

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ГЕНЕРАЦИИ МОРСКИХ БРЫЗГ ПРИ СИЛЬНЫХ ВЕТРАХ И ИХ РОЛИ В МЕХАНИКЕ И ТЕРМОДИНАМИКЕ УРАГАНОВ

Троицкая Ю.И., Дружинин О.А., Ермакова О.С., Кандауров А.А.,
Козлов Д.С., Сергеев Д.А.

*Институт прикладной физики РАН, 603950, Россия, Нижний Новгород,
e-mail: sergeev4758@gmail.com*

Статья поступила в редакцию 01.03.2019, одобрена к печати 15.08.2019

В штормовых условиях атмосфера и океан являются многофазными: приводный слой атмосферы насыщен брызгами и дождевыми каплями, на поверхности воды присутствуют пенные области, а приповерхностный водный слой насыщен пузырьками воздуха. Это вызывает радикальные изменения процессов обмена океан–атмосфера, которые необходимо учитывать при построении моделей. Эмпирические данные о параметрах таких сред, полученные в натуральных условиях, характеризуются большими погрешностями. Лабораторное моделирование на крупных экспериментальных стендах помогает снизить эту неопределенность. В связи с этим современные лабораторные установки для моделирования условий ураганного ветра созданы в США и Японии. В настоящей статье представлены результаты последних исследований многофазных сред на уникальной научной установке «Комплекс крупномасштабных геофизических стендов» ИПФ РАН.

Ключевые слова: ветер, волны, брызги, ураганы, лабораторное моделирование

1. Введение

Более половины населения мира – около 3.2 миллиарда человек – занимают прибрежную полосу, 200 км (120 миль), и испытывают негативное воздействие от штормов, формирующихся над океаном. Среди наиболее разрушительных природных катастроф в мире доминируют тропические штормы и тайфуны. Самыми опасными морскими погодными явлениями считаются тропические циклоны, в которых скорость ветра может превышать 70 м/с. Они возникают и развиваются над океанами главным образом в тропической зоне, между 5° и 20° широты. В то же время тропические циклоны могут оказывать значительное влияние на погоду умеренных и субтропических зон вследствие внетропического проникновения тропических циклонов. Наиболее разрушительным за последнее время ураганом такого типа стал супер-шторм Сэнди, обрушившийся на восточное побережье США в конце октября 2012 г. и приведший к гибели около 200 человек и ущербу более 80 млрд долларов. С внетропическим проникновением тропических циклонов

связаны сильные шторма в Дальневосточных морях России. Интенсивные, быстро развивающиеся атмосферные вихри, сходные с тропическими циклонами по механизмам формирования и некоторым морфологическим признакам (теплое ядро, глубокая конвекция), называемые полярными ураганами, наблюдаются в высоких широтах. Они часто образуются при вторжениях холодного арктического воздуха над свободной ото льда поверхностью моря. В 1980-е годы полярные ураганы наблюдались главным образом в западном секторе Арктики. Сокращение ледового покрова, которое наблюдается в последние годы, приводит к тому, что полярные ураганы возникают вдоль всего Северного морского пути. Скорости ветра в полярных ураганах достигают 35–40 м/с, представляя угрозу для судоходства и добычи полезных ископаемых на шельфе.

Так называемые «квазитропические» циклоны могут наблюдаться и в умеренных широтах. К ним относятся «медиканы», которые наблюдаются в Средиземном море при состояниях атмосферы и океана, благоприятствующих глубокой конвекции. Подобные «квазитропические» циклоны изредка наблюдаются и в Черном море. Скорость ветра при этом может превышать 30 м/с, соответствуя по шкале Саффира-Симпсона тропическому шторму и переходу к урагану категории 1.

Для Европейского континента и в том числе для России значительную угрозу представляют активные глубокие циклоны, которые особенно часто формируются в северо-восточной Атлантике в положительной фазе Северо-Атлантического колебания. Для них также характерны условия штормового и ураганного ветра: например, скорость ветра в урагане Святой Иуда в октябре 2013 г. доходила до 53 м/с, что соответствует урагану категории 3 по шкале ураганов Саффира-Симпсона. В прибрежной зоне штормовой ветер вызывает чрезвычайно опасное явление штормового нагона, которое считается одним из наиболее разрушительных природных явлений. Нагоны часто приводят к человеческим жертвам и вызывают многомиллионные убытки. Так, тропический циклон Нургис в 2008 г. унес более 100 тыс. жизней в Мьянме, тропический ураган Катрина 2005 г. и шторм Сэнди 2012 г. вызвали экономический ущерб в 80 млрд долл. каждый. Штормовые нагоны представляют большую опасность для Нидерландов, Великобритании, низменных областей Германии. В России штормовой нагон типичен для Невской губы, что ранее вызывало регулярные наводнения в Санкт-Петербурге.

Высокие значения скорости ветра и связанные с ними ветровые нагрузки представляют собой основной фактор наиболее разрушительных природных процессов: бурь, ураганов, смерчей, шквалов, штормов и тайфунов. С этим связаны высокие требования к качеству моделирования штормовой погоды.

При построении численных моделей штормов и ураганов над морем критически важным элементом модели является корректное задание турбулентных потоков импульса, тепла и влаги между атмосферой и океаном. В частности, повышение точности моделей турбулентного обмена на границе атмосферы и океана является одним из приоритетов проекта NOAA, направленного на улучшение прогноза ураганов (<http://www.hurricanes.org/science/forecast/models/modelskill/>).

В штормовых условиях атмосфера и океан становятся многофазными: приводный слой атмосферы насыщен брызгами и дождевыми каплями, на поверхности воды присутствуют пенные области, а приповерхностный водный слой насыщен пузырьками воздуха. Это вызывает радикальные изменения энергообмена океан–атмосфера, которые необходимо учитывать в моделях. Эмпирические данные о параметрах таких сред, полученные в натуральных условиях, характеризуются большими погрешностями. Например, отличия в концентрации брызг в приводном слое атмосферы, приводимые различными авторами, достигают 6-ти порядков (Andreas, 2002), а модели генерации брызг практически неизвестны. Рассматриваются несколько механизмов, обусловленных брызгами, которые оказывают влияние на обмен теплом и импульсом в приводном слое атмосферы (Makin, 2005; Kudryavtsev, 2006; Andreas, 2004; Kudryavtsev, Makin, 2011). В то же время результаты расчетов определяются эмпирической функцией генерации брызг в приводном слое атмосферы, которая, согласно оценкам различных авторов, имеет разброс до 3-х порядков величины (Andreas, 1998). В связи с этим высоко ценятся лабораторные и численные эксперименты, направленные на моделирование процессов турбулентного обмена в двухфазной среде (Fairall et al., 1994; Andreas et al., 2008; Veron et al., 2012; Richter, Sullivan, 2013; Fairall et al., 2009). В настоящей статье рассказывается об исследовании механизмов генерации брызг при сильном ветре в лабораторных условиях, обсуждается их классификация и эффективность обнаруженных механизмов. На основании этих экспериментов строится функция генерации брызг и оценивается их вклад в турбулентные потоки импульса, тепла и энергии при штормовых условиях.

2. Лабораторные эксперименты

2.1. Установка и результаты экспериментов

Для исследования, классификации и оценки эффективности механизмов генерации брызг были проведены эксперименты с использованием высокоскоростной видеосъемки на Ветро-волновом канале Большого термостратифицированного бассейна ИПФ РАН. Канал воздушного потока сечением 0.4×0.4 м имеет длину над водной поверхностью 10 м; максимальная скорость воздушного потока в канале, приведенная к высоте 10 м, составляет 40 м/с. Подробное описание этой установки, принципов создания и управления воздушным потоком в ней приведено в (Troitskaya et al., 2012). Для характеристики приводного пограничного слоя использовалась динамическая скорость трения u_* , определяемая через вертикальный турбулентный поток импульса: $F_M = \rho_{air} u_*^2$, где ρ_{air} – плотность воздуха. В моделях океан–атмосфера F_M связан с динамической скоростью через коэффициент аэродинамического сопротивления $C_D = u_*^2 / U_{10}^2$, здесь U_{10} – скорость ветра на высоте 10 м. В экспериментах динамическая скорость трения варьировалась от 0.9 до 1.5 м/с, что соответствует скорости ветра U_{10} в натуральных условиях от 20 до 40 м/с (см. рис. 3а в (Powell et al., 2003)). Видеосъемка осуществлялась с двух ракурсов: вид сбоку при скорости съемки 10000 кадров/с и вид сверху при 4500 кадров/с.

Теневые фотографии типичных событий, приводящих к генерации капель, показаны на рис. 1а, и можно предложить их следующую классификацию.

