Теплофизика и аэромеханика, 2024, том 31, № 6

УДК 533.6.011

Морские брызги при экстремально высоких скоростях ветра: механизмы генерации, вклад во взаимодействие атмосферы и океана и роль в динамике морского урагана*

Ю.И. Троицкая[1], Д.А. Сергеев[1,2], О.С. Ермакова[1], А.Н. Зотова[1], М.И. Вдовин[1]

[1]*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород*

[2]*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского*

E-mails: daniil@ipfran.ru; yulia@ipfran.ru

Представленное исследование позволило достигнуть прогресса в описании морских брызг и понимании связанных с ними процессов с точки зрения их физических свойств, а также обусловленных ими потоков из океана в атмосферу, влияния на развитие океанских штормов и связанных с этим проблем и вопросов. Основные результаты получены в ходе лабораторных экспериментов на ветроволновых каналах с использованием скоростной съемки. Приводятся описания исследований, связанных с выявлением доминирующего типа генерации брызг (по типу «парашюта»), и статистики этих явлений в широком диапазоне условий в зависимости от ветроволнового числа Рейнольдса, характеризующего мелкомасштабные процессы. Свертка этой статистики с распределением капель по размерам от одиночного явления генерации брызг указанного типа, полученная по данным специального эксперимента, дает функцию генерации брызг.

Ключевые слова: морской шторм, многофазные среды, брызги, потоки тепла и импульса.

Введение

Морские погодные системы со штормовыми и ураганными ветрами и осадками представляют существенную проблему для прибрежных территорий и морской деятельности. Наиболее опасны тропические циклоны, в которых скорость ветра может превышать 70 м/с. Часто они становятся источниками интенсивных внетропических циклонов умеренных широт, несущих много влаги. На Дальнем Востоке выход таких экстропических циклонов является причиной сильных наводнений и интенсивных штормов. Эпизоды аномально сильного ветра в Арктической зоне наблюдаются при вторжениях холодного воздуха из центральных районов Арктики или с суши в области океана,

* Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РНФ 24-17-00299 (проведение экспериментов) и проекта 24-77-10059 (анализ и обработка данных) с использованием оборудования УНУ Комплекс крупномасштабных геофизических стендов ИПФ РАН.

© Троицкая Ю.И., Сергеев Д.А., Ермакова О.С., Зотова А.Н., Вдовин М.И., 2024

свободные ото льда: такие условия являются благоприятными для развития полярных ураганов [1], в которых скорости ветра достигают 35 – 40 м/с. Сокращение площади морских льдов привело к тому, что полярные ураганы в последнее время регистрируют вдоль всего Северного морского пути [2].

За последние 20 лет достигнут значительный прогресс в прогнозировании траекторий штормов [3]. В то же время их интенсивность, т.е. скорость ветра, предсказывается с большими погрешностями [4] (свыше 60 % для ураганов категории 5). Для наиболее интенсивных, быстро развивающихся штормов максимальная скорость ветра часто занижается более чем вдвое [5]. Считается, что одной из основных причин таких погрешностей является некорректное моделирование потока энергии из океана в атмосферу и аэродинамического сопротивления межфазной границы при высоких и экстремально высоких скоростях ветра. При этом наблюдается аномальная зависимость коэффициентов обмена (аэродинамического сопротивления и обмена теплом) от скорости ветра. Так, в натурных условиях коэффициент сопротивления морской поверхности при скорости ветра, превышающей 30–35 м/с, падает, т.е. эффективная шероховатость поверхности убывает, несмотря на усиление волнения [6]. В лабораторных условиях наблюдается либо максимальное значение коэффициента сопротивления при скорости ветра больше 30 – 35 м/с [7], либо его стремление к максимальному значению [8]. Натурные данные о коэффициентах теплообмена имеют неопределенность, превышающую 100 % [9], а лабораторные эксперименты [10] обнаружили их резкий рост при скорости ветра, превышающей 30 – 35 м/с. Коэффициенты обмена являются критически важными параметрами в теории морских штормов [11], а численные модели циркуляции атмосферы и океана, которые в том числе применяются для прогноза штормов, демонстрируют высокую чувствительность к их вариациям.

В штормовых условиях атмосфера и океан становятся многофазными средами: 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 при прогнозе морских штормов. Натурные данные о параметрах таких сред, так же как и коэффициенты обмена, характеризуются большими погрешностями. Например, отличия в величинах концентрации брызг в приводном слое атмосферы, приводимые различными авторами, достигают шести порядков [12]. Такие неопределенности связаны как с трудностями проведения измерений в натурных условиях в условиях шторма, так и с недостаточной изученностью механизмов генерации брызг, ограничивающей возможности теоретических оценок.

