



МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«РОССИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Кафедра Прикладной Океанографии ЮНЕСКО-МОК и КУПЗ

## ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

(Магистерская диссертация)

«ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРУШЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН  
СПЕКТРАЛЬНОГО ПИКА ПО ДАННЫМ НАТУРНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ»

Исполнитель: Пиваев Павел Дмитриевич, студент группы ПО-М19-1-8

Научный руководитель: к.ф.-м.н., директор ИГиО, Ерёмина Татьяна Рэмовна

«К защите допускаю»

Заведующий кафедрой

(подпись)

(ученая степень, ученое звание)

(фамилия, имя, отчество)

«18» июль 2021г.

Санкт-Петербург

2021

## Содержание

1. Введение.....	3
1.1 Явление обрушения поверхностных волн.....	3
1.2 Обрушение доминантных волн.....	5
1.3 Видеосъемка морской поверхности как метод измерения.....	6
2. Материалы и методы.....	10
2.1 Экспериментальные данные.....	10
2.2 Оцениваемые параметры.....	14
2.2.1 Обработка волнограмм и спектры волнения.....	14
2.2.1 Интегральные параметры волн.....	22
2.2.2 Статистические параметры обрушения волн.....	26
2.3 Деление данных по интервалам времени и отбор этих интервалов.....	31
3. Результаты.....	36
3.1 Распределения $\Lambda(c)$ и $q(c)$ .....	36
3.2 Зависимости $Q_p$ .....	39
3.3 Зависимости $L_p$ .....	41
3.4 Вероятность обрушения доминантных волн.....	43
4. Обсуждение.....	47
4.1 Масштабирование $Q_p$ .....	47
4.2 Приложение к дистанционному зондированию.....	55
5. Заключение.....	57
6. Список использованных источников.....	59
Приложение А.....	68
Приложение В.....	70
Приложение С.....	72

## **1. Введение**

### **1.1 Явление обрушения поверхностных волн**

Обрушение поверхностных волн – явление поверхностной динамики моря знакомое практически каждому наблюдателю, и не нужно специальной подготовки для того, чтобы качественно, хоть и не всегда верно, дать описание этого явления.

Обрушение волн представляет собой одну из самых интересных и сложных проблем как для механики жидкости, так и для физической океанографии. Обрушение поверхностных волн является фундаментальным механизмом диссипации волновой энергии, и к тому же самым эффективным, если проводить сравнение с такими процессами как вязкое затухание, взаимодействие волн с ветром, течениями, фоновой турбулентностью и другими механизмами, обеспечивающими постепенный сток волновой энергии. Научные усилия последних десятилетий привели к заметным успехам в области физики обрушения поверхностных волн и пролили некоторый свет на роль этого явления в других различных физических процессах [1–4].

Волновая энергия, медленно накапливающаяся под действием приводного ветра и распределяющаяся нелинейными волновыми взаимодействиями по спектру на временных масштабах порядка тысяч волновых периодов внезапно высвобождается в виде «барашков» за время меньшее периода волны. Понятно, что эта последовательность: возникновение гидродинамической неустойчивости поверхности, формирование обрушающегося гребня и распространение последнего по поверхности воды – является крайне нелинейным механизмом переноса волновой энергии и количества движения в другие движения, например поверхностную турбулентность. На данный момент адекватное математическое и физическое описание такого процесса еще отсутствует.

Распределение обрушающихся гребней на поверхности воды не является непрерывным, но его роль в поддержании баланса в непрерывном поле ветрового волнения имеет решающее значение. Процесс обрушения, статистически осредненный по пространству и времени, может иметь значительный вклад в потоки количества движения, тепла и газа, которые имеют место на границе раздела океан-атмосфера [5–8].

Если говорить о дистанционном зондировании поверхности океана, то обрушение волн играет важную роль в измерениях микроволновых радиометров и радаров. Активные и пассивные системы полагаются на модель шероховатости морской поверхности, для количественной интерпретации измеренного сигнала. Как показано в [9,10], включение обрушающихся волн как источника более коротких волн в модели поверхностного обратного рассеяния приводит к лучшей согласованности данных измерений и моделирования – это опосредованный механизм влияния. Образующиеся в результате обрушения «барашки» непосредственно выступают в роли элементарных рассеивателей и, следовательно, оказывают влияние на обратное рассеяние радиолокационного сигнала [11]. Обрушение волн влияет на измерения пассивных микроволновых радиометров в основном за счет формируемой пены, а также через обогащение пузырьками воздуха верхнего слоя воды, что приводит к изменению диэлектрических свойств приповерхностного слоя моря [12–14].

Обрушающиеся гребни поверхностных волн являются источником наибольших нагрузок на гидротехнические сооружения (ветряные мельницы, сооружения по добыче полезных ископаемых т.п.), поэтому качественное прогнозирование высоты волн и статистических характеристик обрушающихся гребней, нужно для оценки стойкости сооружений в море (см. [15] и ссылки там же).

Таким образом, обрушение поверхностных волн играет очень важную роль в процессах взаимодействия океана и атмосферы, а также имеет большое значение для практических приложений, таких как прогнозирование состояния поверхности моря, дистанционное зондирование океана и гидротехническое строительство.

По описанным выше причинам, а также по причине еще слабой изученности явления, улучшение наших знаний о закономерностях формирования наблюдаемой пространственно-временной неоднородности поля обрушающихся волн, имеет приложения как фундаментального, так и прикладного характера.

## **1.2 Обрушение доминантных волн**

Во всем спектре поверхностного волнения можно выделить частоты сосредоточенные вокруг спектрального пика. Эти частоты в случае распространения единственной системы волн содержат энергонесущие компоненты волнового поля – волны спектрального пика или *доминантные волны*.

Особая природа формирования этих волн делает закономерности приводящие к пространственно-временной неоднородности обрушений доминантных волн также особенными. На данный момент общепринято, что за эволюцию доминантных волн ответственны нелинейные волновые взаимодействия, которые обеспечивают развитие спектрального пика за счет переноса энергии от мелкомасштабной области ветровой накачки в область низких частот [16–19].

Изучение обрушения доминантных волн уже показало насколько важно их выделять среди прочих поверхностных волн. Было показано, например, что

– Обрушение доминантных волн приводит к потерям энергии во всем спектре сразу [20]. По этой причине изучение обрушения доминантных волн

необходимо для понимания спектрального распределения потерь волновой энергии.

– Обрушение этих волн влияет на сопротивление морской поверхности посредством модуляции касательного напряжения трения ветра, приуроченного к отрывам воздушного потока от взволнованной поверхности [21,22]. Это является одним из ярких проявлений обратного влияния океана на морской пограничный слой атмосферы.

– Слои пены, порожденные доминантными волнами, обладают наибольшей толщиной, что может значительно влиять на собственное микроволновое излучение поверхностного слоя моря [23,24].

– Доминантные волны их обрушения ответственны за наибольшие нагрузки на гидротехнические сооружения [15].

### **1.3 Видеосъемка морской поверхности как метод измерения**

Физико-математическая сложность явления обрушения *per se*, а также его пространственно-временная неоднородность и прерывистость практически не оставляют выбора в способе описания процесса обрушения и вынуждают обращаться к статистическим, осредненным по пространству и времени характеристикам поля обрушающихся гребней волн. Следующая из этого необходимость наблюдения больших площадей морской поверхности или более длительного наблюдения за поверхностью воды при уменьшении площади делают натурные измерения характеристик обрушений поверхностных волн затруднительными.

Не смотря на это, некоторые техники все же доказали свою эффективность в измерении статистически осредненного поведения некоторых свойств

обрушающихся волн. Одной из таких техник является *видеосъемка морской поверхности* или фотография морской поверхности в общем.

В литературе можно найти ряд примеров эксплуатации видеозаписей морской поверхности для измерения характеристик обрушений поверхностных волн с помощью видеокамер, работающих как в видимом диапазоне электромагнитного спектра [25–35], так и в инфракрасном (ИК) [36–38]. Все алгоритмы детектирования обрушающихся гребней по видеозаписям, выполненным в видимом диапазоне, построены на идеологии превышения яркости части изображения, в которой находится барашек, некоторого порогового значения. Различие между всеми алгоритмами заключается в правиле (или наборе правил) выбора этого порога. Из сказанного следует, что обнаружение обрушающихся гребней по видеозаписям поверхности в видимом диапазоне сильно полагается на эффект вовлечения воздуха в процесс обрушения, т.е. на эффект образования самого барашка, который оказывается естественно ярче чем окружающая его поверхность моря за счет рассеяния падающего света образующимися пузырями. Отсюда сразу очевидны ограничения такого типа видеосъемки, поскольку теряется информация о мелкомасштабных обрушениях поверхностных волн. Основным преимуществом съемки морской поверхности в ИК диапазоне естественно является разрешение волновых гребней, в процесс обрушения которых вовлекается очень мало воздуха или его захват вовсе не происходит. ИК-съемка позволяет обнаруживать обрушающиеся гребни за счет микромасштабного и короткопериодного разрушения холодного скин-слоя, который сменяется более теплой водой снизу.

В вышеупомянутых работах, где производилась видеосъемка морской поверхности, осуществлялась дифференциация обрушающихся гребней по масштабам на основании скорости их прямолинейного движения. В этих работах

не исследовались закономерности изменчивости поля обрушающихся волн, которые по масштабу могли быть отнесены к категории доминантных.

Обрушение доминантных волн, однако, подвергалось исследованию и ранее, но с использованием других более примитивных методов. Авторы [39,40] хоть и использовали видеозаписи поверхности воды в области, где производились измерения волнения с помощью волнографов, но лишь с целью засвидетельствовать момент самого обрушения, т.е. измерения никак не использовались для определения масштаба волны, породившей обрушающийся гребень. В работе [41] также привлекались измерения акустического шума подповерхностными гидрофонами для обнаружения проходящей обрушающейся волны через некоторую малую область пространства.

В упомянутых работах не обсуждается, по какому критерию наблюдавшиеся барашки были отнесены к обрушениям именно доминантных волн. Как кажется после прочтения этих работ, авторы, по всей видимости, производили селекцию обрушающихся гребней доминантных волн, не обращаясь к какому-либо объективному критерию, а руководствуясь лишь своим опытом наблюдения морской поверхности, и по этой причине результаты этих исследований едва ли могут претендовать на отражение объективной действительности, и имеют весьма субъективный характер. К тому же авторы упомянутых работ ограничились оценкой лишь одной статистической характеристики – вероятности события обрушения в фиксированной точке пространства.

Стоит выделить результаты работы авторов [42]. В их исследовании детектирование обрушающихся гребней волн производилось с помощью датчика, измерявшего электропроводность морской воды на нескольких горизонтах у поверхности моря. Обрушающийся гребень, проходивший над точкой расположения датчика приводил к колебаниям электропроводности за счет активного вовлечения пузырей воздуха в поверхностный слой. Совместно с этими

наблюдениями проводились измерения волнения с помощью волнографа в той же фиксированной точке, что таким образом позволяло сделать заключение о масштабе обрушающейся волны и, уже с большей степенью объективности выделить доминантные волны.

Таким образом, мы видим, что наши знания о статистических характеристиках обрушающихся доминантных волн являются фрагментарными, которые к тому же имеют либо субъективный характер либо были получены устаревшими методами. На этом сформулируем основную цель и задачи настоящей работы.

**Цель работы:** установить количественные соотношения между статистическими характеристиками обрушения доминантных волн с интегральными параметрами самих волн и условиями волнообразования по данным видеосъемки морской поверхности.

**Задачи работы,** которые необходимо выполнить для достижения поставленной цели, следующие:

- 1) Обработка гидрометеорологических данных, которые включают данные измерений вектора ветра и волнения.
- 2) Оценка спектра волн.
- 3) Оценка интегральных параметров доминантных волн, а также статистических характеристик их обрушения.

## 2. Материалы и методы

Подробное описание измерительной аппаратуры, техники измерений и алгоритма детектирования обрушающихся гребней можно найти в [34,35], но для полноты в подразделе ниже опишем кратко основные этих элементов.

### 2.1 Экспериментальные данные

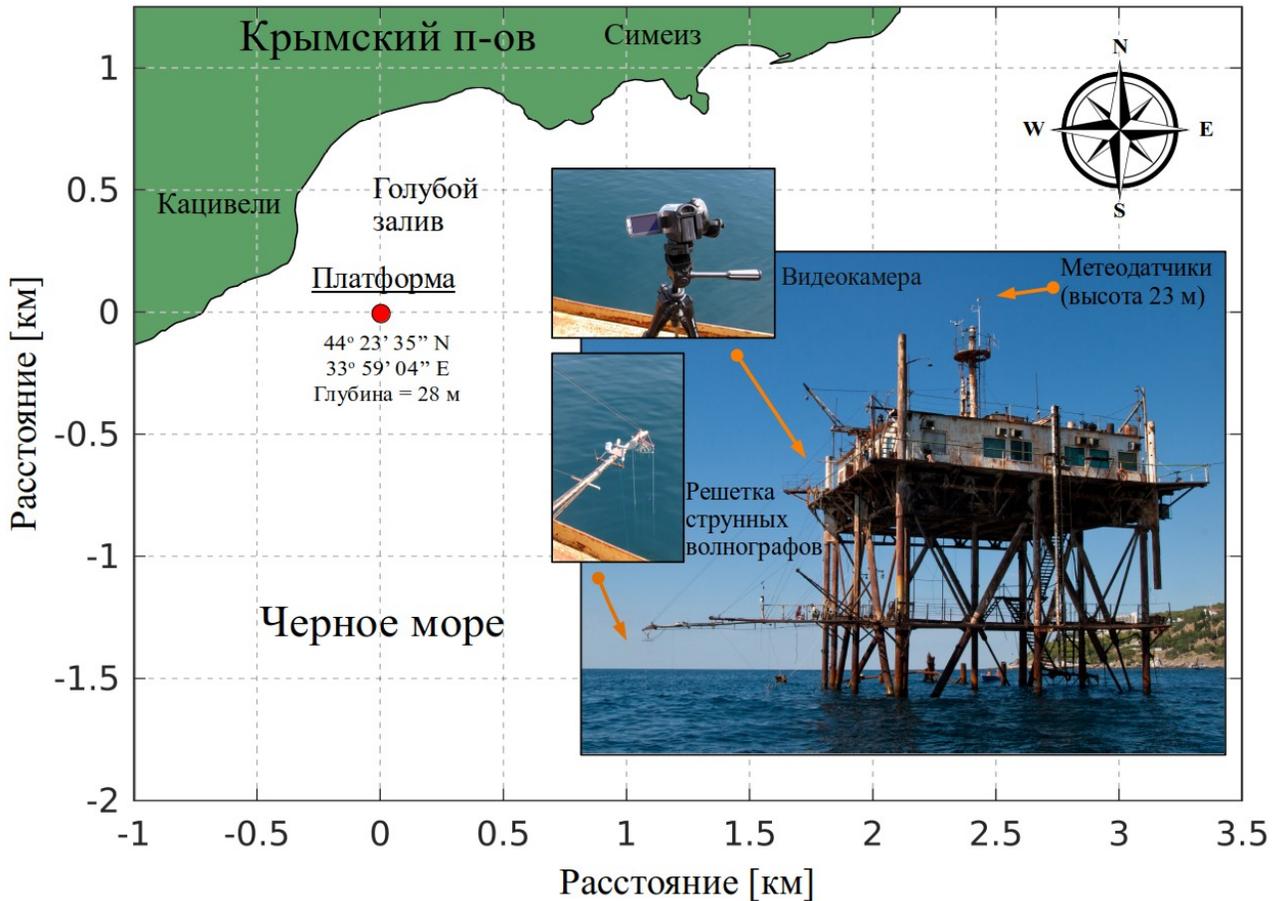
Данные измерений, которые обрабатываются и анализируются в настоящей работе, были получены коллегами из Морского Гидрофизического Института РАН (г. Севастополь) в ходе осенних экспериментов, проводимых в разные годы на черноморской океанографической платформе, расположенной в 400 м от ближайшего берега, рядом с пгт. Кацивели, Южное побережье Крымского полуострова (см. Рис. 1).

Временные ряды возвышений морской поверхности были получены с помощью решетки струнных волнографов, работающих на частоте 20 Гц. Решетка состояла из шести струнных резистивных волнографов, геометрически распределенных по вершинам правильного пятиугольника (с дополнительной струной в центре) с радиусом описанной окружности равным 25 см. В 2018 году по техническим причинам, измерения волнения производились с помощью лишь одной струны, работавшей на частоте 10 Гц.

Скорость и направление ветра измерялись специализированным метеокомплексом *Davis6152EU*, установленном на высоте 23 м над уровнем моря. Направление ветра дискретизировалось до 16 компасных румбов. Скорость ветра, измеренная на высоте 23 м, была приведена к стандартной высоте 10 м, с помощью логарифмического вертикального профиля скорости и нейтрального значения коэффициента сопротивления  $C_D = 1.5 \times 10^{-3}$ ,

$$U_{10} = \frac{U_z}{1 + \frac{\sqrt{C_D}}{\kappa} \ln(z/10)},$$

где  $U_{10}$  – скорость ветра на высоте 10 м,  $U_z$  – скорость ветра на высоте  $z = 23$  м,  $\kappa = 0.4$  – постоянная Кармана.

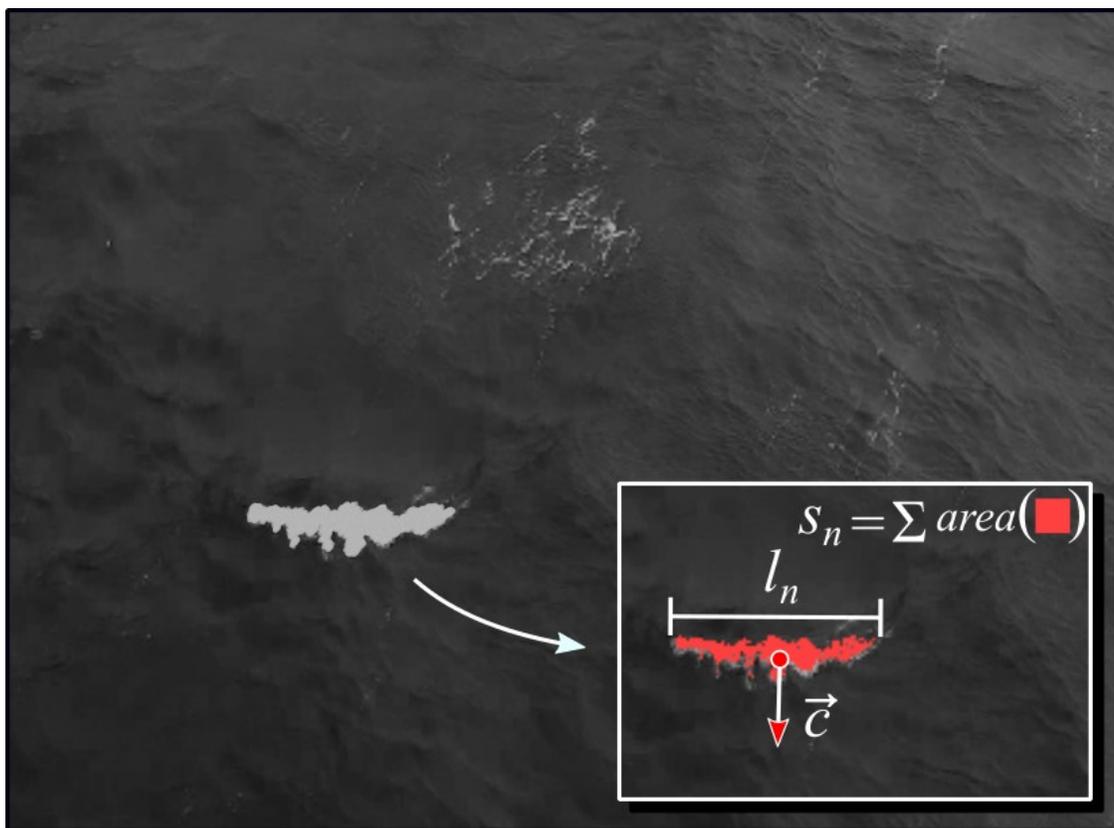


**Рис. 1** – Расположение океанографической платформы Морского Гидрофизического Института РАН и общий вид на измерительную аппаратуру.

Видеозапись морской поверхности осуществлялась видеокамерой *PanasonicHDC-HS900*. Камера устанавливалась на штатив который крепился к основанию платформы на высоте 11.4 м над уровнем моря. Диапазон вертикальных углов съемки составлял  $50^{\circ}$ – $60^{\circ}$  по отношению к горизонту, горизонтальный и вертикальный углы визирования объектива были равны  $54^{\circ}$  и

32°, соответственно. В рамках такой геометрии наблюдения съемки пространственное разрешение менялось от 1 до 2.5 см. Видеозаписи, выполненные с частотой 50 кадров в секунду были разрежены до частоты 25 кадров в секунду. Разрешение одного кадра составляло  $1920 \times 1080$  пикселей. Площадь наблюдаемой поверхности варьировала от 311 до 2700 м<sup>2</sup>.

