

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗЕМЛИ ИЗ КОСМОСА

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

4

МОСКВА · 1986

**Исследование
Земли
из космоса
№ 4 · 1986**

УДК 528.8.041:551.46.06

**СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕМЕНТОВ
ЛИНЕЙНОЙ ГЕОМЕТРИИ ПЕННЫХ СТРУКТУР
НА ПОВЕРХНОСТИ МОРЯ ПО ДАННЫМ ОПТИЧЕСКОГО
ЗОНДИРОВАНИЯ**

БОНДУР В. Г., ШАРКОВ Е. А.

Исследование пространственно-временных характеристик пенной активности морских акваторий является актуальной задачей спутниковой океанографии. В частности, значителен вклад пенных структур в средние и флуктуационные характеристики радиотеплых и оптических полей взволнованной морской поверхности [1–3].

Возникновение пенной активности на морской поверхности обусловливается взаимодействием большого числа факторов физической, химической, биологической природы, поэтому правомерна концепция рассмотрения пенного поля как пространственно-случайного. В опубликованных к настоящему времени экспериментальных работах [4–5] получена определенная информация об относительных площадях общего количества пены. Однако подобная характеристика не является достаточной при решении ряда задач дистанционного зондирования. Так, при оптическом анализе геометрической структуры морской поверхности, при построении моделей полей обратного рассеяния (горизонтальная поляризация), а также поля собственного излучения взволнованной морской поверхности необходимо знание детальной статистики линейной геометрии пенных образований различной структуры. Рассматриваемые характеристики также весьма актуальны и в исследованиях физических моделей динамики ветрового волнения [6]. Несмотря на несомненную важность знания линейной геометрии пенных систем, в литературе отсутствует сколько-нибудь детальная экспериментальная информация об этих статистических параметрах пенной активности.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию характеристик пенных систем различной структуры. Несмотря на то что пенная активность проходит целую гамму промежуточных состояний от вскипающего буруна до распавшегося эмульсионного состояния, анализ яркости, плотности и специфической формы на оптических изображениях позволяет достаточно уверенно идентифицировать по крайней мере два класса (типа) пенных образований: гребни (или «барашки») — «короткоживущая» фаза пенной активности с временем жизни — единицы секунд и пятнистые структуры (или пятнообразные, полосовые) — «долгоживущая» фаза с временем жизни — порядка десятков секунд¹. Указанные типы пенных структур обнаруживают не только явное оптическое различие, но обладают существенно отличными электромагнитными свойствами [3].

Экспериментальные методики и аппаратура оптической съемки взволнованной морской поверхности многообразны: используются как крупно-

¹ При скорости ветра более 15 м/с возникает особый класс стабильных пенных систем — нитеобразных, обусловленных захватом воздушных пузырьков ленгмюровскими вихрями [7, 8].

масштабные съемки с кораблей, так и мелкомасштабные с аэро- и космических носителей. Экспериментальные данные, получаемые в результате корабельных исследований имеют ряд естественных ограничений (пространственная локальность, перспективные искажения, не полный учет статической независимости выборок и т. д.), в силу чего они малопригодны для получения информации о крупномасштабных пространственных характеристиках пенных полей. С другой стороны, применение фотосъемки с высотных самолетов, а тем более космических носителей, не позволяет получить высокого пространственного разрешения (порядка дм и см), которое необходимо для детального анализа пенных структур. Анализ возможностей дистанционных средств, необходимых для экспериментального решения поставленных выше задач, привел к заключению о целесообразности использования оптической съемки, выполняемой с малоскоростного носителя (15–20 м/с) и с малых высот (100–300 м).

В настоящей работе на основании предположения о стационарности случайного процесса пенообразования осуществлена статистическая обработка данных оптической съемки высокого разрешения, проведенной с борта вертолета.

Методика проведения экспериментов и обработки результатов. Для проведения натурных исследований использовалась камера, имеющая угол поля зрения 44° и фокусное расстояние объектива 20 см. Пространственное разрешение с учетом разрешающей способности системы объектив – пленка на вибрирующем носителе при высоте полетов 100 м составило ~ 2 см. При исследовании выполнялись прямолинейные полеты с длинами галсов 30–60 км.

Эксперименты проводились в акваториях Черного и Баренцева морей с удалением от берега 20–40 км. Сведения о гидрометеоусловиях (ГМУ) заимствовались по результатам измерений с сопутствующими корабельными и береговыми метеостанций. Эксперименты проводились при состоянии поверхности моря 1; 2–3; 3–4; 4–5 баллов и соответственно скоростях приповерхностного ветра (на уровне 19,5 м) 2; 3,2; 5,7; 9,5 и 10,5 м/с. Значения скоростей ветра определялись путем осреднения результатов измерений в нескольких местах исследуемого морского района и в течение срока проведения цикла измерений. Средняя квадратическая погрешность измерений скорости ветра составляла $\sim 0,5$ м/с. При этом ветроволновые условия были близки к режиму установившегося (развитого) волнения, и стратификация приводного слоя была близкой к нейтральной.