Лабораторное моделирование процессов генерации морских брызг при сильном ветре

Изучение быстропротекающих мелкомасштабных процессов требует использования высокотехнологичного экспериментального оборудования, которое доступно только в контролируемых лабораторных условиях на специализированных ветроволновых каналах. В настоящей работе рассматриваются результаты исследований на прямоточном высокоскоростном ветроволновом канале (ВВК) ИПФ РАН (см. https://ckp-rf.ru/catalog/usu/77738/) и кольцевом канале «Аэлотрон» университета Гейдельберга. На ВВК моделируется приводный пограничный слой над водой при скоростях воздушного потока, эквивалентных скорости ветра U_{10} (на высоте 10 метров) до 50 м/с, а на «Аэлотроне» —

до 30 м/с. Основным инструментом экспериментальных исследований является высокоскоростная видеосъемка с высоким пространственным разрешением.

Традиционно считалось, что при экстремально высоких скоростях ветра, как и в покоящейся атмосфере, основным механизмом генерации брызг является разрыв всплывающих пузырьков [13]. Однако в исследования [14] авторы показали его сравнительно низкую эффективность при высоких скоростях ветра. В работе [15] обсуждался механизм, связанный с капиллярной неустойчивостью жидких «выступов», который приводит к генерации небольшого числа очень крупных капель. Анализ скоростных видеофильмов выявил иной основной механизм генерации брызг. Он связан с явлением, ранее практически неизвестным в контексте взаимодействия атмосферы и океана, сходным с дроблением по типу «парашют», известным в технической гидродинамике как механизм дробления капель при впрыске жидкого топлива. Подобное явление наблюдается также в дисперсно-кольцевом режиме при течении тонких пленок жидкости по стенкам трубопроводов в присутствии высокоскоростного парового или газового потока [16]. Явление дробления по типу «парашют» можно рассматривать как сильно нелинейную стадию развития нарастающих капиллярных поверхностных волн на границе жидкости и высокоскоростного газового потока. Событие дробления начинается с появления мелкомасштабного возвышения водной поверхности, которое затем раздувается в «парашют», представляющий собой мембрану из водной пленки, окруженную «ободком».

Статистика событий дробления по типу «парашют»

Для описания статистики по количеству событий дробления типа «парашют» был предложен квазитермодинамический феноменологический подход. Гребни волн, которые потенциально могут трансформироваться в «парашюты», а затем в брызги, рассматриваются как обобщенная термодинамическая подсистема, находящаяся в равновесии с системой ветер – волны, представляющей собой «термостат». В этом случае вероятность того, что подсистема находится в состоянии, которому соответствует энергия E, определяется каноническим распределением Гиббса. Тогда среднее число событий фрагментации в единицу времени на единицу площади N можно описать выражением (см. подробно в работе [14]):

$$N\left(u_*\right) = N_0\, u_*^2 \big/ U_0^2 \exp\left(-u_*^2 \big/ U_0^2\right). \tag{1}$$

Здесь u_* — динамическая скорость в пограничном слое воздушного потока над поверхностью воды, U_0, N_0 — эмпирические константы. Эти величины зависят от характеристик фонового волнения, важнейшей из которых является параметр возраста волнения, определяемый как отношение скорости ветра к фазовой скорости волны, соответствующей пику в спектре ветрового волнения $\Omega = U_{10}/c_p$.

Для исследования влияния возраста волн на статистику событий фрагментации по типу «парашют» были проведены эксперименты, в которых наряду с ветровыми волнами имела место механическая генерация волн, создаваемая с помощью волнопродуктора. Частота генерации у нее была ниже пиковой частоты в спектре ветровых волн и составляла 1,61 Гц. Также использовались данные, полученные на канале «Аэлотрон». Наличие замкнутого канала позволяет значительно увеличить возраст волн в лаборатории. При этом развитие волн происходит в зависимости не от расстояния, а от времени, и характеристикой возраста волн является текущая частота пика в спектре поверхностных волн,

