

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт прикладной физики Российской академии наук

На правах рукописи

**КОЗЛОВ Дмитрий Сергеевич**

**ДРОБЛЕНИЕ ПО ТИПУ «ПАРАШЮТ» КАК МЕХАНИЗМ  
ОБРАЗОВАНИЯ БРЫЗГ ПРИ УРАГАННЫХ ВЕТРАХ И ЕГО РОЛЬ В  
ПРОЦЕССАХ ОБМЕНА МЕЖДУ ОКЕАНОМ И АТМОСФЕРОЙ**

Специальность: 25.00.29 – физика атмосферы и гидросферы

**ДИССЕРТАЦИЯ**  
на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
**Троицкая Юлия Игоревна**

г. Нижний Новгород - 2021

## Оглавление

Введение .....	4
Глава 1. Исследования процессов переноса импульса и энтальпии в приводном пограничном слое атмосферы и влияния морских брызг на эти процессы .....	13
1.1 Введение .....	13
1.2 Механизмы образования морских капель и функция генерации брызг .....	14
1.3 Динамика и термодинамика одиночной капли морской воды в приповерхностном слое атмосферы .....	18
1.4 Потоки тепла, поступающие в атмосферу от капель .....	23
1.5 Параметризация процессов переноса .....	26
1.6 Экспериментальные данные о зависимостях коэффициентов переноса от скорости ветра .....	29
1.7 Роль потоков энтальпии и импульса в динамике тропического циклона .....	36
1.8 Эффекты, оказывающие воздействие на процессы переноса между океаном и атмосферой, при ураганных ветрах .....	38
1.9 Заключение .....	41
Глава 2. Исследование механизмов генерации брызг при ураганных скоростях ветра в лабораторных условиях .....	42
2.1 Введение .....	42
2.2 Описание экспериментальной установки и методов исследования .....	43
2.3 Классификация явлений, приводящих к образованию капель .....	47
2.3.1 Дробление жидких «пальцев» .....	47
2.3.2 Разрыв подводных пузырей .....	48
2.3.3 Дробление по типу «парашют» .....	49
2.4 Статистика локальных событий, отвечающих за образование капель .....	53
2.4.1 Анализ статистики явлений генерации брызг .....	53
2.4.2 Статистика событий дробления по типу «парашют» .....	55
2.4.3 Распределение геометрических параметров «парашютов» .....	59
2.5 Построение функции генерации брызг, образованных при дроблении «парашютов» .....	62
2.5.1 Распределение плёночных капель .....	62
2.5.2 Распределение ободочных капель .....	66
2.5.3 Свойства функции генерации брызг, образованных при дроблении по типу «парашют», и её сопоставление с лабораторными и натурными данными .....	69
2.6 Заключение .....	74
Глава 3. Изучение потоков, связанных с явлением дробления по типу «парашют» .....	76
3.1 Введение .....	76
3.2 Поток импульса .....	77

3.2.1 Соппротивление «парашютов» .....	77
3.2.2 Касательное напряжение, связанное с взвешенными каплями .....	80
3.2.3 Общее напряжение сдвига с учётом дробления по типу «парашют» .....	83
3.2.4 Влияние стратификации приводного пограничного слоя атмосферы, обусловленной взвешенными каплями .....	84
3.3 Потоки скрытого, явного тепла и энтальпии .....	88
3.3.1 Временная эволюция параметров одиночной капли морской воды .....	88
3.3.2 Оценка потоков скрытого и явного тепла и энтальпии, обусловленных дроблением по типу «парашют» .....	93
3.3.3 Зависимость общего потока энтальпии, поступающей в атмосферу, от скорости ветра .....	102
Глава 4. Роль взрывного взаимодействия трех поверхностных волн в образовании «парашютов» .....	108
4.1 Введение .....	108
4.2 Линейное дисперсионное соотношение для волновых возмущений в системе ветрового и дрейфового течений .....	111
4.3 Трёхволновое взаимодействие с учётом нелинейности граничных условий и вязкости в критическом слое .....	121
4.4 Сравнение решения модельной задачи и экспериментальных данных .....	125
4.5 Заключение .....	129
Заключение .....	130
Список литературы .....	132
Список работ автора по теме диссертации .....	140

## Введение

### Актуальность темы:

Потоки импульса, тепла и влаги в атмосферном пограничном слое над морской поверхностью определяют энергетический баланс между атмосферой и океаном. Изучение этих потоков имеет важное прикладное значение для задач моделирования климата, прогнозирования погоды и построения моделей ураганов. В настоящее время во многих приложениях для количественной оценки поступающих в атмосферу потоков используются их параметризации на основе балк-формул [1],[2]. Однако такой подход имеет ряд ограничений, в первую очередь связанных с погрешностью экспериментальных данных, на основе которых эта параметризация была получена. Особенно существенным разброс данных становится при сильном и ураганном ветрах [3],[4], что обусловлено трудностью проведения измерений при таких условиях.

В связи с последним для ураганных условий на протяжении длительного времени использовалась экстраполяция зависимостей коэффициентов обмена, полученных при умеренных скоростях ветра. Согласно такому подходу коэффициент аэродинамического сопротивления поверхности воды должен расти [1] при скоростях ветра, превышающих 10 м/с. Однако современные исследования этого вопроса демонстрируют либо тенденцию к насыщению значения коэффициента аэродинамического сопротивления при ураганных скоростях ветра в лабораторных условиях [5], либо немонотонную зависимость при натуральных условиях [4],[6],[7]. Результаты теоретического исследования [8] также указывают на отличие поведения коэффициента аэродинамического сопротивления от линейного. В этой работе была построена модель тропического циклона, в рамках которой на основе баланса поступающей и диссипирующей в атмосферу энергии была получена оценка максимальной скорости ветра в урагане. В [8] показано, что использование экстраполяции коэффициентов обмена на ураганные ветра приводит к тому, что максимальная скорость ветра в тропическом циклоне ограничивалась бы значениями 30-40 м/с, в то время как наблюдения за реальными ураганами демонстрируют существование более интенсивных тропических циклонов. В заключение [8] автор указывает, что для того чтобы модели тропических циклонов были способны описать развитие и поддержание интенсивных ураганов отношение коэффициента переноса энтальпии к коэффициенту аэродинамического сопротивления должно превышать 0.75. Обеспечить такое значение в действительности может не только снижение коэффициента сопротивления при штормовых скоростях ветра, но и увеличение потока энтальпии. В

качестве возможной причины, приводящей к обоим этим эффектам, можно рассматривать морские брызги.

При штормовых значениях скорости ветра обрушение волн приводит к тому, что приводный слой атмосферы насыщен морскими брызгами. Число капель резко растет с увеличением скорости ветра [9],[10], поэтому можно ожидать, что при штормовых ветрах их присутствие может привести к радикальным изменениям процессов обмена, происходящих на границе атмосферы и океана. Характерный размер морских капель варьируется от 10 нм до нескольких мм [11]. Крупные капли с размерами от 10 мкм до единиц миллиметров после вылета с поверхности воды осаждаются под действием силы тяжести в океан, тем самым осуществляя прямой обмен массой, теплом и импульсом между атмосферой и океаном. Повышенный интерес к каплям с радиусом более 100 мкм связан с тем, что именно крупные брызги определяют объёмный поток [10], поступающий в атмосферу, который, в свою очередь, масштабирует удельный вклад капель данного радиуса в общий поток.