Отснятые в ходе проведения экспериментов аэрофильмы группировали в отдельные массивы выборок, соответствующие одинаковым ГМУ. Для обеспечения статистической независимости выборок анализировали неперекрывающиеся кадры. Общее число обработанных кадров для $v=5,7$ м/с составляло 205, для 9,5 м/с – 66 и для 10,5 м/с – 63. В каждом рабочем кадре оконтуривались гребни и пятнообразная пена, оценивалась геометрическая форма каждого единичного образования, вычислялись их характерные (максимальные и минимальные) линейные размеры, определялось положение характерных размеров по отношению друг к другу и к генеральному направлению волнения. Затем строились реализации выборок, полученных количественных характеристик для различных ГМУ. Специальная проверка показала, что индивидуальные особенности операторов при распознавании различных пенных структур не вносят существенной погрешности в статистику исследуемых параметров.

В результате проведенной оцифровки получались выборки массивов L_j^k характерных минимальных (L_{min}) и максимальных (L_{max}) линейных размеров единичных образований гребневой (L^r) и пятнообразной (L^n) пены в пространственном окне 100×100 м при скоростях ветра 5,7; 9,5 и 10,5 м/с и состоянии морской поверхности в 1, 2–3 и 3–4 балла соответственно. На аэрофильмах, отснятых при скоростях ветра 2 и 3,2 м/с, гребневых и пятнообразных структур обнаружено не было.

Таблица 1

Параметры и доверительные интервалы распределений
геометрических размеров пенообразований

Скорость ветра v , м/с	Тип образования	Параметры распределений				Доверительные интервалы				Аппроксимирующий закон распределения	
		m	m/σ	γ_1	γ_2	$p=0,6$		$p=0,9$			
						НГ	ВГ	НГ	ВГ		
5,7	Пятна L_{\min}^{π}	3,65	0,34	1,68	4,13	2,7	4,9	2,2	6,3	Г	
	L_{\max}^{π}	6,6	0,41	3,18	19,01	4,8	8	3,7	11,5	Г	
	Гребни L_{\min}^r	0,39	0,71	1,51	3,24	0,16	0,52	0,08	1,0	ЛН	
	L_{\max}^r	2,09	0,46	1,42	4,21	1,25	2,8	0,8	3,05	Г	
	Ориентация	-45,9	0,78	1,12	-0,72						
9,5	Пятна L_{\min}^{π}	3,86	0,40	2,33	9,70	2,7	4,9	2,2	6,3	Г	
	L_{\max}^{π}	7,5	0,37	1,05	1,21	5,4	10,1	3,9	13,9	Г	
	Гребни L_{\min}^r	0,55	0,37	2,41	10,6	0,41	0,69	0,3	0,9	ЛН	
	L_{\max}^r	2,71	0,48	1,29	1,94	1,7	3,25	1,4	4,8	Г	
	Ориентация	-12,9	3,1	0,46	-0,26					Н	
10,5	Пятна L_{\min}^{π}	4,20	0,49	2,27	11,56	2,3	5,9	1,1	8,3	Г	
	L_{\max}^{π}	7,45	0,38	1,02	1,27	5,4	10	3,8	13,4	Г	
	Гребни L_{\min}^r	0,56	0,52	2,11	7,19	0,37	0,67	0,15	1,1	Г	
	L_{\max}^r	2,91	1,07	-0,81	-1,94	1,8	3,75	1,35	5,5	Г	
	Ориентация	-9,4	4,5	0,25	-0,56						

Примечание. Г — гамма-распределение, ЛН — лог-нормальное, Н — нормальное; НГ — нижняя граница, ВГ — верхняя граница.

Таблица 2

Параметры распределений удельной плотности пенных образований (N_0)

Скорость ветра, v , м/с	Параметры распределений			
	\bar{N}_0	σ/\bar{N}_0	γ_1	γ_2
5,7	2,09	4,11	9,03	1,92
9,5	3,95	6,75	3,48	0,68
10,5	6,94	16,88	2,26	0,42

Кроме исследования статистики геометрических размеров, была выполнена специальная процедура по изучению статистических характеристик азимутальной ориентации (θ , град) оси минимальной протяженности гребней (L_{\min}^r) относительно направления генерального распространения волн ($\theta=0$), определяемого по данным оптической обработки исследуемых фрагментов оптических изображений (пространственное окно 100×100 м).

Способом, аналогичным указанному выше, была выполнена экспериментальная обработка аэрофильмов с целью получения статистических характеристик удельной плотности пенных структур N_0 — счетного количества пенных образований на единицу площади поверхности моря. При этом под объемом выборки понималось количество кадров обработанных аэрофильмов, снятых при данных ГМУ.