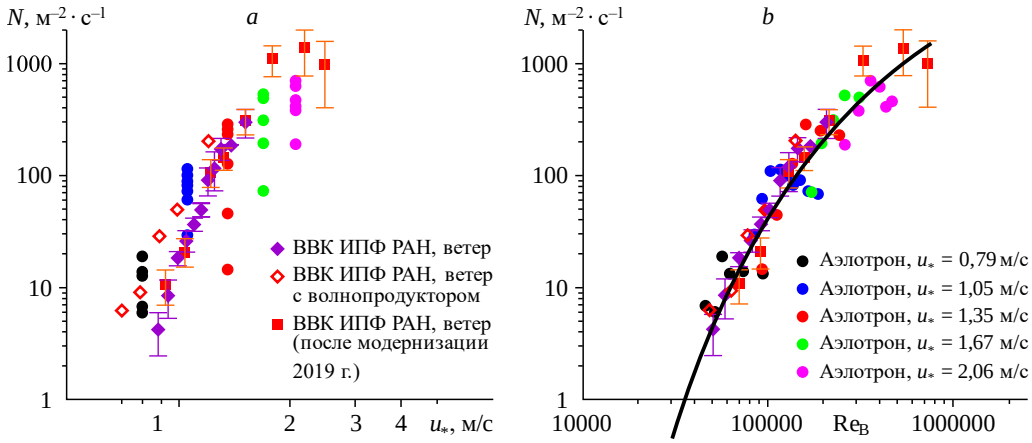

Рис. 1. Зависимость числа событий дробления по типу «парашют» от динамической скорости воздушного потока (*a*) и от ветроволнового числа Рейнольдса (*b*).

которая определяет параметр возраста волнения с учетом дисперсионного соотношения волн. Измерения показали существенный (более порядка величины) разброс значений N при фиксированных значениях u_*, вызванный различием в возрасте волн (рис. 1*a*). Однако этот разброс значительно сокращается, когда число N представлено в виде зависимости от ветроволнового числа Рейнольдса $\mathrm{Re_b} = u_*^2 / \omega_\mathrm{p} \nu_\mathrm{w}$ (ω_p — частота пика в спектре ветровых волн, ν_w — кинематическая вязкость воды), введенного в работе [17] для параметризации мелкомасштабных сильно нелинейных явлений в пограничных слоях атмосферы и океана (рис. 1*b*). Переписав это выражение с учетом дисперсионного соотношения для поверхностных гравитационных волн, получим: $\mathrm{Re_b} = u_*^3 / g \nu_\mathrm{w} \Omega \sqrt{C_D}$, здесь C_D — коэффициент аэродинамического сопротивления поверхности воды.

Универсальная зависимость числа событий фрагментации от $\mathrm{Re_b}$ может быть записана при учете (1) следующим образом: $N = N_0 \mathrm{Re_b^{2/3}} \exp\left(-R_0 / \mathrm{Re_b^{2/3}}\right)$, здесь $N_0 = 0{,}4 \pm 0{,}1$ и $R_0 = 6500 \pm 650$ получены из аппроксимации данных на рис. 1*b*.

Статистика капель при событии фрагментации по типу «парашют»

Генерация капель при дроблении по типу «парашют» происходит за счет двух основных механизмов: фрагментации «купола парашюта» и фрагментации ободка, который остается после разрыва «купола». С помощью специального лабораторного эксперимента [18] эти механизмы были детально изучены.

Образование капель при разрыве пленки «купола парашюта» (рис. 2*a*) обусловлено действием неустойчивости Релея – Тейлора, развивающейся при движении разрыва

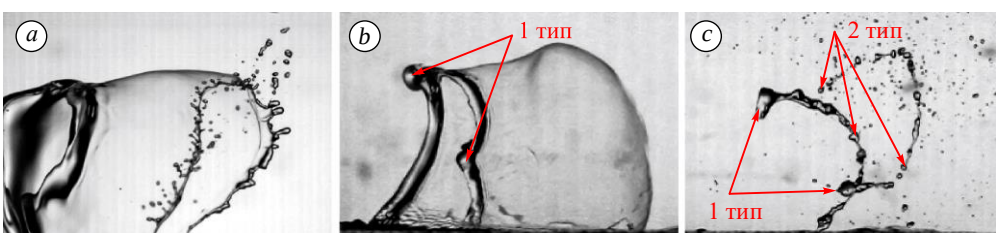

Рис. 2. Образование капель при дроблении по типу «парашют» при разрыве купола (*a*) и при фрагментации ободка капли типа 1 (*b*); схема капель типа 1 и 2 (*c*).

по криволинейной поверхности. Такой механизм описывался в работе [13] для всплывающего пузырька воздуха. Однако эти случаи имеют отличия. Во-первых, «купол» пузырька имеет постоянную толщину, а толщина пленки «купола парашюта» может меняться от величин менее 1 мкм при образовании разрыва до величин 50 – 60 мкм вблизи «ободка». Во-вторых, присутствует функциональная связь между радиусом пузырька и толщиной разрывающейся пленки, а толщина пленки «купола парашюта» представляет собой случайную величину с логнормальным распределением, и ее средняя величина является функцией динамической скорости воздушного потока. Такие различия можно объяснить разными механизмами инициации фрагментации мембран пузырька и купола «парашюта». В первом случае это конвекция в пленке, а во втором — неустойчивость Кельвина – Гельмгольца пленки в потоке газа.