Геометрические и кинематические параметры индивидуальных обрушающихся гребней, с которыми проводится дальнейшая работа, являются результатом применения алгоритма А. Миронова и В. Дулова к видеозаписям морской поверхности [26]. Особенностью данного алгоритма является динамический порог яркости изображения, при превышении которого данный участок изображения относится к пене. Порог определяется в автоматическом режиме исходя из формы функции плотности распределения вероятности яркости изображения. Важно отметить, что алгоритм нацелен на идентификацию активно обрушающихся гребней («барашков») и эффективно игнорирует пену, которая остается позади гребня. На завершающем этапе процедур обработки видеозаписей формируется массив данных, состоящий из следующих привязанных ко времени атрибутов каждого обнаруженного на поверхности индивидуального обрушения: средняя скорость прямолинейного движения – фазовая скорость – обрушающегося гребня, сумма площадей барашка за время его существования, средняя длина этого гребня и число кадров, на которых наблюдался индивидуальный барашек. Пример кадра с идентифицированным барашком и определением основных кинематических параметров обрушающегося гребня показаны на Рис. 2.



**Рис. 2** – Кадр видеозаписи морской поверхности с определением основных кинематических характеристик барашка.

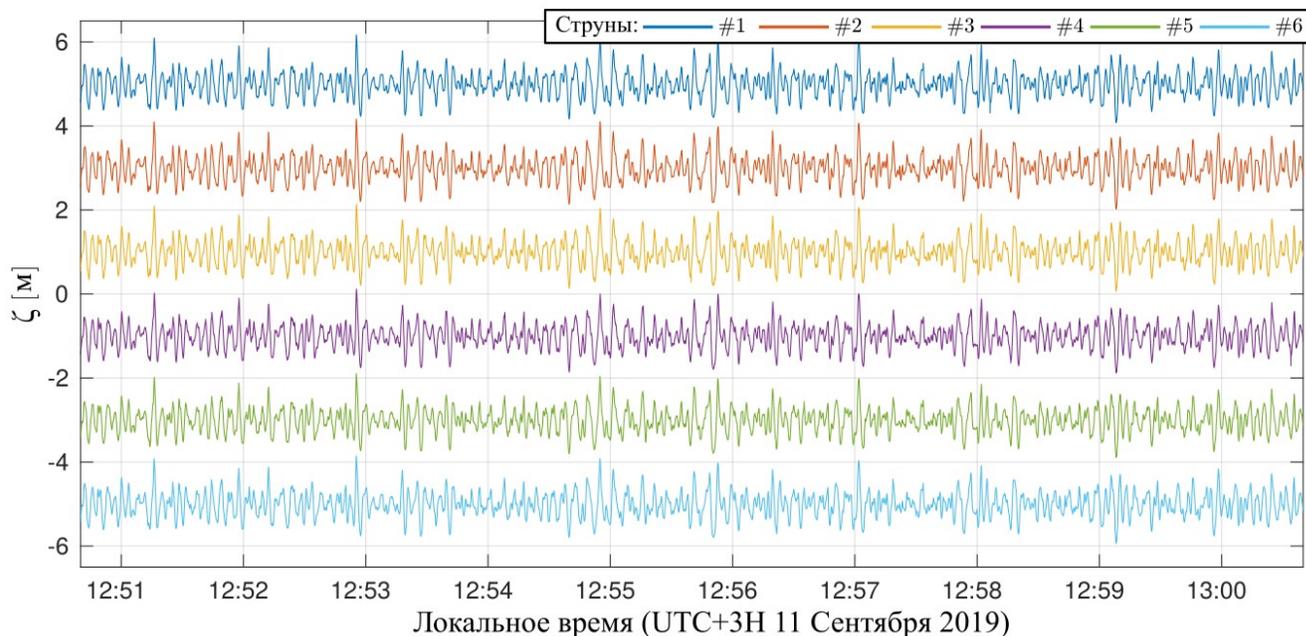
Таким образом, синхронизированные по времени данные о волнении, ветре и обрушении поверхностных волн позволяют оценить и проанализировать вместе ветровые условия, интегральные параметры и статистические характеристики обрушения доминантных волн.

Особенностью описанной базы данных измерений является наблюдение очень молодого волнения, представленного ветровыми волнами, распространявшимися с северных направлений и наложенными на проходящую с открытого моря длинную зыбь. Разгоны таких ветровых волн очень короткие, не более 1 км (см. Рис. 1). Здесь и далее мы будем называть условия, при которых наблюдались такие волны, как условия *береговых ветров*. Остальные наблюдения будем называть как наблюдения, выполненные в условиях *ветра с моря*.

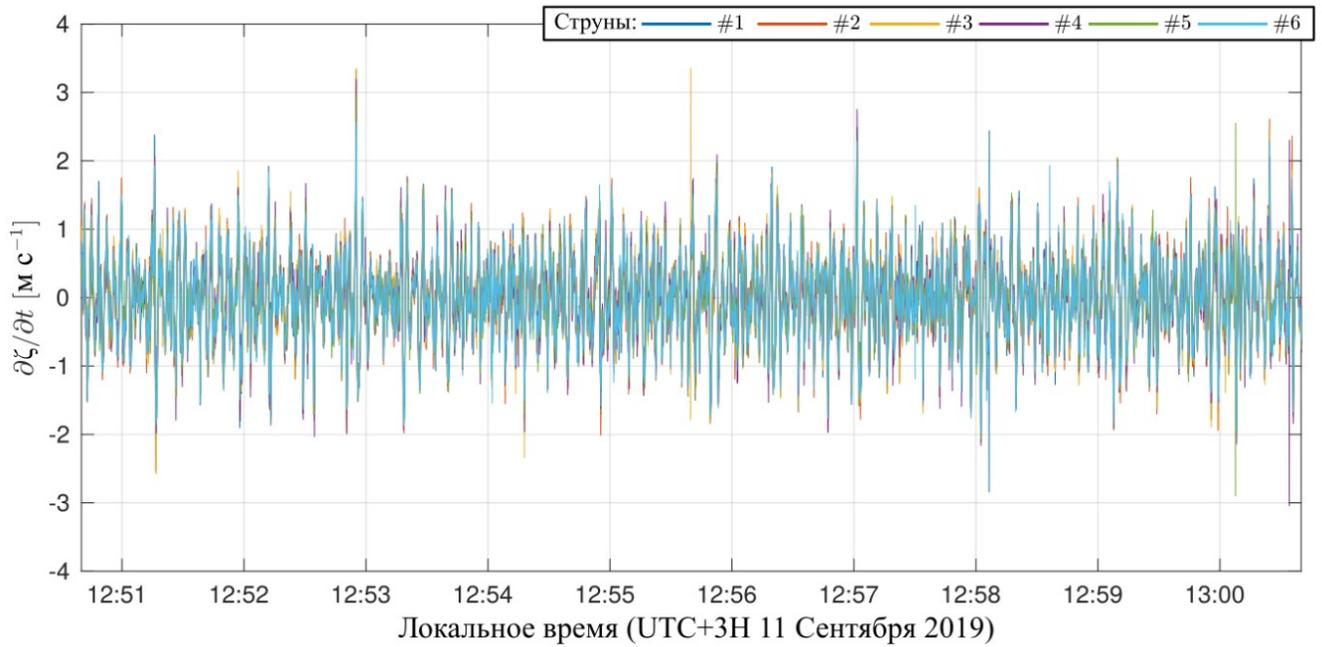
## 2.2 Оцениваемые параметры

### 2.2.1 Обработка волнограмм и спектры волнения

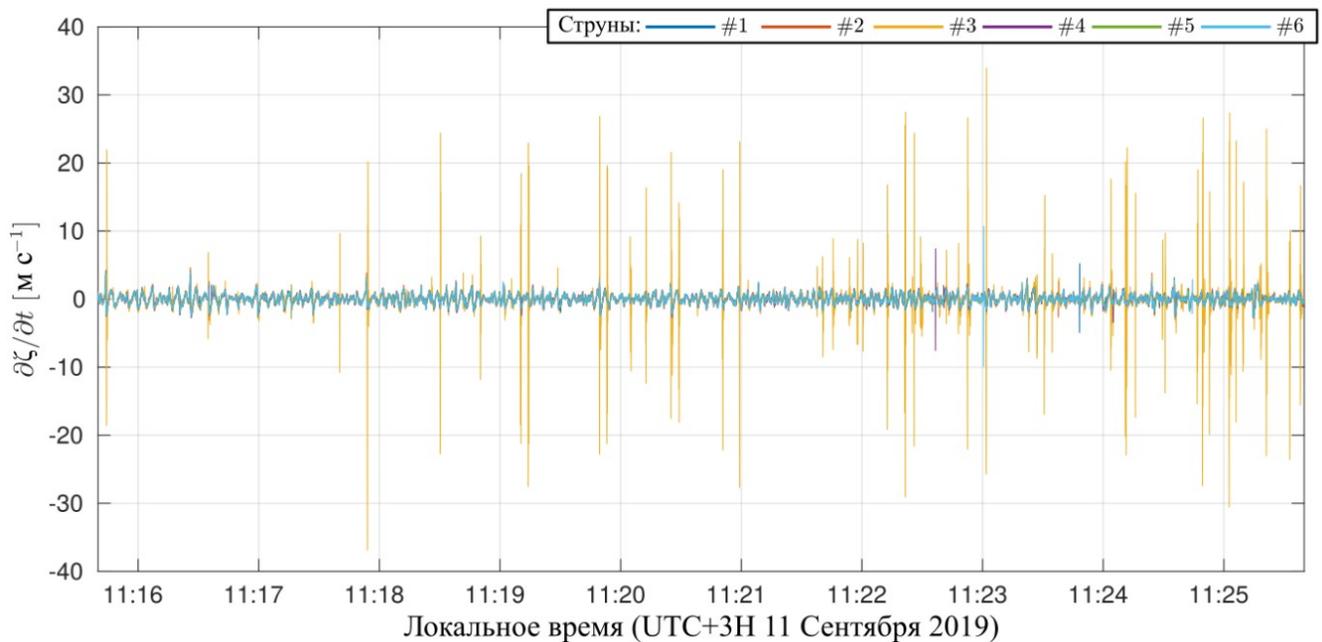
Перед использованием, временные ряды возвышений свободной поверхности – волнограммы – проверялись на наличие регулярных значительных выбросов, которые способны существенно исказить оценки функций спектральной плотности – спектров волн. Для идентификации значительных выбросов по возвышению свободной поверхности (см. Рис. 3) рассчитывались временные ряды вертикальной скорости (см. Рис. 4). При наличии коротких, но регулярных выбросов вертикальная скорость по показаниям данной струны испытывает колебания неприемлемой амплитуды, пример чего приведен на Рис. 5. Такие струны, будучи обнаруженными, исключались из дальнейшего анализа.



**Рис. 3** – Пример записи возвышений свободной поверхности каждой из струн решетки волнографов 11 Сентября 2019 года.



**Рис. 4** – Пример «хороших» временных рядов вертикальной скорости, рассчитанных по записям волнографов из Рис. 3.



**Рис. 5** – Пример временных рядов вертикальной скорости, рассчитанной для другого промежутка времени 11 Сентября 2019 года. Невооруженным глазом видны регулярные выбросы в показаниях третьей струны.

Измеренный временной ряд можно проанализировать как отдельную запись или как несколько временных сегментов, следующих друг за другом. Сегментация данных с сегментами, перекрывающимися друг друга, уменьшает статистические неопределенности (т. е. доверительные интервалы). Сегментация мотивирована имитацией ансамблевого осреднения оценок функций спектральной плотности. Оценки, получающиеся при использовании перекрывающихся друг друга на 50% сегментов, располагают лучшими статистическими свойствами при фиксированном частотном разрешении, чем оценки, получаемые без сегментации данных [43]. Однако сегментация данных приводит к «утечке» (от англ. leakage) спектральной плотности, поскольку для воспроизведения более коротких сегментированных подзаписей необходимо меньше частот Фурье (спектральное разрешение уменьшается). Для большинства приложений данных о волнении, эффекты спектральной утечки эффекты малы по сравнению со спектральными доверительными интервалами. Для коррекции эффекта утечки используются техники коррекции исходного сигнала путем пропускания его через функциональное окно. В литературе много примеров спектральных окон, каждое из которых имеет свои достоинства и недостатки, но наиболее употребительными окном в приложении к поверхностному волнению является окно Хеннинга,

$$W(t) = \sqrt{\frac{8}{3}} \sin^2\left(\frac{\pi}{T}t\right),$$

где  $t$  – время,  $T$  – длительность сегмента. Коэффициент  $\sqrt{8/3}$  необходим для сохранения дисперсии исходного сигнала. Исходный сигнал домножается на эту функцию, после чего считается, что эффекты спектральной утечки сведены до возможных пределов к минимуму.

Одномерные или «всенаправленные» функции спектральной плотности возвышений свободной поверхности (или просто спектры волн),  $S(f)$ , получают по измерениям возвышений свободной поверхности,  $\zeta(t)$ , одной произвольной

струны. Оценки спектральной плотности для каждого  $k$ -того сегмента определяются из квадрата модуля преобразования Фурье сигнала по формуле [44],

$$S_k(f) = \frac{1}{T} \left| \int_0^T \zeta(t) e^{-2\pi i f t} dt \right|^2,$$

так что оценка спектра волн, полученная для данной реализации представляет среднюю между сегментами,

$$S(f) = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M S_k(f),$$

где  $M$  – число сегментов. Интеграл в формуле для спектра  $S_k(f)$  как правило реализован в виде программного пакета, выполняющего операцию Быстрого преобразования Фурье.

Кажется признанным то обстоятельство, что нет одного универсального метода для оценки направленного (углового или двумерного) спектра волнения,  $S(f, \varphi)$ , который содержит информацию не только о плотности энергии волнения в определенной полосе частот шириной  $df$ , но также о плотности энергии в диапазоне направлений  $d\varphi$ . Некоторые методы являются слишком простыми, и не способны дать детальную информацию о спектральном составе волнового поля в условиях сосуществования многих систем волн; в основе других лежат определенные предположения о статистических свойствах волновых полей, которые не всегда соответствуют реальности; наконец, остальная группа методов характеризуется большим объемом вычислений необходимых для получения оценок  $S(f, \varphi)$  [45]. Эффективность того или иного метода оценки углового спектра устанавливается *a posteriori*. В этой работе сравнивались два метода оценки угловых спектров: метод аппроксимации усеченным рядом Фурье (метод триплета или триплет-анализ) [46] и метод расширенного принципа максимальной энтропии (ЕМЕР от англ. Extended Maximum Entropy Principle) [47].

Если представить угловой спектр в виде,

$$S(f, \phi) = C(f)D(f, \phi), \quad (1)$$

где  $D(f, \phi)$  функция углового распределения, удовлетворяющая условию,

$$\int_0^{2\pi} D(f, \phi) d\phi = 1, \quad (2)$$

так что  $C(f)$  является всенаправленным спектром  $S(f)$  введенным выше, то различие между всеми методами оценки спектра  $S(f, \phi)$  заключается в способе нахождения распределения  $D(f, \phi)$ .

*Метод триплета.* В методе аппроксимацией усеченным рядом Фурье угловой спектр представляется в виде суммы первых пяти членов дискретного ряда Фурье,

$$S(f, \phi) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^2 (a_n \cos n\phi + b_n \sin n\phi),$$

или, переписывая в форме подобной (1),

$$S(f, \phi) = C_{\zeta\zeta} D(f, \phi),$$

где

$$C_{\zeta\zeta} = C(f) = \pi a_0, \quad (3)$$

$$D(f, \phi) = \frac{1}{\pi} \left[ \frac{1}{2} + \sum_{n=1}^2 r_n \cos(n(\phi - \phi_n)) \right]$$

и

$$r_n = \frac{\sqrt{a_n^2 + b_n^2}}{a_0}, \quad (4)$$

$$\phi_n = \frac{1}{n} \arctan \left( \frac{b_n}{a_n} \right), \quad (5)$$

где  $\phi_1$  и  $\phi_2$  – среднее и главное направление волн, соответственно.

Первые пять коэффициентов Фурье,  $a_0, a_1, a_2, b_1, b_2$ , рассчитываются из оценок функций спектральной плотности измеренных временных рядов,

$$S_{jk}(f) = C_{jk}(f) - iQ_{jk}(f),$$

где  $C(f)$  – ко-спектр,  $Q(f)$  – квадратурный спектр,  $j, k$  принимают значения 1, 2, 3 и соответствуют переменным, спектры которых используются (возвышение, наклон, ускорение).

Решетка струнных волнографов измеряет возвышение морской поверхности на заданной пространственной сетке. При наличии измерений от трех или более струн волнографа становится возможным оценить форму поверхности с точностью до линейных членов, а именно: мгновенные значения возвышения свободной поверхности по данным трех или более струн аппроксимируются плоскостью методом наименьших квадратов, что дает оценки наклонов поверхности в направлении север-юг,  $\zeta_y$ , и запад-восток,  $\zeta_x$ , и среднего возвышения поверхности,  $\zeta$ . Вместо возвышения, наклона и ускорения из этих характеристик можно оценить выше описанные параметры [46],

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{C_{\zeta\zeta}}{\pi}, \\ a_1 &= \frac{Q_{\zeta\zeta_x}}{\pi k}, \\ b_1 &= \frac{Q_{\zeta\zeta_y}}{\pi k}, \\ a_2 &= \frac{C_{\zeta\zeta} - C_{\zeta_x\zeta_x}}{\pi k^2}, \\ b_2 &= \frac{2C_{\zeta_x\zeta_y}}{\pi k^2}, \end{aligned}$$

где

$$k^2 = \frac{C_{\zeta_x\zeta_x} + C_{\zeta_y\zeta_y}}{C_{\zeta\zeta}}.$$

Рассчитав эти параметры можно с помощью формул (3–5) получить оценку спектра (1).

*Метод ЭМЕР.* Основная идея метода состоит в максимизации функционала энтропии в форме Шеннона, заданного для углового распределения,

$$H(D) = - \int_0^{2\pi} D(f, \phi) \ln [D(f, \phi)] d\phi. \quad (6)$$

Максимизация этого функционала выполняется с дополнительными условиями, накладываемыми на воспроизводимые коэффициенты усеченного ряда Фурье, а так же с условием нормировки функции углового распределения (2).

Выражение для  $D(f, \phi)$ , которая удовлетворяет этим условиям и максимизирует выражение (6), имеет достаточно громоздкий вид [47], поэтому мы не будем приводить его здесь, а скажем лишь, что процедура расчета угловых спектров волнения этим методом реализована в виде программного кода, находящегося в свободном доступе [48].

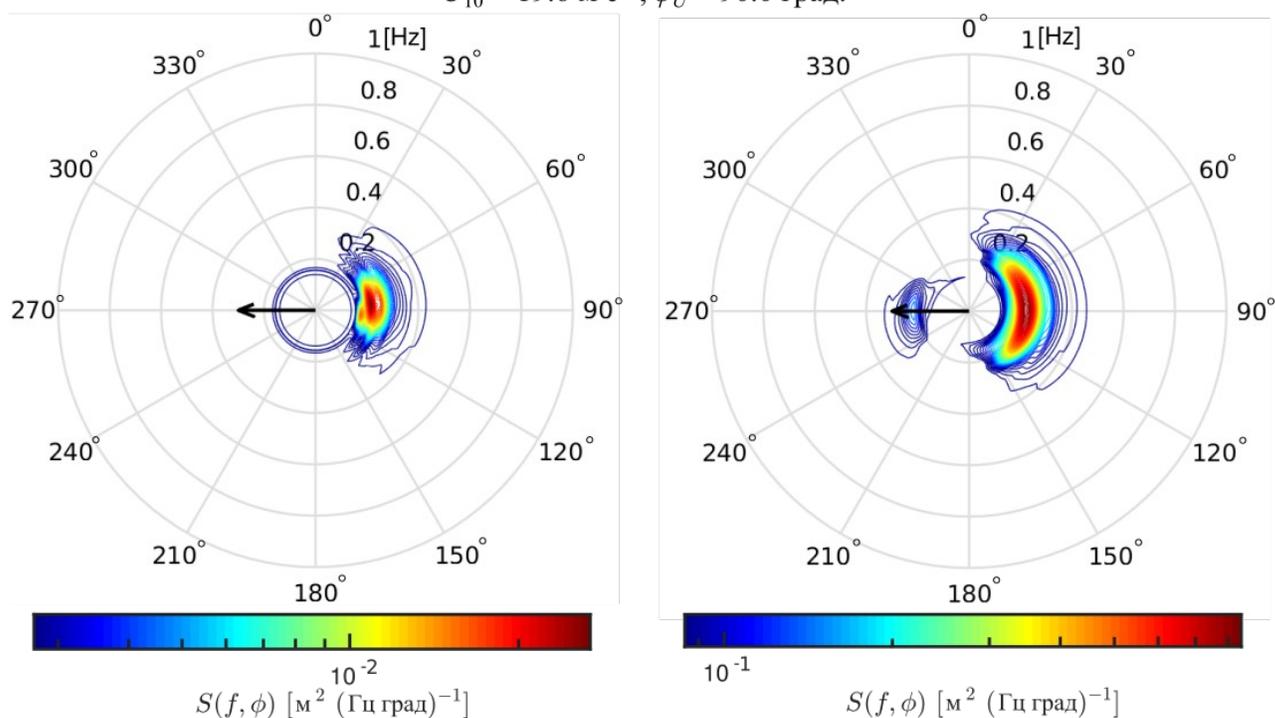
Несмотря на то что метод ЕМЕР имеет высокое разрешение по направлению, известно, что его оценки располагают бимодальной формой углового спектра на высоких частотах, которая часто является отражает действительности [49], но не всегда [45]. Поскольку мы имеем дело с доминантными волнами, оправдано полагать, что подобный вопрос бимодальности нас не касается.