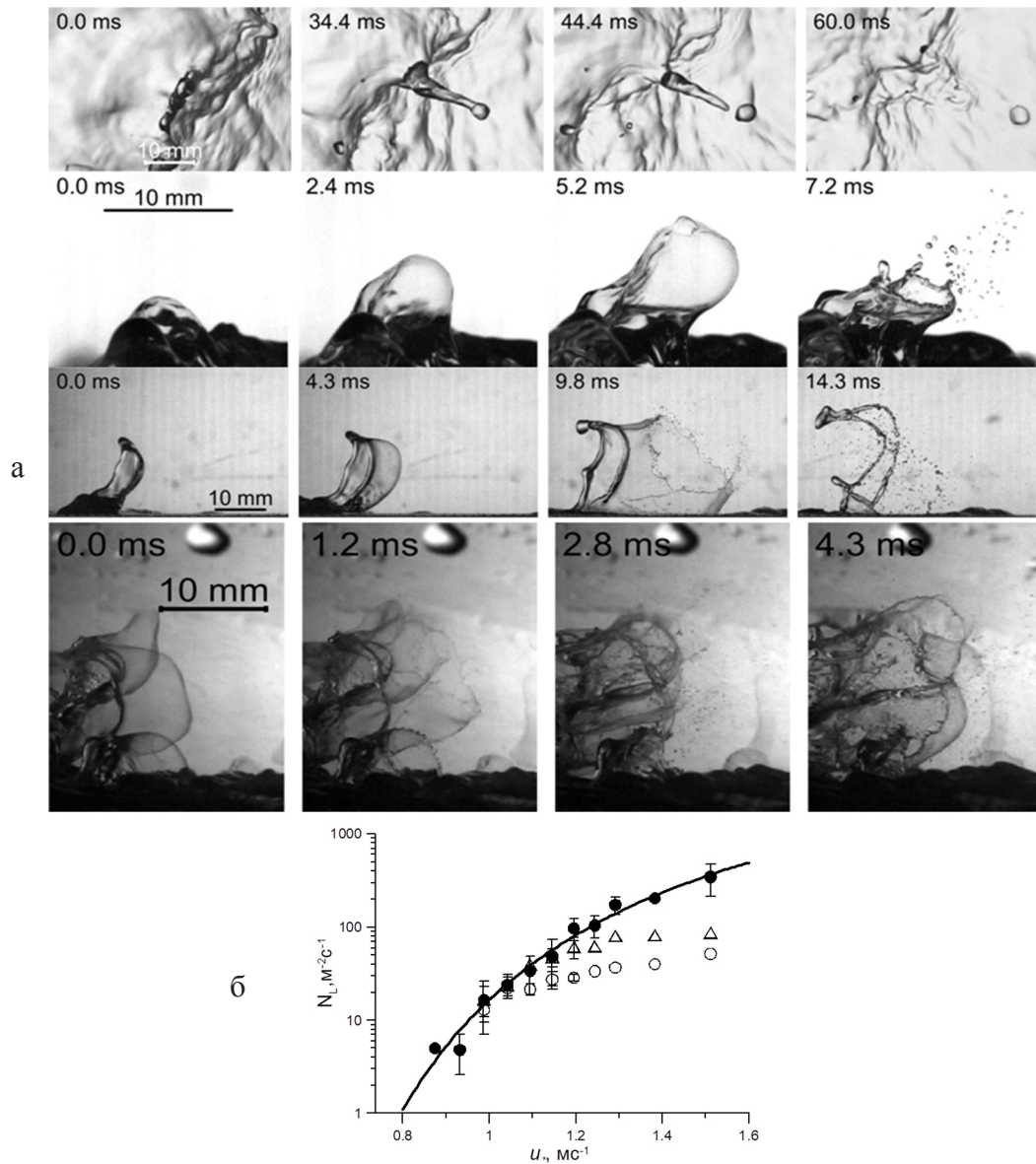


Рис. 1. Фотографии событий, сопровождающих генерацию брызг – а: 1-й ряд фотографий – дробление жидких «пальцев» (вид сверху); 2-й ряд фотографий – разрыв подводных пузырей (вид сбоку); 3-й ряд фотографий – формирование и разрыв «парашюта» (вид сбоку); 4-й ряд фотографий – формирование и разрыв многокамерного «парашюта» (вид сбоку); б – среднее количество типичных событий генерации капель в единицу времени на единицу площади в зависимости от u_* : открытые кружки – разрывы подводных пузырей, открытые треугольники – жидкие «пальцы», черные кружки – «парашюты»; сплошная линия – зависимость, полученная на основе распределения Гиббса – уравнение (4).

1 – Дробление жидких «пальцев» (рис. 1а, 1-й ряд фотоснимков).

В работе (Koga, 1981) было обнаружено, что в районе гребней обрушающихся волн развиваются небольшие выступы воды, которые затем растягиваются в

«пальцы» и разрываются на капли. В наших наблюдениях дробление каждого такого объекта приводит к генерации одной–двух капель диаметрами несколько миллиметров.

2 – Разрыв подводных пузырей (рис. 1а, 2-й ряд фотоснимков).

Подводные пузыри, формирующиеся у гребней обрушающихся волн, всплывают из-за положительной плавучести и разрываются при достижении поверхности воды, генерируя брызги. Детальная модель этого явления была разработана в (Lhuissier, Villermaux, 2012). До последнего времени это явление считалось основным механизмом генерации брызг. Однако наши видеозаписи неожиданно продемонстрировали его сравнительно низкую эффективность: только около 5% наблюдаемых больших подводных пузырей достигало поверхности и лопалось с образованием брызг.

3 – Дробление типа «парашют», или «bag-breakup» в англоязычной литературе (рис. 1а, 3-й ряд фотоснимков).

Это явление начинается с появления мелкомасштабного возвышения водной поверхности, затем развивающегося в «микро-парус», который затем раздувается в «парашют», представляющий собой мембрану из водной пленки, окруженную более толстым «ободком», и разрывается, образуя сотни брызг. В инженерной гидродинамике (Gelfand, 1996) этот механизм известен как режим дробления жидкости в газовом потоке типа «парашют». Ранее такой режим генерации брызг в лабораторном канале был описан в (Veron et al., 2012) однако его значимость в ураганных условиях не обсуждалась.

4 – «Многокамерный парашют» (рис. 1а, 4-й ряд фотоснимков).

В этом случае начальное возвышение поверхности воды трансформируется в сложный объект, представляющий собой многокамерный «парашют».

2.2. Статистика событий, приводящих к генерации брызг

На основе анализа скоростного видео была оценена эффективность обнаруженных механизмов. Для этого по результатам обработки более 2 миллионов отдельных кадров были определены количества событий (жидких «пальцев», разрывов подводных пузырей и «парашютов»), происходящих в единицу времени на единице площади. На рис. 1б количества показаны в виде зависимости от динамической скорости трения ветра u_* . Из рисунка видно, что при $u_* < 1$ м/с все три механизма имеют почти равную эффективность, но при $u_* > 1$ м/с количество разрывов подводных пузырей отстает от числа жидких «пальцев» и «парашютов». Заметим, что каждая «камера» многокамерного «парашюта» считалась отдельным объектом. Учитывая, что дробление жидких «пальцев» дает 1–2 капли, а дробление типа «парашют» дает десятки капель на каждое событие, можно сделать вывод, что этот последний механизм является абсолютно доминирующим. Заметим, что активация данного механизма происходит при динамической скорости трения ветра примерно 0.9 м/с, соответствующей скорости ветра на высоте 10 м – примерно

20 м/с (Foreman, Emeis, 2010). Отметим, что это приблизительно соответствует силе ветра в 8 баллов по шкале Бофорта, когда, согласно описанию сопутствующих явлений, отмечается изменение режима генерации брызг. Для описания статистики количества событий дробления типа «парашют» использовался феноменологический подход, основанный на методах статистической физики. Была предложена модель, основанная на методе Гиббса. При этом гребни волн, которые потенциально могут трансформироваться в «парашюты», а затем в брызги, рассматриваются как «термодинамическая подсистема», находящаяся в равновесии с системой ветер–волны, представляющей собой «термостат». В этом случае вероятность того, что подсистема находится в состоянии с энергией E , определяется каноническим распределением Гиббса, то есть вероятность того, что энергия подсистемы мембран находится в диапазоне $[E, E + dE]$, равна:

$$dW = A \exp(-E/\beta) dE. \quad (1)$$

Здесь константа $A = 1/\beta$ определяется из условия нормировки вероятности на единицу. Количество «парашютов», возникающих в рассматриваемой подсистеме в единицу времени на единице площади, является некоторой функцией от энергии подсистемы – $n(E)$. В свою очередь, среднее число «парашютов», возникающих в единицу времени на единице площади, можно получить, интегрируя $n(E)dE$ по всем значениям энергии, превышающим порог генерации E_0 , с учетом выражения для вероятности (1), то есть:

$$N = \int_{E_0}^{\infty} \frac{n(E)}{\beta} e^{-\frac{E}{\beta}} dE. \quad (2)$$

Разложение $n(E)$ вблизи значения $E = E_0$ дает:

$$n(E) = n(E_0) + \alpha(E - E_0) + \dots,$$

где E_0 и α являются внутренними параметрами «квазитермодинамической подсистемы», не зависящими от параметра «термостата» β . Учитывая, что при пороговом значении для начала генерации $n(E_0) = 0$, получаем из (2) для N :

$$N = \alpha \beta e^{-\frac{E_0}{\beta}}. \quad (3)$$

Здесь β – параметр «термостата», то есть системы ветер–волны, которая, в свою очередь, характеризуется динамической скоростью u_* и разгоном.

В условиях фиксированного разгона в наших экспериментах, мы можем рассматривать β как функцию u_* . Для ее получения мы воспользовались известной аналогией Буссинеска между турбулентными пульсациями скорости и тепловым движением молекул в газе. Для молекулярных движений β пропорциональна температуре термостата, определяемой средней кинетической энергией молекул. В рассматриваемой задаче аналогом температуры является плотность кинетической энергии турбулентных пульсаций. В пограничном слое вблизи поверхности последняя пропорциональна u_*^2 , то есть $\beta = \gamma u_*^2$. Представляя две новых константы

в виде $U_0 = \sqrt{E_0/\gamma}$, $N_0 = \alpha E_0$, получаем окончательно для (3):

$$N(u_*) = N_0 \frac{u_*^2}{U_0^2} \exp\left(-\frac{U_0^2}{u_*^2}\right), \quad (4)$$

где $U_0 = 2 \text{ m/s}$, $N_0 = 3.73 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1} \text{ m}^{-2}$ определены на основе экспериментальных данных, представленных на рис. 1б. Как видно из рисунка, полученная зависимость хорошо описывает экспериментальные результаты.

На основе обработки видеозаписей также были исследованы размеры «парашютов», характеризуемые их радиусами R и их временами жизни τ . Оказалось, что плотность вероятности их распределения по R хорошо описывается Гамма-распределением:

$$P_n(x) = \frac{n^n}{(n-1)!} x^{n-1} e^{-nx}, \quad (5)$$

при $n = 8$, где $x = R / \langle R \rangle$.