Изучение влияния морских брызг на поступающие в атмосферу потоки имеет более чем 40-летнюю историю, начиная с работ [9],[12]–[14]. Одним из ключевых моментов необходимых для количественных оценок этих процессов является изучение механизмов, приводящих к уносу капель с поверхности воды. Схожий процесс совместного течения пленки жидкости и высокоскоростного потока газа, часто встречающийся в промышленных устройствах (абсорберах, химических реакторах, парогенераторах), неоднократно исследовался в лабораторных экспериментах [15],[16]. Однако важным фактором, отличающим движение воздуха в атмосфере над морской поверхностью от газожидкостного течения тонких пленок в каналах, служит обрушение крупных ветровых волн. При обрушении волны происходит захват воздуха, в результате чего образуются подводные пузыри, которые всплывают и лопаются. Кроме того углубление, оставшееся после лопнувшего пузыря, коллапсирует и образует струю, которая также приводит к появлению капель. Эти механизмы генерации брызг детально изучены в работах [17]–[25]. В случае, когда скорость ветра достаточно велика, появляется новый тип брызг – капли, которые срываются с гребней обрушающихся волн под действием касательного напряжения. Одной из первых экспериментальных работ, посвященной изучению генерации таких капель, является статья [26]. В ней сообщается, что в районе гребней обрушающихся волн образуются небольшие выступы воды, которые вытягиваются в жидкие «пальцы» и впоследствии дробятся на отдельные капли.

В дополнение к уже указанным источникам капель в недавних лабораторных исследованиях [27] продемонстрировано существование нового механизма генерации брызг – дробление по типу «парашют» («bag breakup» fragmentation). Анализ снимков поверхности воды, выполненный в [27], показал, что на гребнях обрушающихся волн появляются некоторые слои жидкости, которые надуваются воздушным потоком и лопаются как пузыри, образуя брызги. Кроме того авторы указывают, что при больших скоростях ветра такой режим образования капель встречается часто.

Каждый из указанных механизмов вносит свой вклад в итоговую функцию генерации брызг, которая характеризует распределение капель по размеру, вылетевших в единицу времени с единицы площади. Однако трудности проведения прямых измерений в условиях урагана и недостаточное понимание механизмов образования капель приводят к значительному разбросу значений функции генерации брызг [10],[11] (до шести порядков) и, как следствие, неопределенности при оценке влияния морских брызг на процессы обмена в пограничном слое.

Лабораторное исследование механизмов генерации брызг [28] позволило выделить дробление по типу «парашют» как наиболее эффективный источник крупных капель при ураганных скоростях ветра.

Таким образом, возникает необходимость более детального изучения механизма генерации брызг по типу «парашют». В рамках этого исследования нужно не только получить статистику «парашютов» и оценить количество генерируемых при этом капель, но также изучить факторы, отвечающие за образование «парашютов». Поскольку конечная цель – это количественная оценка вклада капель в процесс обмена импульсом, теплом и влагой между океаном и атмосферой, также требуется изучить изменение параметров капли от момента инъекции до падения обратно в воду.

### **Цели диссертационной работы**

Целью настоящей работы является изучение особенностей процесса генерации морских брызг при ураганных ветрах и оценка влияния капель на процессы обмена между океаном и атмосферой. При этом особое внимание уделяется изучению фрагментации по типу "парашют", поскольку именно этот механизм образования капель является основным при ураганных скоростях ветра. Для реализации этого необходимо решить следующие задачи:

1. Исследовать механизмы генерации брызг, определить статистические характеристики явлений, приводящих к образованию капель, построить функцию генерации брызг.

2. Изучить временную эволюцию температуры и радиуса одиночной капли.
3. Получить оценки потоков импульса и тепла, обусловленных каплями.
4. Построить теоретическую модель формирования начальных возвышений водной поверхности, инициирующих дробление по типу «парашют».

### **Научная новизна результатов работы**

1. Выявлен основной механизм образования брызг, срываемых с гребней волн при ураганных скоростях ветра – дробление по типу «парашют», подтвержденный публикациями в ведущих профильных журналах. На основе общих принципов статистической физики выявлена зависимость числа событий фрагментации от скорости ветра.

2. Для выявленного механизма построена функция генерации брызг, учитывающая, что образование капель при одном событии фрагментации по типу «парашют» обусловлена двумя механизмами: разрывом плёнки купола «парашюта» и дроблением его «ободка», которая хорошо согласуется с имеющимися результатами лабораторных экспериментов и натурных наблюдений о статистике капель при ураганных ветрах.

3. На основе количественных оценок влияния явления дробления по типу «парашют» на обмен импульсом между атмосферой и океаном, а также учёта стратификации приводного слоя атмосферы за счёт присутствия взвешенных капель предложено объяснение наблюдаемой аномальной зависимости коэффициента аэродинамического сопротивления от скорости ветра.

4. Для брызг, образованных за счёт механизма дробления по типу «парашют», показано, что при параметрах атмосферы и океана, типичных для тропического циклона, при скоростях ветра более 45-50 м/с поток энтальпии от капель по величине сравним с прямым турбулентным потоком энтальпии от поверхности океана.

5. Предложена и исследована гипотеза о том, что формирование начальных возвышений водной поверхности, развитие которых может приводить к дроблению по типу «парашют», обусловлено гидродинамической неустойчивостью ветрового дрейфового течения. Показано, что слабо нелинейное трёхволновое резонансное взаимодействие собственных волн дрейфового течения может приводить к взрывному росту их амплитуд. Полученная зависимость поперечного размера смещения поверхности

воды, обусловленного этим взаимодействием, от динамической скорости ветра согласуется с экспериментальными данными о размерах «парашютов».

#### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Дробление по типу «парашют» является основным механизмом генерации капель, срываемых ветром с гребней волн, при ураганных скоростях ветра.

2. Полученная функция генерации брызг, обусловленных механизмом дробления по типу «парашют», позволяет описать распределения капель, полученные на основе лабораторных экспериментов и натуральных наблюдений при ураганных скоростях ветра.

3. Дополнительный поток импульса, связанный с событиями дробления по типу «парашют», а также учёт стратификации, создаваемой брызгами, приводит к немонотонной зависимости коэффициента аэродинамического сопротивления поверхности воды от скорости ветра.

4. Для условий, характерных для тропического циклона, поток энтальпии, обусловленный каплями, при скоростях ветра 45-50 м/с по величине сравним с прямым турбулентным потоком энтальпии от поверхности океана.

5. Слабо нелинейное резонансное трёхволновое взаимодействие возмущений дрейфового течения может рассматриваться в качестве механизма формирования начальных возмущений водной поверхности, развитие которых приводит к дроблению по типу «парашют».

#### **Достоверность полученных результатов**

Полученные результаты обладают высокой степенью достоверности, поскольку большая часть работы представляет собой теоретическое исследование, основанное на воспроизводимых экспериментальных данных. Характерные величины потоков массы, импульса и тепла, которые были найдены в рамках этой работы, находятся в согласии с данными лабораторных и натуральных измерений других исследований. По результатам, представленным в диссертации, опубликовано ряд статей в ведущих отечественных и зарубежных журналах. Основные положения диссертации неоднократно докладывались на международных и всероссийских конференциях, обсуждались на семинарах в ИПФ РАН.