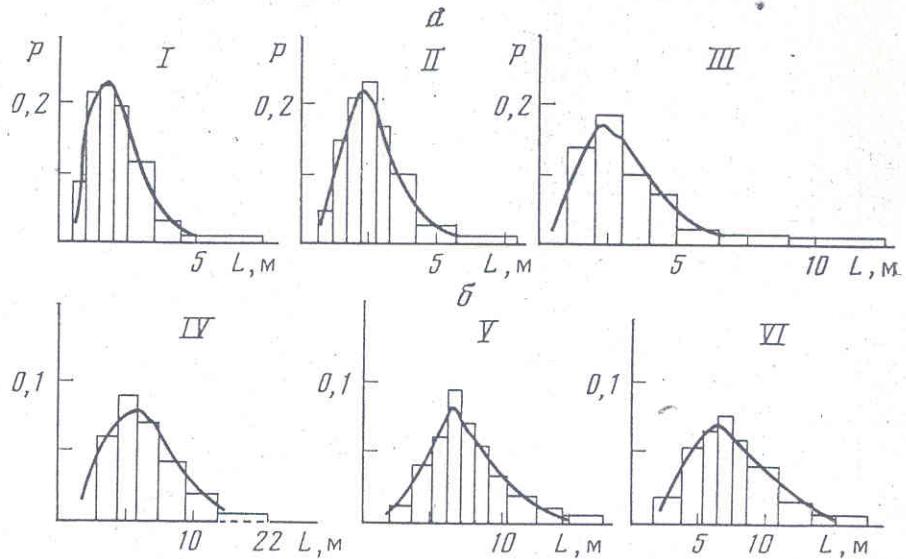


Рис. 1. Гистограммы распределения максимальных размеров единичных образований в пространственном окне 100×100 м и аппроксимирующие их теоретические распределения: *a* — гребневая пена при скоростях ветра $v=5,7$ м/с и объеме выборки $N=212$ элементов (I); $v=9,5$ м/с, $N=221$ (II), $v=10,5$ м/с, $N=311$ (III); *b* — пятнообразная пена при $v=5,7$ м/с, $N=165$ (I); $v=9,5$ м/с, $N=216$ (II); $v=10,5$ м/с, $N=308$ (III). Кривыми линиями показано гамма-распределение с параметрами, полученными при обработке соответствующих гистограмм (см. табл. 1)

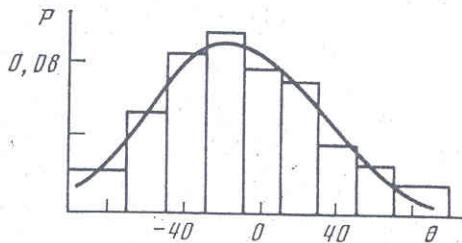


Рис. 2. Гистограмма распределений ориентаций (θ , град) минимальных осей гребней относительно направления генерального распространения волнения в окне 100×100 м при скорости ветра 10,5 м/с. Кривой показано нормальное распределение с параметрами, полученными при обработке соответствующих гистограмм (см. табл. 1)

Вычисленные по известным соотношениям [9] параметры распределений линейных размеров пенных образований и ориентации гребней сведены в табл. 1, а удельной плотности — в табл. 2. Эмпирические распределения линейных размеров пенных структур двух типов и азимутальной ориентации гребней в зависимости от скорости ветра представлены на рис. 1—2.

Экспериментальные данные и их обсуждение. 1. Полученные по экспериментальным данным плотности распределения линейных размеров пенных структур двух классов весьма сильно отличаются от нормального распределения (положительные асимметрия и эксцесс). Это наглядно видно из анализа рис. 1 и данных табл. 1. Выравнивание экспериментальных выборок проводилось в широком классе распределений. Анализ вероятностей согласованности теоретических и экспериментальных распределений показал, что линейные геометрические размеры пенных структур подчинены гамма-распределению с параметрами, указанными в табл. 1. На рис. 1 иллюстрируются теоретические гамма-распределения

$$p(x) = \lambda (\lambda x)^{\eta-1} \Gamma(\eta) \exp[-\lambda x],$$

где $\eta = 6/\gamma_2 = 4/\gamma_1^2$; $\lambda = (\eta/\sigma^2)^{1/2}$, $\Gamma(\eta)$ — гамма-функция.

Полученные экспериментальные распределения носят достаточно устойчивый характер и мало деформируются в зависимости от изменения скорости ветра в пределах от 5 до 10,5 м/с. Так, наблюдаются небольшие вариации коэффициента асимметрии в пределах 1,5—3, а коэффициента

экцесса — в пределах 2–10. В силу наличия сильных «хвостов» ($\gamma_1 > 0$) у экспериментальных распределений доверительные интервалы указывают на определенную асимметричность верхних и нижних пределов по отношению к выборочному среднему. При этом отметим, что выборочную дисперсию нельзя считать мерой достоверности результатов, и при исследовании статистики пенных полей следует проводить специальные оценки доверительных интервалов с соответствующими уровнями доверительной вероятности (см. табл. 1 и рис. 1).

Выборочные средние значения L_j^k имеют слабую, но явную тенденцию к линейному росту по мере увеличения скорости ветра (рис. 3).