Средние значения $\langle R \rangle$ и $\langle \tau \rangle$ имеют порядок 10^{-2} м и 10^{-5} с соответственно и убывают с увеличением скорости по степенным законам: $\langle R \rangle = 9.6 u_*^{-1}$, $\langle \tau \rangle = 7.7 u_*^{-2}$, где u_* выражено в метрах в секунду, $\langle R \rangle$ – в миллиметрах и $\langle \tau \rangle$ – в миллисекундах.

2.3. Перенос на натурные условия

Важную проблему представляет перенос этих результатов на натурные условия. Главным отличием натуральных и лабораторных условий является ветровой разгон – расстояние, на котором ветер дует над морской поверхностью. В натуральных условиях разгон обычно выражают через обратный параметр возраста волнения $\Omega = U_{10}/c_p$, где c_p – фазовая скорость волны с частотой – ω_p , соответствующей пику в спектре волнения. Прямые измерения в (Wright et al., 2001) при ураганных ветрах показали, что $\Omega = 2.5\text{--}3.5$, в лабораторных условиях $\Omega \approx 30$.

Из размерных параметров, которые определяют состояние поверхности моря под действием ветра, а именно динамической скорости, частоты пика волнения, а также ускорения свободного падения и вязкости можно составить безразмерную комбинацию $\text{Re}_B = u_*^2 / \nu \omega_p$ – эффективное число Рейнольдса поверхности океана, находящегося под действием ветра, которое, согласно (Тоба, Коба, 1986), определяет все сложные мелкомасштабные процессы на поверхности. Полученные в лабораторных условиях количества событий, вызывающих генерацию брызг (фрагментации жидких пальцев, разрывов всплывающих пузырьков и дробления по типу «парашют»), можно выразить через это число, однако остается вопрос, насколько полученная зависимость соответствует натурным условиям. В настоящее время получить прямой ответ невозможно из-за отсутствия натуральных данных. Однако разгон волн в лабораторных условиях может быть значительно увеличен в кольцевом канале. В кольцевом канале аналогом пространственного разгона

является время развития волнения, при этом степень развития волн можно по-прежнему характеризовать с помощью параметра возраста волнения, который выражается через частоту спектрального пика. В 50-х годах XX века на базе Черноморского отделения Морского гидрофизического института в пос. Кацивели был создан кольцевой штормовой бассейн. Значительно позже аналогичный бассейн меньшего размера был построен в университете Гейдельберга в Германии, он получил название Аэолотрон.

В экспериментах на канале Аэолотрон изучалась зависимость числа событий фрагментации по типу «парашют» (на единицу площади за единицу времени) от динамической скорости ветра и времени (рис. 2а, б). Частота пика в спектре волнения также зависела от времени (рис. 2в). Из рис. 2а, б видно, что при определенной скорости ветра разброс в числе событий фрагментации по типу «парашют» составляет около двух порядков из-за зависимости от времени. В то же время, если представить эти данные в виде функции от Re_B , то они ложатся на одну кривую (рис. 2г). На эту же кривую ложатся и данные, полученные на канале ИПФ РАН (другая установка!). Аппроксимация этой кривой функцией:

$$N = 2.58 \cdot 10^{-4} Re_B^{3/2} \exp\left(-\frac{6.93 \cdot 10^5}{Re_B^{3/2}}\right) \quad (6)$$

дает универсальную формулу, которая может быть использована в натуральных условиях.

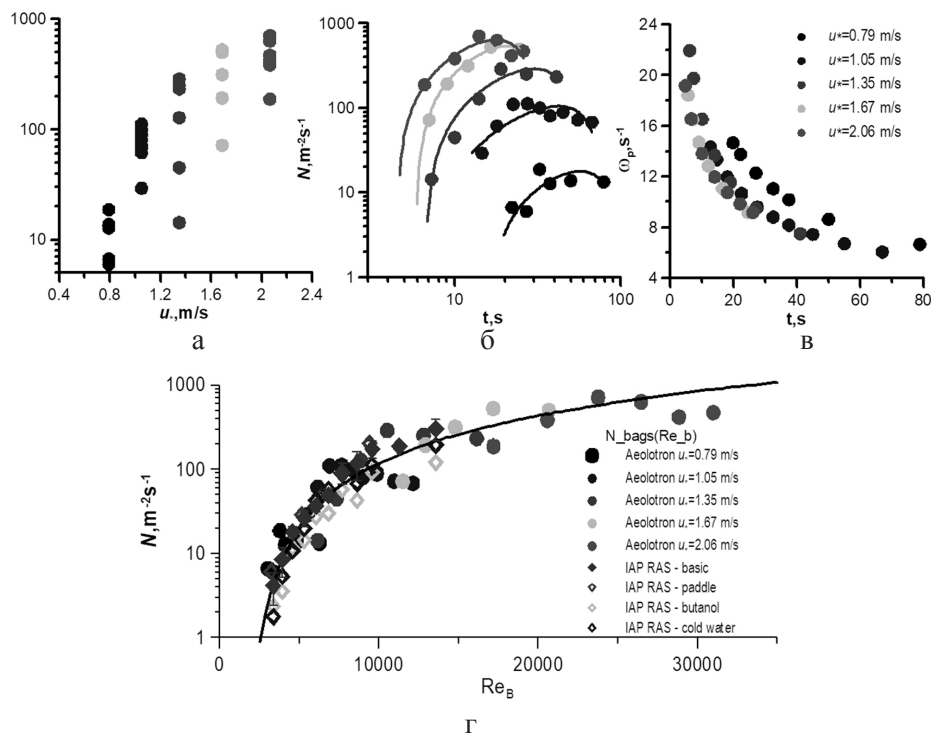


Рис. 2. Зависимость числа событий фрагментации по типу «парашют» (на единицу площади за единицу времени) от динамической скорости – а; от времени (эквивалент разгона) – б; зависимости частоты спектрального пика волн от времени – в. Зависимость числа событий фрагментации по типу «парашют» от Re_B – г.

3. Функция генерации брызг

Зная статистику «парашютов», можно построить функцию генерации брызг (SSGF) dF/dr , представляющую собой количество брызг радиуса r , инжестируемых с единицы площади поверхности воды в единицу времени в результате описанного выше доминирующего механизма. Для этого необходима информация о том, как происходит генерация брызг при дроблении отдельного «парашюта». Как можно видеть на рис. 1в, это происходит за счет двух процессов:

- разрыв жидкой пленки при раздувании «парашюта» (рис. 1а, 3-й ряд), который приводит к образованию капель с характерным радиусом 100 мкм;
- дробление «ободка», остающегося после разрыва жидкой пленки (рис. 1в 14.3 мс), который генерирует «гигантские» капли с характерным радиусом 1000 мкм.

Для описания первого процесса использовалась его аналогия с генерацией брызг при разрыве всплывающего пузыря, которая была подробно изучена в (Lhuissier, Villermaux, 2012). Согласно этой работе, распределение по размерам капель, генерируемых в результате разрыва пузыря с радиусом R , описывается Гамма-распределением (5) при $n = 11$, а среднее суммарное количество капель от разрыва пузыря $N_{film}^{drops}(R)$ и средний радиус капли $\langle r \rangle(R)$ являются степенными функциями от радиуса R , которые были получены в результате аппроксимации данных из (Lhuissier, Villermaux, 2012): $\langle r \rangle(R) \sim R^{4/3}$, $N_{film}^{drops}(R) \sim R^{4/3}$.

Для описания второго процесса дробления «ободка» была использована аналогия с процессом вторичного дробления капель жидкости по типу «парашют» в потоках газа, когда также происходит разрыв жидкой пленки и образование ободка. Детальное экспериментальное исследование (Chou, Faeth, 1998) было использовано для оценки характерного размера капель, образующихся при дроблении ободка. По данным (Chou, Faeth, 1998), средний размер капли пропорционален размеру «парашюта» с коэффициентом 0.068, а среднее суммарное количество капель, образующихся при разрыве ободка, $N_{rim}^{drops} = 8.3$. Ободок, остающийся после разрыва мембраны, является разновидностью жидкой нити, толщина которой связана с размером «парашюта». Согласно (Marmottant, Villermaux, 2004), распределение по размерам капель, образующихся за счет дробления жидкой нити, описывается Гамма-распределением (5) с $n = 4$.

Функция генерации брызг может быть найдена как свертка функции генерации «парашютов» и функции распределения брызг от одного «парашюта» (Troitskaya et al., 2018a):

$$\frac{dF(r, u_*)}{dr} = N \left(A_1 \left(\frac{r}{\theta} \right)^{7.3} e^{-5.2 \sinh\left(\frac{3}{7} \ln \frac{r}{\theta}\right)} + A_2 \left(\frac{r}{\Theta} \right)^{4.5} e^{-3.94 \sinh\left(\frac{1}{2} \ln \frac{r}{\Theta}\right)} \right), \quad (7)$$

где $\theta = 0.001(\langle R_2 \rangle(u_*))^{4/3} L^{-1/3}$, $\Theta = 0.0021\langle R_2 \rangle(u_*)$, $\langle R_2 \rangle(u_*) = 9.6u_*^{-1}$, $L = 2 \times 10^4$ мм;

$$A_1 = \frac{3.3 \cdot 10^{-9}}{L} \left(\frac{\rho_w g L^2}{\sigma} \right)^{1.18} ; A_2 = \frac{1.5 \cdot 10^{-4} N_{rim\ drops}}{\Theta}.$$

Рис. 3а, б показывают наличие у функции генерации двух пиков, соответствующих каплям, образующимся из пленки и из ободка. Отметим важную особенность полученных функций. Видно, что средний размер «пленочных» и «ободочных» капель убывает с ростом скорости ветра, то есть чем сильнее ветер, тем более мелкую «водяную пыль» он создает.