### **Научная и практическая значимость результатов работы**

Результаты, полученные в работе, могут использоваться для исследования деталей взаимодействия океана и атмосферы при ураганных скоростях ветра. Предложенные в диссертации параметрические зависимости коэффициентов сопротивления морской поверхности и переноса энтальпии от скорости ветра могут применяться в численных моделях тропических циклонов и прогнозировании погоды. Разработанная уточнённая модель временной эволюции параметров одиночной капли может выступать в качестве замены предшествующей, поскольку оценки потоков скрытого и явного тепла, полученные на ее основе, лучше согласуются с результатом численного моделирования исходных уравнений, чем при использовании предыдущей модели. Кроме того проведенный анализ уравнений микрофизики капли может рассматриваться в качестве первого этапа при изучении процесса кристаллизации жидких частиц, который часто встречается в промышленности (производство лекарств, снежная пушка) и в природных условиях (северные широты). Трёхволновое резонансное взаимодействие, описанное в рамках диссертации, на данный момент является единственной разработанной гипотезой, объясняющей процесс образования начальных возмущений поверхности воды, из которых формируются «парашюты».

### **Публикации и вклад автора**

Основные положения диссертации изложены в 23 работах, из которых 7 – статьи, опубликованные в реферируемых журналах, входящих в перечень ВАК, 16 – тезисы докладов на российских и международных конференциях.

Все приведенные в диссертации результаты получены либо лично автором, либо при его непосредственном участии. Автор диссертации принимал непосредственное участие в обработке видеозаписей высокоскоростной съёмки поверхности воды. Разработка программного обеспечения для расчета временной эволюции параметров капель, получения и численного решения системы уравнений, описывающей трёхволновое резонансное взаимодействие возмущений ветрового дрейфового течения в воде, было выполнено автором лично.

### **Апробация работы**

Диссертационная работа выполнена в Институте прикладной физики РАН. Результаты диссертации были использованы в рамках грантов РФФИ, проектов РНФ и

Минобрнауки России, гранта Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

Основные положения и результаты работы докладывались:

- на международных конференциях: European Geosciences Union General Assembly (2016, 2018, 2019, 2020 и 2021 гг.).
- на российских конференциях: 26-ая Нижегородской сессии молодых ученых (секция «Физика»), 25-ая Нижегородской сессии молодых ученых (секция «Физика»), 24-ая Нижегородской сессии молодых ученых (секция «Физика»), XXXII Всероссийская школа-семинар «Волновые явления: физика и применения» имени А.П. Сухорукова (секция «Гидродинамические волны и течения»).
- на семинарах и конкурсах ИПФ РАН.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, 4-х глав, заключения, цитируемой литературы и списка работ автора по теме работы. Объем диссертации составляет 142 страницы, включая 62 рисунка. Список литературы содержит 112 источников.

### **Краткое содержание работы**

Во **Введении** обосновывается актуальность работы, формулируются её цели, кратко излагается содержание диссертации.

В **Главе 1** приведен обзор исследований, посвященных изучению процессов взаимодействия океана и атмосферы, причем особое внимание уделяется эффектам, связанным с каплями. В разделе 1.2 подробно описаны механизмы генерации капель, а также дано определение функции генерации брызг. Затем в разделе 1.3 обсуждаются детали эволюции солёной капли, попавшей в атмосферу, и приведён пример характерной эволюции радиуса и температуры капли. В разделе 1.4 описана концепция «вернувшихся» капель, в рамках которой на основе сохранения энтальпии в столбе, включающем в себя верхний слой жидкости и нижний слой атмосферы, было показано, что за счёт эффектов, связанных с брызгами, энтальпия атмосферы растёт, причём основной вклад вносят крупные капли. Основные понятия, описывающие процессы переноса, происходящие в приводном пограничном слое атмосферы, были введены в разделе 1.5. Также приведены результаты как лабораторных, так и натурных исследований коэффициентов переноса для широкого диапазона скоростей ветра, включая экстремальные, в разделе 1.6. На примере модели тропического циклона, представленной в разделе 1.7, показана важность изучения деталей взаимодействия атмосферы и океана при ураганных скоростях ветра. Обсуждение

различных эффектов, влияющих на перенос тепла и импульса между водой и воздухом, представлено в разделе 1.8. В заключительном разделе 1.9 был сделан вывод о направлении необходимых исследований.

В начале **Главы 2** описаны технические детали экспериментальной установки и методы сбора данных. В разделе 2.3 дана классификация явлений, приводящих к образованию брызг. Результаты статистического анализа явлений генерации брызг при различных скоростях ветра представлены в разделе 2.4. На основе аналогии дробления купола «парашюта» с разрывом подводного пузыря и фрагментации его ободка с дроблением жидких «пальцев» в разделе 2.5 была построена функция генерации брызг при дроблении по типу «парашют». Полученная функция генерации в этом же разделе сравнивалась с другими лабораторными и натурными данными о количестве генерируемых капель. В заключении приведены основные выводы к главе и обсуждается возможное влияние крупных капель, образованных при дроблении ободка «парашюта», на процесс переноса между океаном и атмосферой.

На основе разработанной функции генерации брызг в **Главе 3** получены оценки дополнительных потоков скрытого и явного тепла, энтальпии и импульса, связанных с явлением дробления по типу «парашют». В разделе 3.2 получены оценки дополнительного потока импульса, связанного с дроблением по типу «парашют». А именно, показано, что влияние «парашютов» на аэродинамическое сопротивление определяется вкладом трёх факторов: сопротивлением, которое оказывают купола «парашютов», выступающие в качестве препятствий для приповерхностного потока ветра; ускорением воздушным потоком капель, образованных при дроблении «парашютов»; влиянием устойчивой стратификации подводного слоя атмосферы, обусловленной присутствием взвешенных капель. Для оценки влияния капель на потоки тепла, поступающие в атмосферу, в разделе 3.3 была представлена усовершенствованная параметризация эволюции параметров капли от времени, которая учитывает более интенсивный процесс испарения, происходящий на начальном этапе. На основе предложенной параметризации и функции генерации брызг, представленной в 2 главе, получены оценки дополнительных потоков скрытого и явного тепла, энтальпии, связанных с каплями. В разделе 3.3 представлены зависимости интегральных (от всех капель) потоков от скорости ветра и получены оценки влияния дробления по типу «парашют» на коэффициенты переноса.

**Глава 4** посвящена изучению механизма образования начального возмущения поверхности воды, развитие которого приводит к появлению «парашютов». В рамках кусочно-непрерывной модели профиля дрейфового течения и кусочно-постоянной модели профиля вязкости была исследована гипотеза о том, смещение водной поверхности,

которое подвержено дроблению, обусловлено резонансным взаимодействием трёх волн возмущения ветрового дрейфового течения. В разделе 4.2 для полного профиля скорости получено дисперсионное соотношение для волн, распространяющихся под произвольным углом к потоку. В разделе 4.3 показана возможность выполнения трёхволнового синхронизма для волн на скачке завихренности в воде, и установлено, что ветровой поток не оказывает существенного влияния на выбранную моду. Раздел 4.4 посвящен выводу трёхволновых уравнений с учётом взаимодействия внутри критического слоя, нелинейности уравнений движения и кинематических граничных условий. В разделе 4.5 представлено сравнение результатов моделирования и экспериментальных данных о дроблении по типу «парашют».