Как и в случае относительной площади пены [5], в зависимостях средних значений \bar{L} четко выявляются «пороги» (рис. 3), и могут быть пред-

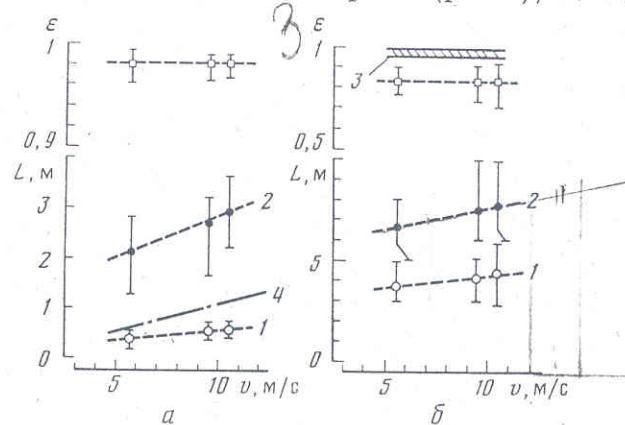


Рис. 3. Зависимости средних значений минимальных (1) и максимальных (2) размеров и эксцентрикитета ε единичных образований гребневой (а) и полосовой (б) пены от усредненной скорости ветра. Вертикальными отрезками отмечены 60%-ные доверительные интервалы. Зона (3) — 60%-ный доверительный интервал эксцентрикитета единичных образований гребневой пены; 4 — аппроксимация [4] размеров барашков в направлении ветра

ложены соответствующие ступенчатые аппроксимации для линейных размеров гребней («ширины» и «длины» гребня) и пятнистых структур:

$$L_j^k(m) = \begin{cases} 0, & v < 5 \text{ м/с}; \\ a[1+b(v-5)], & v \geq 5 \text{ м/с}, \end{cases}$$

где для L_{\min} гребней $a=0,39$, $b=0,034$; для L_{\max} — $a=2,09$, $b=0,16$; для L_{\min} пятнистой пены $a=3,65$, $b=0,11$; и L_{\max} — $a=6,6$, $b=0,17$.

На этом же рисунке представлены известные [4] (и, по-видимому, единственные) экспериментальные данные о линейных размерах гребней. С учетом различия в методике съемки и обработки данных соответствие наших экспериментов и данных [4] представляется вполне удовлетворительным. Анализ всего массива выборок пенных гребневых структур, локализованных на фронте обрушающейся волны, показал, что в подавляющем большинстве случаев максимальный размер L_{\max} гребней ориентируется по локальному фронту обрушающейся волны и может быть назван как «ширина» гребня [4]; в то время как минимальная протяженность L_{\min} гребня ориентируется перпендикулярно локальному фронту обрушающейся волны (в [4] — «длина барашка»). Подчеркнем то обстоятельство, что при анализе ориентации линейных размеров речь идет о локальных фронтах обрушающихся волн, и эту ориентацию мы не связываем с ориентациями вектора ветра (как это сделано в [4]), поскольку наблю-

дается существенное азимутальное «размытие» ориентаций осей требневых образований (в пространственном окне 100×100 м) по отношению к некоторому выбранному направлению (см. ниже).

2. В практике дистанционных наблюдений взволнованной морской поверхности ориентация обрушающейся волны обычно ставится в соответствие с направлением вектора скорости приповерхностного ветра или с генеральным направлением волнения. Однако анализ гистограмм распределения азимутальных ориентаций оси минимального размера гребня по отношению к направлению доминирующей энергонесущей компоненты в пространственном окне 100×100 м (рис. 2, и табл. 1) показывает, что гистограммы могут быть аппроксимированы распределением близким к гауссовому, причем с довольно широким сектором угловой дисперсии (около 40°). Явной зависимости дисперсии σ^2 от скорости ветра не прослеживается — наблюдаются лишь небольшие вариации $\sigma(\theta)$ в пределах $36-42^\circ$ (см. табл. 1). Таким образом, оценка направления вектора скорости ветра (или волнения) по единичным наблюдениям в пространственном окне 100×100 м может привести к значительным погрешностям в значениях этих параметров.

3. Высокое пространственное разрешение, обеспеченное в настоящих экспериментах, позволило получить (в отличие от более ранних работ [4, 10]) информацию о геометрической форме единичных пенных образований двух исследованных типов.

При этом интересным с физической точки зрения и практически важным с точки зрения дистанционной диагностики является следующий экспериментальный факт: пенные системы обладают устойчивой геометрической эллипсоидальной формой с эксцентриситетом $e = \sqrt{1 - (L_{\min}/L_{\max})^2}$, равным для гребневых структур $0,98 \pm 0,007$, и для пятнистой пены $-0,82 \pm 0,08$. Отметим, что с достоверностью 0,6 пенные системы могут быть различимы по значению их эксцентриситета (см. рис. 3, б), и это обстоятельство может служить одним из критериев автоматического распознавания и классификации пенных систем по оптическим изображениям на фоне бликующей морской поверхности. С другой стороны, однако, геометрическая форма практически не зависит, а линейные размеры слабо зависят от ветровых условий. По этой причине ни форма, ни линейные размеры не могут служить эффективным критерием оценки силы приповерхностного ветра, чего, однако, нельзя сказать о зависимостях относительной площади пены [5] и удельной плотности пенных структур (очагов дисципляции волновой энергии) от ветровых условий.