На Рис. 6 приведены примеры направленных спектров, оценки которых были получены двумя описанными методами. Как видно из этой сравнительной картины, метод ЕМЕР располагает лучшим разрешением по направлению, чем спектр, полученный в результате триплет-анализа. Низкая энергия, распределенная по всем направлениям на высоких частотах, по-видимому является артефактом метода, и навряд ли несет информацию о действительном угловом распределении высокочастотных волн. В спектре, полученном с помощью методом триплета, наблюдается энергия на направлениях диаметрально противоположных направлению ветра, что обозначает присутствие волн, распространяющихся против ветра. Частота этих волн совпадает с частотой волн основного энергонесущего пика, так что суперпозиция этих двух систем волн, должна проявляться на поверхности в виде стоячей волны. В некоторых спектрах,

построенных этим же методом наблюдалась схожая картина. Заметим, это весьма необычная ситуация для поля поверхностных волн, наблюдающегося в природе, и, в частности, для данной акватории Черного моря, поскольку поверхностные волны практически всегда приходят с юго-восточных или северо-восточных румбов. Судя по записям в журнале, которые делали коллеги из Морского гидрофизического института в период проведения своих измерений, поле ветровых волн в это время и в промежутки времени, характеризующиеся схожим спектром, напоминающим ситуацию стоячих волн, поле ветровых волн было достаточно простым, ничем не похожим на суперпозицию двух систем волн, распространяющихся в противоположных направлениях. Следовательно, подобная бимодальность спектра триплет-анализа, по-видимому, является вычислительным артефактом. Причина, такого поведения спектра, скорее всего, заключается в качестве данных волнографа. Поскольку спектры, построенные методом ЕМЕР, не обнаруживали такой явной бимодальности и в преобладающем большинстве случаев согласовывались с записями в журнале коллег о качественной картине поля волн, можно предположить, что этот метод является более устойчивым к ошибкам во входных данных, и по этой причине было решено пользоваться методом ЕМЕР как основным при оценке угловых спектров волнения.

12-Sep2019 10:15-10:45 (UTC+3H)

$U_{10} = 19.6 \text{ м с}^{-1}$ ,  $\varphi_U = 90.0 \text{ град.}$



**Рис. 6** – Примеры угловых спектров для одного и того же интервала времени, рассчитанные (слева) методом EMER и (справа) методом триплета. Стрелки указывают направление ветра.

### 2.2.1 Интегральные параметры волн

Вне зависимости от того каким количеством пиков располагает одномерный спектр волнения (одни или два), было решено рассматривать только случаи с выраженными ярко спектральными пиками и игнорировать спектры с размытыми областями пика. В большинстве случаев волнение могло быть охарактеризовано как смешанное, т. е. волновое поле являлось суперпозицией ветровых волн и зыби. Для определения границы между зыбью и ветровыми волнами в частотном пространстве использовался метод, предложенный авторами [50]. Согласно этому методу зыбью считается часть одномерного спектра, которая находится ниже

уровня теоретического спектра  $\propto f^{-4}$  для равновесного интервала ветровых волн [51].

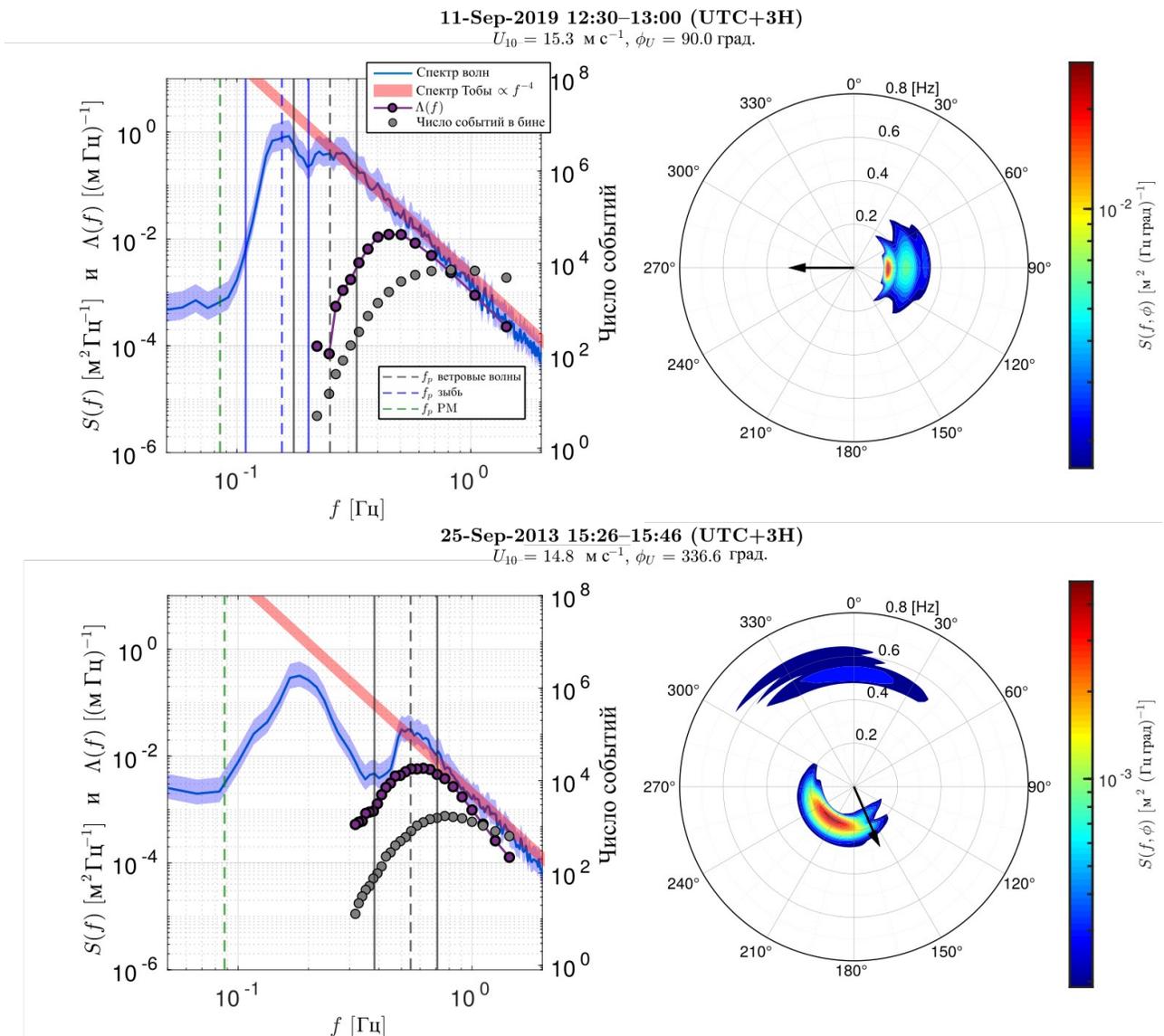
Примеры всенаправленных и угловых спектров волнения приведены на Рис. 7, где также отмечена частота Пирсона-Московица для обозначения состояния полностью развитого волнения [52]. Из одномерного спектра на 11 сентября 2019 г. видно, что системы ветровых волн и зыби находятся достаточно близко друг к другу в частотном пространстве и плохо разделимы. Если обратиться к соответствующему угловому спектру, то видно, что эти две системы волн распространяются в одном направлении. Как обнаруживается при построении спектров, в нашем массиве данных все сосуществующие системы ветровых волн и зыби плохо разделяются как по частоте, так и по направлению. В типичных условиях берегового ветра, как например 25 сентября 2013 г., в одномерном спектре ветровая система и зыбь значительно разнесены как по частоте, так и по направлению.

Свойства поля доминантных волн в этой работе описываются в терминах интегральных параметров: частоты спектрального пика,  $f_p$ , и дисперсии (энергии),  $e_p$ . Частота пика ветровых волн, которые находятся в суперпозиции с зыбью в условиях ветра с моря, определялась как частота пересечения оценки всенаправленного спектра со спектром Й. Тобы для равновесного интервала. В условиях береговых ветров определялась вручную.

В настоящей работе, следуя [40–42, 53], мы полагаем, что доминантные волны содержатся в узкой полосе частот, т. е.  $f_p(1 - \delta) < f < f_p(1 + \delta)$ , где  $\delta = 0.3$ , что является диапазоном близким к области «усиления» спектра ветровых волн JONSWAP [54]. Следовательно, энергия доминантных волн определяется как,

$$e_p = \int_{f_p(1-\delta)}^{f_p(1+\delta)} S(f)df, \quad (7)$$

где  $S(f)$  – одномерный спектр волнения.



**Рис. 7 – (левая колонка)** Одномерный спектр волн,  $\Lambda(f)$  и распределение числа событий вместе с **(правая колонка)** угловыми спектрами, оцененными методом ЕМЕР, для одного случая в условиях ветра с моря 11 Сентября 2019 г. и в условиях берегового ветра 25 Сентября 2013 г. Вертикальные цветные линии обозначают диапазоны спектральных пиков. Полупрозрачный синий цвет обозначает 95% доверительные интервалы оценки одномерного спектра. Частота  $f_p$  РМ обозначает частоту Пирсона-Московица. В правой колонке стрелки указывают направление ветра. Эти два случая отмечены серыми полупрозрачными областями на Рис 9.

Если ветровые волны и волны зыби плохо делимы в спектральном пространстве, что имеет место во всех случаях, когда ветер дует с моря, область интегрирования в (7) становится «загрязненной» энергией волн зыби. Как было упомянуто выше, просмотр спектров смешанного волнения в условиях ветра с моря показал слабую разделяемость систем волн по частоте и направлению. Для смягчения эффекта «загрязненности» энергии, т. е. для избежания ее переоценки, мы осуществили одномерную вариацию идеи спектрального разделения систем волн, описание которой дано в Приложении А. После применения этой процедуры выражение (7) использовалось для оценки энергии доминантных ветровых волн.

Из  $f_p$  и  $e_p$  могут быть получены дополнительные интегральные параметры, характеризующие доминантные волны. Мы будем обращаться к обратному возрасту волн,

$$\alpha = \frac{U_{10}}{c_p},$$

где  $c_p$  – фазовая скорость спектрального пика, и к значимой крутизне доминантных волн (или просто крутизне) [40],

$$\epsilon_p = \frac{H_p k_p}{2},$$

где  $H_p = 4\sqrt{e_p}$ , и  $k_p$  – волновое число спектрального пика

Для перевода полосы частот в диапазон фазовых скоростей волн используется дисперсионное соотношение  $\omega = \omega(k)$  в приближении коротких поверхностных гравитационных волн, которое выполняется достаточно хорошо в месте расположения платформы,

$$\omega^2 = gk, \tag{8}$$

где  $\omega = 2\pi f$  – угловая частота,  $g$  – ускорение свободного падения,  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число.

Дополнительно оценивается направление распространения доминантных волн,

$$\phi_p = \frac{\int \phi S(f_p, \phi) d\phi}{\int S(f_p, \phi) d\phi},$$

где  $S(f, \phi)$  – угловой спектр волнения.

### 2.2.2 Статистические параметры обрушения волн

Удобной мерой для статистического описания поля поверхностных обрушающихся волн является распределение  $\Lambda(c)$ , предложенное О.М. Филлипсом [55]. Это распределение определяется таким образом, что  $\Lambda(c)dc$  имеет смысл суммарной длины обрушающихся волновых фронтов, движущихся со скоростями в диапазоне  $(c, c + dc)$ , отнесенной к поверхности единичной площади. Тогда, величина,

$$L = \int \Lambda(c)dc, \quad (9)$$

есть полная длина обрушающихся гребней всех масштабов на поверхности единичной площади.

Некоторые моменты  $\Lambda(c)$  имеют особую физическую интерпретацию и, следовательно, могут быть использованы как индивидуальные количественные характеристики, описывающие поле обрушающихся поверхностных волн. В этой работе мы ограничимся рассмотрением только нулевого (9) и первого момента, последний из которых определяется как:

$$R = \int c\Lambda(c)dc, \quad (10)$$

и представляет собой число обрушающихся гребней всех масштабов, проходящих через данную точку на поверхности воды в единицу времени или, другими словами, частота прохождения обрушающихся гребней всех масштабов через фиксированную точку на поверхности.

Доля поверхности моря, покрытая пеной от обрушений имеет выражение в терминах  $\Lambda(c)$ , предложенное О.М. Филлипсом [55]. В данной работе основное внимание уделяется площади поверхности моря, которая покрыта *только обрушающимися гребнями* – барашками («этап А» обрушения волны [56] или «динамическая пена» [23], пена от гребней [57]). Эти гребни, в отличие от пенного следа («этап В» обрушения волны [56], «статическая пена» [23], пена от полосовых структур [57]), остающегося позади барашков, имеют непосредственное отношение к диссипации волновой энергии. Соответствующая доля поверхности моря, покрытая барашками, не может быть определена чисто в терминах распределения  $\Lambda(c)$ , если не делать каких-то дополнительных предположений или допущений. С помощью видеосъемки морской поверхности и подходящего алгоритма детектирования обрушающихся гребней эта величина может быть оценена напрямую из измерений.

В манере схожей с понятием  $\Lambda(c)$ , определим распределение  $q(c)$  так, что  $q(c)dc$  имеет смысл доли поверхности моря, которая покрыта обрушающимися гребнями, движущимися со скоростями в диапазоне  $(c, c + dc)$ . Тогда, полная доля поверхности моря, покрытая барашками любых масштабов есть:

$$Q = \int q(c)dc. \quad (11)$$

Среди параметров, описывающих статистические свойства обрушения доминантных волн, вероятность обрушения,  $P_p$ , привлекла наибольшее внимание в литературе. Под вероятностью обрушения понимается вероятность того, что обрушающийся гребень пройдет через данную точку на поверхности моря. Работы [39–41], были первыми, которые получили экспериментальные оценки этой статистической величины. Хороший обзор актуальных данных, на момент публикации, по обрушению доминантных волн можно найти в [40]. Помимо рассмотрения соизменчивости  $P_p$  и крутизны волн авторы [40, 41] также изучили

влияние стадии развития волнения, сдвига поверхностной скорости и конечности глубины на оцениваемую вероятность обрушения.

Авторы [42] первые ввели определение вероятности,  $P$ , в терминах  $\Lambda(c)$ ,

$$P = \frac{\int c\Lambda(c)dc}{\int c\Pi(c)dc} = \frac{R}{\tilde{R}}, \quad (12)$$

где  $\Pi(c)dc$  – сумма длин гребней наблюдаемых волн, движущихся с фазовыми скоростями в диапазоне  $(c, c + dc)$ , отнесенная к единице площади поверхности. В числителе и знаменателе выражения (4) распределения  $\Lambda(c)$  и  $\Pi(c)$  домножаются на детерминированную переменную  $c$ . Можно утверждать, что более упрощенная форма выражения (12) может содержать только нулевые моменты упомянутых распределений,

$$P = \frac{\int \Lambda(c)dc}{\int \Pi(c)dc} = \frac{L}{\tilde{L}}, \quad (13)$$

где  $\tilde{L}$  – суммарная длина гребней волн, обнаруживающихся на поверхности единичной площади. Выражение (12) можно рассматривать как «временную» интерпретацию вероятности, поскольку входящие в него первые моменты распределений имеют единицы измерения  $[c^{-1}]$ , а выражение (13) – как «пространственную» интерпретацию из-за единиц измерения нулевых моментов  $[m^{-1}]$ . Эти интерпретации эквивалентны друг другу и дают один и тот же ответ. Мы воспользуемся вариантом (13) при расчете вероятности.

По определению,  $\Lambda(c)$  содержит информацию об угловом распределении обрушающихся гребней, но в настоящей работе мы не будем рассматривать распределение барашков по направлениям своего распространения, и по этой причине будем пользоваться интегрированным по направлениям аналогом  $\Lambda(c)$  распределения. В этом случае вектор  $c$  можно заменить на скалярную величину  $c$  и  $\Lambda(c)$  на  $\Lambda(c)$ .

Здесь мы заметим, для того чтобы соотнести характеристики обрушения волн с интегральными параметрами самих волн, нужно установить связь между наблюдаемыми барашками и волнами, которые эти барашки порождают. Достаточно естественно представить скорость движения барашка,  $c_{\text{brk}}$ , пропорциональной фазовой скорости самой волны, т.е.  $c_{\text{brk}} = ac$ . Несмотря на то, что обрушающиеся гребни по-видимому движутся со скоростью немного меньшей, чем породившие их волны, как следует из некоторых лабораторных измерений [58–60], которые дают диапазон  $a = [0.7, 0.9]$ , мы принимаем нейтральное значение  $a = 1$ , поскольку о точном соотношении скоростей барашек-волна в реальных условиях мало что известно, и вообще не исключено, что это соотношение может меняться как во времени так и в пространстве. Так, во всех формулах далее  $c$  обозначает одновременно фазовую скорость барашка и породившей его волны.

Таким образом, используя дисперсионное соотношение (8), мы записываем статистические параметры обрушения (9, 11, 13) для доминантных волн, оценка которых и стоит основной задачей этой работы:

$$L_p = \int_{c_p/(1+\delta)}^{c_p/(1-\delta)} \Lambda(c) dc, \quad Q_p = \int_{c_p/(1+\delta)}^{c_p/(1-\delta)} q(c) dc, \quad P_p = \frac{L_p}{\tilde{L}_p}, \quad (14)$$

где

$$\tilde{L}_p = \int_{c_p/(1+\delta)}^{c_p/(1-\delta)} \Pi(c) dc.$$

Выражение для  $\Pi(c)$  было получено авторами [53] из соображений размерности, которые приводят к  $\Pi(c) = g/(2\pi c^3)$ . Несложно показать, что  $\tilde{L}_p = 2\delta/\lambda_p$ , которое при  $\delta = 0.3$ , сводится к  $\tilde{L}_p = 0.6/\lambda_p$ . Эта форма  $\tilde{L}_p$  получена в предположении узкости углового распределения доминантных волн. Авторы [53], ссылаясь на результаты наблюдений [42], заключили, что возможный фактор, учитывающий угловое распределение волн спектрального пика близок к единице, хотя, как они

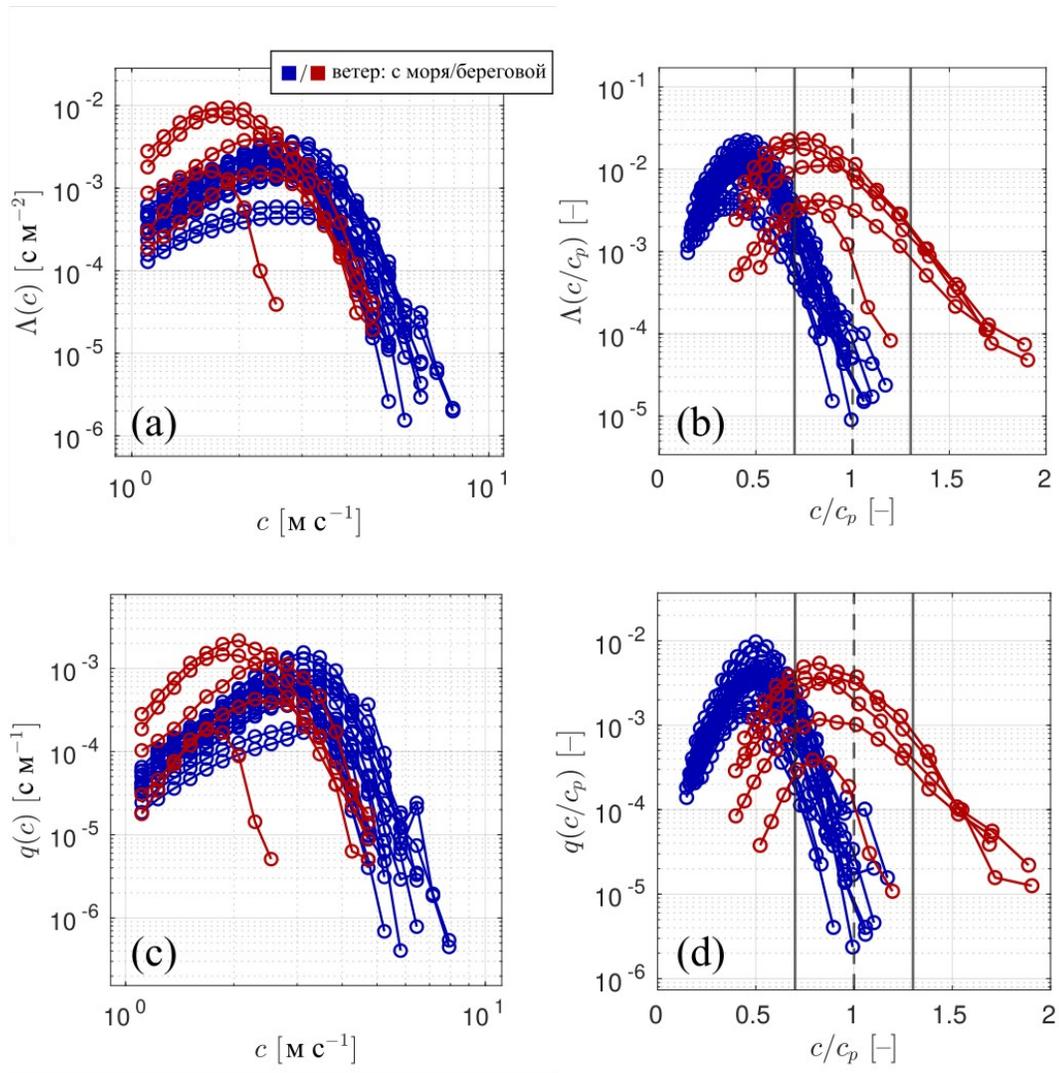
утверждали, этот результат может быть специфическим для рассмотренных ими данных наблюдений.