В **Заключении** сформулированы основные результаты, полученные в диссертации.

## **Глава 1. Исследования процессов переноса импульса и энтальпии в приводном пограничном слое атмосферы и влияния морских брызг на эти процессы**

### 1.1 Введение

В Главе 1 приведен обзор исследований, посвященных изучению процессов взаимодействия океана и атмосферы, причем особое внимание уделяется эффектам, связанным с каплями. Подробно описаны механизмы генерации капель и показана характерная динамика параметров солёной капли, попавшей в атмосферу, а также введены основные понятия, описывающие процессы переноса, происходящие в приводном пограничном слое атмосферы. Также приведены результаты лабораторных и натурных исследований по измерению коэффициентов переноса для широкого диапазона скоростей ветра, включая экстремальные. На примере модели тропического циклона показана важность изучения деталей взаимодействия атмосферы и океана при ураганных скоростях ветра. Представлено обсуждение различных эффектов, влияющих на перенос тепла и импульса между водой и воздухом.

## 1.2 Механизмы образования морских капель и функция генерации брызг

Морские брызги, попадая в атмосферу, оказывают существенное воздействие на процесс обмена импульсом и теплом между водой и воздухом. Поскольку некоторые капли могут находиться в воздухе достаточно долго, брызги также являются источником аэрозоля соли, тем самым влияя на химический состав атмосферы и происходящие в ней реакции.

Ключевым фактором необходимым для корректной оценки влияния морских брызг на поступающие в атмосферу потоки является нахождение функции генерации брызг  $\frac{dF}{dr}$ , которая определяет число капель с радиусом  $r$ , инжектированных в единицу времени с единицы площади поверхности воды. Поскольку капли образуются под действием различных механизмов, радиус капель может принимать значение от 10 нм до нескольких мм.

Одной из причин генерации морских брызг являются подводные пузыри, которые образуются при обрушении волн, так как при этом часть воздуха увлекается в воду. Процесс разрыв всплывающих пузырей был детально исследован в [17]–[25].

Всплывающие пузыри приводят к образованию капель посредством двух эффектов. При достижении поверхности воды жидкость с шапки пузыря начинает стекать, в результате пузырь истончается, его плёнка лопается, выбрасывая капли в воздух. Согласно [23] характерное время разрыва пленки составляет  $O(10)$  мкс, а размер образованных при этом капель лежит в диапазоне от 0.01 мкм до 1-2 мкм [29]–[31]. Скорость вылета пленочных капель может достигать значений 20-30 м/с. Необходимо также отметить, что размер самих пузырей зависит от химического состава воды. Кроме того, во время подъема пузырь может поглотить различные поверхностно-активные вещества, и при разрыве пленки они попадут в воздух [32].

После разрыва пленки на поверхности воды образуется углубление, которое достаточно быстро схлопывается, образуя вертикальную струю. Эта струя становится неустойчивой, и происходит её дробление на капли. Согласно исследованию [33], радиус струйных капель составляет 0.13-0.15 от радиуса исходного пузыря. В отличие от пленочных капель, число струйных капель уменьшается с увеличением радиуса пузыря и при  $r > 1.5$  мм образования струи не происходит. Размер струйных капель лежит в диапазоне от 3 до 100 мкм с максимумом концентрации в окрестности 10 мкм [29],[31],[34]. Измерения [19],[20] показывают, что скорость крупных струйных капель составляет лишь 0.3-0.5 м/с, в то время как для мелких она может достигать 8 м/с.

Когда скорость ветра достигает 8-11 м/с (5 баллов по шкале Бофорта) [10], этого становится достаточно для того, чтобы ветер вырывал капли с гребней обрушающихся волн. Такие капли называют пенными (в англоязычной литературе – spume droplets). По сравнению с другими механизмами генерации брызг процесс образования пенных капель является наименее изученным. Одной из первых экспериментальных работ, посвященной изучению генерации пенных капель, является статья [26]. В ней сообщается, что в районе гребней обрушающихся волн образуются небольшие выступы воды, которые вытягиваются в жидкие «пальцы» и впоследствии дробятся на отдельные капли. Поскольку разрешающая способность в этом эксперименте составляла 0.8 мм, автор в [26] лишь указывает, что размер этих капель имеет значение меньше точности измерений. Согласно функции генерации брызг [35], построенной на основе измерений [36] и [37], пенные капли имеют радиусы от 10 до 500 мкм. В лабораторном исследовании [27] зафиксировано большое число пенных капель с радиусом более 2 мм. Таким образом, брызги, срывающиеся с гребней, гораздо крупнее капель, образованных в результате дробления струй и пузырей, однако их статистика является менее определенной. Так, согласно обзорной статье [11], функция генерации брызг, которая характеризует распределение капель по размерам, в области крупных пенных капель в разных наблюдениях может отличаться на шесть порядков (см. Рис. 1.1). Подобные неопределенности связаны как с трудностями проведения измерений в натуральных условиях при штормовых значениях скорости ветра, так и с недостаточной изученностью механизмов генерации брызг.

Поскольку натурные измерения при штормовых условиях не представляются возможными, основной метод исследования капель – это лабораторное моделирование. Недавние исследования [28], выполненные на ветро-волновом канале Большого термостратифицированного бассейна ИПФ РАН, показали, что дробление по типу «парашют» («bag breakup» fragmentation) является наиболее эффективным источником крупных пенных капель при ураганных скоростях ветра. Впервые на существование этого режима образования капель было указано в работе [27], где показано, что на гребнях обрушающихся волн появляются некоторые выступы жидкости, которые надуваются воздушным потоком и лопаются как пузыри, образуя брызги.

Каждый из указанных механизмов вносит свой вклад в общий поток морских брызг, поступающих в атмосферу. При этом важно понимать, каким образом результирующий поток капель зависит от скорости ветра. Некоторые попытки теоретически предсказать зависимость темпа образования морских брызг от скорости ветра были предприняты в [9],[10]. Основная идея, представленная в этих работах,

состоит в том, что для образования пенных капель ветер должен совершить некоторую работу по созданию дополнительной поверхности. В результате образования 1 капли с радиусом  $r$  свободная энергия системы увеличивается на величину  $\Delta F = \frac{1}{3}\sigma\Omega$ , где  $\sigma$  - коэффициент поверхностного натяжения морской воды,  $\Omega = 4\pi r^2$  - площадь дополнительной поверхности. Отсюда следует, что полное изменение свободной энергии, происходящее в единицу времени, имеет вид:  $\Delta\dot{F}_{tot} = \frac{1}{3}\sigma\dot{\Omega}_{tot} = \frac{4}{3}\pi\int r^2 \frac{dF}{dr} dr$ . В это же время работу, которую совершает ветер над морской поверхностью, можно оценить как  $\dot{A} \propto \tau u_s$ , где  $\tau = \rho_a u_*^2$  - касательное напряжение,  $u_*$  - динамическая скорость ветра,  $u_s$  - скорость дрейфа поверхности, которая пропорциональна  $u_*$ . Таким образом, имеем следующую оценку для функции генерации брызг

$$\frac{dF}{dr} \propto u_*^3. \quad (1.1)$$

Среди всех функций генерации брызг указанному критерию надежности удовлетворяют функции, предложенные в [38]–[40].