4. Полученные по экспериментальным данным плотности распределения удельной плотности (количество единичных образований на единицу площади) пенных структур в кадре 100×100 м весьма сильно отличаются от гауссова распределения, обладая положительной асимметрией и положительным эксцессом (рис. 4, см. табл. 2). На этом же рисунке сплошными кривыми иллюстрируются теоретические распределения Пуассона:

$$p(N_0 S_0) = \frac{(\bar{N}_0 S_0)^{N_0}}{N_0!} \exp(-\bar{N}_0 S_0),$$

где N_0 — удельная плотность пенных структур, \bar{N}_0 — математическое ожидание процесса, S_0 — площадь исследуемого кадра.

Полученные экспериментальные распределения для удельной плотности носят, как и в случае линейных размеров, устойчивый характер, величины γ_1 и γ_2 слабо деформируются в зависимости от изменения скорости ветра. Наиболее важными для нас являются степень близости экспериментальных выборочных вероятностей и теоретических пуассоновских распределений. Оценки суммы X^2 в соответствии с правилами использования критерия χ^2 Пирсона [11] дают для $v=5,7$ м/с значение $X^2=9$, для $v=9,5$ м/с $X^2=8,5$ и для $v=10,5$ м/с $X^2=10$. С другой стороны, 5%-ное

критическое значение одностороннего критерия $\chi^2_{9;0,35}$ в случае $v=5,7$ и $9,5$ м/с составляет $16,9$, а для $v=10,5$ м/с $\chi^2_{5;0,95}=11$, т.е. гипотеза о пуссоновском характере распределения удельной плотности может быть принята.

Во избежание недоразумений еще раз подчеркнем, что обнаруженные нами особенности статистики пенных полей относятся к исследуемому пространственному окну 100×100 м, и с определенной долей уверенности можно считать, что при расширении площади исследуемого кадра (в предположении о пространственной стационарности процесса пенообразования) распределения удельной плотности будут стремиться к гауссовому (как это собственно и следует из известного свойства распределения Пуассона при $N_0 S_0 \rightarrow \infty$). Среднее значение удельной плотности пенных

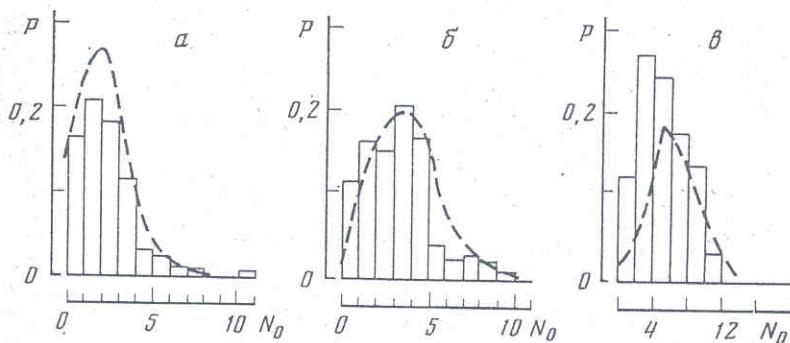


Рис. 4. Экспериментальные гистограммы распределений общей удельной плотности N_0 пенных структур двух типов в пространственном окне 100×100 м: *а* — для $v=5,7$ м/с и объемом выборки $N=205$ кадров оптической съемки; *б* — $v=9,5$ м/с, $N=66$; *в* — $v=10,5$ м/с, $N=63$. Пунктирные кривые — огибающие распределения Пуассона для $\bar{N}_0=2$ (*а*), 4 (*б*) и 7 (*в*)

структур \bar{N}_0 имеет явную и сильную (кубическую) тенденцию к росту при усилении скорости ветра и может быть аппроксимирована ступенчатой функцией

$$\bar{N}_0(\text{км}^{-2}) = \begin{cases} 0, & v < 5 \text{ м/с}, \\ 210[1 + 2 \cdot 10^{-2}(v - 5)^3], & v \geq 5 \text{ м/с}. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь выбрана более естественная для практики дистанционного зондирования нормировка плотности пенных структур на площадь 1 км^2 . Пуассоновский характер плотности распределения N_0 дает некоторые основания считать пенное пространственное поле совокупностью пространственно распределенных независимых событий без последствия. Другими словами, моменты появления выбросов (т.е. гребней) у такого пространственного поля независимы.

Интерпретация результатов. Цель данного раздела статьи — предпринять сопоставление наших экспериментальных результатов с качественными и некоторыми количественными выводами теории выбросов случайных полей, а также обсудить возможность привлечения полученных результатов к физическим основам теории динамики морского волнения.