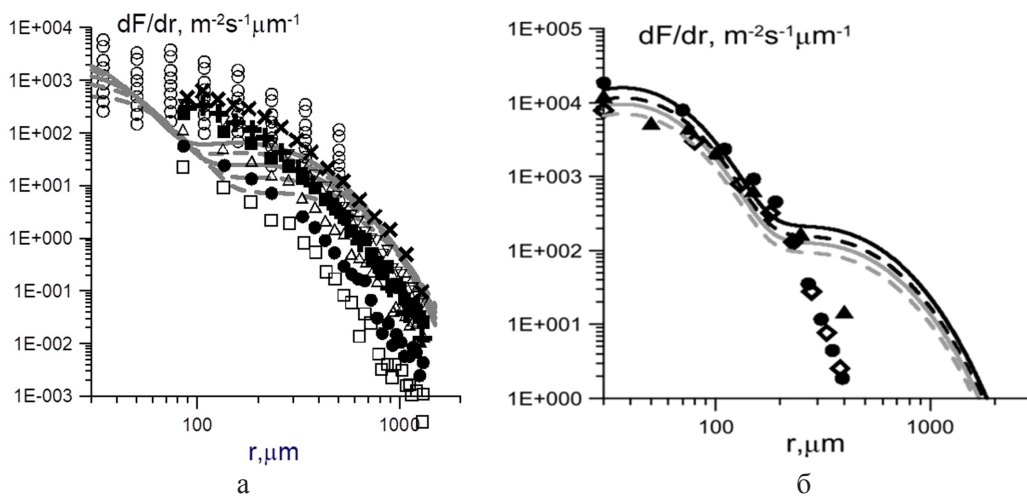


Рис. 3а – Сравнение функции генерации брызг по формуле (7) (линия) с эмпирическими функциями, полученными в (Iida et al., 1992; Ortiz-Suslow et al., 2016; Veron et al., 2012; Fairall et al., 2009), для лабораторных условий; динамическая скорость трения варьировалась между 1 и 1.5 м/с с шагом 0.1 м/с. б – Сравнение найденной нами функции генерации брызг для диапазона $\Omega = 2.5-3.5$ с эмпирическими данными натуральных измерений (Andreas, 1998; Fairall et al., 1994; Zhao et al., 2006) для $U_{10} = 30$ м/с.

Полученная таким образом функция генерации брызг была верифицирована на основе сопоставления с имеющимися данными как лабораторных (рис. 3а), так и натуральных измерений (рис. 3б).

Рис. 3б показывает хорошее согласие между нашей функцией генерации и функцией генерации брызг, полученной в (Andreas, 1998; Fairall et al., 1994; Zhao et al., 2006) в интервале радиусов капли $30 \text{ мкм} < r < 300 \text{ мкм}$. Расхождение этих функций при $r > 300 \text{ мкм}$, по-видимому, объясняется большими трудностями наблюдения в натуральных условиях очень крупных капель, которые редко долетают до измерительных инструментов, располагающихся, как правило, на высоте более 10 м над поверхностью воды.

Хорошее согласие полученной нами функции генерации как с натуральными, так и с лабораторными измерениями, подтверждает гипотезу о доминирующей роли дробления типа «парашют» в образовании брызг при штормовом и ураганном

ветре. Важно отметить, что этот механизм предсказывает генерацию значительного числа гигантских капель, образующихся в результате дробления «ободка». Оценки показывают, что для механизма дробления типа «парашют» эти гигантские капли с радиусом, превышающим 300 мкм, обеспечивают более 90% от потока массы брызг, который в основном определяет потоки импульса и тепла за счет аэрозоля.

Итак, анализ последовательности кадров высокоскоростного видео показал, что основным механизмом генерации капель в приводном слое атмосферы при штормовом и ураганном ветре является дробление типа «парашют». Активация этого процесса происходит при скорости ветра приблизительно 20 м/с, что соответствует скорости ветра 8 баллов по шкале Бофорта. На основе общих принципов статистической физики построена статистика возникновения «парашютов» и выведена функция генерации брызг, которая оказалась в хорошем согласии с данными как известного лабораторного, так и натуральных экспериментов.

4. Роль брызг в переносе импульса между атмосферой и океаном при ураганном ветре

Вклад явлений дробления типа «парашют» в поток импульса в приводном пограничном слое атмосферы определяется двумя факторами. Во-первых, он связан с начальной стадией этого явления до образования брызг, F_{Mb} , когда «парашюты» выглядят как микропаруса (с типичным размером около 1 см) и являются препятствиями для приводного ветра. Во-вторых, капли в процессе их генерации за счет дробления «парашюта» отбирают импульс от воздушного потока, создавая поток импульса, связанный с брызгами F_{Md} .

Для оценки вклада первого фактора в аэродинамическое сопротивление водной поверхности необходимо определить силу, действующую на одиночный «парашют», являющийся препятствием для воздушного потока. Анализ отдельных кадров высокоскоростного видео позволил исследовать эволюцию «парашютов» во времени и их характерные геометрические размеры. В частности, было показано, что размеры «парашютов», а также смещение их центра представляют собой линейные функции времени (Troitskaya et al., 2018b). Это, в свою очередь, означает, что их элементы (жидкая пленка и ободок) совершают прямолинейное и равномерное движение. Следовательно, существует равновесие между аэродинамическим давлением и поверхностным натяжением. В рамках упрощенной модели «парашют» рассматривается как полусферическая пленка радиуса $R(t)$. Тогда сила сопротивления со стороны «парашюта» может быть вычислена интегрированием дифференциального давления, разности с внутренней и внешней части $p_1 - p_2$, по площади поверхности пленки S . Дифференциальное давление определяется разностью капиллярных сил, действующих на внешней выпуклой и на внутренней вогнутой поверхностях:

$$(p_1 - p_2)|_S = \frac{4\sigma}{R(t)}. \quad (8)$$

Тогда мгновенная сила сопротивления «парашюта»:

$$f(t) = \iint_S (p_1 - p_2) ds = \iint_S \frac{4\sigma}{R(t)} ds = 2\pi^2 \sigma R(t). \quad (9)$$

Если в фиксированный момент времени t на поверхности области площадью ΔS присутствует $\Delta N(t)$ «парашютов» и каждый из них действует на воздушный поток с силой $f(t)$, то полная мгновенная сила, действующая на воздушный поток со стороны этой области, эквивалентна сумме сил каждого индивидуального парашюта: $\Delta F(t) = \sum_{i=1}^{\Delta N(t)} f_i(t)$. Однако эта величина является сильно флуктуирующей во времени. Средняя сила за время ΔT , превышающее характерное время жизни «парашютов»:

$$\langle \Delta F(t) \rangle = \frac{1}{\Delta T} \int_t^{t+\Delta T} \sum_{i=1}^{\Delta N(t)} f_i(t) dt = 4\pi^2 \sigma \frac{1}{\Delta T} \int_t^{t+\Delta T} \sum_{i=1}^{\Delta N(t)} R_i(t) dt. \quad (10)$$

Очевидно, что вклад отдельного «парашюта» в силу в правой части (10) есть $\int_t^{t+\Delta T} R_i(t) dt = \bar{R}_i \tau_i$, где \bar{R}_i есть средний радиус «парашюта» за время жизни τ_i . После сегментации «парашютов» по характерным временам жизни τ_i и средним радиусам \bar{R}_i , определяемое ими поверхностное сдвиговое напряжение:

$$F_{Mb} = \frac{\langle \Delta F(t) \rangle}{\Delta S} = 2\pi^2 \sigma \langle \bar{R} \tau \rangle N(u_*, \Omega), \quad (11)$$

где N есть среднее значение количество «парашютов», генерируемых в единицу времени с удельной площади.

Зависимость коррелятора $\langle \bar{R} \tau \rangle$, входящего в (11), от u_* была получена на основе обработки кадров высокоскоростного видео, по которым для каждого «парашюта» определялись его начальный (R_1) и конечный (R_2) размеры и «время жизни» от возникновения до начала разрыва пленки. С учетом линейного роста во времени геометрических размеров «парашюта» имеем $\bar{R} = (R_1 + R_2)/2$. При этом средний размер «парашюта» и время его жизни оказались убывающими степенными функциями динамической скорости: $\langle \bar{R} \rangle \sim u_*^{-1}$, $\langle \tau \rangle \sim u_*^{-2}$, а коррелятор:

$$\langle \bar{R} \tau \rangle = 64.4 u_*^{-3}. \quad (12)$$

Подстановка (6), (12) в (11) дает:

$$F_{Mb} = 4\pi^2 \sigma 2.58 \cdot 10^{-4} \text{Re}_B^{3/2} \exp\left(-\frac{6.93 \cdot 10^5}{\text{Re}_B^{3/2}}\right) e^{-\frac{U_0^2}{u_*^2}} \frac{\lambda}{u_*^3}, \quad (13)$$

где $U_0 = 2$ м/с, $N_0 = 3.73 \times 10^3 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$, $\lambda = 64.4 \times 10^{-6} \text{ м}^4 \text{ с}^{-2}$.

Отметим, что касательное напряжение F_{Mb} определяется числом «парашютов», возникающих в единицу времени на единице площади, с одной стороны, и их размерами и временами жизни, с другой стороны. С ростом скорости ветра эти факторы имеют противоположные тенденции: наблюдается рост количества «парашютов» и уменьшение их размеров и времени жизни. В результате F_{Mb} имеет тенденцию к насыщению с увеличением скорости ветра (рис. 4а).