Для расчета параметров обрушения доминантных волн по выражениям (14) необходимо иметь оценки распределений  $\Lambda(c)$  и  $q(c)$ . Эти оценки можно получить, исходя из определения этих распределений как средних по серии кадров,

$$\begin{bmatrix} \Lambda(c_j) \\ q(c_j) \end{bmatrix} = \frac{1}{AN_{fr}\Delta c} \begin{bmatrix} \sum l_n(c_j | c_j - \Delta c/2 \leq c_j \leq c_j + \Delta c/2) \\ \sum s_n(c_j | c_j - \Delta c/2 \leq c_j \leq c_j + \Delta c/2) \end{bmatrix} \quad (15)$$

где  $l_n$  и  $s_n$  – длина и площадь барашка в данном кадре,  $A$  – обзриваемая площадь,  $N_{fr}$  – число кадров, занимающих данный интервал времени и  $\Delta c$  ширина интервала фазовых скоростей. Суммирование в (15) производится по индивидуальным событиям обрушения и кадрам, в которых данный барашек наблюдается. Допуская несовершенство алгоритма детектирования обрушающихся гребней, мы принимаем значения распределений  $\Lambda(c)$  и  $q(c)$  равными нулю в тех «бинах», в которых число событий обрушения волн спектрального пика меньше пяти.

Примеры распределений  $\Lambda(c)$ , выраженных в терминах  $f$  с помощью (8) как  $\Lambda(f) = f/(2\pi f^2)\Lambda(c)$ , показаны на Рис. 7 вместе с распределением числа обрушений по расчетным бинам фазовой скорости. Отдельно, распределения  $\Lambda(c)$  и  $q(c)$  для каждого временного интервала в Таблице 1 и 2 (см. Приложение В) показаны на Рис. 8. Мы вернемся к этим распределениям в следующем разделе.



**Рис. 8** – (а, б) Распределения  $\Lambda$  по скоростям  $c$  и  $c/c_p$ , где  $c_p$  – фазовая скорость спектрального пика. (с, д) То же, но для распределения  $q$ .

### 2.3 Деление данных по интервалам времени и отбор этих интервалов

В условиях ветра с моря интегральные параметры и статистические характеристики обрушения доминантных волн рассчитывались в последовательных интервалах времени, длительность которых составляла от 25.5 до 30 минут.

При береговых ветрах, поскольку разгоны довольно короткие, представлялось возможным запечатлеть разнообразие установившихся состояний поля обрушающихся доминантных волн, при условии достаточного времени ожидания. Последнее утверждение требует количественного уточнения.

Согласно теории подобия ветрового волнения, развитие волн подчиняется степенным законам роста в условиях ограниченного разгона,

$$\tilde{f}_p = \xi_x \tilde{x}^{-q_x}, \quad \tilde{e} = \epsilon_x \tilde{x}^{p_x}, \quad (16)$$

или в условиях ограниченного времени действия ветра,

$$\tilde{f}_p = \xi_t \tilde{t}^{-q_t}, \quad \tilde{e} = \epsilon_t \tilde{t}^{p_t}, \quad (17)$$

где  $\tilde{e} = eg^2/U_{10}$ ,  $\tilde{f}_p = f_p U_{10}/g$ ,  $\tilde{t} = tg/U_{10}$ ,  $\tilde{x} = xg/U_{10}$  – безразмерные энергия волнения, частота спектрального пика, продолжительность действия ветра, разгон волн отсчитываемый от береговой линии, соответственно [61]. Эти выражения описывают идеализированные условия: развитие волнения в условиях ограниченного действия ветра в безбрежном океане и развитие в условиях ограниченного разгона при стационарном поле ветра.

Из этой теории также известно, что поверхность моря в данный момент времени может быть разбита на две области: первая область является прилегающей к подветренному берегу, в которой статистические характеристики поля волн зависят только от разгона и не зависят от продолжительности действия ветра, а вторая мористая область является той, где характеристики поля ветровых волн, наоборот, зависят от продолжительности действия ветра и не зависят от разгона [61]. В первой области развитие волн происходит в условиях ограниченного разгона, а во второй – в условиях ограниченной продолжительности действия ветра. Первая область при стационарном ветровом поле является непрерывно расширяющейся в пространстве, а вторая – сужающейся. Граница между данными областями носит название *фронта установившегося волнения*. Из сказанного следует, что установившееся состояние

волнового поля в фиксированной точке на поверхности моря достигается, когда через эту точку пройдет фронт установившегося волнения. Время,  $t$ , необходимое фронту, чтобы дойти от берега до фиксированной точки на поверхности, скажем, где располагается океанографическая платформа, расстояние до которой  $x$ , от берега известно, согласно [62], может быть оценено:

$$\tilde{t} = \frac{4\pi\xi_x}{R_x(1 - q_x)} \tilde{x}^{1-q_x}, \quad (18)$$

где  $\tilde{t} = tg/U_{10}$ ,  $U_{10}$  – скорость ветра на высоте 10 м,  $\{\xi_x, R_x, q_x\}$  – набор эмпирических констант для развития волнения в условиях ограниченного разгона и  $\tilde{x} = xg/U_{10}^2$ .

Разгоны типичных ветровых волн, распространяющихся из Голубого залива, составляют от 600 до 800 м. Заимствуя численные значения эмпирических констант  $\xi_0 = 2.41$ ,  $R_x = 0.76$ ,  $q_x = 0.275$  [62], подставляя типичный диапазон скоростей береговых ветров  $U_{10} = 8\text{--}18$  м с<sup>-1</sup> и разгонов  $x = 600\text{--}800$  м с помощью выражения (18), разрешенного относительно  $t$ , можно получить нижнюю  $t_l = 15$  мин и верхнюю  $t_u = 25$  мин оценку времени, которое необходимо фронту установившегося волнения, чтобы достигнуть океанографической платформы. Таким образом, из этой простой арифметики следует, что для измерения установившегося состояния ветрового поля в условиях береговых ветров не только необходима стационарность ветрового поля в период самого измерения, но и перед фактическим измерением тоже. Величины  $t_l$  и  $t_u$  определяют нижнюю и верхнюю границы длительности временного интервала, предшествующего измерению, в котором требуется стационарность ветровых условий, для гарантии достижения ветрового поля установившегося состояния. В условиях береговых ветров длительность временных интервалов измерений, которые удовлетворяли описанным выше условиям, составляла от 15 до 20 мин.

Для того чтобы не работать с данными слабо обеспеченными событиями обрушений и с данными с сильно нестационарными ветровыми условиями, было принято решение сохранить лишь те временные интервалы, в пределах которых

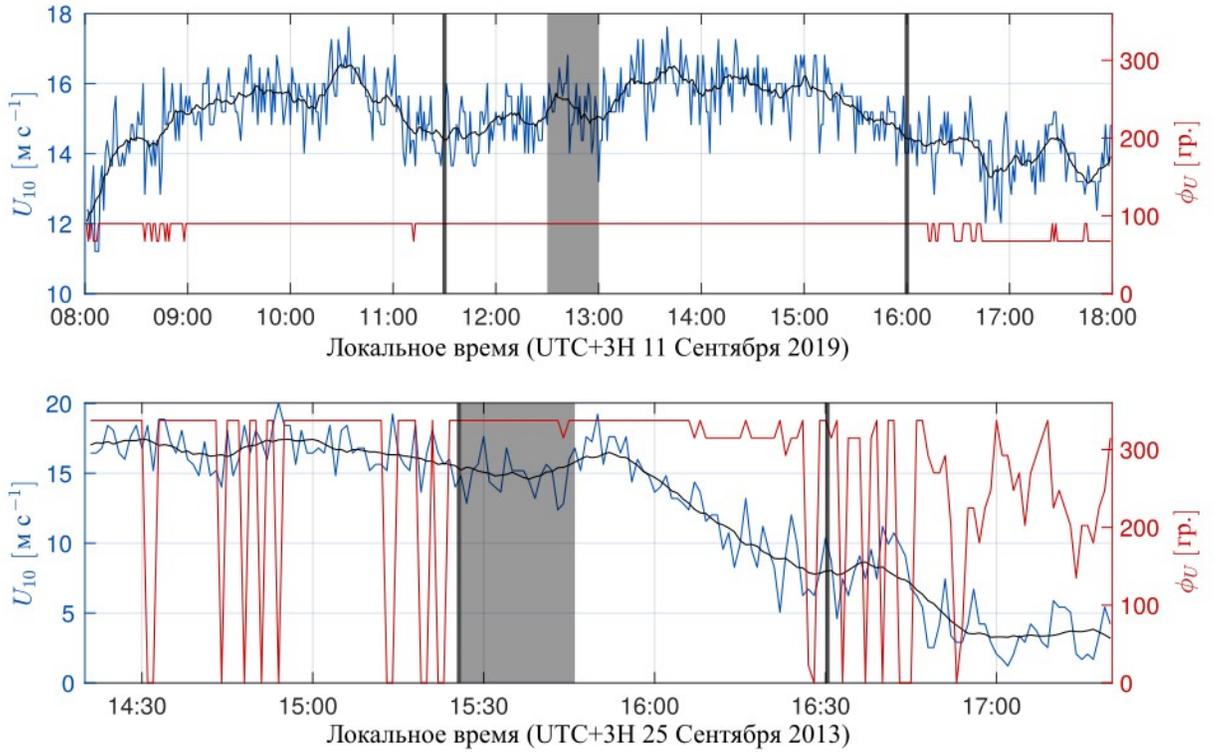
(i) среднее по абсолютной величине ускорение ветра не превосходило  $10^{-3}$  м с<sup>-1</sup> (это также являлось требованием для предшествующих временных интервалов),

(ii) стандартное отклонение направления ветра не превосходило  $10^\circ$ ,

(iii) число событий обрушения доминантных волн было не меньше 10.

Пример временных рядов скорости и направления ветра для типичных условий берегового ветра и ветра с моря показаны на Рис. 9. Общее число временных интервалов, которые удовлетворяют описанным выше требованиям, было 18 в условиях ветра с моря и 5 в условиях береговых ветров.

Таблицы 1 и 2 в Приложении В дают информацию о средних ветровых условиях и оценках как различных интегральных параметров доминантных волн, так и статистических параметров обрушения этих волн в пределах описанных временных интервалов.



**Рис. 9 – (сверху)** Временные ряды скорости и направления ветра на высоте 10 м в условиях ветра с моря. **(снизу)** То же, но в условиях ветра с берега. Черные линии обозначают скользящее 15 минутное среднее рядов скорости ветра. Вертикальные черные линии обозначают диапазон времени, в течение которого велась непрерывная видеозапись морской поверхности. Полупрозрачные серые области, дают представление об индивидуальных интервалах времени, для которых рассчитываются интегральные параметры доминантных волн и характеристики их обрушения.

### 3. Результаты

#### 3.1 Распределения $\Lambda(c)$ и $q(c)$

Примеры распределений  $\Lambda(f) = f/(2\pi f^2)\Lambda(c)$ , которые показаны на Рис. 7, являются типичными и демонстрируют распределение статистических характеристик обрушения по различным масштабам обрушающихся волн. Обрушение волн зыби во всех случаях, когда ветер дул с моря или с берега, не было зарегистрировано, и самые быстро движущиеся барашки порождались доминантными ветровыми волнами. Как и ожидалось, количество зарегистрированных событий обрушения (частота событий) наименьшее в области спектрального пика и быстро увеличивается с частотой волны. Последующее снижение количества событий и значений  $\Lambda(f)$  на высоких частотах волн (низкие фазовые скорости обрушающихся гребней) – известная особенность данных, полученных с помощью видеозаписей морской поверхности в видимой части электромагнитного спектра.

Активные барашки – обнаруживаемое (детектируемое) проявление обрушения – являются результатом механического разрушения поверхности и последующего вовлечения воздуха в процесс обрушения волны. Из-за влияния поверхностного натяжения обрушение более коротких волн не сопровождается вовлечением воздуха и, следовательно, не может быть обнаружено обычными видеокамерами. Обрушение продолжает происходить на малых масштабах вплоть до масштабов капиллярных волн, чему свидетельствуют записи ИК-камер [36,37] и существование паразитных капиллярных волн. Измеряемые  $\Lambda(c)$  распределения как в видимом, так и в ИК диапазонах совпадают на фазовых скоростях обрушающихся гребней выше  $3 \text{ м с}^{-1}$ , но начинают расходиться при  $c = 2\text{--}3 \text{ м с}^{-1}$ , при этом распределения  $\Lambda(c)$ , измеряемые обыкновенными видеокамерами,

обнаруживают значительный загиб и ниспадают, а измеряемые ИК камерами продолжают расти в сторону малых  $c$  (см. Рис. 6 в [35] и Рис. 1 в [37]).

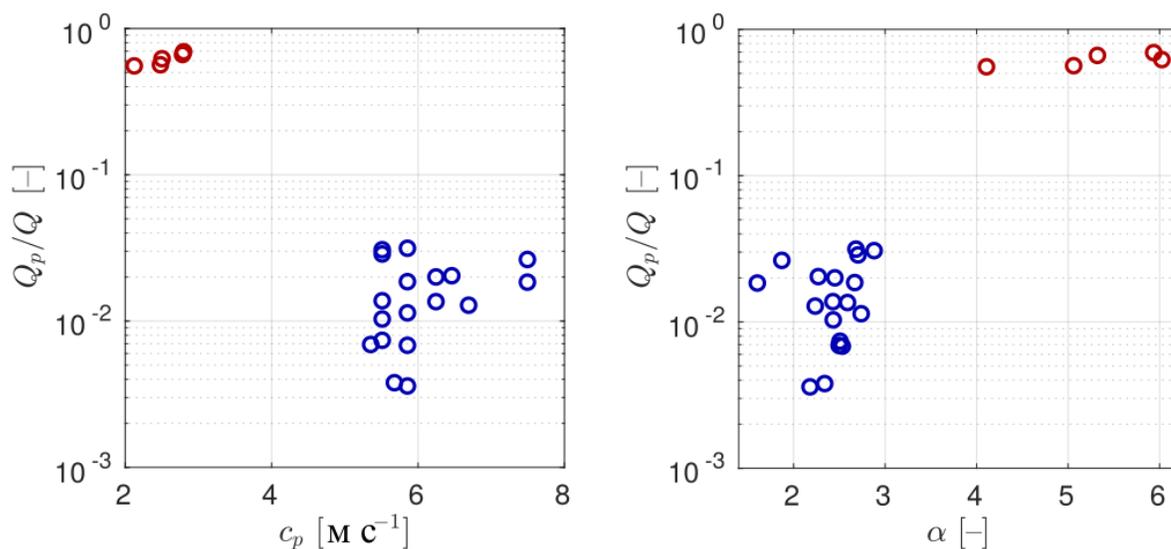
Наши оценки распределений  $\Lambda(c)$  и  $q(c)$  для каждого временного интервала в Таблице 1 и 2 (см. Приложение В) в условиях берегового ветра и ветра с моря показаны на Рис. 8. В целом эти два распределения очень похожи друг на друга, поэтому уделим внимание особенностям распределений  $q(c)$ , так как они еще не обсуждались.

В диапазоне относительно высоких фазовых скоростей от 3 до 8 м с<sup>-1</sup> доля поверхности моря, покрытая барашками, увеличивается по мере уменьшения скорости барашков. Распределения  $q(c)$  в случае береговых ветров гораздо более разбросаны, чем при ветре, дующем с моря. Как и  $\Lambda(c)$ , распределение  $q(c)$  в условиях берегового ветра обнаруживает завал при фазовых скоростях  $c < 3$  м с<sup>-1</sup> с максимумом около  $c = 3$  м с<sup>-1</sup>, что происходит предположительно за счет ослабления активных барашков мелкомасштабных обрушивающихся волн из-за воздействия поверхностного натяжения на поверхностные возмущения, создаваемые обрушающимися гребнями.

На Рис. 8с максимумы  $q(c)$  при береговом ветре заметно смещены в сторону меньших  $c$  относительно максимумов тех же распределений, но при ветре с моря. Возможная причина – генерация барашков, движущихся со скоростью  $c = 2-3$  м с<sup>-1</sup>, в условиях берегового ветра происходит значительно интенсивнее, чем генерациях барашков с той же скоростью, но в условиях ветра с моря. Это предположение подкрепляется распределениями  $\Lambda(c/c_p)$  и  $q(c/c_p)$ , изображенными на Рис. 8b, d, из которых отчетливо видно, что пик распределений  $q(c)$  при береговых ветрах находится в диапазоне доминантных волн, обрушение которых поверхностное натяжение по-видимому не способно сдерживать, в то время как максимумы  $q(c)$  при ветре с моря полностью находятся в области

равновесного интервала ветровых волн, которые находятся под влиянием сдерживающего действия поверхностного натяжения.

Насколько нам известно, оценка вклада доминантных волн в полную долю поверхности моря, которая покрыта барашками,  $Q$ , по экспериментальным данным еще не производилась. Рис. 10 демонстрирует оценку этого вклада по данным измерений с черноморской океанографической платформы. Из этих результатов следует, что обрушение молодых доминантных ветровых волн, связанных с береговыми ветрами, формирует от 55.5 до 69.3%, (т. е. больше половины) полной  $Q$ . Обрушение более развитых доминантных волн в условиях ветра с моря ответственно за 0.4–3.2% полной доли поверхности моря, которая покрыта барашками. Из сказанного можно сделать заключение, что вклад доминантных волн в  $Q$  может зависеть от степени развитости волнения и от крутизны волн.



**Рис. 10** – (слева) Вклад доминантных волн в наблюдаемую долю морской поверхности, которая покрыта барашками, как функция фазовой скорости спектрального пика. (справа) То же, но как функция обратного возраста волн.