1. Первые попытки теоретического описания количественных характеристик пенообразования опираются на естественное привлечение результатов теории выбросов случайного двумерного поля за фиксированный уровень [12, 13]. При этом отметим, что детальные исследования статистических характеристик выбросов выполнены для одномерного случая [12], тогда как результаты двумерного случая носят скорее качественный характер [13] и выполнены для полей с гауссовой статистикой.

Согласно результатам [13], области выбросов двумерного изотропного поля представляют собой односвязанные области эллиптической формы со случайно флюктуирующими параметрами (в частности, эксцентриситетом и площадью) и случайно равномерно распределенными (по азимутальным углам) ориентациями главных осей. Количественные оценки проведены лишь для средних значений удельной плотности \bar{N}_0 и средней площади одного выброса (гребня) S^r , которые (следуя [14]) можно представить для простого степенного пространственного спектра $F(k) = \frac{\alpha}{2} k^{-4}$ для

$k_0 < k < k_m$ (и $F(k) = 0$ при $k_m < k < k_0$) следующим образом:

$$S^r \approx \alpha \pi^2 k_0^{-2} [\ln(k_m/k_0)]^{-1} (k_0 a)^{-2}, \quad (2)$$

$$\bar{N}_0 = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} k_0^{-2} \frac{(k_0 a)}{2\pi} \ln(k_m/k_0) \exp\left[-\frac{k_0^2 a^2}{\alpha \pi}\right], \quad (3)$$

где k_0 — волновой вектор случайного возмущения морской поверхности, соответствующей энергонесущей компоненте (для спектра Пирсона — Московитца $k_0 = 0,77 g u_{10}^{-2}$, u_{10} — скорость ветра на высоте 10 м, g — ускорение свободного падения), а k_m — высокочастотный отсечки спектра, $\alpha = 0,8 \cdot 10^{-2}$ [6].

Анализ соотношений (2) и (3) выявляет существенную зависимость средних значений \bar{N}_0 и S^r (в рассматриваемом приближении) от «средней» крутизны опрокидывающихся волн $a k_0$ и гидрометеоусловий (значение k_0). Если принять за значение a высоту существенной волны для спектра Пирсона — Московитца $h_s = 2,38 \sqrt{a g^{-1} u_{10}^2} \approx 2,46 \cdot 10^{-2} u_{10}^2$, то нетрудно видеть, что $a k_0$ не зависит от гидрометеоусловий (и, в частности, от u_{10}), составляя величину 0,18. Следовательно, среднее значение площади единственного выброса растет, а удельной плотности падает с увеличением скорости ветра как четвертая степень $\bar{S}^r \approx u_{10}^{-4}$, $\bar{N}_0 \approx u_{10}^{-4}$.

Обращаясь к нашим ранним исследованиям [5], видим, что средняя площадь гребней (2) качественно правильно описывает рост площади гребня с увеличением скорости ветра (в эксперименте зависимость квадратичная $\bar{S}^r \sim u_{10}^{-2}$). Однако, что касается среднего значения удельной плотности, то здесь наблюдается качественное различие — экспериментальные данные демонстрируют кубический рост удельной плотности с увеличением силы ветра (см. (1)). Теоретический анализ плотностей распределений N_0 и S^r двумерного поля детально в [13] не проводился, помимо общефизического замечания о возможности использования для S^r класса распределения типа гамма-распределения $p(x) \approx x^\nu \exp[-\beta x]$, где $x = S^r$. Последнее обстоятельство полностью соответствует результатам наших ранних экспериментов по статистике S^r единичных пенных образований (см. рис. 3 и табл. в [5]).

Если привлечь более детальные результаты одномерного случая [12], то можно обнаружить, что выражения для плотностей распределения длительности выбросов (в нашем подходе — линейных размеров) и удельной плотности могут быть выписаны в явном виде при учете следующих ограничений: гауссности исходного поля; превышении фиксированного уровня a среднеквадратического отклонения высот σ_h ($a/\sigma_h > 1$) и малом времени выброса (τ) по сравнению с временем корреляции основного случайного процесса (τ_k) $\tau \ll \tau_k$. Известно, что в первом приближении гауссность поля возвышенной морской поверхности с хорошей степенью точности соблюдается и при этом τ_k составляет сотни секунд [15], тогда как время выброса (обрушения) — порядка секунд, т. е. первое и последнее условия соблюдаются.

Второе же ограничение можно обосновать, исходя из полуэмпирических соотношений между высотой обрушающейся волны ($H = a$) и ее периодом (T) $H - a \geq 0,02 g T^2$ [16]. Приняв для оценки σ_h^2 степенной пространственный

спектр $\left(\sigma_h^2 = 2\pi \int_0^\infty F(k) k dk \simeq \frac{\pi\alpha}{2} k_0^{-2} \right)$ и используя соотношение между

длиной и периодом для гравитационной волны $\Lambda = \frac{g}{2T} T^2$, получим $(a/\sigma_h) > 1/2$.