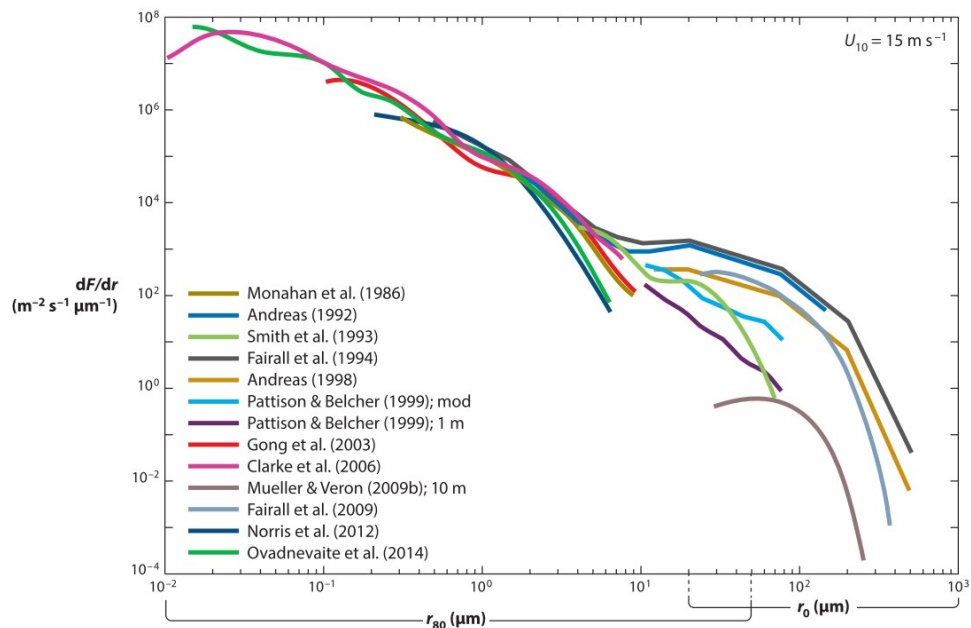


Рис. 1.1. Компиляция функций генерации морских брызг в зависимости от размера капель (количество капель, образованных на поверхности океана на единицу поверхности в единицу времени и на единицу радиуса) для скорости ветра  $U_{10} = 15$  м/с, согласно данным различных исследований (из обзорной работы [11]).



Помимо скорости ветра некоторые функции генерации брызг используют в качестве параметров ветровой разгон, возраст волнения и процент поверхности, покрытой «белыми барашками». При этом предполагается, что зависимость функции генерации брызг от радиуса является универсальной, в то время как амплитуда этой функции определяется внешними параметрами, а именно,  $\frac{dF}{dr} \propto g(r)\phi(\alpha, \beta, \dots)$ .

С помощью указанной факторизации было получено несколько функций генерации брызг. Так, например, в [35] этот подход был использован к натурным данным [36],[37]. В [39] при построении функции генерации брызг также использовалась универсальная зависимость функции  $g(r)$ . При этом считалось, что зависимость от скорости определяется долей поверхности, покрытой «белыми барашками». Стоит отметить, что положение о том, что функция  $g(r)$  для крупных капель является универсальной, является достаточно спорным, поскольку увеличение скорости ветра может существенно повлиять на процесс генерации брызг.

Оценки функции генерации брызг можно получить напрямую на основе измерений усредненных профилей концентрации. Такой подход сопряжен с рядом трудностей, среди которых большая пространственная и временная неоднородность, усиление процесса образования капель у гребней, разброс по начальным скоростям капель, относительно быстрое осаждение крупных капель. Для упрощения в [41]–[43] вводится предположение, что капли вылетают с некоторого уровня  $z = z_s$ , совпадающего с уровнем обрушения волны, ниже которого происходит процесс генерации капель, а выше – нет. Используя эту гипотезу и параметризацию турбулентных потоков с помощью коэффициента турбулентной диффузии, из уравнения сохранения концентрации капель следует, что концентрация  $\bar{n}(z)$ , спадает по экспоненциальному закону следующим образом:

$$\bar{n}(z) = \bar{n}(z_s) \left( \frac{z}{z_s} \right)^{\frac{-V_d Sc_m}{\kappa u_* f_s}}, \quad (1.2)$$

где  $V_d$  - скорость гравитационного осаждения,  $Sc_m$  - турбулентное число Шмидта для капель,  $u_*$  - динамическая скорость ветра,  $f_s$  - коэффициент прилипания [44].

На основе (1.2) получаем формулу для оценки функции генерации брызг по измерениям концентрации  $\bar{n}(z)$  в виде:

$$\frac{dF}{dr} = V_d \bar{n}(z_s) = V_d \bar{n}(z) \left( \frac{z}{z_s} \right)^{\frac{V_d Sc_m}{\kappa u_* f_s}}. \quad (1.3)$$

### 1.3 Динамика и термодинамика одиночной капли морской воды в приповерхностном слое атмосферы

Попав в атмосферу, капли жидкости начинают взаимодействовать с ней. Поскольку начальная температура капель совпадает с температурой воды, их нахождение в воздухе соответствует увеличению эффективной площади поверхности воды, тем самым потенциально влияя на процесс обмена теплом между водой и воздухом. Кроме того брызги, попадая в воздушный поток, ускоряют его или тормозят, что приводит к изменению потока импульса, поступающего из атмосферы. Для оценки этих эффектов от всех брызг необходимо знать поведение одиночной капли в воздушном потоке.

В настоящей диссертации для описания механического движения капли используется простейшая модель, описанная в [13],[45]. В рамках этой модели считается, что сила тяжести, действующая на каплю, уравнивается суммой сил Архимеда и Стокса. В результате капля падает равномерно со скоростью, определяемой следующей неявной функцией

$$u_f = \frac{2r^2 g}{9\nu_a (1 + 0.158(2ru_f / \nu_a)^{2/3})} \left( \frac{\rho_s}{\rho_a} - 1 \right), \quad (1.4)$$

где  $u_f$  – Стоксова предельная скорость;  $r$ ,  $\rho_s$  – радиус и плотность капли;  $\nu_a$  – кинематическая вязкость воздуха;  $\rho_a$  – плотность воздуха;  $g$  – ускорение свободного падения.

Следуя работам [41],[42], предположим, что капли вылетают с некоторого уровня  $z = z_s$ , совпадающего с уровнем обрушения волны. Аналогично [43], оценим  $z_s$  как

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

где  $H_s$  – высота значимых волн, определяемая как средняя высота трети наибольших волн;  $U_{10}$  – скорость ветра на высоте 10 м;  $\Omega$  – обратный параметр возраста волнения  $\Omega = U_{10} / c_p$ , где  $c_p$  – фазовая скорость волны с частотой пика в спектре волнения  $\omega_p$ . Для последующих оценок влияния брызг, определим время падения пенных капель следующим образом

$$\tau_f = \frac{z_s}{u_f}, \quad (1.6)$$

где  $u_f$  – скорость, определяемая в (1.4),  $z_s$  – эффективный уровень поверхности воды, где происходит процесс образования капель (1.5).