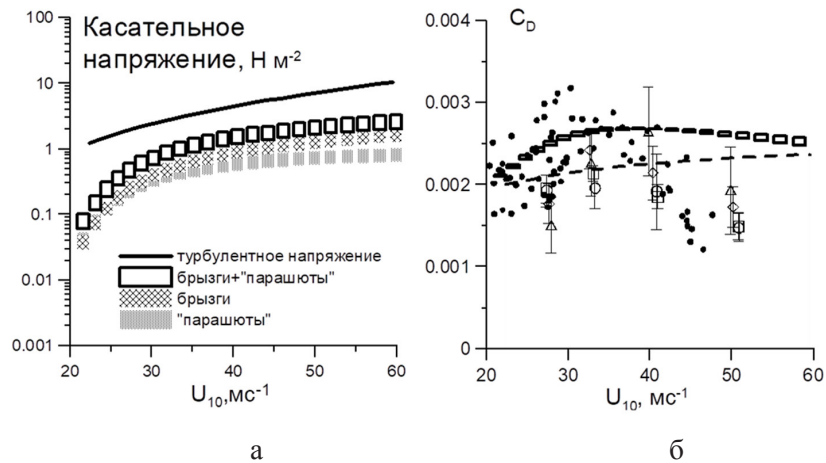


Рис. 4. а – Вклад в поверхностное касательное напряжение, связанный с «парашютами», каплями и прямым турбулентным переносом в зависимости от U_{10} для значений параметра возраста волнения, Ω , в диапазоне от 2.5 до 3.5. б – Рассчитанный в рамках модели коэффициент сопротивления, C_D , как функция скорости ветра U_{10} при $\Omega = 2.5-3.5$. Пунктирная линия – C_D из (Foreman, Emeis, 2010). Экспериментальные данные – из (Powell et al., 2003; Jarosz et al., 2007).

Основной вклад в поток импульса, связанный с брызгами, который определяется импульсом, получаемым каплями из воздушного потока в процессе их возникновения, F_{Md} , вносят капли, образующиеся при разрушении «ободка» «парашюта». Их скорости равны измеренным по кадрам скоростного видео скоростям смещения краев «парашютов» $\langle u \rangle$, которые связаны с динамической скоростью воздушного потока:

$$\langle u \rangle = 1.96 + 1.21 u_* \quad (14)$$

Определенный таким образом поток импульса, обусловленный брызгами, может быть представлен как:

$$F_{Md} = \rho_w \int_0^\infty \frac{dF(r, u_*)}{dr} \frac{4\pi r^3}{3} \langle u \rangle dr \quad (15)$$

Аналогично F_{Mb} , зависимость величины F_{Md} от скорости ветра определяется противоположными тенденциями: с одной стороны, ростом числа капель (см. уравнение (6)), а с другой стороны, убыванием размера капель пропорционально среднему размеру «парашютов» с ростом скорости ветра. Результатом является аналогичная F_{Mb} тенденция к насыщению функции $F_{Md}(u_*)$ (рис. 4а). Строго говоря, выражение (15) дает оценку сверху для учета вклада брызг в сопротивление, создаваемое поверхностью, потому что, падая вниз, капли могут частично обеспечить передачу импульса в нижние слои, приводя к ускорению потока окружающего воздуха.

Полное сдвиговое напряжение в пограничном слое при ураганных ветрах определяется тремя основными факторами: сопротивление формы поверхности, обусловленной волнами F_{Mwave} , поток импульса, связанный с брызгами F_{Md} и аэродинамическим сопротивлением «парашютами» F_{Mb} :

$$F_M = F_{Mw} + F_{Md} + F_{Mb}.$$

Для оценки F_{Mw} использовался закон сопротивления из (Foreman, Emeis, 2010) для данных, полученных при скоростях ветра менее 25 м/с, когда эффект брызг, очевидно, незначителен:

$$F_{Mw} = \rho_a [0.051(U_{10} - 8) + 0.27]^2. \quad (16)$$

Окончательно коэффициент сопротивления для нейтрально стратифицированного атмосферного погранслоя может быть найден исходя из определения $C_{DN} = F_M / (\rho_a U_{10}^2)$. Поскольку компонента касательного напряжения, обусловленная сопротивлением «парашютов» и брызг, имеет тенденции к насыщению при увеличении скорости ветра (см. рис. 4а), то коэффициент немонотонно зависит от скорости ветра.

Дополнительное снижение коэффициента сопротивления при сильном ветре может быть обусловлено влиянием взвешенных капель на статическую устойчивость приводного слоя атмосферы, которое приводит к подавлению турбулентности. Для рассмотрения этого эффекта был обобщен подход, предложенный в (Makin, 2005; Kudryavtsev, 2006; Lykossov, 2002), с учетом распределения капель по размерам. Тогда уравнение сохранения концентрации капель радиуса r имеет вид:

$$K_s(z) \frac{\partial S(z, r)}{\partial z} + V_f(r) S(z, r) = 0, \quad (17)$$

где $S(z, r)$ – объемная концентрация капель радиуса r , $K_s(z)$ – коэффициент турбулентной диффузии капель, $V_f(r)$ – скорость гравитационного осаждения капель, для которой использовалась формула Стокса с учетом конечного числа Рейнольдса, хотя в турбулентных течениях эта величина может значительно меняться (Vegon, 2015). Для расчетов мы воспользовались программным обеспечением, имеющимся в свободном доступе (Andreas, 2013).

Для баланса кинетической энергии турбулентных флуктуаций, по аналогии с (Kudryavtsev, Makin, 2011; Andreas, 1998; Fairall et al., 2009), использовалось стационарное уравнение:

$$\frac{dU}{dz} = \frac{u_*}{\kappa z} \Phi_M \left(\frac{z}{L} \right), \quad (18)$$

где L является аналогом масштабом Монина-Обухова, введенным для описания эффекта статической устойчивости приводного слоя воздуха за счет взвешенных капель:

$$L = \frac{u_*^3}{\kappa g (\rho_w / \rho_a) \langle sw \rangle}.$$

Здесь $\kappa = 0.4$ – постоянная Кармана, ρ_w / ρ_a – отношение плотностей воды и воздуха,

$\langle sw \rangle$ – поток объемной концентрации капель:

$$\langle sw \rangle = - \int K_s(z) \frac{\partial S(z,r)}{\partial z} dr = \int V_f(r) S(z,r) dr.$$

Аналогично (Makin, 2005; Kudryavtsev, 2006; Lykossov, 2002), использовалась следующая аппроксимация для Φ_M :

$$\Phi_M \left(\frac{z}{L} \right) = 1 + b \frac{z}{L},$$

где b – константа, равная 5 (см. (Dyer, 1974)). Тогда (18) можно переписать в виде:

$$\frac{dU}{dz} = \frac{u_*}{\kappa z} \left(1 + \beta \frac{\rho_w \kappa g z}{\rho_a u_*^3} \int V_f(r) S(z,r) dr \right). \quad (19)$$

В предположении $K_s = \kappa u_* z$ уравнение (17) переходит в следующее интегродифференциальное уравнение:

$$\frac{\partial S(z,r)}{\partial z} + \frac{V_f(r)}{\kappa u_* z} S(z,r) \left(1 + \beta \frac{\rho_w \kappa g z}{\rho_a u_*^3} \int V_f(r_1) S(z,r_1) dr_1 \right) = 0. \quad (20)$$

Аналогично (Makin, 2005; Kudryavtsev, 2006; Lykossov, 2002), система (19, 20) решалась в диапазоне z от $z = z_s$ (уровня генерации брызг), за который принимается уровень обрушения гребней волн (Makin, 2005). Согласно (Emanuel, 1995):

$$z_s = 0.635 H_s; \quad H_s = 0.018 \Omega^{-1.5} U_{10}^2 / g, \quad (21)$$

здесь H_s – значительная высота волнения.

Уравнение (20) решалось с граничными условиями баланса между потоками брызг вверх и вниз (см. объяснение в (Veron, 2015)):

$$S(z,r) \Big|_{z=z_s} = \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{dF}{dr} \frac{1}{V_f(r)}.$$

Интегрирование уравнения (19) от z_s до текущего z с учетом постоянства концентрации брызг при $z < z_s$, дает:

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} + \beta \frac{\rho_w g}{\rho_a u_*^2} \int_{z_s}^z dz_1 \int V_f(r) S(z_1, r) dr. \quad (22)$$

Высота шероховатости z_0 связана с коэффициентом сопротивления нейтрально стратифицированного атмосферного пограничного слоя и представляет собой иную форму для его представления: $\frac{\kappa}{\sqrt{C_{DN}}}$.

$$z_0 = H_{10} \cdot e^{\frac{\kappa}{\sqrt{C_{DN}}}}.$$

Окончательно выражение для коэффициента сопротивления C_D , модифицированного с учетом взвешенных частиц:

$$C_D = \frac{C_{DN}}{\left(1 + \beta \frac{\rho_w g}{\rho_a u_*^2} \sqrt{C_{DN}} \int_{z_s}^{\infty} dz_1 \int V_f(r) S(z_1, r) dr \right)^2}. \quad (23)$$

Эта зависимость C_D от U_{10} , показанная на рис. 4б, хорошо согласуется с имеющимися на сегодняшний момент экспериментальными данными (Powell et al., 2003; Jarosz et al., 2007).

5. Роль брызг в переносе тепла между атмосферой и океаном при ураганном ветре

Согласно современным представлениям (Emanuel, 1995), интенсивность ураганов определяется потоком энтальпии влажного воздуха из океана в атмосферу, а не явного и скрытого тепла по отдельности. Вклад морских брызг в чистый поток энтальпии рассмотрен в (Andreas, Emanuel, 2001) в рамках концепции «возвращающихся» капель. В (Andreas, Emanuel, 2001) доказано, что капли, полностью испарившиеся в атмосфере, не вносят вклада в поток энтальпии из атмосферы в океан, поскольку скрытое тепло испарения полностью компенсируется явным теплом, извлекаемым из атмосферы для испарения капель. В связи с этим чистый поток энтальпии из океана в атмосферу может быть обеспечен только той частью капель, которая падает в воду. Очевидно, что такие возвращаемые капли должны быть достаточно велики, и большие капли, порождаемые за счет механизма дробления типа «парашют», этому требованию удовлетворяют. Здесь будут приведены оценки их вклада в поток энтальпии из океана в атмосферу при ураганном ветре. Удельная энтальпия влажного воздуха определяется как суперпозиция явного и скрытого тепла:

$$k = (1 - q)c_p T_a + q(L_v + c_{pv} T_a),$$

где q – удельная влажность воздуха, c_p – удельная теплоемкость сухого воздуха при постоянном давлении, L_v – скрытая теплота парообразования, T_a – температура воздуха и c_{pv} – удельная теплоемкость водяного пара при постоянном давлении.