Таким образом, в рассматриваемом приближении и второе условие применимости теории выбросов для обрушающейся волны удовлетворяется. Итак, теоретические соотношения для плотностей распределений линейных размеров ((26, 27) в [12]) можно представить для степенного пространственного спектра $F(k)$ в виде распределения Рэлея:

$$p(x) = Ax \exp\left[-\frac{A}{2}x^2\right], \quad (4)$$

где $A = k_0^2 \ln(k_m/k_0) \pi \alpha (k_0 a)^{-2}$, а для удельной плотности — в виде распределения Пуассона.

Дополнительные оценки соответствия по критерию χ^2 Чирсона экспериментальных гистограмм (рис. 1) и теоретического распределения Рэлея (4) показали, что нет оснований отвергать (при уровне значимости 5%) гипотезу о рэлеевском характере распределений линейных размеров пенных структур, тем более, что принятая нами аппроксимация гамма-распределениями (6) близка к предсказанным по теории выбросов ($\eta - 1 \simeq 1/2$). Однако существенная зависимость коэффициентов A распределений (4) от скорости ветра (четвертая степень) экспериментально не подтверждается — коэффициенты практически от гидрометеоусловий не зависят, по крайней мере регулярной зависимости не обнаруживается. В итоге, несмотря на удовлетворительное в целом описание теорией выбросов пространственных характеристик пенных полей, в деталях наблюдаются качественные расхождения, особенно по зависимостям коэффициентов распределений и средних значений параметров от скоростей приводного ветра.

В заключение отметим, что в таких экспериментах, какими являются изучение обрушения морских волн, однопараметрическое описание морской поверхности в виде задания скорости ветра (и соответственно состояния поверхности моря), по-видимому, не может быть удовлетворительным. Необходимо привлечение данных по состоянию турбулентности приводного слоя и спектральным характеристикам морского волнения в широком диапазоне волновых чисел, поскольку имеются определенные экспериментальные указания [16] о доминирующем влиянии на эффективность обрушения более высоких, чем первый и второй, моментов спектра морского волнения и флуктуаций турбулентного приводного ветра.

2. Экспериментальные данные настоящей работы позволяют сделать ряд, на наш взгляд, важных выводов по оценкам соотношения интервалов диссипации и прозрачности в спектрах высот морского волнения. Представление о существенной разнсепности в k -пространстве этих интервалов является физической основой применимости идеологии колмогоровских слаботурбулентных спектров для описания энергетики реального морского волнения [6]. Известно, что, начиная со скорости ветра более 5–6 м/с, основным диссипативным фактором для ветровых волн является обрушение гребней, и сброс энергии локализуется в гребнях и турбулентных пятнах приповерхностного слоя воды, где собственно собирается и удерживается без разрушения в течение значительного времени (десятки секунд) пена в эмульсионном состоянии благодаря эффекту «турбулентного» успокоения волнения непосредственно над турбулизованным объемом.

Присутствие в турбулентном пятне оптически контрастных пенных образований является уверенным опознавательным признаком для оценки

масштабов областей диссипации волновой энергии. Из данных, приведенных в табл. 1 и на рис. 3, нетрудно видеть, что характерные масштабы гребневой пены сосредоточены (с вероятностью 90%) в области масштабов $1-50 \text{ м}^{-1}$, а пятнообразной пены, которая и характеризует области диссипации, в области $0,5-2 \text{ м}^{-1}$. Для сопоставления с теоретическими оценками взаимодействия волн с ветром, указанные масштабы областей целесообразно представить в безразмерном виде, следуя, например, [6], как $\tilde{k}=k u_{10}^2 g^{-1}$. Выполнив эту операцию, получим, что при малых скоростях ветра ($5,7 \text{ м/с}$) область безразмерных волновых чисел гребней сосредоточена в диапазоне $4,5-50$; а при больших скоростях ($10,5 \text{ м/с}$) — в диапазоне $15-500$. Диапазоны \tilde{k} турбулентных пятен локализованы в более крупномасштабной области: для $v=5,7 \text{ м/с} - 1,5-6$; а для $v=10,5 \text{ м/с} - 5-30$.

Так как при достаточно развитом волнении безразмерный спектральный максимум \tilde{k}_0 занимает область (согласно [6]) $\tilde{k}_0 \leq 2/4$, нетрудно видеть, что при малых скоростях ветра происходит значительное перекрытие в k -пространстве пределов интервала диссипации \tilde{k}^- ($1,5-50$ при 90% вероятности), интервала энергонесущей окрестности спектрального максимума и инерционного интервала.

При умеренных же ветрах ($10-11 \text{ м/с}$) происходит определенное разделение интервалов диссипации и прозрачности: безразмерный максимум спектра стремится к единице (для спектра развитого волнения Пирсона — Московитца $\tilde{k}_0=0,77$), нижняя же граница области диссипации устанавливается в районе $\tilde{k}^- \approx 5$. При этом интервал диссипации резко расширяется в высокочастотную область, достигая значений $\tilde{k}^- \approx 500$, что соответствует характерным масштабам гравитационно-капиллярных волн. Отсюда представления о значительном разнесении в k -пространстве интервала диссипации и окрестности максимума спектра волн на стадиях близких к полному разгону ($\tilde{k}_0 < 4-6$) вряд ли можно считать экспериментально обоснованными (в противоположность мнению авторов работы [6]).