Изучение термодинамики одиночной соленой капли, основывается на анализе уравнений микрофизики капли, сформулированных в [46]:

$$r \frac{dr}{dt} = \frac{D'_w M_w e_{sat}(T_a)}{\rho_s R T_a} \left\{ f - \frac{T_a}{T} \exp\left[\frac{L_v M_w}{R T_a T} (T - T_a) + \frac{2 M_w \sigma_s}{R T \rho_w r} - \frac{v \Phi_s m_s (M_w / M_s)}{4 \pi r^3 \rho_s / 3 - m_s}\right] \right\} \quad (1.7)$$

$$\frac{d}{dt}(T_a - T) = \frac{-3}{r^2 \rho_s c_{ps}} [k'_a (T_a - T) + L_v D'_w (\rho_v - \rho_{vr})] \quad (1.8)$$

где  $r$ ,  $T$  – мгновенное значение радиуса и температуры капли в момент времени  $t$ ;  $\rho_s$  – плотность капли;  $\rho_w$  – плотность воды;  $m_s$  – масса соли (NaCl) в капле;  $D'_w$  – коэффициент модифицированной молекулярной диффузии водяного пара в воздухе;  $R$  – универсальная газовая постоянная;  $L_v$  – удельная теплота парообразования воды;  $M_w$  – молекулярный вес воды;  $M_s$  – молекулярный вес NaCl;  $T_a$  – температура воздуха;  $f$  – относительная влажность в единицах (при относительной влажности  $RH=80\%$ ,  $f=0.8$ );  $e_{sat}(T_a)$  – давление насыщенного пара над плоской водной поверхностью с температурой  $T_a$ ;  $\sigma_s$  – поверхностное натяжение плоской поверхности;  $\Phi_s$  – осмический коэффициент для капли;  $v$  – общее число ионов, на которое молекула соли в капле диссоциирует (для NaCl  $v=2$ );  $k'_a$  – модифицированный коэффициент теплопроводности воздуха;  $c_{ps}$  – удельная теплоемкость жидкой капли при постоянном давлении;  $\rho_v, \rho_{vr}$  – плотности водяного пара внешней среды и у поверхности капли.

Укажем основные факторы, учтенные в (1.7) и (1.8). Изменение радиуса обусловлено испарением, которое в свою очередь зависит от разности влажности у поверхности капли и окружающего воздуха. В правой части уравнения (1.7) учитываются следующие эффекты: отличие температуры капли от температуры окружающего воздуха; явления, связанные с поверхностным натяжением и кривизной капли; солёность капли, которая приводит к уменьшению давления водяного пара у поверхности. Уравнение теплового баланса (1.8) включает в себя диффузный теплообмен капли с окружающей средой, обусловленный разностью температур, и теплообмен из-за фазового перехода. Испарение увеличивает внутреннюю энергию атмосферы из-за потока водяного пара и обеспечивает поток скрытого тепла. Поток энергии из капли из-за разности температур также называют потоком явного тепла. Усиление процессов испарения и теплопередачи за счёт ненулевой скорости ветра может быть учтено за счёт введения дополнительных множителей, которые называют коэффициентами вентиляции.

Характерная динамика температуры и радиуса капли с начальным радиусом  $r_0 = 100$  мкм показана на Рис. 1.2. На Рис. 1.2 можно видеть, что на начальном этапе температура капли достаточно быстро опускается до температуры, равной температуре влажного термометра  $T_{wb}$ . Отличие  $T_{wb}$  от температуры атмосферы,  $T_a$ , объясняется тем, что капля испаряется и, как следствие, охлаждается. Постоянное значение  $T_{wb}$  на интервале времени от 1 до 100 с, связано с тем, что капля находится в термическом равновесии, то есть скрытая теплота, которая выделяется при испарении капли, компенсируется потоком явного тепла, поступающим из атмосферы из-за разности температур. Поскольку релаксация температуры до значения  $T_{wb}$  происходит существенно быстрее процесса испарения, основное изменение радиуса имеет место при  $T_{wb}$  (см. Рис. 2). Если бы капля состояла из пресной воды, то испарение продолжалось до тех пор, пока она полностью не испарилась. Однако капля состоит из морской воды с начальной солёность  $S = 34\%$ , и по мере испарения концентрация соли растёт, что приводит к изменению плотности капли и уменьшению плотности водяного пара у поверхности капли. При достижении некоторого равновесного значения радиуса,  $r_{eq}$ , испарение прекращается, поскольку поток влаги из капли в атмосферу полностью компенсируется обратным потоком. На этом этапе температура капли начинает повышаться, пока не достигнет значения  $T_a$ .

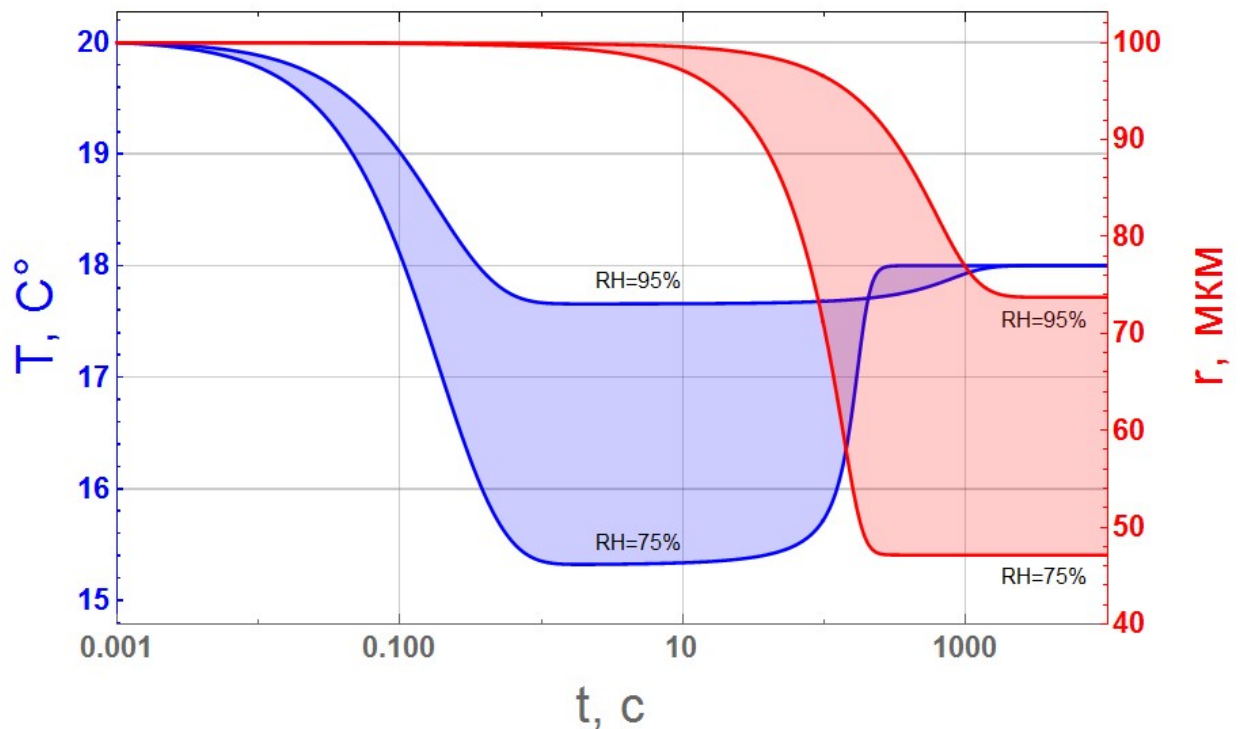


Рис. 1.2. Временная эволюция параметров капли: синим цветом показана динамика температуры, красным цветом – радиуса. Начальная температура капли  $T_0 = 20^\circ\text{C}$ , температура окружающего воздуха  $T_a = 18^\circ\text{C}$ , начальный радиус  $r_0 = 100 \text{ мкм}$ . Закрашенные области показывают отличие в поведении параметров капли при изменении относительной влажности  $RH$  от 75% до 95%.