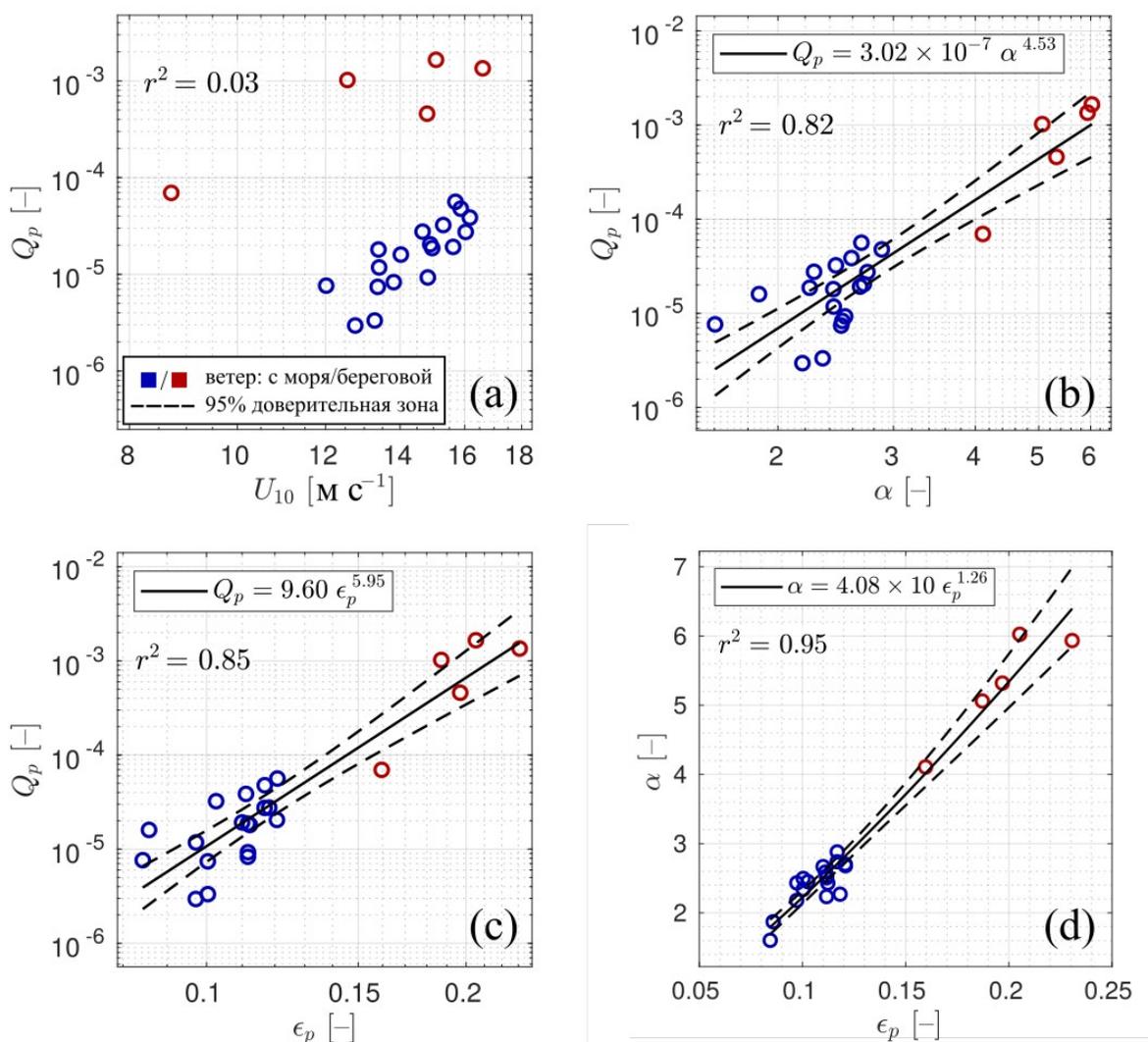
### 3.2 Зависимости $Q_p$

Недавно авторы [63] показали, что в рамках теории развития доминантных волн в пространственно-временных неоднородных ветровых условиях, напоминающих тропические циклоны, статистические параметры статистические параметры обрушения этих волн,  $L_p$  и  $Q_p$  обнаруживают особые зависимости от степени развитости волнения и крутизны волн. Согласно [63], ожидается, что доля поверхности моря, которая покрыта барашками доминантных волн, будет пропорциональна  $\alpha^3$  и  $\epsilon_p^6$ . Ниже мы исследуем наши экспериментальные на наличие подобных теоретически установленных соотношений, но для начала покажем экспериментально установленную соизменчивость  $Q_p$  и традиционного предиктора – скорости ветра.

Зависимость доли поверхности моря, покрытой барашками доминантных волн, от скорости ветра иллюстрируется на Рис. 11а, из которого можно обнаружить, что агрегированные данные (когда на точки при ветре с моря и береговом ветре объединены в одно облако) не демонстрируют наличие ясной зависимости от  $U_{10}$ . Однако при отдельном рассмотрении  $Q_p$  волн, распространяющихся в условиях ветра с моря и берегового ветра, все же некоторая зависимость от скорости ветра просматривается. Это обстоятельство может указывать на существование дополнительного параметра, влияющего на процесс обрушения доминантных волн.

Параметр  $Q_p$ , если его рассматривать как функцию обратного возраста волн, Рис. 11б, демонстрирует четкую соизменчивость с  $\alpha$ . Самые высокие значения  $Q_p$  (до 0.17%) приурочены к молодым ветровым волнам при береговом ветре. Самые низкие наблюдаемые значения  $Q_p$ , формируемые обрушением более развитых ветровых волн при ветре с моря, составляют около  $3.0 \times 10^{-4}\%$ . Аппроксимация степенной функцией дает показатель степени обратного возраста волн 4.53. Более

фундаментально обоснованным параметром для доли поверхности моря, покрытой барашками доминантных волн, является крутизна этих волн [40], и эта зависимость также ярко проявляется в экспериментальных данных на Рис. 11с. Аппроксимация наших данных степенной функцией дает оценку показателя степени крутизны 5.95. Из измерений также видно, что крутизна доминантных волн очень хорошо коррелирует со стадией развития волнения, Рис. 11d, при этом показатель степени крутизны оценивается равным 1.26.



**Рис. 11** – (а) Доля поверхности моря, которая покрыта барашками доминантных волн, как функция скорости ветра, (b) обратного возраста волн и (с)

крутизны доминантных волн. **(d)** Обратный возраст волн как функция крутизны доминантных волн. В рисунках коэффициент детерминации,  $r^2$ , и доверительные границы приведены для линейной регрессии в логарифмическом пространстве. Цветовые обозначения объясняются в легенде.

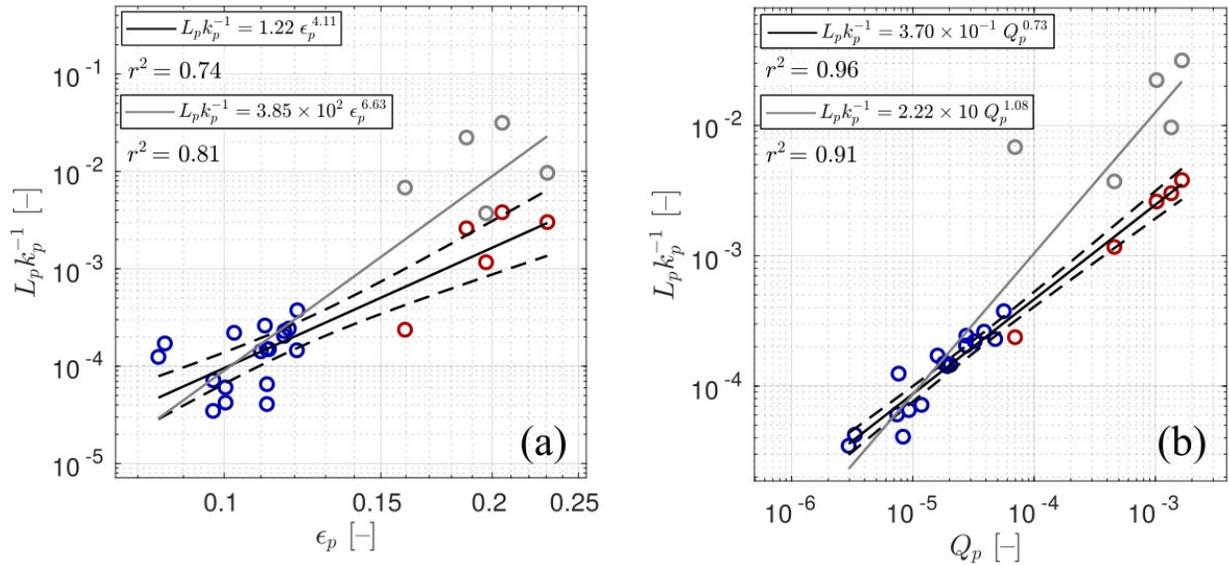
Как было отмечено, крутизна волн полагается фундаментальным параметром, потенциально управляющим интенсивностью обрушения доминантных волн. В этом контексте, оцененный показатель степени в степенной зависимости  $Q_p = Q_p(\epsilon_p)$  согласуется с физически обоснованным результатом  $Q_p \propto \epsilon_p^6$ , полученным в [63]. Авторы [63] придерживались автомоделных законов роста ветрового волнения в условиях ограниченного разгона, где  $\epsilon_p \propto \tilde{x}^{-1/8} \propto \alpha^{1/2}$  ( $\tilde{x} = xg/U_{10}^2$ ), которые приводят к соотношению  $Q_p \propto \alpha^3$ . Обратный возраст волн в анализируемых данных наблюдений располагает большим показателем степени в зависимости  $Q_p = Q_p(\alpha)$ , что может быть обосновано аппроксимацией показательной функцией зависимости  $\alpha = \alpha(\epsilon_p)$ , которая, как видно из Рис. 11с отклоняется от простой пропорциональности. Причиной этому отклонению от законов ограниченного разгона могут служить особенности берегового ветрового поля в данной локации Черного моря.

### 3.3 Зависимости $L_p$

Первоначально, понятие  $\Lambda(c)$  было введено для характеристики полной длины *обрушающихся волновых фронтов*, движущихся с той или иной скоростью [55]. Если говорить о видеосъемке морской поверхности, производимой в видимом участке электромагнитного спектра, как о методе измерения параметров обрушающихся волн, то единственным детектируемым проявлением обрушения волны является *барашек*, порожденный этой волной.

Длина быстро движущихся (и крупномасштабных) барашков доминантных волн в условиях ветра с моря, вероятно, будет близка к соответствующей длине фактически обрушающегося фронта волны. При береговых ветрах доминантные ветровые волны относительно короткие, и их обрушение (о чем уже упоминалось ранее) может быть заметно подвержено воздействию поверхностного натяжения. Возможным свидетельством этого является спад  $\Lambda(c)$  распределений в сторону малых  $c$  в условиях береговых ветров, который обнаруживается точно на масштабах доминантных волн (см. Рис. 8b). В этом случае, измеренные длины барашков, вероятно, будут меньше, чем длины фактически обрушающихся фронтов волн. Несмотря на то, что в данной работе все статистические параметры обрушения доминантных волн получены по данным измерений кинематических характеристик барашков, мы использовали эвристический метод, позволяющий «восстановить» длины обрушающихся фронтов волн в условиях береговых ветров путем «коррекции» соответствующих  $\Lambda(c)$  распределений (см. Приложение С).

Оценка  $L_p$ , нормализованная на волновое число спектрального пика,  $k_p$ , как функция крутизны доминантных волн показана Рис. 12а. Аппроксимация степенной функцией дает показатель степени для  $\epsilon_p$  равный 6.63, если использовать скорректированные значения  $L_p$  в условиях берегового ветра. Если придерживаться непосредственно измеряемых длин барашков при береговых ветрах, то показатель степени крутизны падает до 4.11. Согласно авторам [63], которые апеллировали к идее геометрического подобия барашков, ожидается, что доля поверхности моря, покрытая барашками доминантных волн, будет пропорциональна  $L_p k_p^{-1}$ . Наши данные, показанные на Рис. 12b, демонстрируют эту пропорциональность, когда значения  $L_p$  при береговых ветрах подвергаются коррекции, и отклонение от нее с показателем степени  $Q_p$  равным 0.73, если эту коррекцию не производить.

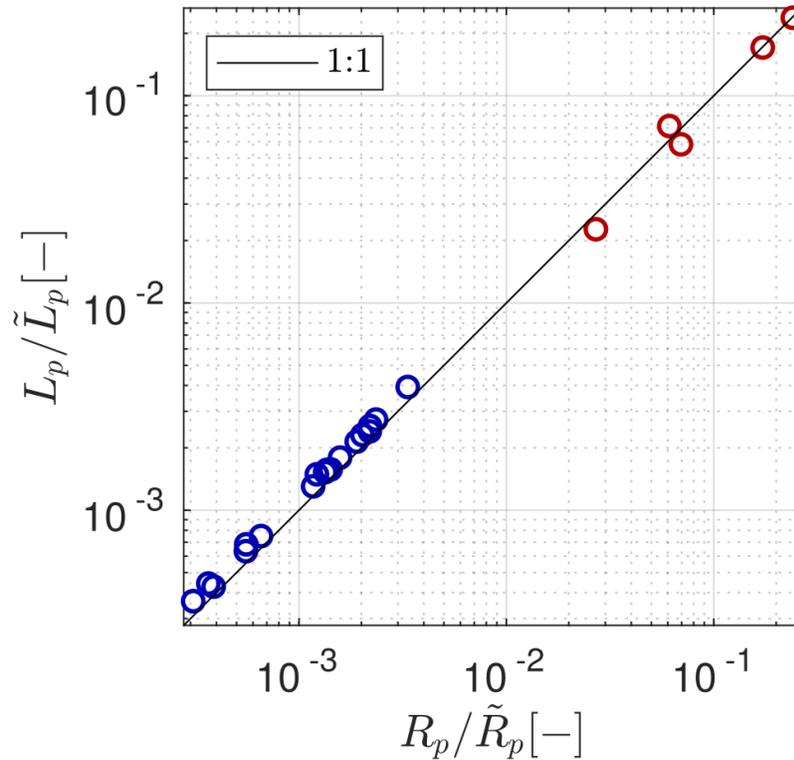


**Рис. 12** – (а) Нулевой момент  $\Lambda(c)$  для доминантных волн, нормализованный на волновое число спектрального, как функция крутизны доминантных волн. (б) То же, но как функция доли поверхности моря, покрытой барашками доминантных волн. Обозначения и цветная кодировка те же, что и на Рис. 11. Серые точки обозначают скорректированные  $L_p$  в условиях береговых ветров в смысле представления длин обрушающихся волновых фронтов. Серые линии соответствуют аппроксимации степенной функцией облака точек, когда красные точки заменяются серыми.

### 3.4 Вероятность обрушения доминантных волн

Как уже упоминалось выше, вероятность прохождения обрушающегося гребня – барашка – доминантной волны через данную точку пространства, получила наибольшее внимание в литературе, несмотря на немногочисленность работ, посвященных изучению обрушения доминантных волн. Как было отмечено в разделе 2.2.2, вероятность обрушения может быть выражена через моменты  $\Pi(c)$

и  $\Lambda(c)$  двумя способами. Из Рис. 13 следует, что результаты оценки вероятности обрушения доминантных волн по формуле (12) и (13) (область интегрирования ограничивается спектральным пиком) совпадают, и использование выражения для вероятности в формуле (14) можно считать оправданным.



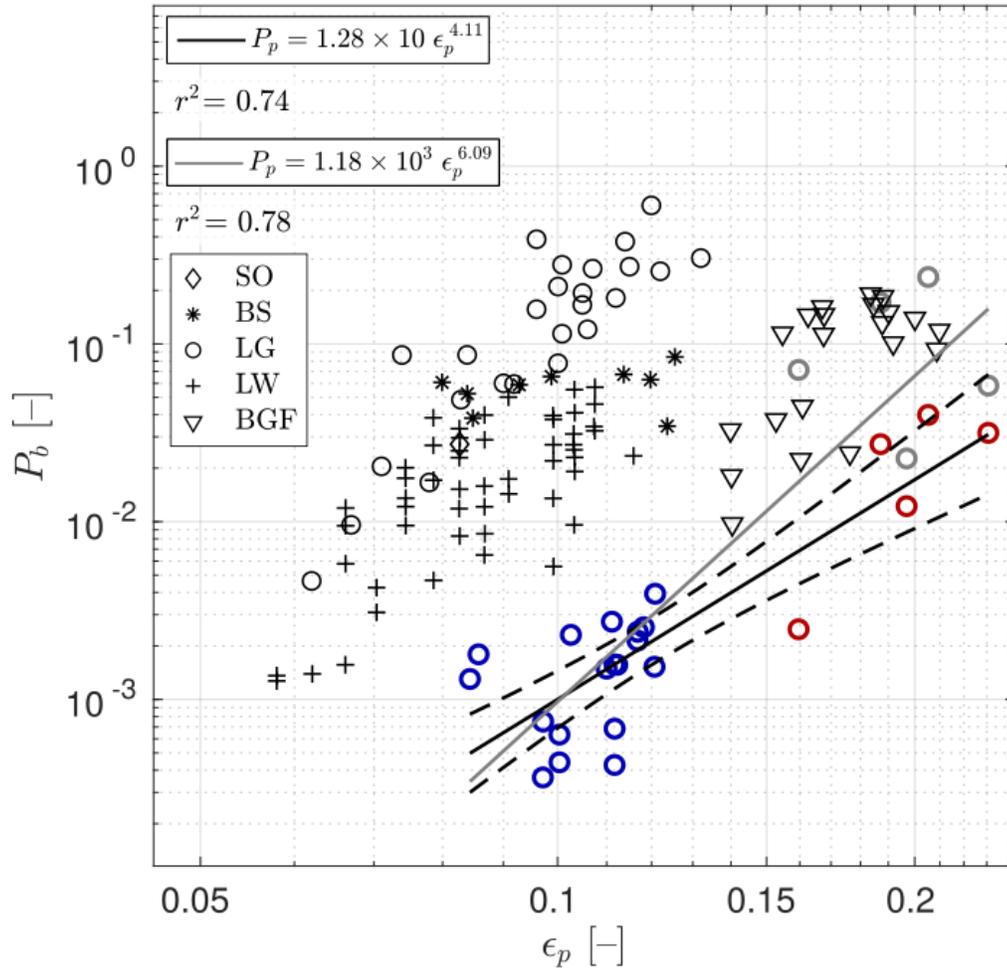
**Рис. 13** – Сопоставление вероятности обрушения доминантных волн, рассчитанная по формуле (12) и (13), где области интегрирования ограничены спектральным пиком.

На Рис. 14 демонстрируется оценка вероятности  $P_p$  по выражению (6) в зависимости от крутизны  $\epsilon_p$  совместно с данными других работ. Значения  $P_p$  также приведены в таблицах 1 и 2 в Приложении В. Отметим, что авторы [30] также выполняли оценки вероятности, которые мы не рассматриваем, поскольку, по всей видимости, их значения вероятности были рассчитаны по формуле (12), в которой

область интегрирования в числителе охватывала все фазовые скорости волн. Результирующая картина на Рис. 14 очень любопытная, если не обескураживающая. Экспериментальные данные, полученные на океанографической платформе в Черном море, показывают, что зрелые доминантные волны крутизной около 0.1 обкушаются в 100 раз реже, чем волны той же крутизны по данным измерений на озере Джорж в Австралии [41]. Если использовать нескорректированные значения  $L_p$ ,  $P_p$  самых крутых молодых волн составляет до 0.04. В случае скорректированных значений  $L_p$ , значения  $P_p$  этих волн достигают 0.24. По данным экспериментальных измерений на океанографической платформе в пгт. Кацивели число обрушений доминантных волн крутизой  $\epsilon_p < 0.08$  было пренебрежимо малым.

Очевидной причиной такому драматическому расхождению между анализируемыми в этой работе данными и данными о вероятности из других работ может служить то обстоятельство, что авторы [39–41] выполняли расчеты  $P_p$ , не прибегая к объективной оценке масштаба (в смысле определения спектральной компоненты) обрушающейся волны. Вместо этого в работах использовалась простая техника расчета частоты проходящих через малую область пространства барашков. В этой ситуации, из-за модуляции коротких волн более длинными волнами, барашки первых, которые располагаются на гребнях больших волн, могут быть ошибочно приняты за барашки больших волн, в том числе доминантных. Все предыдущие данные о вероятности, кроме данных работы [42], были получены без оценки скоростей барашков, т. е. без расчета  $\Lambda(c)$  распределений. Как следствие, получаемые значения  $P_p$  могут быть непредсказуемо завышенными. Результаты недавнего теоретического исследования [64] подтверждают описанную непредсказуемость значений  $P_p$ . Согласно [64], разница между экспериментальными данными и модельными

данными о вероятности, а также разброс в пределах самих экспериментальных данных могут достигать нескольких порядков.



**Рис. 14** – Оценка вероятности обрушения доминантных волн как функция крутизны этих волн вместе с данными предыдущих работ. В легенде: данные с SO – Южного океана, BS – Черного моря, LG – озера Джорж (Австралия), LW – озера Вашингтон (США), хорошо описанные у [40, 41], и BGF – данные из работы [42]. Обозначения и цветовая кодировка те же, что и на Рис. 11, 12.

## 4. Обсуждение

### 4.1 Масштабирование $Q_p$

Наиболее распространенным предиктором для доли поверхности моря, покрытой барашками,  $Q$ , является скорость ветра. Параметризации, полученные по экспериментальным данным, многочисленны (см., например, таблицы в [12,33]). Разброс между этими эмпирическими зависимостями также значительный. Альтернативным предиктором для  $Q$  является возраст волн (см. [30,33]). Однако, использование возраста волн в качестве независимого параметра при аппроксимации эмпирических данных о  $Q$  не приводит к заметному коллапсу облака экспериментальных точек, если сравнивать с параметризациями, основанными на использовании  $U_{10}$  в качестве предиктора.

Мы полагаем, что отсутствие успеха таких параметризаций, скорее всего, состоит в измерении интегрированной доли поверхности моря покрытой барашками, и игнорировании роли, которую играют различные компоненты спектра волн в формировании  $Q$ . Следуя работе [63], кажется целесообразным провести границу между долей поверхности моря, покрытой барашками доминантных волн (волн спектрального пика),  $Q_p$ , и волн равновесного интервала  $Q_e$ . В этой случае полная доля поверхности моря, покрытая барашками всех волн можно представить как,

$$Q = Q_e + Q_p. \quad (18)$$

Величина первого слагаемого в правой части (18), согласно [63], содержит в себе ветровую зависимость, а величина второго, которому уделяется большое внимание в настоящей работе – от стадии развития волнения.