Полный поток энтальпии из океана в атмосферу состоит из двух компонент: турбулентного потока H_{kt} и потока, связанного с брызгами H_{kd} . Турбулентный поток H_{kt} обычно выражается балк-формулой:

$$H_{kt} = C_{k0} U_{10} (k_{10} - k_s), \quad (24)$$

где C_{k0} – эмпирический коэффициент переноса энтальпии, практически не зависящий от скорости ниже 30 м/с (Vergon, 2015) и равный 0.0011–0.0012, k_{10} и k_s – значения удельной энтальпии на высоте 10 м над уровне моря.

Следуя (Andreas, Emanuel, 2001), оценим поток энтальпии, связанный с брызгами, как поток явного тепла, определяемый разностью температур между поверхностью океана T_w и каплей при ее падении в воду. Принимая во внимание, что испарившаяся часть капли не вносит вклада в чистый поток энтальпии из океана в атмосферу, мы вычисляем поток явного тепла, Q_s , передаваемого в атмосферу только той частью капли, которая падает в воду. Тогда, используя уравнения микрофизики капли (Andreas, 1990; Andreas, 1992; Andreas, 1995; Andreas, 2005), получим:

$$\begin{aligned}
 Q_S(r) &= \frac{4\pi r^3}{3} \rho_w c_{pw} (T_w - T_{eq}) (1 - \exp(-\tau_f / \tau_T)), \\
 r_f &= r_{eq} + (r_0 - r_{eq}) \exp(-\tau_f / \tau_r), \\
 \tau_f &= \frac{z_s}{V_f(r)}.
 \end{aligned}
 \tag{25}$$

Здесь c_{pw} – удельная теплоемкость воды при постоянном давлении; T_{eq} – температура капли при термическом равновесии, ниже чем T_w из-за испарения капель; τ_f – время нахождения капли в воздухе над поверхностью воды; τ_T и τ_r – времена релаксации температуры и радиуса капли; r_f – радиус капли во время падения в воду; $V_f(r)$ – скорость гравитационного оседания и z_s – высота генерации брызг, определяемая уравнением (21). Параметры в (25) рассчитаны по свободным кодам (Andreas, 2013).

На рис. 5 показаны зависимости от радиуса характерных времен эволюции капли в воздушном потоке: τ_r , τ_p и τ_T . Видно, что для больших капель с радиусами $r > 100 \mu\text{m}$ $\tau_r \gg \tau_f$, то есть объем капли практически не меняется за время падения в воду, в то время как τ_T меньше или сравнимо с τ_f . Это означает, что капли успевают достичь равновесной температуры без значительного изменения объема. Согласно концепции возвращающихся капель (Makin, 2005), именно при таких условиях капли вносят значительный вклад в перенос энтальпии из океана в атмосферу.

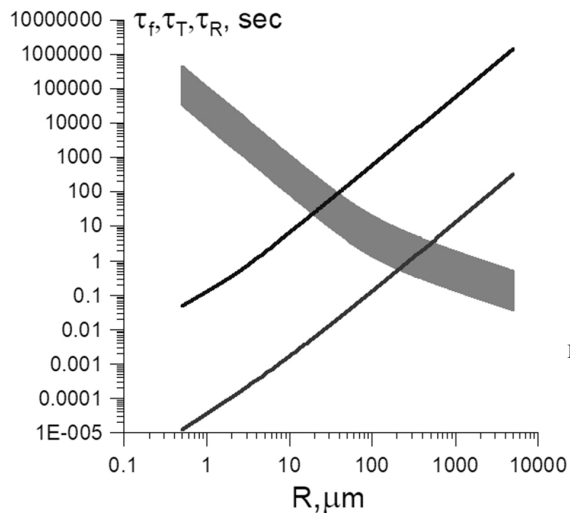


Рис.5. Зависимости от радиуса характерных времен эволюции капли в воздушном потоке:

τ_r (верхняя кривая), τ_p (серая полоса) и τ_T (нижняя кривая). Фоновые параметры: $U_{10} = 30-60$ м/с, $T_w = 25^\circ\text{C}$, $T_{air} = 27.5^\circ\text{C}$, $RH = 96\%$.

С использованием построенной функции генерации капель получим вклад капель в поток энтальпии в виде:

$$H_{ks} = \rho_w \int_0^\infty \frac{dF(r, u_*)}{dr} Q_S dr.
 \tag{26}$$

Полный поток энтальпии $H_k = H_{kt} + H_{ks}$, а коэффициент обмена энтальпией, приведенный к нейтральной стратификации атмосферы, может быть найден из определения: $C_{kN} = H_k / (\rho_a U_{10} (k_{10} - k_s))$.

Эффект устойчивой стратификации атмосферы, связанный с присутствием капель, может быть учтен аналогично случаю коэффициента сопротивления, тогда :

$$C_k = \frac{C_{kN}}{\left(1 + \beta \frac{\rho_w g}{\rho_a u_*^2} \sqrt{C_{DN}} \int_{z_s}^{\infty} dz_1 \int V_f(r) S(z_1, r) dr\right)^2}. \quad (27)$$

Эта зависимость C_k от U_{10} , возрастающая при скорости ветра выше 35–40 м/с, показана на рис. 6а. Отсюда следует, что отношение коэффициентов обмена C_k/C_D , (рис. 6б) увеличивается и при скорости ветра 35–40 м/с превышает 0.75 – нижний предел для реалистичного предсказания типичных скоростей ветра, которых, согласно (Emanuel, 1995), ураган может достичь при наблюдаемых параметрах атмосферы и океана (рис. 6б).

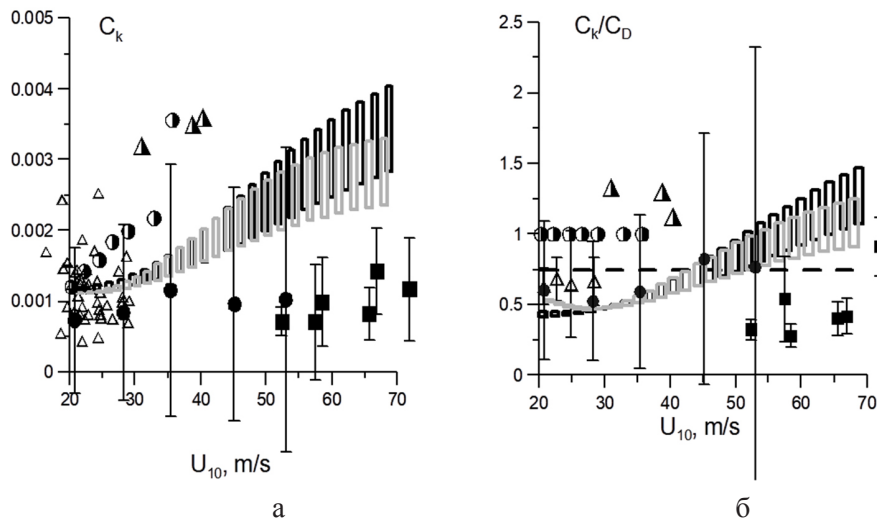


Рис. 6. Коэффициент переноса энтальпии, C_k , от U_{10} , рассчитанной в рамках настоящей модели; Ω – от 2.5 до 3.5; экспериментальные данные из (Richter et al., 2016; Black et al., 2007).

Следует отметить, что эти данные дают оценку сверху потока энтальпии и коэффициента обмена, из-за того, что мы пренебрегаем воздействием капель на профили температуры и влажности в атмосферном пограничном слое. Это может привести к заметному уменьшению вклада капель, как это обсуждается в (Бао et al., 2000; Mueller, Veron, 2014). Однако точную оценку этого эффекта осложняет ряд неопределенностей. Наиболее существенной является неопределенность начальных скоростей капель, инжектируемых с поверхности воды, которые оказывают существенное влияние на потоки, связанные с брызгами (см., например, обсуждение в (Troitskaya et al., 2016)).

6. Выводы

Анализ последовательности кадров высокоскоростного видео показал, что основным механизмом генерации капель, срываемых с гребней волн при штормовом

и ураганном ветре, является дробление типа «парашют». Активация этого процесса происходит при скорости ветра приблизительно 20 м/с, что соответствует скорости ветра 8 баллов по шкале Бофорта. На основе общих принципов статистической физики построена статистика возникновения «парашютов» и выведена функция генерации брызг, которая оказалась в хорошем согласии с данными как известного лабораторного, так и натуральных экспериментов.

Механизм генерации брызг за счет дробления типа «парашют» вносит заметный вклад в аэродинамическое сопротивление поверхности воды при ураганном ветре. При этом аэродинамическое сопротивление определяется вкладом трех факторов. Во-первых, «парашюты», имеющие размеры 1–2 см, создают заметное сопротивление воздушному потоку. Во-вторых, вклад в касательное напряжение ветра вносит эффект ускорения воздушным потоком жидких объемов в процессе их преобразования из возвышений на поверхности воды в капли, летящие в потоке воздуха. Оба эти фактора вызывают увеличение касательного напряжения ветра, которое, однако, имеет тенденцию к насыщению с ростом скорости ветра, поскольку увеличение числа «парашютов» и капель компенсируется уменьшением вклада отдельных объектов в аэродинамическое сопротивление из-за уменьшения их размеров. Третий фактор, влияющий на аэродинамическое сопротивление, связан с эффектом стратификации воздушного потока за счет присутствия левитирующих капель. С ростом скорости ветра этот фактор приводит к снижению турбулентного напряжения, прежде всего, из-за роста концентрации капель в воздушном потоке. Комбинация всех трех факторов приводит к немонотонной зависимости коэффициента аэродинамического сопротивления от скорости ветра, обнаруженную экспериментально в ряде метеорологических и океанографических наблюдений.