Наиболее полный анализ системы (1.7), (1.8) представлен в серии работ Андреаса [13],[35],[45],[47]. Согласно этим исследованиям эволюция температуры и радиуса одиночной соленой капли достаточно точно может быть описана в рамках экспоненциального закона:

$$\frac{T(t) - T_{wb}}{T_w - T_{wb}} = \exp(-t/\tau_T), \quad (1.9)$$

$$\frac{r(t) - r_{eq}}{r_0 - r_{eq}} = \exp(-t/\tau_r), \quad (1.10)$$

где  $\tau_T$  и  $\tau_r$  – характерные временные масштабы эволюции температуры и радиуса;  $T_w$  – температура капли в момент вылета, равная температуре поверхности воды;  $r_0$  – начальный радиус капли;  $T_{wb}$  – температура влажного термометра, при которой поток тепла, поступающий в каплю, полностью компенсирует поток скрытого тепла в атмосферу из-за испарения. Из рис. 1.2 видно, что такой подход оправдан на начальном этапе эволюции капли вплоть до достижения ей равновесного значения радиуса (то есть для  $t/\tau_r < 1$ ). Величины параметров  $T_{wb}$ ,  $r_{eq}$ ,  $\tau_T$ ,  $\tau_r$  зависят от температуры атмосферы, влажности воздуха, солености воды и начального радиуса капли. Рис. 1.2 также указывает, что время установления термического равновесия  $\tau_T$ , гораздо меньше характерного временного масштаба изменения радиуса  $\tau_r$ . На рис. 1.3 показано, что это условие  $\tau_T \ll \tau_r$  выполняется для всего диапазона пенных капель. Кроме того рис. 1.3 также демонстрирует, что снижение влажности окружающего воздуха приводит к уменьшению установления равновесного значения радиуса  $\tau_r$ , поскольку при этом процесс испарения происходит более интенсивно. В то же время изменение влажности не оказывает существенного влияния на процесс установления температуры  $\tau_T$ .

Большое значение имеет вопрос соотношения времени падения  $\tau_f$  и  $\tau_T, \tau_r$ . На рис. 1.3 видно, что лишь капли с  $r < 40 \text{ мкм}$  за время падения  $\tau_f$  достигают равновесного значения радиуса  $r_{eq}$ , одновременно с этим более крупные брызги  $r > 100 \text{ мкм}$  не

успевают существенно испариться. Из того, что большие капли не успевают достигнуть  $r_{eq}$ , также следует, что их температура отличается от равновесной, равной температуре атмосферы  $T_a$ , то есть все время падения температура капель снижается. На рис. 1.3 можно видеть, что  $\tau_f$  и  $\tau_T$  для крупных пенных капель являются величинами одного порядка, поэтому температура крупных капель за время падения успевает подстроиться под внешние условия (или в достаточной мере изменится), в то время как радиус остается практически тем же самым.

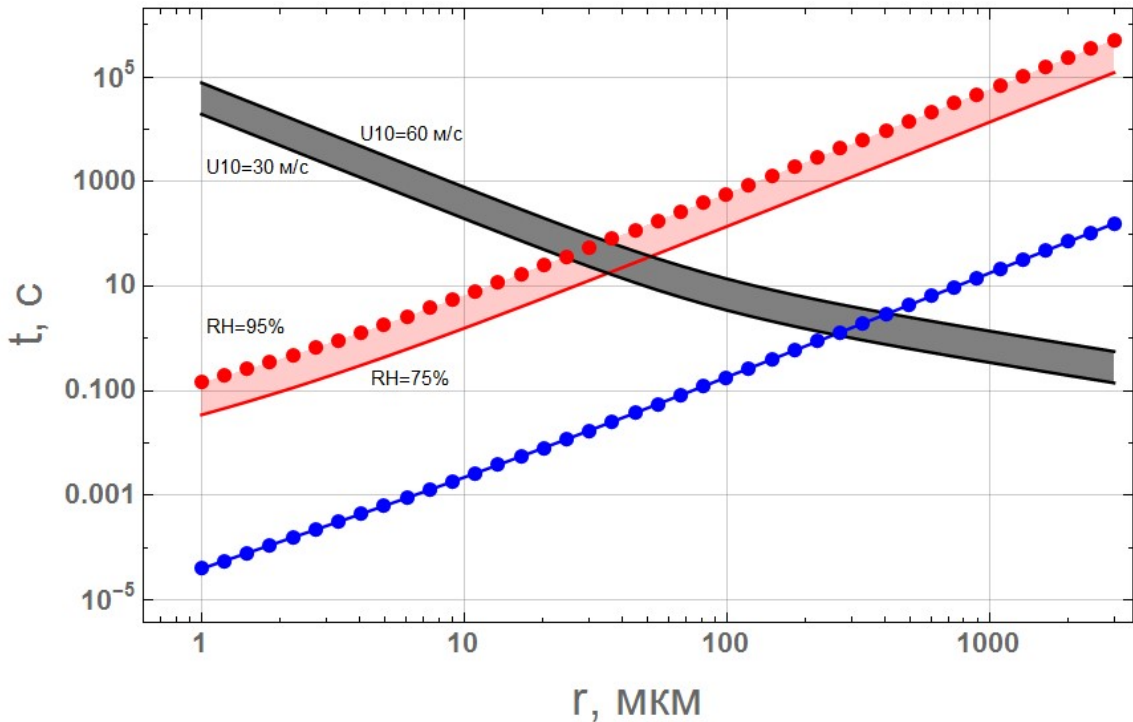


Рис. 1.3. Зависимость временных масштабов, описывающих динамику капли, от радиуса: характерное время испарения  $\tau_r$  (красная цвет), время установления температуры (синяя линия) и время падения  $\tau_f$  (чёрный цвет). В качестве параметров среды выбирались следующие значения:  $T_a = 18^\circ\text{C}$ ,  $T_w = 20^\circ\text{C}$ ,  $\Omega = 2.5$ . Кружками показаны значения  $\tau_r$  и  $\tau_T$  для влажности  $RH = 95\%$ , сплошными линиями – для  $RH = 75\%$ . Серой полосой показана вариация  $\tau_f$  при изменении скорости ветра  $U_{10}$  от 30 м/с до 60 м/с.

Зная время осаждения капли, временную эволюцию её температуры и радиуса, а также статистику брызг, можно получить оценки потоков скрытого и явного тепла и энтальпии, поступающих в атмосферу от всех капель.