В образовании капель от «ободка» задействованы два механизма (рис. 2*b*, 2*c*). Прежде всего, «парашют» на начальном этапе ускоряется потоком, за счет этого на его задней кромке развивается неустойчивость Рэлея – Тейлора, образуются «узлы», из которых развиваются самые крупные капли, отнесем их к типу 1. Оставшийся «ободок» распадается вследствие неустойчивости Плато – Рэлея, образуя более мелкие капли — тип 2.

По результатам измерений параметров «купола» и образующихся капель (см. [18]) была построена функция распределения по размерам числа брызг N_0, генерируемых при одном событии фрагментации по типу «парашют», которая представляет собой сумму распределений капель от купола и от ободка: $N_0 = N_{\text{canopy}} + N_{\text{rim}}$, здесь:

$$N_{\text{canopy}}\left(ru_*^2/\sigma, \text{We}_*\right) = \frac{7,43}{\sqrt{2\pi}\, ru_*^2/\sigma}\,\text{We}_*^{7/8}\exp\left(-1,18\ln^2\frac{ru_*^2/\sigma}{0,12\text{We}_*^{3/8}}\right), \tag{2}$$

$$N_{\text{rim}}\left(ru_*^2/\sigma,\, \text{We}_*\right) = \frac{2,78}{\sqrt{2\pi}\, ru_*^2/\sigma}\left(\begin{array}{l} 0,06\text{We}_*\exp\left(-3,86\ln^2\left(\dfrac{ru_*^2/\sigma}{10,6}\right)\right)+ \\ +1,82\text{We}_*^{0,68}\exp\left(-2\ln^2\left(\dfrac{ru_*^2/\sigma}{0,8\text{We}_*^{0,32}}\right)\right)\end{array}\right),$$

где $\text{We}_* = u_*^2 L/\sigma$ — число Вебера, определяемое по размеру «парашюта» L в момент его разрыва, σ — коэффициент поверхностного натяжения, нормированный на плотность жидкости.

Как следует из (2), размеры капель определяются размером «купола», поэтому для нахождения величины потока капель определенного размера, инжектируемых с поверхности воды, необходимы данные о распределении «парашютов» по размерам. Характерный размер «парашюта» имеет порядок 1 см и убывает с увеличением скорости по степенному закону с показателем –2/3. В работе [19] было предложено объяснение этой зависимости в рамках простой аналитической модели инициации дробления по типу «парашют», которая описывает начальное возмущение («затравку для парашюта») в виде «нарастающей простой волны», форма которой благоприятствует процессу фрагментации в соответствии с этим механизмом. Функция dF_0/dr вычисляется как свертка распределений по размерам «парашютов» и капель от одного события фрагментации [18]. Эта характеристика необходима для вычисления аэродинамического сопротивления поверхности моря, а также потока энергии из океана в атмосферу, которые являются ключевыми параметрами, определяющими интенсивность морского шторма.

Заключение

На основе лабораторного моделирования было показано, что основной механизм генерации брызг при сильном и ураганном ветре связан с явлением фрагментации по типу «парашют». В работе [18] на основе специального эксперимента этот механизм генерации был детально изучен и построена функция генерации брызг для лабораторных условий. Первые оценки, выполненные в исследовании [14], показали, что обнаруженное явление может вносить заметный вклад в процессы обмена в пограничном слое атмосферы над морем при высоких скоростях ветра. При этом измерения скорости инжекции капель [20] показали, что она существенно превышает орбитальную скорость ветровых волн, принимаемую ранее за характерную скорость инжекции [15]. Использование высоких начальных скоростей инжекции капель в рамках лагранжевой стохастической модели воздушного потока, содержащего капли над взволнованной водной поверхностью [21], позволяет объяснить наблюдаемую высокую концентрацию крупных брызг в атмосфере на больших высотах. Вследствие этого ожидается значительное время их пребывания в атмосфере и большой вклад в поток энергии из океана в атмосферу. В дальнейших исследованиях предполагается выполнить построение параметризации сопротивления поверхности воды и тепловлагообмена на границе раздела воды и воздуха при сильном ветре в натурных условиях с учетом обнаруженного механизма генерации брызг. Принципиально натурные условия от лабораторных отличаются величинами разгона волн и энергонесущей части спектров ветрового волнения. Однако высокочастотная часть спектра, тесно связанная с генерацией брызг и другими сильно нелинейными мелкомасштабными явлениями на границе раздела атмосферы и океана, хорошо воспроизводится в лабораторных условиях, и, таким образом, адаптация лабораторных данных к натурным условиям возможна.

