thorpe S A , Osborn T R , Jackson J *et al* 2003 *J. Phys. Oceanogr.* **33** 122
- [25] Gemmrich J R , Farmer D M 2004 *J. Phys. Oceanogr.* **34** 1067
- [26] Rapp R J , Melville W K 1990 *Philos. Trans. Roy. Soc. London A* **331** 735
- [27] Lamarre E , Meville W K 1991 *Nature* **351** 469
- [28] Graham A2004 *J. Phys. Oceanogr.* **34** 1008
- [29] Elfouhaily T , Chapron B , Katsaros K *et al* 1997 *J. Geophys. Res.* **102** 15781
- [30] Terray E A , Donelan M A , Agrawal Y C *et al* 1996 *J. Phys. Oceanogr.* **26** 792
- [31] Hinze J O 1955 *Amer. Inst. Chem. Eng. J.* **51** 289
- [32] Wu J 2000 *J. Phys. Oceanogr.* **30** 1089

Air bubble entrainment by breaking waves and estimation of the related statistical quantities *

Zhang Shu-Wen[†]

(*South China Sea Environmental Institute , Guangdong Ocean University , Zhanjiang 524088 , China*)

(Received 29 September 2007 ; revised manuscript received 29 October 2007)

Abstract

Based on the experiments , the energy loss from wave breaking ϵ_{ed} , the bubble plume penetration depth z_b , the rate of air entrainment $\mathcal{Q}(z)$, and the turbulent kinetic energy dissipation rate $\epsilon_T(z)$ are estimated in this study. As a consequence , a simple bubble size spectrum model $\mathcal{N}(a, z)$ is proposed and the rate of energy dissipation due to air bubble entrainment and bubble fragment Hinze scale and bubble size spectrum are investigated under different sea states. It is indicated that the rate of energy dissipation due to air bubble entrainment ranges from 0.1 to 0.6 in low and moderate sea states , but may be negligible in the high sea state. Bubble fragment Hinze scale downshifts to the lower-frequency band as wind speed increases. Bubble size spectrum not only depends on the rate of air entrainment , the breaking rate , and the turbulent kinetic energy dissipation rate , but also strongly on the wind and sea state.

Keywords : energy loss from wave breaking , bubble plume penetration depth , bubble size spectrum

PACC : 9210K , 9210L , 9210

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.40576021).

[†] E-mail : zhangsw@gdou.edu.cn