При этих оценках следует иметь в виду, что общая относительная площадь покрытия пенными образованиями на взволнованной морской поверхности (физическое пространство) даже при умеренных скоростях ветра достаточно мала $0,5-1,5\%$ [5]. Кроме того, из-за порогового механизма рождения очагов диссипации волновой энергии [5] целесообразно в теоретических моделях учитывать «жесткое» включение механизма диссипации в энергетику волнового поля.

Заключение. Проведенная статистическая обработка экспериментального материала оптического зондирования позволила сформулировать следующие выводы.

1. Плотности распределения линейных размеров единичных пенообразований при размерах пространственного окна $100 \times 100 \text{ м}$ и длинах реализаций $20-40 \text{ км}$ близки к гамма-распределениям с достаточно стабильными (при изменениях скорости ветра от $5,7$ до $10,5 \text{ м/с}$) параметрами. Зависимости средних значений размеров линейно возрастают при увеличении скорости ветра, обладая при этом «пороговым» характером.

2. Геометрические формы двух исследуемых классов пенных структур обладают стабильной (в статистическом смысле эллиптической конфигурацией, причем эксцентриситет уединенных образований не зависит (в среднем) от скорости ветра и составляет для гребней величину $0,98 \pm 0,007$, а для пятнообразной пены — $0,82 \pm 0,1$).

3. Статистика ориентаций малой оси эллипса обрушающихся гребней обладает распределением близким к нормальному с широким сектором угловой дисперсии (40°).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ворсин Н. Н., Глотов А. А., Мировский В. Г. и др. Натурные радиотепловые измерения пенных образований.— Исслед. Земли из космоса, 1982, № 3, с. 98–102.
2. Wald L., Monget J. Remote sensing of the sea-state using the 0,8–1,1 μm spectral band.— Int. J. Remote Sensing, 1983, v. 4, № 2, p. 433–446.
3. Бордонский Г. С., Василькова Н. Б., Веселов В. М. и др. Спектральные характеристики СВЧ излучения пятнистых образований.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы океана, 1978, т. 14, № 6, с. 656–663.
4. Бортковский Р. С. Тепло- и влагообмен атмосферы и океана при шторме. Л.: Гидрометеоиздат, 1983. 158 с.
5. Бондур В. Г., Шарков Е. А. Статистические характеристики пенных образований на взволнованной морской поверхности.— Океанология, 1982, т. 22, № 3, с. 372–379.
6. Захаров В. Е., Заславский М. М. Интервалы накачки и диссипации в кинетическом уравнении слаботурбулентной теории ветровых волн.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1982, т. 18, № 10, с. 1066–1076.
7. Koerke P. Effective reflectance of oceanic whitecaps.— Appl. Opt., 1984, v. 23, 11, p. 1816–1824.
8. Thorpe S. The effect of Langmuir circulation on the distribution of submerged bubbles caused by breaking wind waves.— J. Fluid. Mech., 1984, v. 142, p. 151–170.
9. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1970. 720 с.
10. Ross D., Cordon V. Observations of Oceanic Whitecaps and their Relation to Remote Measurements of Surface Wind Speed.— J. Geoph. Res., 1974, v. 79, № 3, p. 444–452.
11. Джонсон Н., Лион Ф. Статистика и планирование эксперимента в технике и науке. М.: Мир, 1980. 610 с.
12. Тихонов В. И. Выбросы случайных процессов. М.: Наука, 1970. 392 с.
13. Бункин Ф. В., Гочелашивили К. С. Выбросы случайного скалярного поля.— Изв. вузов. Радиофизика, 1968, т. 11, № 12, с. 1864–1870.
14. Аванесова Г. Г., Воляк К. И., Шуган И. В. Измерение характеристик волнения самолетным локатором бокового обзора. Теория и эксперименты.— Тр. ФИАН, 1984, т. 156, с. 94–123.
15. Рожков В. А. Методы вероятностного анализа океанологических процессов. Л.: Гидрометеоиздат, 1979. 279 с.
16. Ochi M., Tsai C.-H. Prediction of Occurrence of Breaking Waves in Deep Water.— J. Phys. Ocean., 1983, v. 13, № 11, p. 2008–2019.

Институт космических
исследований АН СССР,
Москва

Поступила в редакцию
4.IX.1985

STATISTICAL CHARACTERISTICS OF LINEAR ELEMENTS OF FOAM FORMATIONS ON THE SEA-SURFACE AS DERIVED FROM OPTICAL SOUNDING DATA

BONDUR V. G., SHARKOV E. A.

Optical survey data have shown that the distribution densities of linear elements measured for two types of foam formations on the rough sea are close to gamma-distributions with sufficiently stable parameters. Mean values of linear elements linearly increase with wind intensity. It is concluded that geometrically foam formations are stable ellipsoids with parameters stochastically different for whitecap and patchy foam.