Список литературы

1. **Kolstad E.W.** A global climatology of favourable conditions for polar lows // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2011. Vol. 137. P. 1749–1761.
2. **Zabolotskikh E.V., Gurvich I.A., Chapron B.** Polar lows over the eastern part of the Eurasian Arctic: the sea-ice retreat consequence // IEEE Geosci. and Remote Sens. Lett. 2016. Vol. 10, Iss. I. 13. P. 1492–1496.
3. **National** Hurricane Center Forecast Verification. URL: https://www.nhc.noaa.gov/verification/verify5.shtml.
4. **Emanuel K., Zhang F.** On the predictability and error sources of tropical cyclone intensity forecasts // J. Atmos. Sci. 2016. Vol. 73. P. 3739 –3751.
5. **Bhatia K.T., Vecchi G.A., Knutson T.R.** Recent increases in tropical cyclone intensification rates // Nat. Commun. 2019. Vol. 10. P. 635-1–635-9.
6. **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.
7. **Donelan M.A., Haus B.K., Reul N., Plant W.J., Stiassnie M., Graber H.C., Brown O.B., Saltzman E.S.** On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds // Geophys. Res. Lett. 2004. Vol. 31. P. L18306-1–L18306-5.
8. **Troitskaya Yu.I., Sergeev D.A., Kandaurov A.A., Baidakov G.A., Vdovin M.A.,** Laboratory and theoretical modeling of air-sea momentum transfer under severe wind conditions // J. Geophys. Res. 2012. Vol. 117. C00J21-1–C00J21-13.
9. **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. 2665–2682.
10. **Komori S., Iwano K., Takagaki N., Onishi R., Kurose R., Takahashi K., Suzuki N.** Laboratory measurements of heat transfer and drag coefficients at extremely high wind speeds // J. Phys. Ocean. 2018. Vol. 48. P. 959–974.
11. **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.
12. **Andreas E.L.** A review of the sea spray generation function for the open ocean // Atmosphere-Ocean Interactions. Vol. 1. / Ed. W. Perrie. WIT Press, 2002. Vol. 1. P. 1– 46.

13. Lhuissier H., Villermaux E. Bursting bubble aerosols // J. Fluid Mech. 2012. Vol. 696. P. 5–44.

14. Troitskaya Yu., Kandaurov A., Ermakova O., Kozlov D., Sergeev D., Zilitinkevich S. Bag-breakup fragmentation as the dominant mechanism of sea-spray production in high winds // Nature Sci. Rep. 2017. Vol. 7. P. 1614-1–1614-4.

15. **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.

16. **Cherdantsev A.V., Hann D.B., Azzopardi J.B.** Study of gas-sheared liquid film in horizontal rectangular duct using high-speed LIF technique: three-dimensional wavy structure and its relation to liquid entrainment // Intern. J. Multiph. Flow. 2014. Vol. 67. P. 52–64.

17. Toba Y., Koga M. A parameter describing overall conditions of wave breaking, whitecapping, sea-spray production and wind stress // Oceanic Whitecaps: And Their Role in Air-Sea Exchange Processes. 1986. P. 37–47.

18. Troitskaya Y., Kandaurov A., Zotova A., Korsukova E., Sergeev D. Statistical characteristics of droplets formed due to the “bag-breakup” fragmentation event at the interface between water and high-speed air flow // J. Phys. Oceanogr. 2023. Vol. 53, Iss. 10. P. 2331–2352.

19. Troitskaya Y., Kandaurov A., Ermakova O., Kozlov D., Zotova A., Sergeev D. The small-scale instability of the air–water interface responsible for the bag-breakup fragmentation // J. Phys. Ocean. 2022. Vol. 52, Iss. 30. P. 493–517.

20. Sergeev D., Kandaurov A., Vdovin M., Troitskaya Y. Detailed investigation of the droplet dynamics parameters produced by artificially induced bag-breakup fragmentation // Fluids. 2022. Vol. 8, Iss. 1. P. 8–9.

21. **Troitskaya Y., Druzhinin O., Gladskikh D., Ermakova O., Soustova I.** Simulation of inertial droplet dispersion and the spray mediated fluxes in the atmospheric boundary layer above waved water surface: A lagrangian stochastic model versus direct material simulation // Baundary Layer Meteorology. 2023. Vol. 188, Iss. 1. P. 135–158.

Статья поступила в редакцию 16 сентября 2024 г.,
после доработки — 14 октября 2024 г.,
принята к публикации 8 ноября 2024 г.