Поскольку такое представление  $Q$  при анализе экспериментальных данных еще не рассматривалось (кроме нашей работы), на данный момент информация о зависимости  $Q_e = Q_e(U_{10})$ , полученной по натурным данным, практически отсутствует. Стоит однако упомянуть результаты работы авторов [35], которые имели дело в основном с волнами равновесного интервала спектра (см. Рис. 1 в [34]). В их зависимости  $Q = Q(U_{10})$  (Рис. 4 в [35]) наблюдается не такой сильный разброс точек, какой чаще всего демонстрируется в литературе. В настоящей работе мы показали экспериментальную оценку соотношения  $Q_p = Q_p(\alpha)$ , которая говорит о ясной зависимости  $Q_p$  от обратного возраста волн, в то время как из  $Q_p = Q_p(U_{10})$  следует слабая зависимость от  $U_{10}$ . Более фундаментально обоснованная зависимость  $Q_p = Q_p(\epsilon_p)$ , полученная в этой работе по экспериментальным данным, находится в количественном согласии с теоретическими результатами [63].

В принципе, мы можем попытаться уточнить выражение (18) в смысле получения явной зависимости  $Q$  и ее составляющих от, например, переменных  $\alpha$  и  $U_{10}$  на основании следующих рассуждений.

Для начала получим зависимость  $Q_e$  от скорости ветра, что можно сделать двумя идеологически близкими способами. Согласно О. Филлипсу [55], доля поверхности моря, покрытой пеной от обрушения волн, фазовые скорости которых лежат в диапазоне  $(c_1, c_2)$  равна,

$$W(c_1, c_2) = \int_{c_1}^{c_2} c\tau(c)\Lambda(c)dc, \quad (19)$$

где  $\tau(c)$  – время жизни пены, порожденной обрушающимися волнами, движущимися с фазовой скоростью в диапазоне  $(c, c + dc)$ . Если предположить, что  $\tau(c) \propto T \propto c$ , где  $T$  – период волны (это предположение хорошо подтверждается наблюдениями, например [58, 65]), и принять универсальную

форму распределения полной длины обрушающихся гребней в области равновесного интервала [55],

$$\Lambda(c) \propto u_*^3 c^{-6}, \quad (20)$$

где  $u_*$  – динамическая скорость, то интеграл (19) сведется к виду,

$$W(c_1, c_2) \propto \int_{c_1}^{c_2} \left(\frac{u_*}{c}\right)^3 d \ln c. \quad (21)$$

Если исходить из соображений геометрического подобия барашков, то можно ожидать, что доля поверхности, занимаемой барашками, которые движутся со скоростями в диапазоне  $(c_1, c_2)$ , представима в виде,

$$Q(c_1, c_2) \propto \int_{k_2(c_2)}^{k_1(c_1)} k^{-1} \Lambda(k) dk, \quad (22)$$

где  $k = k(c)$ , волновое число волн, связанное с фазовой скоростью дисперсионным соотношением (8). Нетрудно показать, что замена переменной в (22), а также использование (20) приведет к той же самой правой части (21).

Величины  $W$  и  $Q$  в (21) и (22), строго говоря, не равны друг другу. Различие между ними, несмотря на одинаковое результирующее интегральное соотношение, скорее всего, заключено в комбинациях констант пропорциональности. Поскольку (18) было написано именно для  $Q$ , то обратимся к выражению (22). Говоря о  $Q_e$ , диапазон фазовых скоростей  $(c_1, c_2)$ , охватывающий равновесный интервал ветровых волн, слева может быть ограничен некоторой пороговой  $c_T = c_1$ , на фазовых скоростях меньше которой наблюдается активное действие поверхностного натяжения по сдерживанию разрывов поверхности, проявляющихся в виде барашков, и/или не происходит образование пены вовсе. Справа равновесный интервал ограничивается диапазоном спектрального пика, чья самая малая фазовая скорость равна  $c_p/(1 + \delta) = c_2$ . Таким образом, получаем при  $\delta = 0.3$ ,

$$Q(c_T, c_p/1.3) \equiv Q_e \propto \int_{c_T}^{c_p/1.3} \left(\frac{u_*}{c}\right)^3 d \ln c. \quad (23)$$

Приняв  $u_* = U_{10} \sqrt{C_D}$  ( $C_D$  – коэффициент сопротивления), и проинтегрировав (23) имеем выражение для доли поверхности моря, покрытой барашками ветровых волн равновесного интервала,

$$Q_e = a_2 \left[ \left( \frac{U_{10}}{c_T} \right)^3 - (1.3\alpha)^3 \right], \quad (24)$$

где  $a_2$  – некоторая константа. Это выражение, естественно, имеет физический смысл только при неотрицательных  $Q_e$ , а при отрицательных значениях в скобках  $Q_e$  стоит отождествлять с нулем. Из формулы (24) очевидно, что чем моложе ветровые волны, тем меньше значение  $Q_e$ . Эта величина стремится к нулю по мере стремления  $c_p/1.3$  к  $c_T$ . Как только  $c_p/1.3$  совпадает с  $c_T$ , весь равновесный интервал оказывается в области подавления образования барашков силами поверхностного натяжения.

Экспериментальная оценка зависимости  $Q_p = Q_p(\alpha)$  в виде показательной функции была показана в предыдущем разделе, так что мы ей можем воспользоваться, но с единственным требованием, что  $Q_p$  обращается в ноль, как только правая граница диапазона спектрального пика,  $c_p/(1 - \delta) = c_p/0.7$ , достигает скорости  $c_T$ , что означает попадание всего диапазона спектрального пика в область активного действия сил поверхностного натяжения, в которой применимость получаемых выражений, откровенно говоря, неизвестна. Выражение для  $Q_p$  можно записать в виде, пользуясь результатами этой работы,

$$Q_p = \begin{cases} 3.02 \times 10^{-7} \alpha^{4.53}, & \frac{U_{10}}{0.7\alpha} \geq c_T \\ 0, & \frac{U_{10}}{0.7\alpha} < c_T \end{cases}. \quad (25)$$

Для получения итогового выражения  $Q$ , необходимо установить значение константы  $a_2$  в (24). Проще всего это сделать (и других вариантов попросту нет из-за недостатка данных измерений), обратившись к результатам работы [35], где

была построена степенная зависимость  $Q = Q(U_{10})$ , при том что основная масса систем волн, относилась к волнам равновесного интервала.

Таким образом, используя (24), (25) и результаты авторов [35], получим итоговое полуэмпирическое выражение для доли поверхности моря, покрытой барашками:

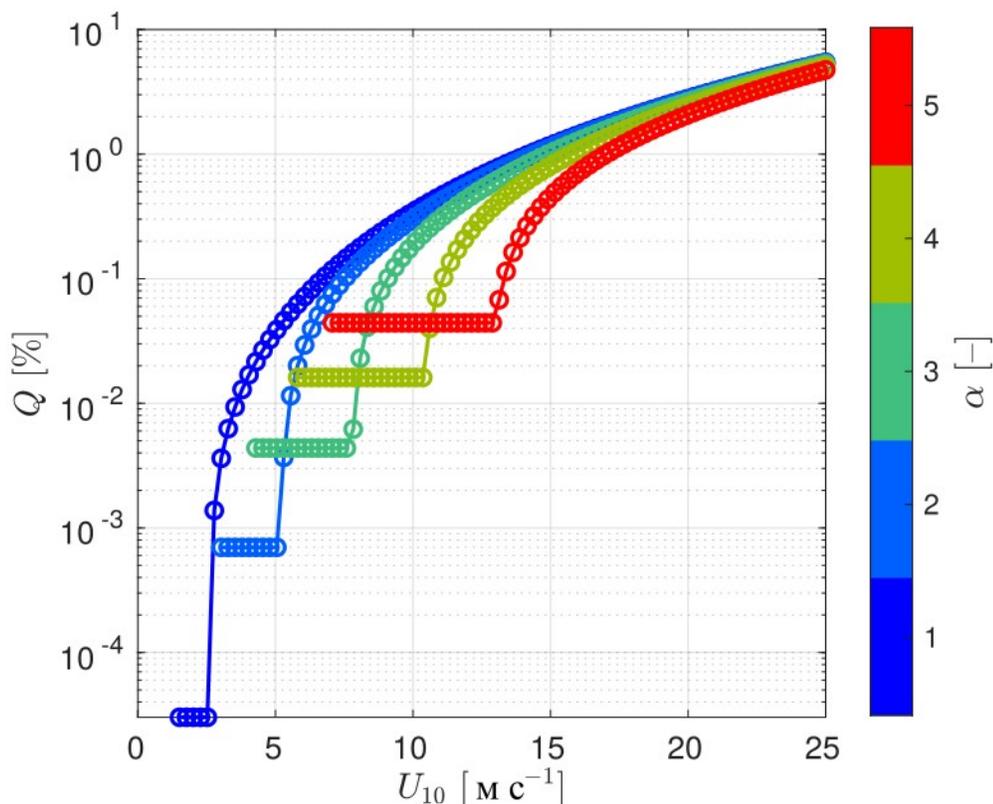
$$Q = \underbrace{a_1 \alpha^{4.53}}_{Q_p} + \underbrace{a_2 \left[ \left( \frac{U_{10}}{c_T} \right)^3 - (1.3\alpha)^3 \right]}_{Q_e}, \quad (26)$$

где  $a_1 = 3.02 \times 10^{-7}$  и  $a_2 = 2.8 \times 10^{-5}$ . Напомним, что  $Q_p$  обращается в ноль в соответствии с (25), а  $Q_e$  при отрицательных значениях.

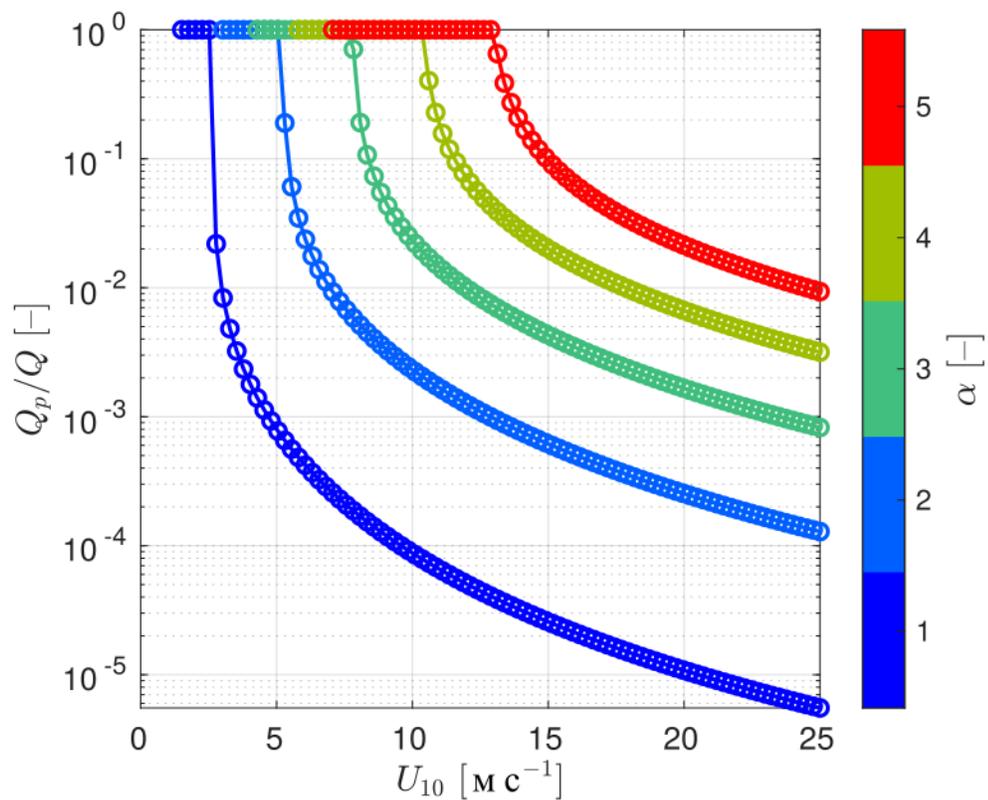
С помощью формулы (26) были выполнены модельные расчеты  $Q$  в зависимости от скорости ветра и обратного возраста волн, результаты которых приведены на Рис. 15. Видно, что при уменьшении скорости ветра разброс кривых, соответствующих различным стадиям развития волнения, увеличивается, что очень часто можно наблюдать в публикуемых данных наблюдений о доле поверхности, покрытой суммарной пеной. Ступенчатообразный характер функций  $Q$ , является следствием того, что слагаемое  $Q_e$  изначально имеет очень малые значения, в то время как  $Q_p$  меняется только при изменении  $\alpha$ . При дальнейшем увеличении скорости ветра и фиксированном обратном возрасте волн,  $Q_e$  начинает преобладать над  $Q_p$ , что и проявляется в смене тенденции  $Q$ . Диапазон скоростей ветра, в котором наблюдается постоянство  $Q$ , уменьшается с развитостью волнения. На  $15 \text{ м с}^{-1}$  доля поверхности, покрытая барашками, составляет примерно 1%, что соответствует результатам работы [35]. При дальнейшем увеличении скорости ветра  $Q$  стремится к своей очевидной асимптотике  $Q \propto U_{10}^3$  и практически не зависит от степени развитости волнения.

Вклад спектрального пика и равновесного интервала в полную  $Q$  иллюстрируется Рис. 16, 17. Как следует из этих рисунков, и о чем говорилось

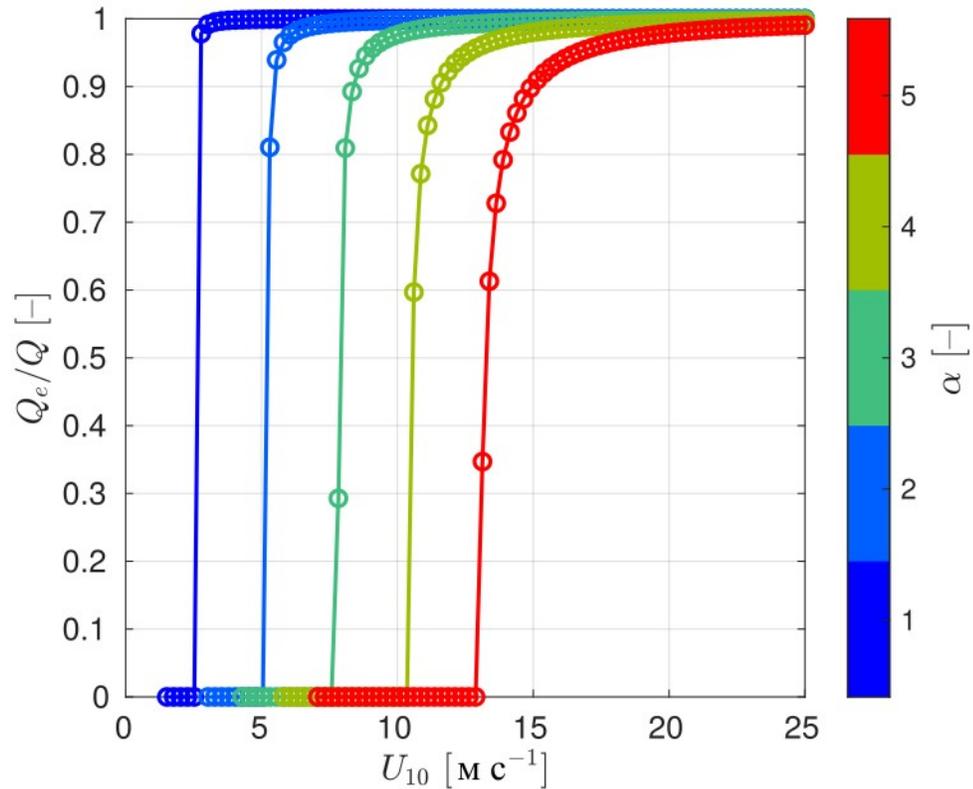
ранее, с увеличением скорости ветра вклад доминантных волн в полную  $Q$  падает, при том чем моложе волны, тем больше их роль в формировании доли поверхности моря, покрытой барашками. Вклад волн равновесного интервала ветра растет очень быстро со скоростью ветра, при наискорейший рост обнаруживается в случае наиболее развитых волн.



**Рис. 15** – Доля поверхности моря, покрытой барашками, рассчитанная по полученной полуэмпирической формуле, как функция скорости ветра при разных значениях обратного возраста волн.



**Рис. 16** – Вклад доминантных волн в долю поверхности моря, покрытой барашками, как функция от скорости ветра при разных значениях обратного возраста волн.



**Рис. 17** – Вклад волн равновесного интервала в долю поверхности моря, покрытой барашками, как функция от скорости ветра при разных значениях обратного возраста волн.

Наконец, скажем несколько слов о большом разбросе данных о доле поверхности моря, покрытой барашками, в зависимости от  $U_{10}$  и как этого разброса можно избежать или, в худшем случае, его смягчить. Различие между долей поверхности моря, покрытой *активной* (динамической пеной или пеной, представленной барашками) и *суммарной* (динамическая пена вместе со статической, остающейся позади барашков) пеной, необходимо учитывать. Большинство данных в литературе содержит информацию о последнем типе «доли», тогда как в этой работе мы проводим анализ экспериментальных данных, полученных из измерений второго типа «доли». Если мы предположим, что доля поверхности моря, покрытой суммарной пеной, ведет себя как покрытая активной

пенной с точки зрения применимости к этой «доле» представления типа (18) и зависимостей  $U_{10}, \alpha, \epsilon_p$ , то для того чтобы обнаружить значимую связь этой «доли» со скоростью ветра, вклад доминирующих волн необходимо исключить, поскольку обрушение этих волн, в особенности очень молодых, может «перекрывать» зависящую от скорости ветра часть доли поверхности моря, покрытой суммарной пеной.

#### 4.2 Приложение к дистанционному зондированию

В то время как обрушение поверхностных волн эффективно изучается в натуральных условиях с помощью оптических приборов при умеренных скоростях ветра, наблюдения за процессом обрушения в открытом океане при штормовых условиях доступны только с помощью космических приборов дистанционного зондирования, точнее – микроволновых радиометров. Известно, что поверхностная пена, генерируемая обрушающимися гребнями, влияет на интегральные диэлектрические свойства объемов воды в поверхностном слое [66], так что микроволновое излучение поверхности океана содержит информацию о доле поверхности, покрытой пеной, которая, таким образом, может быть получена из радиометрических измерений [12,67].

Работы [23,24] указывают на то, что обрушение крупномасштабных волн может оказывать значительное влияние на микроволновое излучение поверхности океана в  $C$ - и  $L$ -диапазонах в условиях высоких скоростей ветра. также при скоростях ветра больше  $20\text{--}30 \text{ м с}^{-1}$ , вклад составляющей микроволнового излучения пены может начать преобладать над вкладом составляющей шероховатости поверхности [68].

Относительно недавнее исследование [69] продемонстрировало возможность получения суммарной доли поверхности моря, покрытой барашками,

по оценкам скорости диссипации волновой энергии с привлечением данных буюев, которые вместе с сопутствующими измерениями полной доли поверхности, покрытой пеной (статической и динамической), могут дать оценку отношения доли поверхности, покрытой барашками к покрытой пеной вообще. Вместе с результатами настоящей работы, представляется возможность оценить вклад доминантных волн в измеряемую микроволновыми радиометрами долю поверхности моря, которая покрыта барашками доминантных волн, что может привести к улучшению интерпретации данных микроволнового зондирования океана из космоса.

Спутниковые микроволновые радиометры по своему замыслу не способны выделить долю поверхности моря, которая покрыта пеной волн определенного масштаба, и измеряют интегрированную картину. Следовательно, вопрос вклада доминантных волн в полную долю поверхности моря, покрытой барашками, по-видимому не может быть исследован с помощью космических радиометрических инструментов, так что именно оптические инструменты способны предоставить такую информацию.

## 5. Заключение

В настоящей работе был проведен анализ данных об обрушении поверхностных волн, натуральных данных о спектральном составе волновых полей и ветровых условиях, полученных коллегами в рамках осенних экспериментальных программ Морского гидрофизического института, которые проводились на черноморской океанографической платформе, расположенной у южного побережья Крымского полуострова.

Центром внимания являлись ветровые волны в области спектрального пика (доминантные волны), – поведение статистических характеристик которых исследовалось в данной работе.

Основной этап работы состоял в оценке распределений суммарных длин обрушающихся гребней,  $\Lambda(c)$ , и площадей барашков волн,  $q(c)$ , по скоростям движения барашков. Этих распределения представляли основу для расчета статистических параметров обрушения доминантных волн.

К основным результатам работы можно отнести следующие положения:

1) Вклад доминантных волн в долю поверхности моря, покрытой барашками, меняется с возрастом волн, достигая более 60% в условиях молодого ветрового волнения.

2) Доля поверхности моря, покрытой барашками доминантных волн, не зависит от скорости ветра. Однако, если рассматривать обрушение молодых и более развитых доминантных волн по отдельности, то поведение этой статистической характеристики, по-видимому, указывает на некоторую корреляцию со скоростью ветра.