Крупные капли, порождаемые фрагментацией «парашютов», вносят большой вклад в поток тепла. Они значительно увеличивают поток энтальпии при ураганном ветре. Сочетание падающей зависимости коэффициента аэродинамического сопротивления C_D и растущей зависимости коэффициента переноса энтальпии C_K от скорости ветра при условиях урагана обеспечивает растущую зависимость отношения C_K/C_D , которое становится больше 0.75 – минимального значения, необходимого согласно (Emanuel, 1995), для поддержания ураганного ветра в условиях типичных тропических океана и атмосферы.

Проведение экспериментов было поддержано проектом РНФ 19-17-00209, разработка алгоритмов обработки изображений была поддержана проектом РФФИ № 18-55-50005 и грантом президента МК-3184.2019.5, теоретический анализ выполнен при поддержке проектов РФФИ № 18-35-20068, 18-05-60299, 19-05-00249.

Литература

Andreas E.L. Time constants for the evolution of sea spray droplets // *Tellus*. 1990. Vol. 42B. P. 481–497.

- Andreas E.L.* Sea spray and the turbulent air–sea heat fluxes // *J. Geophys. Res.* 1992. Vol. 97. P. 11429–11441.
- Andreas E.L.* The temperature of evaporating sea spray droplets // *J. Atmos. Sci.* 1995. Vol. 52. P. 852–862.
- Andreas E.L.* A New Sea Spray Generation Function for Wind Speeds up to 32 m s⁻¹ // *J. Phys. Oceanogr.* 1998. Vol. 28. P. 2175–2184. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1998\)028<2175:ANSSGF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1998)028<2175:ANSSGF>2.0.CO;2).
- Andreas E.L.* A review of the sea spray generation function for the open ocean. In: *Atmosphere–Ocean Interactions*. Vol. 1 edited by W. Perrie, WIT Press, Billerica, Mas. 2002. 328 p.
- Andreas E.L.* Spray stress revised // *J. Phys. Oceanogr.* 2004. Vol. 34. P. 1429–1440.
- Andreas E.L.* Approximation formulas for the microphysical properties of saline droplets // *Atmospheric Research*. 2005. Vol. 75. P. 323–345.
- Andreas E.L., Emanuel K.A.* Effects of sea spray on tropical cyclone intensity // *J. Atmos. Sci.* 2001. Vol. 58. P. 3741–3751.
- Andreas E.L., Persson P.G., Hare J.E.* A Bulk Turbulent Air–Sea Flux Algorithm for High-Wind, Spray Conditions // *J. Phys. Oceanogr.* 2008. Vol. 38. P. 1581–1596.
- Andreas E.L.* An Algorithm for fast microphysical calculations that predict the evolution of saline droplets // 2013. http://people.nwra.com/resumes/andreas/free_software/Fast_Microphys_V1.1.zip.
- Bao J.W., Wilczak J., Choi J., Kantha L.* Numerical simulations of air–sea interaction under high wind conditions using a coupled model: A study of hurricane development // *Mon. Weather Rev.* 2000. Vol. 128. P. 2190–2210.
- Black P.G., D’Asaro E.A., Drennan W.M., French J.R., Niiler P.P., Sanford T.B., Terrill E.J., Walsh E.J., Zhang J.A.* Air-sea exchange in hurricanes: Synthesis of observations from the coupled boundary layer air-sea transfer experiment // *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 2007. Vol. 88. P. 357–374.
- Chou W.H., Faeth G.M.* Temporal properties of secondary drop breakup in the bag breakup regime // *Int. J. Multiph. Flow*. 1998. Vol. 24. P. 889–912.
- Dyer A.J.* A review of flux-profile relationships // *Boundary-Layer Meteorology*. 1974. Vol. 7. P. 363–372.
- Emanuel K. A.* Sensitivity of tropical cyclones to surface exchange coefficients and a revised steady-state model incorporating eye dynamics // *J. Atmos. Sci.* 1995. Vol. 52. P. 3969–3976.
- Fairall C.W., Banner M.L., Peirson W.L., Asher W., Morison R.P.* Investigation of the physical scaling of sea spray spume droplet production // *J. Geophys. Res. Oceans*. 2009. Vol. 114. P. C10001.
- Fairall C.W., Kepert J.D., Holland G.J.* The effect of sea spray on surface energy transports over the ocean // *Glob. Atmos. Ocean Syst.* 1994. Vol. 2. P. 121–142.
- Foreman R.J., Emeis S.* Revisiting the definition of the drag coefficient in the marine atmospheric boundary layer // *J. Phys. Oceanogr.* 2010. Vol. 40. P. 2325–2332.
- Gelfand B.E.* Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag // *Prog. Energ. Combust. Sci.* 1996. Vol. 22. P. 201–265.
- Iida N., Toba Y., Chaen M.* A new expression for the production rate of sea water droplets on the sea surface // *J. Oceanogr.* 1992. Vol. 48. P. 439–460.
- Jarosz E., Mitchell D.A., Wang D.W., Teague W.J.* Bottom-up determination of air-sea momentum exchange under a major tropical cyclone // *Science*. 2007. Vol. 315. P. 1707–1709.
- Koga M.* Direct production of droplets from breaking wind-waves —its observation by a multi-colored overlapping exposure photographing technique // *Tellus*. 1981. Vol. 33. P. 552–563.

- Kudryavtsev V.N.* On the effect of sea drops on the atmospheric boundary layer // *J. Geophys. Res.* 2006. Vol. 111. P. C07020.
- Kudryavtsev V.N., Makin V.K.* Impact of ocean spray on the dynamics of the marine atmospheric boundary layer // *Boundary-Layer Meteorology*. 2011. Vol. 140. P. 383–410.
- Lhuissier H., Villermaux E.* Bursting bubble aerosols // *J. Fluid Mech.* 2012. Vol. 696. P. 5–44.
- Lykossov V.N.* Atmospheric and oceanic boundary layer physics. In: *Wind stress over the ocean*. Edited I.S.F. Jones and Y. Toba. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. 307 p.
- Makin V.K.* A note on drag of the sea surface at hurricane winds // *Boundary Layer Meteorol.* 2005. Vol. 115. P. 169–176.
- Marmottant P., Villermaux E.* On spray formation // *J. Fluid Mech.* 2004. Vol. 498. P. 73–111.
- Mueller J.A., Veron F.C.* Impact of sea spray on air–sea fluxes. Part II: Feedback effects // *J. Phys. Oceanogr.* 2014. Vol. 44. P. 2835–2853.
- Ortiz-Suslow D.G., Haus B.K., Mehta S., Laxague N.J.* Sea spray generation in very high winds // *J. Atmos. Sci.* 2016. Vol. 73. P. 3975–3995.
- Powell M.D., Vickery P.J., Reinhold T.A.* Reduced drag coefficient for high wind speeds in tropical cyclones // *Nature*. 2003. Vol. 422. P. 279–283.
- Richter D.H., Bohac R., Stern D.P.* An assessment of the flux profile method for determining air-sea momentum and enthalpy fluxes from dropsonde data in tropical cyclones // *J. Atmos. Sci.* 2016. Vol. 73. P. JAS-D-15-0331.1.
- Richter D.H., Sullivan P.P.* Momentum transfer in a turbulent, particle-laden Couette flow // *Physics of Fluids*. 2013. Vol. 25. P. 053304.
- Troitskaya Y.I., Sergeev D.A., Kandaurov A.A., Baidakov G.A., Vdovin M.A., Kazakov V.I.* Laboratory and theoretical modeling of air-sea momentum transfer under severe wind conditions // *J. Geophys. Res. Oceans*. 2012. Vol. 117. P. C00J21.
- Toba Y., Koga M.* A Parameter Describing Overall Conditions of Wave Breaking, Whitecapping, Sea-Spray Production and Wind Stress. In: (eds) *Oceanic Whitecaps*. Oceanographic Sciences Library, Vol 2. edited by Monahan E.C., Niocaill G.M. Dordrecht: Springer, 1986. 279 p.
- Troitskaya Y., Ezhova E., Soustova I., Zilitinkevich S.* On the effect of sea spray on the aerodynamic surface drag under severe winds. // *Ocean Dyn.* 2016. Vol. 66. P. 659–669.
- Troitskaya Y., Sergeev D., Kandaurov A., Ermakova O., Kozlov D., Zilitinkevich S.* “Bag-breakup” spume droplet generation mechanism at hurricane wind. Part I. Spray generation function // *J. Phys. Oceanogr.* 2018a. Vol. 48. P. 2167–2188.
- Troitskaya Y., Druzhinin O., Kozlov D., Zilitinkevich S.* “Bag-breakup” spume droplet generation mechanism at hurricane wind. Part II. Contribution to momentum and enthalpy transfer // *J. Phys. Oceanogr.* 2018b. Vol. 48. P. 2189–2207.
- Veron F.* Ocean Spray // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2015. Vol. 47. P. 507–538.
- Veron F., Hopkins C., Harrison E.L., Mueller J.A.* Sea spray spume droplet production in high wind speeds // *Geophys. Res. Lett.* 2012. Vol. 39. P. L16602.
- Wright C.W., Walsh E.J., Vandemark D., Krabill W.B., Garcia A.W., Houston S.H., Murillo S.T., Powell M.D., Black P.G., Mark E.D.* Hurricane directional wave spectrum spatial variation in the open ocean // *J. Phys. Oceanogr.* 2001. Vol. 31. P. 2472–2488.
- Zhao D., Toba Y., Sugioka K., Komon S.* New sea spray generation function for spume droplets // *J. Geophys. Res.* 2006. Vol. 111. P. C02007.

INVESTIGATION OF THE MECHANISMS OF GENERATION OF SEA SPRAYS DURING STRONG WINDS, THEIR ROLE IN THE MECHANICS AND THERMODYNAMICS OF HURRICANES

**Troitskaya Yu.I., Druzhinin O.A., Ermakova O.S., Kandaurov A.A.,
Kozlov D.S., Sergeev D.A.**

Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod, 603950, Russia
e-mail: sergeev4758@gmail.com

Submitted 01.03.2019, accepted 15.08.2019

In storm conditions, the atmosphere and the ocean are multiphase: the boundary layer of the atmosphere is saturated with splashes and raindrops, foamy areas are present on the surface of the water, and the near-surface water layer is saturated with air bubbles. This causes radical changes in the ocean-atmosphere exchange processes that must be taken into account when constructing models. Empirical data on the parameters of such media, obtained under natural conditions, are characterized by large errors. Laboratory modeling on large experimental facilities helps to reduce this uncertainty. In this regard, modern laboratory facilities for modeling hurricane wind conditions have been created in the USA and Japan. This article presents the results of recent studies of multiphase media at the Unique Scientific Installation “Complex of large-scale geophysical stands” of the IAP RAS.

Keywords: wind, waves, sprays, hurricanes, laboratory modeling

References

- Andreas E.L.* Time constants for the evolution of sea spray droplets. *Tellus*, 1990, Vol. 42B, pp. 481–497.
- Andreas E.L.* Sea spray and the turbulent air–sea heat fluxes. *J. Geophys. Res.*, 1992, Vol. 97, pp. 11429–11441.
- Andreas E.L.* The temperature of evaporating sea spray droplets. *J. Atmos. Sci.*, 1995, Vol. 52, pp. 852–862.
- Andreas E.L.* A New Sea Spray Generation Function for Wind Speeds up to 32 m s⁻¹. *J. Phys. Oceanogr.*, 1998, Vol. 28, pp. 2175–2184, [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1998\)028<2175:ANSSGF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1998)028<2175:ANSSGF>2.0.CO;2).
- Andreas E.L.* A review of the sea spray generation function for the open ocean. In: *Atmosphere-Ocean Interactions*. Vol. 1 edited by W. Perrie, WIT Press. Billerica. Mas., 2002, 328 p.
- Andreas E.L.* Spray stress revised. *J. Phys. Oceanogr.*, 2004, Vol. 34, pp. 1429–1440.
- Andreas E.L.* Approximation formulas for the microphysical properties of saline droplets. *Atmospheric Research*, 2005, Vol. 75, pp. 323–345.
- Andreas E.L. and Emanuel K.A.* Effects of sea spray on tropical cyclone intensity. *J. Atmos. Sci.*, 2001, Vol. 58, pp. 3741–3751.
- Andreas E.L., Persson P.G., and Hare J.E.* A Bulk Turbulent Air–Sea Flux Algorithm for High-Wind, Spray Conditions. *J. Phys. Oceanogr.*, 2008, Vol. 38, pp. 1581–1596.
- Andreas E.L.* An Algorithm for fast microphysical calculations that predict the evolution of saline droplets. 2013, http://people.nwra.com/resumes/andreas/free_software/Fast_Microphys_V1.1.zip.
- Bao J.W., Wilczak J., Choi J., and Kantha L.* Numerical simulations of air–sea interaction under high wind conditions using a coupled model: A study of hurricane development. *Mon.*

- Weather Rev.*, 2000, Vol. 128, pp. 2190–2210.
- Black P.G., D'Asaro E.A., Drennan W.M., French J.R., Niiler P.P., Sanford T.B., Terrill E.J., Walsh E.J., and Zhang J.A. Air-sea exchange in hurricanes: Synthesis of observations from the coupled boundary layer air-sea transfer experiment. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 2007, Vol. 88, pp. 357–374.
- Chou W.H. and Faeth G.M. Temporal properties of secondary drop breakup in the bag breakup regime. *Int. J. Multiph. Flow.*, 1998, Vol. 24, pp. 889–912.
- Dyer A.J. A review of flux-profile relationships. *Boundary-Layer Meteorology*, 1974, Vol. 7, pp. 363–372.
- Emanuel K.A. Sensitivity of tropical cyclones to surface exchange coefficients and a revised steady-state model incorporating eye dynamics. *J. Atmos. Sci.*, 1995, Vol. 52, pp. 3969–3976.
- Fairall C.W., Banner M.L., Peirson W.L., Asher W., and Morison R.P. Investigation of the physical scaling of sea spray spume droplet production. *J. Geophys. Res., Oceans*, 2009, Vol. 114, pp. C10001.
- Fairall C.W., Kepert J.D., and Holland G.J. The effect of sea spray on surface energy transports over the ocean. *Glob. Atmos. Ocean Syst.*, 1994, Vol. 2, pp. 121–142.
- Foreman R.J. and Emeis S. Revisiting the definition of the drag coefficient in the marine atmospheric boundary layer. *J. Phys. Oceanogr.*, 2010, Vol. 40, pp. 2325–2332.
- Gelfand B.E. Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag. *Prog. Energ. Combust. Sci.*, 1996, Vol. 22, pp. 201–265.
- Iida N., Toba Y., and Chaen M. A new expression for the production rate of sea water droplets on the sea surface. *J. Oceanogr.*, 1992, Vol. 48, pp. 439–460.
- Jarosz E., Mitchell D.A., Wang D.W., and Teague W.J. Bottom-up determination of air-sea momentum exchange under a major tropical cyclone. *Science*, 2007, Vol. 315, pp. 1707–1709.
- Koga M. Direct production of droplets from breaking wind-waves —its observation by a multi-colored overlapping exposure photographing technique. *Tellus*, 1981, Vol. 33, pp. 552–563.
- Kudryavtsev V.N. On the effect of sea drops on the atmospheric boundary layer. *J. Geophys. Res.*, 2006, Vol. 111, pp. C07020.
- Kudryavtsev V.N. and Makin V.K. Impact of ocean spray on the dynamics of the marine atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*, 2011, Vol. 140, pp. 383–410.
- Lhuissier H. and Villermaux E. Bursting bubble aerosols. *J. Fluid Mech.*, 2012, Vol. 696, pp. 5–44.
- Lykossov V.N. Atmospheric and oceanic boundary layer physics. In: Wind stress over the ocean. Edited I.S.F. Jones and Y. Toba. Cambridge: Cambridge University Press, 2002, 307 p.
- Makin V.K. A note on drag of the sea surface at hurricane winds. *Boundary Layer Meteorol.*, 2005, Vol. 115, pp. 169–176.
- Marmottant P. and Villermaux E. On spray formation. *J. Fluid Mech.*, 2004, Vol. 498, pp. 73–111.
- Mueller J.A. and Veron F.C. Impact of sea spray on air-sea fluxes. Part II: Feedback effects. *J. Phys. Oceanogr.*, 2014, Vol. 44, pp. 2835–2853.
- Ortiz-Suslow D.G., Haus B.K., Mehta S., and Laxague N.J. Sea spray generation in very high winds. *J. Atmos. Sci.*, 2016, Vol. 73, pp. 3975–3995.
- Powell M.D., Vickery P.J., and Reinhold T.A. Reduced drag coefficient for high wind speeds in tropical cyclones. *Nature*. 2003, Vol. 422, pp. 279–283.
- Richter D.H., Bohac R., and Stern D.P. An assessment of the flux profile method for determining air-sea momentum and enthalpy fluxes from dropsonde data in tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.*, 2016, Vol. 73, pp. JAS-D-15-0331.1.

- Richter D.H. and Sullivan P.P.* Momentum transfer in a turbulent, particle-laden Couette flow. *Physics of Fluids*, 2013, Vol. 25, pp. 053304.
- Toba Y. and Koga M.* A Parameter Describing Overall Conditions of Wave Breaking, Whitecapping, Sea-Spray Production and Wind Stress. In: (eds) *Oceanic Whitecaps. Oceanographic Sciences Library, Vol. 2.*, edited by Monahan E.C., Niocaill G.M. Dordrecht: Springer, 1986, 279 p.
- Troitskaya Y., Ezhova E., Soustova I., and Zilitinkevich S.* On the effect of sea spray on the aerodynamic surface drag under severe winds. *Ocean Dyn.*, 2016, Vol. 66, pp. 659–669.
- Troitskaya Y., Druzhinin O., Kozlov D., and Zilitinkevich S.* “Bag-breakup” spume droplet generation mechanism at hurricane wind. Part II. Contribution to momentum and enthalpy transfer. *J. Phys. Oceanogr.*, 2018b, Vol. 48, pp. 2189–2207.
- Troitskaya Y.I., Sergeev D.A., Kandaurov A.A., Baidakov G.A., Vdovin M.A., and Kazakov V.I.* Laboratory and theoretical modeling of air-sea momentum transfer under severe wind conditions. *J. Geophys. Res., Oceans*, 2012, Vol. 117, pp. C00J21.
- Troitskaya Y., Sergeev D., Kandaurov A., Ermakova O., Kozlov D., and Zilitinkevich S.* “Bag-breakup” spume droplet generation mechanism at hurricane wind. Part I. Spray generation function. *J. Phys. Oceanogr.*, 2018a, Vol. 48, pp. 2167–2188.
- Veron F.* Ocean Spray. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 2015, Vol. 47, pp. 507–538.
- Veron F., Hopkins C., Harrison E.L., and Mueller J.A.* Sea spray spume droplet production in high wind speeds. *Geophys. Res. Lett.*, 2012, Vol. 39, pp. L16602.
- Wright C.W., Walsh E.J., Vandemark D., Krabill W.B., Garcia A.W., Houston S.H., Murillo S.T., Powell M.D., Black P.G., and Mark E.D.* Hurricane directional wave spectrum spatial variation in the open ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 2001, Vol. 31, pp. 2472–2488.
- Zhao D., Toba Y., Sugioka K., and Komon S.* New sea spray generation function for spume droplets. *J. Geophys. Res.*, 2006, Vol. 111, pp. C02007.