3) Данная статистическая характеристика обнаруживает яркую соизменчивость со степенью развитости волнения и крутизной доминантных волн,

при этом показатель степень последней согласуется с результатами недавних теоретических исследований.

4) Вероятность обрушения доминантных волн, рассчитываемая без привлечения объективного критерия классификации обрушающихся волн по масштабу, может испытывать значительную переоценку

В работе также была отмечена целесообразность разделения доли поверхности моря, покрытой барашками доминантных волн и волн равновесного интервала спектра, поскольку, как было указано в недавнем теоретическом исследовании и было частично подтверждено в нашей работе, обрушение волн спектрального пика может главным образом зависеть от крутизны и степени развитости волнения, в время как интенсивность обрушения волн равновесного интервала, по-видимому, управляется скоростью ветра. В рамках этой гипотезы было получено полуэмпирическое выражение, связывающее полную долю поверхности моря, покрытой барашками, со скоростью ветра и обратным возрастом волн. Выражение воспроизводит основные закономерности в покрытии поверхности моря активной пеной и может претендовать на объяснение известного разброса экспериментальных данных.

Кроме этого, обсуждались потенциальные приложения полученных результатов к методам дистанционного зондирования поверхности океана из космоса.

Результаты настоящей работы, связанные с количественной оценкой свойств обрушения доминантных волн, имеют скорее фундаментальный характер и могут послужить опорной точкой для дальнейших более подробных исследований в этой области.

## 6. СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Banner, M.; Peregrine, D. (1993) Wave Breaking in Deep Water. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 25, 373–397. doi:10.1146/annurev.fl.25.010193
2. Monahan, E.; Niocaill, G. (1986) *Oceanic Whitecaps: And Their Role in Air-Sea Exchange Processes*, 1 ed.; Oceanographic Sciences Library 2, Springer Netherlands.
3. Sharkov, E. (2007) *Breaking Ocean Waves: Geometry, Structure and Remote Sensing*; Springer Praxis Books, Springer Berlin Heidelberg.
4. Babanin, A. (2011) *Breaking and dissipation of ocean surface waves*; Cambridge University Press.
5. Thorpe, S. (1995) Dynamical processes of transfer at the sea surface. *Progress in Oceanography*, 35, 315–352. doi:10.1016/0079-6611(95)80002-B.
6. Melville, W. (1996) The Role of Surface-Wave Breaking in Air-Sea Interaction. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 28, 279–321. doi:10.1146/annurev.fl.28.010196.001431.
7. Kudryavtsev, V.; Makin, V. (2011) Impact of Ocean Spray on the Dynamics of the Marine Atmospheric Boundary Layer. *Boundary-Layer Meteorology*, 140, 383–410. doi:10.1007/s10546-011-9624-2.
8. Kudryavtsev, V.; Chapron, B.; Makin, V. (2014) Impact of wind waves on the air-sea fluxes: A coupled model. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 119, 1217–1236. doi:10.1002/2013JC009412.
9. Kudryavtsev, V.; Johannessen, J. (2004) On effect of wave breaking on short wind waves. *Geophysical Research Letters*, 31. doi:10.1029/2004GL020619.
10. Kudryavtsev, V.; Akimov, D.; Johannessen, J.; Chapron, B. (2005) On radar imaging of current features: 1. Model and comparison with observations. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 110. doi:10.1029/2004JC002505.

11. Yurovsky, Y.Y.; Kudryavtsev, V.N.; Grodsky, S.A.; Chapron, B. (2021) Ka-Band Radar Cross-Section of Breaking Wind Waves. *Remote Sensing*, 13. doi:10.3390/rs13101929.
12. Anguelova, M.; Webster, F. (2006) Whitecap coverage from satellite measurements: A first step toward modeling the variability of oceanic whitecaps. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 111. doi:10.1029/2005JC003158.
13. Hwang, P. (2012) Foam and Roughness Effects on Passive Microwave Remote Sensing of the Ocean. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 50, 2978–2985. doi:10.1109/TGRS.2011.2177666.
14. Anguelova, M.D. (2020) Global Whitecap Coverage from Satellite Remote Sensing and Wave Modelling. In *Recent Advances in the Study of Oceanic Whitecaps. Twixt Wind and Waves*; Vlahos, P.; Monahan, E., Eds.; Springer; chapter 11, pp. 153–174.
15. Alagan Chella, Mayilvahanan & Tørum, Alf & Myrhaug, Dag. (2012). An Overview of Wave Impact Forces on Offshore Wind Turbine Substructures. *Energy Procedia*. 20. 217–226. 10.1016/j.egypro.2012.03.022.
16. Hasselmann, K. (1962) On the non-linear energy transfer in a gravity-wave spectrum Part 1. General theory. *Journal of Fluid Mechanics*, 12, 481–500. doi:10.1017/S0022112062000373.
17. Zakharov, V. E. (1968) Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of dee fluid. *J. Appl. Mech. Tech. Phys.–JETR (English Translation)* 2, 190–194
18. Hasselmann, K., Janssen, P. A. E. M. & Komen, G. J. (1994) Wave–wave interaction. In *ynamics and Modelling of Ocean Waves*, G. J. Komen, L. Cavaleri, M. Donelan, Hasselmann, S. Hasselmann, P. A. E. M. Janssen, Cambridge University Press 113–143.
19. Badulin, S. I., Pushkarev, A. N., Resio, D. & Zakharov, V. E. (2005) Self-similarity of ind-driven seas. *Nonlin. Processes Geophys.* 12, 891–945.

20. Young, I.R.; Babanin, A. (2006) Spectral Distribution of Energy Dissipation of Wind-Generated Waves due to Dominant Wave Breaking. *Journal of Physical Oceanography*, 36, 376 – 394. doi:10.1175/JPO2859.1.
21. Makin, V.; Kudryavtsev, V. (2002) Impact Of Dominant Waves On Sea Drag. *Boundary-Layer Meteorology*, 103, 83–99. doi:10.1023/A:1014591222717.
22. Kudryavtsev, V.; Chapron, B.; Makin, V. (2014) Impact of wind waves on the air-sea fluxes: A coupled model. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 119, 1217–1236. doi:10.1002/2013JC009412.
23. Reul, N.; Chapron, B. A (2003) model of sea-foam thickness distribution for passive microwave remote sensing applications. *Journal of Geophysical Research: Oceans* 2003, 108. doi:10.1029/2003JC001887.
24. Reul, N.; Tenerelli, J.; Chapron, B.; Vandemark, D.; Quilfen, Y.; Kerr, Y. (2012) SMOS satellite L-band radiometer: A new capability for ocean surface remote sensing in hurricanes. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 117. doi:10.1029/2011JC007474.
25. Melville, W.; Matusov, P. (2002) Distribution of breaking waves at the ocean surface. *Nature*, 417, 58–63. doi:10.1038/417058a.
26. Mironov, A.; Dulov, V. (2007) Detection of wave breaking using sea surface video records. *Measurement Science and Technology*, 19, 015405. doi:10.1088/0957-0233/19/1/015405.
27. Gemmrich, J.; Banner, M.; Garrett, C. (2008) Spectrally Resolved Energy Dissipation Rate and Momentum Flux of Breaking Waves. *Journal of Physical Oceanography*, 38, 1296–1312. doi:10.1175/2007JPO3762.1.
28. Callaghan, A.; White, M. (2009) Automated Processing of Sea Surface Images for the Determination of Whitecap Coverage. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 26, 383 – 394. doi:10.1175/2008JTECHO634.1.

29. Thomson, J.; Jessup, A. A (2009) Fourier-Based Method for the Distribution of Breaking Crests from Video Observations. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 26, 1663 – 1671. doi:10.1175/2009JTECHO622.1.
30. Kleiss, J.; Melville, W. (2010) Observations of Wave Breaking Kinematics in Fetch-Limited Seas. *Journal of Physical Oceanography*, 40, 2575 – 2604. doi:10.1175/2010JPO4383.1.
31. Zappa, C.; Banner, M.; Schultz, H.; Gemmrich, J.; Morison, R.; LeBel, D.; Dickey, T. (2012) An overview of sea state conditions and air-sea fluxes during RaDyO. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 117. doi:10.1029/2011JC007336.
32. Schwendeman, M.; Thomson, J. (2015) Observations of whitecap coverage and the relation to wind stress, wave slope, and turbulent dissipation. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 120, 8346–8363. doi:10.1002/2015JC011196.
33. Brumer, S.; Zappa, C.; Brooks, I.; Tamura, H.; Brown, S.; Blomquist, B.; Fairall, C.; Cifuentes-Lorenzen, A. (2017) Whitecap Coverage Dependence on Wind and Wave Statistics as Observed during SO GasEx and HiWinGS. *Journal of Physical Oceanography*, 47, 2211 – 2235. doi:10.1175/JPO-D-17-0005.1.
34. Korinenko, A.; Malinovsky, V.; Kudryavtsev, V. (2018) Experimental Research of Statistical Characteristics of Wind Wave Breaking. *Physical Oceanography [e-journal]*, 25, 489–500. doi:10.22449/1573-160X-2018-6-489-500.
35. Korinenko, A.; Malinovsky, V.; Kudryavtsev, V.; Dulov, V. (2020) Statistical Characteristics of Wave Breakings and their Relation with the Wind Waves' Energy Dissipation Based on the Field Measurements. *Physical Oceanography [e-journal]*, 27. doi:10.22449/1573-160X-2020-5-472-488.
36. Jessup, A.; Phadnis, K. (2005) Measurement of the geometric and kinematic properties of microscale breaking waves from infrared imagery using a PIV algorithm. *Measurement Science and Technology*, 16, 1961–1969. doi:10.1088/0957-0233/16/10/011.

37. Sutherland, P.; Melville, W. (2013) Field measurements and scaling of ocean surface wave-breaking statistics. *Geophysical Research Letters*, 40, 3074–3079. doi:10.1002/grl.50584.
38. Potter, H.; Smith, G.; Snow, C.; Dowgiallo, D.; Bobak, J.; Anguelova, M. (2015) Whitecap lifetime stages from infrared imagery with implications for microwave radiometric measurements of whitecap fraction. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 120, 7521–7537. doi:10.1002/2015JC011276.
39. Katsaros, K.; Atakturk, S. (1992) Dependence of wave-breaking statistics on wind stress and wave development. *Breaking Waves*; Banner, M.; Grimshaw, R., Eds. Springer-Verlag, p. 119–132.
40. Banner, M.; Babanin, A.; Young, I. (2000) Breaking Probability for Dominant Waves on the Sea Surface. *Journal of Physical Oceanography*, 30, 3145–3160. doi:10.1175/1520-0485(2000)030<3145:BPFDWO>2.0.CO;2.
41. Babanin, A.; Young, I.; Banner, M. (2001) Breaking probabilities for dominant surface waves on water of finite constant depth. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 106, 11659–11676.
42. Banner, M.; Gemmrich, J.; Farmer, D. (2002) Multiscale Measurements of Ocean Wave Breaking Probability. *Journal of Physical Oceanography*, 32, 3364 – 3375. doi:10.1175/1520-0485(2002)032<3364:MMOOWB>2.0.CO;2.
43. Earle, M.; Brown, R.; Baker, D.; McCall, J. (1996) Nondirectional and directional wave data analysis procedures. U.S. Department of Commerce, National Oceanic and Atmospheric Administration, National Data Buoy Center, 150 Cleveland Avenue, Slidell, Louisiana 70458, [эл ресурс]: url – [www.ndbc.noaa.gov/wavemeas.pdf](http://www.ndbc.noaa.gov/wavemeas.pdf). (дата обращения 02.04.2021).
44. Казакевич Д. И. (1977) Основы теории случайных функций и ее применение в гидрометеорологии. Лен. Гидрометеоиздат.

45. Benoit, M.; Frigaard, P.; Schaffer, H. (1997) Analysing Multidirectional Wave Spectra. Proceedings of the 27th IAHR Congress, San Francisco, 10-15 August 1997; Mansard, E.e., Ed.; Canadian Government Publishing: Canada, Conference date: 10-08-1997 Through 15-08-1997.
46. Longuet-Higgins, M.S., Cartwright, D.E., Smith, N.D., (1961). Observations of the directional spectrum of sea waves using the motions of a floating buoy. In: Sciences, N.A.O. (Ed.), *Ocean Wave Spectra: Proceedings of a Conference*. Prentice-Hall, pp. 111–132.
47. Hashimoto, N.; Nagai, T.; Asai, T., (1994) Extension of the Maximum Entropy Principle Method for Directional Wave Spectrum Estimation. In *Coastal Engineering 1994*; pp. 232–246. doi:10.1061/9780784400890.019.
48. Johnson, D. (2002) DIWASP, a Directional Wave Spectra Toolbox for MATLAB: User Manual. Centre Water Reseach, University Western Australia, Crawley, WA, Australia. Res. Rep. WP-1601-DJ (V1.1).
49. Ewans, K. (1998) Observations of the Directional Spectrum of Fetch-Limited Waves. *Journal of Physical Oceanography*, 28, 495 – 512. doi:10.1175/1520-0485(1998)028<0495:OOTDSO>2.0.CO;2.
50. Hanson, J.; Phillips, O. (1999) Wind Sea Growth and Dissipation in the Open Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 29, 1633 – 1648. doi:10.1175/1520-0485(1999)029<1633:WSGADI>2.0.CO;2.
51. Toba, Y. (1973) Local balance in the air-sea boundary processes. *Journal of the Oceanographical Society of Japan*, 29, 209 – 220. doi:10.1007/BF02108528.
52. Pierson, W.; Moskowitz, L. (1964) A Proposed Spectral Form for Fully Developed Wind Seas Based on the Similarity Theory of S. A. Kitaigorodskii. *Journal of Geophysical Research*, 69, 5181–5190. doi:10.1029/JZ069i024p05181.

53. Banner, M.; Morison, R. (2010) Refined source terms in wind wave models with explicit wave breaking prediction. Part I: Model framework and validation against field data. *Ocean Modelling*, 33, 177–189. doi:10.1016/j.ocemod.2010.01.002.
54. Hasselmann, K.; Barnett, T.; Bouws, E.; Carlson, H.; Cartwright, D.; Enke, K.; Ewing, J.; Gienapp, H.; Hasselmann, D.; Kruseman, P.; Meerburg, A.; Muller, P.; Olbers, D.; Richter, K.; Sell, W.; Walden, H. (1973) Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP). *Deutsches Hydrographisches Institut*, 8, 1–95.
55. Phillips, O. (1985) Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 156, 505–531. doi:10.1017/S0022112085002221.
56. Monahan, E.; Woolf, D. (1989) Comments on "Variations of Whitecap Coverage with Wind stress and Water Temperature". *Journal of Physical Oceanography*, 19, 706–709. doi:10.1175/1520-0485(1989)019<0706:COOWCW>2.0.CO;2.
57. Бондур В.Г., Шарков Е.А. Статистические характеристики пенных образований на взволнованной морской поверхности // *Океанология*, – 1982, – т. 29, – №3, – с. 372-379.
58. Rapp, R.; Melville, W. (1990) Laboratory measurements of deep-water breaking waves. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 331, 735–800. doi:10.1098/rsta.1990.0098.
59. Stansell, P.; MacFarlane, C. (2002) Experimental Investigation of Wave Breaking Criteria Based on Wave Phase Speeds. *Journal of Physical Oceanography*, 32, 1269–1283. doi:10.1175/1520-0485(2002)032<1269:EIOWBC>2.0.CO;2.
60. Banner, M.; Peirson, W. (2007) Wave breaking onset and strength for two-dimensional deep-water wave groups. *Journal of Fluid Mechanics*, 585, 93–115. doi:10.1017/S0022112007006568.

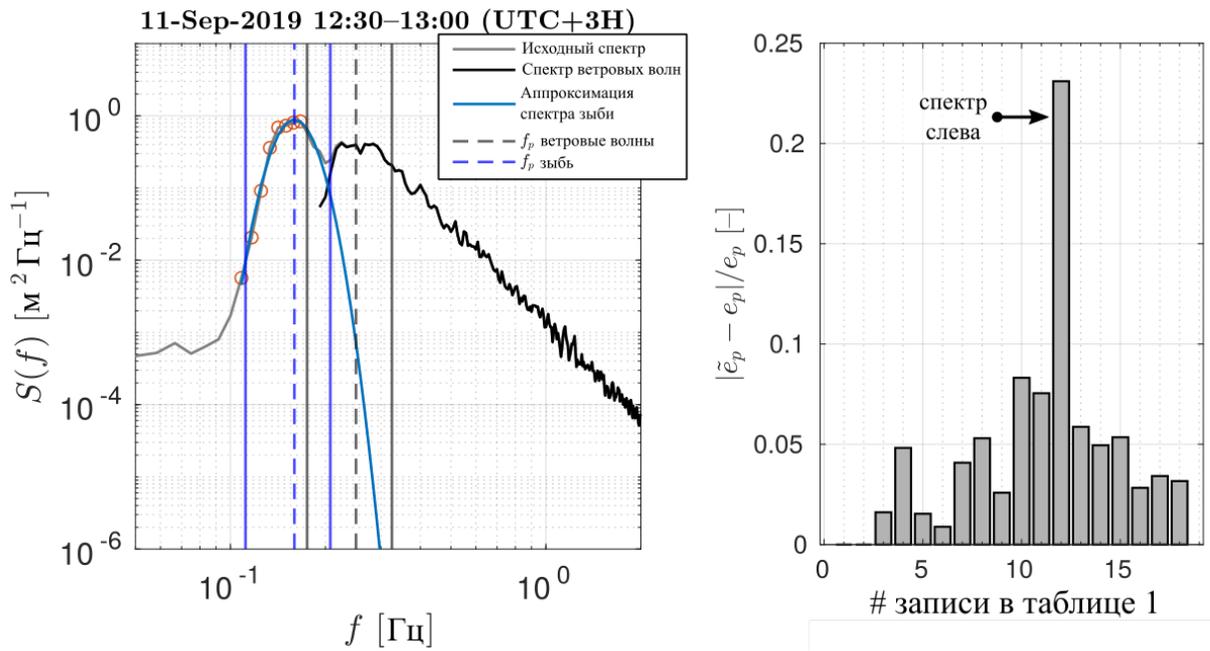
61. Китайгородский С.А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. // Гидрометеиздат, Л., – 1970, – 284 с.
62. Dulov, V.; Kudryavtsev, V.; Skiba, E. (2020) On fetch- and duration-limited wind wave growth: Data and parametric model. *Ocean Modelling*, 153, 101676. doi:10.1016/j.ocemod.2020.101676.
63. Kudryavtsev, V., Yurovskaya, M., Chapron, B. (2021). 2D parametric model for surface wave development under varying wind field in space and time. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 126, e2020JC016915. <https://doi.org/10.1029/2020JC016915>.
64. Eadi Stringari, C.; Prevosto, M.; Filipot, J.; Leckler, F.; Guimarães, P. A. (2021) New Probabilistic Wave Breaking Model for Dominant Wind-sea Waves Based on the Gaussian Field Theory. doi:10.1002/essoar.10505985.2.
65. Phillips, O. M., Posner, F. L., & Hansen, J. P. (2001). High Range Resolution Radar Measurements of the Speed Distribution of Breaking Events in Wind-Generated Ocean Waves: Surface Impulse and Wave Energy Dissipation Rates, *Journal of Physical Oceanography*, 31(2), 450-460.
66. Anguelova, M. (2008) Complex dielectric constant of sea foam at microwave frequencies. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 113. doi:10.1029/2007JC004212.
67. Hwang, P. A., Reul, N., Meissner, T., & Yueh, S. H. (2019). Whitecap and Wind Stress Observations by Microwave Radiometers: Global Coverage and Extreme Conditions, *Journal of Physical Oceanography*, 49(9), 2291-2307.
68. Hwang, P. (2020) Whitecap Observations by Microwave Radiometers: With Discussion on Surface Roughness and Foam Contributions. *Remote Sensing*, 12. doi:10.3390/rs12142277.

69. Anguelova, M.; Hwang, P. (2016) Using Energy Dissipation Rate to Obtain Active Whitecap Fraction. *Journal of Physical Oceanography*, 46, 461 – 481. doi:10.1175/JPO-D-15-0069.1.

## Приложение А

По угловым спектрам, вычисленным для бимодальных всенаправленных спектров, стало очевидно, что разделение систем волн по направлению невозможно. Тем не менее мы решили провести разделение в одномерных спектрах в предположении узкости спектра зыби, который по этой причине может быть аппроксимирован полиномом второй степени в логарифмическом пространстве.

Процедура состоит в следующем. Начальное положение пика зыби  $f_p$  определялось вручную, затем все точки, попадающие в диапазон  $f_p(1-\delta) < f < f_p(1+\delta)$ , использовались в аппроксимации спектра полиномом второй степени в логарифмическом пространстве, при условии что эти точки находятся вне диапазона пика ветровых волн. После аппроксимации полиномиальной функцией частота пика переопределялась из параметров параболы, которая вычиталась из исходного спектра. Результат вычитания считается частью исходного спектра, которая принадлежит ветровым волнам, и по которой уже впоследствии оценивается энергия и крутизна доминантных волн. Элементы описанной процедуры и эффект, который она имеет на оценках энергии иллюстрируются на Рис. А1, где  $e_p$  – энергия доминантных волн, полученная из исходного спектра, и  $\tilde{e}_p$  – энергия, рассчитанная по отделенной части спектра, принадлежащей ветровым волнам.



**Рис. А1** – (слева) Пример разделения волн зыби и ветровых волн в одномерном спектре для интервала времени, чьи спектры показаны на Рис. 7. (справа) относительное изменение энергии ветровых волн после разделения.

## Приложение В

**Таблица 1.** Ветровые условия, оценки волновых параметров и статистических параметров обрушения доминантных ветровых волн в условиях ветра с моря. В таблице  $U_{10}$  и  $\varphi_U$  – скорость и направление ветра на высоте 10 м,  $\varphi_p$  – направление волн,  $\alpha$  – обратный возраст волн,  $f_p$ ,  $e_p$ ,  $\epsilon_p$  – частота, энергия и крутизна доминантных волн,  $L_p$  и  $Q_p$  – нулевые моменты  $\Lambda(c)$  и  $q(c)$  распределений, соответственно,  $P_p$  – вероятность обрушения доминантных волн и  $N$  – число событий обрушения.

#	Дата (время UTC+3H)	$U_{10}$ [м с <sup>-1</sup> ]	$\varphi_U$ [град.]	$\varphi_p$ [град.]	$\alpha$ [-]	$f_p$ [Гц]	$e_p$ [м <sup>2</sup> ]	$\epsilon_p$ [-]	$L_p$ [м <sup>-1</sup> ]	$Q_p$ [-]	$P_p$ [-]	$N$ [-]
1*	15-Oct-2018 09:58-10:28	12.0	77.0	–	1.60	0.208	0.058	0.084	2.2E-05	7.6E-06	1.3E-03	413
2*	15-Oct-2018 11:06-11:36	14.0	76.7	–	1.87	0.208	0.060	0.086	3.0E-05	1.6E-05	1.8E-03	469
3	10-Sep-2019 10:01-10:31	13.4	90.0	81.3	2.43	0.283	0.030	0.112	4.8E-05	1.8E-05	1.6E-03	313
4	10-Sep-2019 10:31-11:01	13.4	90.0	81.9	2.43	0.283	0.023	0.097	2.3E-05	1.2E-05	8.0E-04	92
5	10-Sep-2019 11:01-11:31	13.4	90.0	91.7	2.50	0.292	0.021	0.100	2.1E-05	7.4E-06	6.0E-04	119
6	10-Sep-2019 11:31-11:57	13.3	90.0	93.3	2.34	0.275	0.027	0.100	1.3E-05	3.3E-06	4.0E-04	112
7	10-Sep-2019 12:01-12:31	12.8	90.0	95.1	2.18	0.267	0.029	0.097	9.9E-06	3.0E-06	4.0E-04	82
8	10-Sep-2019 12:31-13:01	13.8	90.0	93.7	2.51	0.283	0.030	0.112	1.3E-05	8.3E-06	4.0E-04	70
9	10-Sep-2019 13:01-13:31	14.8	90.0	91.7	2.53	0.267	0.038	0.112	1.9E-05	9.3E-06	7.0E-04	74
10	11-Sep-2019 11:30-12:00	14.7	90.0	87.8	2.27	0.242	0.063	0.118	5.7E-05	2.8E-05	2.5E-03	317
11	11-Sep-2019 12:00-12:30	15.0	90.0	89.8	2.24	0.233	0.065	0.112	3.3E-05	1.9E-05	1.6E-03	172
12	11-Sep-2019 12:30-13:00	15.3	90.0	89.7	2.45	0.250	0.042	0.103	5.5E-05	3.2E-05	2.3E-03	306
13	11-Sep-2019 13:00-13:28	15.7	90.0	90.5	2.68	0.267	0.045	0.121	1.1E-04	5.6E-05	3.9E-03	534
14	11-Sep-2019 13:30-14:00	16.2	90.0	86.0	2.59	0.250	0.049	0.111	6.6E-05	3.9E-05	2.7E-03	378
15	11-Sep-2019 14:00-14:30	16.0	90.0	90.0	2.74	0.267	0.042	0.117	5.9E-05	2.7E-05	2.1E-03	299
16	11-Sep-2019 14:30-15:00	15.9	90.0	92.5	2.88	0.283	0.033	0.117	7.4E-05	4.8E-05	2.4E-03	354
17	11-Sep-2019 15:00-15:30	15.6	90.0	92.3	2.67	0.267	0.037	0.110	4.1E-05	1.9E-05	1.5E-03	271
18	11-Sep-2019 15:30-16:00	14.9	90.0	93.4	2.70	0.283	0.035	0.121	4.7E-05	2.0E-05	1.5E-03	349

Спектры волнения располагали единственным пиком. Энергия и крутизна остальных интервалов времени были оценены после применения одномерного разделения ветровых волн и зыби, как описано в тексте.

**Таблица 2.** То же что и в Таблице 1, но в условиях берегового ветра.

#	Дата (время UTC+3Н)	$U_{10}$ [м с <sup>-1</sup> ]	$\varphi$ [град.]	$\varphi$ [град.]	$\alpha$ [-]	$f_p$ [Гц]	$e_p$ [м <sup>2</sup> ]	$\epsilon_p$ [-]	$L_p$ [м <sup>-1</sup> ]	$Q_p$ [-]	$P_p$ [-]	$N$ [-]
1	24-Sep-2013 11:51-12:11	15.1	327.8	340.3	6.03	0.624	0.004	0.205	6.0E-03 (4.9E-02)	1.7E-03	4.0E-02 (2.4E-01)	16389
2	24-Sep-2013 12:18-12:39	12.6	328.5	357.7	5.06	0.629	0.003	0.187	4.2E-03 (3.5E-02)	1.0E-03	2.7E-02 (1.7E-01)	13195
3	25-Sep-2013 14:56-15:16	16.6	339.7	342.2	5.94	0.558	0.008	0.231	3.8E-03 (1.2E-02)	1.4E-03	3.2E-02 (5.8E-02)	15725
4	25-Sep-2013 15:26-15:46	14.8	336.6	357.0	5.32	0.561	0.006	0.197	1.5E-03 (4.7E-03)	4.6E-04	1.2E-02 (2.3E-02)	8323
5	07-Oct-2015 16:20-16:35	8.7	3.7	349.0	4.11	0.735	0.001	0.160	5.2E-04 (1.5E-02)	7.0E-05	2.5E-03 (7.1E-02)	1085

Значения в скобках рассчитаны при скорректированных  $\Lambda(c)$ .

## Приложение С

В условиях берегового ветра обрушающиеся ветровые доминантные волны относительно короткие, чьи барашки, по-видимому, могут находиться под активным воздействием поверхностного натяжения, сдерживающим вовлечение воздуха в процесс обрушения, в отличие от относительно длинных обрушающихся доминантных волн в условиях ветра с моря. Следовательно, можно ожидать, что измеряемые с помощью видеокамеры длины барашков окажутся меньше, чем длины фактически обрушающихся волновых фронтов. Здесь мы предлагаем эвристический метод, призванный «реконструировать» длины обрушающихся волновых фронтов в условиях берегового ветра, который основан на рассуждениях, приводимых ниже.

Наблюдающийся завал  $\Lambda(c)$  распределений как в этой работе, так и в работах других авторов, который начинается на скоростях  $c$  около  $3 \text{ м с}^{-1}$ , может рассматриваться как черта, являющаяся особенностью длин белых барашков. Монотонное возрастание  $\Lambda(c)$  в области малых  $c$  тогда можно считать особенностью длин обрушающихся волновых фронтов. На очень малых масштабах (например, масштабах поверхностных капиллярных волн) длины обрушающихся волновых фронтов конечны [35,36], тогда как длины барашков становятся буквально равными нулю [24, 26, 29, 34]. Если мы предположим, что длины барашков и волновых фронтов уменьшаются непрерывно по мере убывания фазовой скорости обрушающейся волн, то различие между наблюдаемым распределением  $\Lambda(c)$ , которое характеризует распределение полной длины барашков, и «истинным»  $\Lambda^*(c)$ , которое содержит информацию о полной длине обрушающихся волновых фронтов, может служить оценкой отношения длин обрушающегося волнового фронта и барашка. Так, пусть,

$$\Lambda^*(c) = \Lambda(c)\Phi(c),$$

где  $\Phi(c)$  – некоторая передаточная функция.

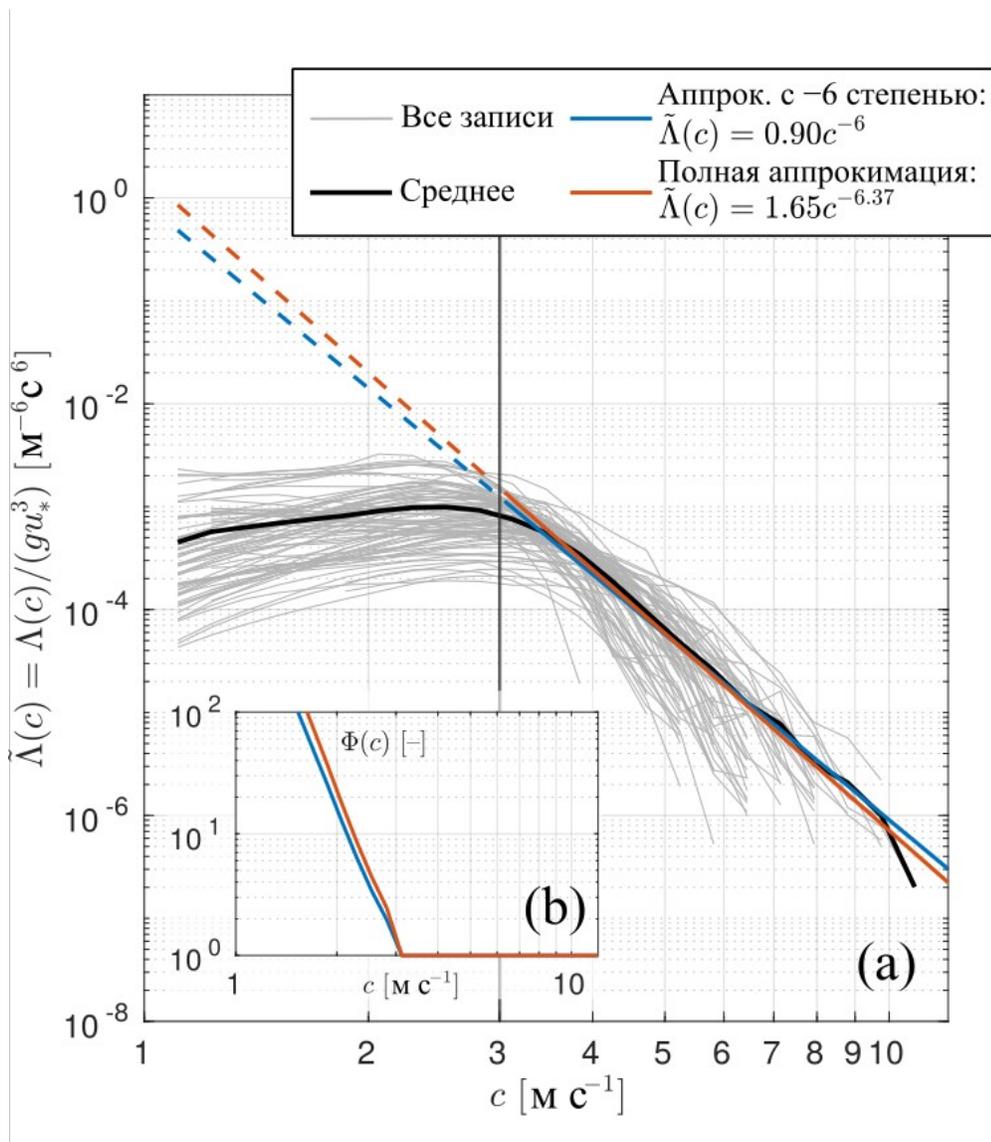
Полагая, что распределение  $\Lambda^*(c) = \Lambda^*(c)/(gu_*^3)$  (где  $u_*$  – динамическая скорость) является универсальной функцией  $c^{-6}$  [42], что достаточно хорошо подтверждается экспериментальными данными (см. например [29,34]), мы аппроксимируем среднее оцененное распределение  $\Lambda(c) = \Lambda(c)/(gu_*^3)$  на интервале  $c > 3 \text{ м с}^{-1}$  степенной функцией с фиксированным показателем степени – 6 у фазовой скорости и продлеваем эту аппроксимацию в область  $c < 3 \text{ м с}^{-1}$ . Аппроксимация степенной функцией производилась как линейная регрессия в логарифмическом пространстве. отклонение среднего распределения  $\tilde{\Lambda}(c)$  на скоростях  $c < 3 \text{ м с}^{-1}$ . от экстраполяции  $\tilde{\Lambda}^*(c)$  считается оценкой отношения длин фронт-барашек,  $\Phi(c)$ , т. е.,

$$\Phi(c) = \begin{cases} \tilde{\Lambda}^*(c)/\tilde{\Lambda}(c), & c \leq 3 \text{ м с}^{-1} \\ 1, & c > 3 \text{ м с}^{-1} \end{cases} .$$

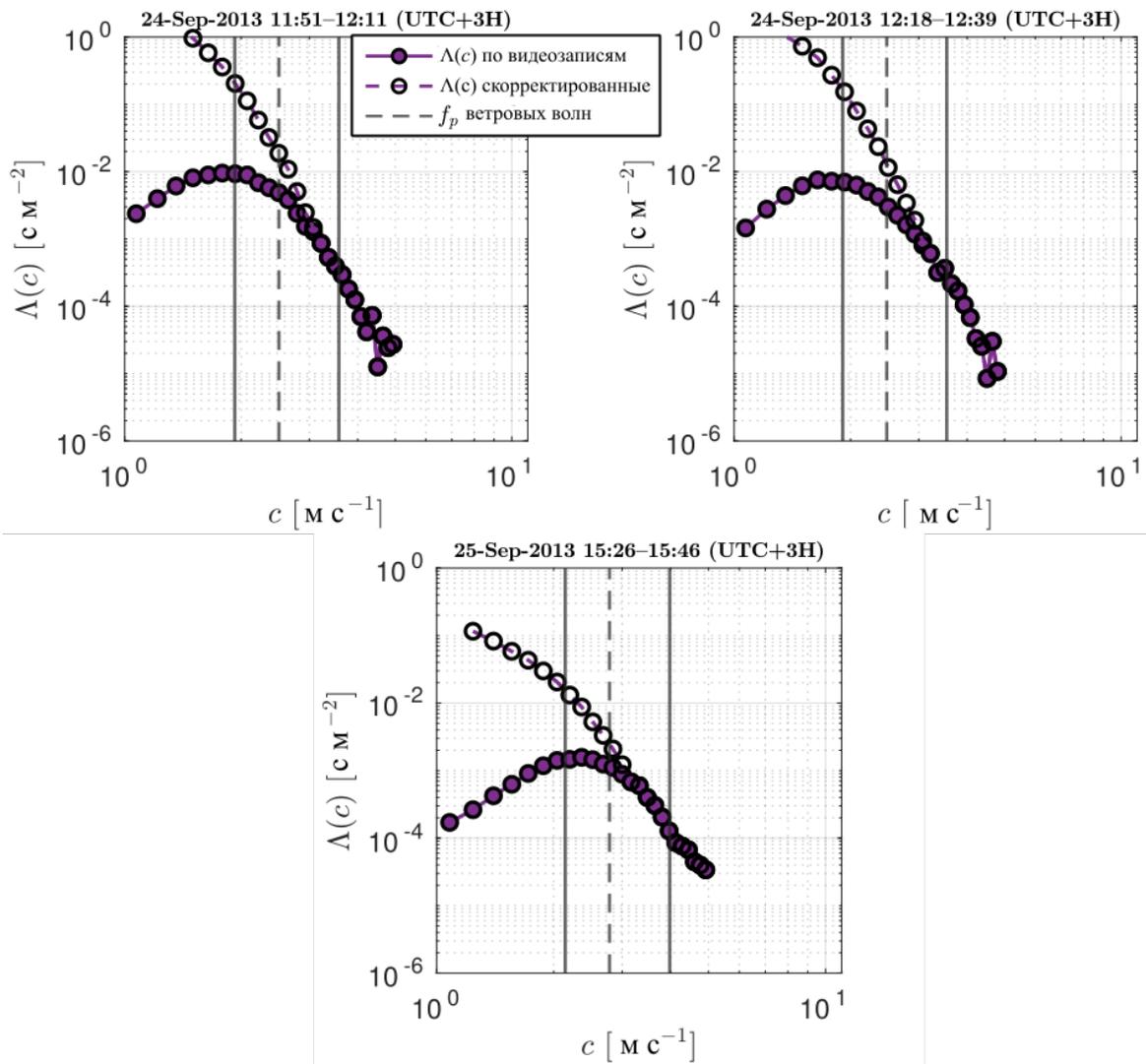
При расчете среднего  $\tilde{\Lambda}(c)$  использовались все доступные распределения  $\Lambda(c)$  в условиях ветра с моря, для получения более робастной оценки среднего. Набор распределений  $\tilde{\Lambda}(c)$  вместе с аппроксимациями показаны на Рис. С1а. Различие между продленной аппроксимацией степенной функцией с показателем степени –6 и средним  $\tilde{\Lambda}(c)$  распределением монотонно увеличивается в сторону низких  $c$ , что тем самым приводит к увеличению  $\Phi(c)$  (см. Рис. С1б). Также была произведена полная аппроксимация степенной функцией  $\tilde{\Lambda}(c) = ac^b$ , которая показывает, что наши данные обнаруживают показатель степени фазовой скорости –6.37.

Оцененное отношение длин обрушающегося волнового фронта и барашка работает как корректирующий множитель, умножение на который приподнимает исходные распределения  $\Lambda(c)$  при береговом ветре и делает их распределениями, которые предполагаются пропорциональными теперь уже полной длине обрушающихся волновых фронтов.

Примеры того, как подобная коррекция сказывается на  $\Lambda(c)$  распределениях в условиях береговых ветров изображены на Рис. С2, С3.



**Рис. С1** – (a) Измеренные  $\tilde{\Lambda}(c)$  распределения (серые линии) с их соответствующим арифметическим средним (черная линия). Вертикальная черная линия делит диапазон фазовых скоростей на область, в которой выполнялись аппроксимации степенными функциями (сплошные цветные линии), и область, в которую производилась экстраполяция этих степенных зависимостей (штриховые цветные линии). (b) Передаточная функция для обеих аппроксимаций (соотношение длин обрушающийся фронт-барашек).



**Рис. С2** – Исходные и скорректированные  $\Lambda(c)$  распределения в условиях береговых ветров.

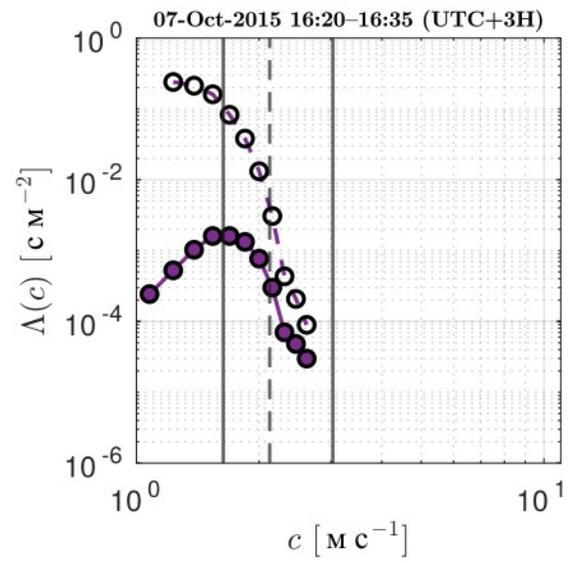
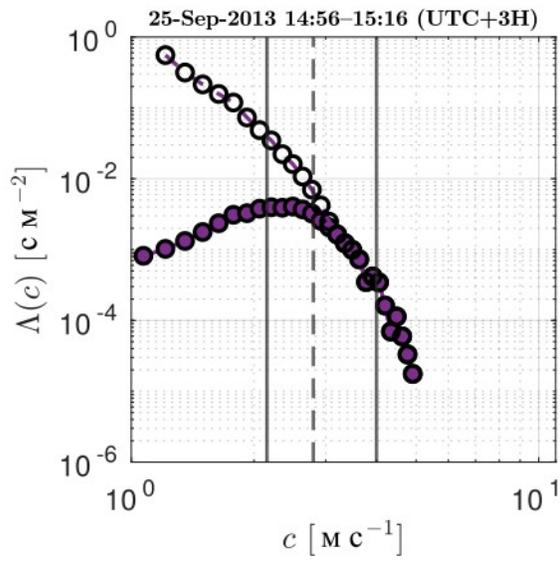


Рис. С3 – Продолжение Рис. С2.