#### 1.4 Потоки тепла, поступающие в атмосферу от капель

Изменение радиуса капли и связанный с ним поток водяного пара определяют дополнительную величину скрытого тепла, поступающего в атмосферу. В то же время в результате разности температуры капли и окружающего воздуха капля передает атмосфере некоторое количество явного тепла. Сумма величин явного и скрытого тепла представляет собой количество энтальпии, которое получает атмосфера от капли за её жизненный цикл. Для нахождения общих потоков тепла, поступающих в атмосферу от всех брызг, необходимо просуммировать по всем каплям с учётом их статистики. Такой подход используется в работе [35], в которой были предложены формулы для оценки потоков скрытого и явного тепла и энтальпии, поступающих в атмосферу от всех капель в виде:

$$\begin{aligned}
 Q_L &= - \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \rho_w L_v \left\{ 1 - \left( \frac{r(\tau_f(r_0))}{r_0} \right)^3 \right\} \left( \frac{4}{3} \pi r_0^3 \frac{dF}{dr} \right) dr_0, \\
 Q_S &= \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \rho_w c_{ps} \{ T_w - T(\tau_f(r_0)) \} \left( \frac{4}{3} \pi r_0^3 \frac{dF}{dr} \right) dr_0, \\
 Q_K &= Q_L + Q_S,
 \end{aligned} \tag{1.11}$$

где  $Q_L$ ,  $Q_S$ ,  $Q_K$  - потоки скрытого, явного тепла и энтальпии,  $r(t)$  и  $T(t)$ , определяются из (1.9) и (1.10),  $r_{\min}$  и  $r_{\max}$  - минимальный и максимальный радиус генерируемых капель.

Для условий характерных для тропического циклона, поток скрытого тепла является отрицательной величиной, а поток явного тепла, напротив, - положительный. Как следствие становится не вполне очевидным результирующий знак потока энтальпии, то есть нельзя однозначно заключить охладил ли капля атмосферу или наоборот нагрела. Для решения этого вопроса в [48] предложена концепция «вернувшихся» капель. В рамках этой концепции рассматривается система (Рис. 1.4), состоящая из приводного слоя атмосферы с температурой  $T_a$  и приповерхностного слоя воды с температурой  $T_s$ , в которой из воды вылетает капля массой  $\delta m_0$  и с температурой  $T_s$ . За время падения капля охлаждается и частично испаряется. В результате этих процессов температура и масса капли становятся равными  $T_{ri}$  и  $(1-f_i)\delta m_i$ , где  $f_i$  - доля массы, которая испарилась. Поскольку в этой системе энтальпия сохраняется, разность общей энтальпии в начальный момент времени (Рис. 1.4 (0)) и в момент перед попаданием капли обратно в океан (Рис. 1.4 (2)) равна 0. Отсюда авторы [48] получили, что изменение количества энтальпии, произошедшее в атмосфере между (0) и (2) стадиями, равно

$$\Delta K_a = c_w \delta m_i [(T_s - T_a) + (1 - f_i)(T_a - T_{ri})]. \quad (1.12)$$

Таким образом, в [48] показано, что энтальпия воздуха растёт за счёт потока явного тепла, связанного с охлаждением капель от температуры океана  $T_s$  до температуры окружающего воздуха  $T_a$  и последующим охлаждением до температуры  $T_{ri}$ , в качестве которой использовалась температура влажного термометра. Из (1.12) также следует, что если капля полностью испарится  $f_i = 1$ , то поток энтальпии будет определяться лишь разностью  $T_s$  и  $T_a$ . Случай  $f_i \sim 1$  наиболее характерен для мелких капель, и, поскольку для них объемный поток массы  $\left( \int \frac{4}{3} \pi r_0^3 \rho_w \frac{dF}{dr} dr_0 \right)$  мал, можно утверждать, что они не оказывают существенного влияния на поток энтальпии, поступающей в атмосферу.

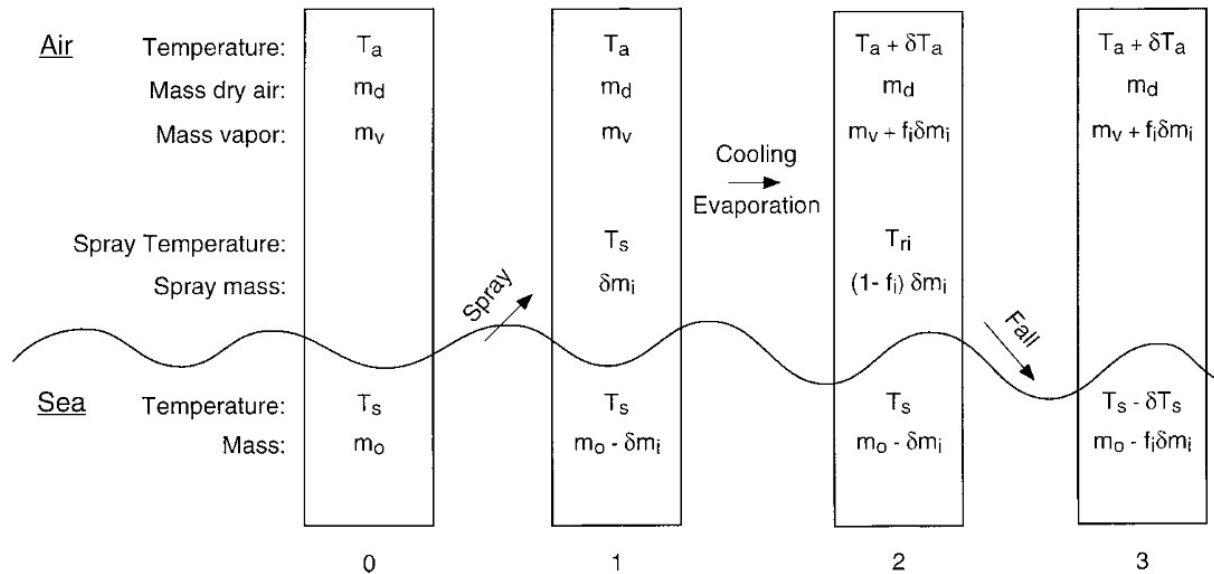


Рис. 1.4. Схема изменений, происходящих в контрольном объеме за жизненный цикл капли, взятая из [48].

Изложенный выше метод оценки влияния капель на поступающие в атмосферу потоки тепла не учитывает эффекта обратной связи. А именно, при ураганных скоростях ветра, когда число брызг резко увеличивается, капли могут существенно повлиять на профили температуры и влажности, что в конечном итоге приведет к уменьшению потоков тепла, связанных с ними (см. [42],[49]–[51]).

Вопрос о применимости предположения о том, что вклад каждой капли в общий поток тепла является независимым, является достаточно сложным. Наиболее общепотребимый способ исследования эффектов обратной связи – это прямое численное



моделирование (DNS). Так, например, на основе результатов DNS авторы в [52] пришли к выводу о том, что представленный выше подход приводит к существенной переоценке общих потоков тепла. В [52] также было показано, что капли, для которых время падения и характерный масштаб эволюции температуры являются величинами одного порядка  $\tau_T \sim \tau_f$ , наиболее подвержены косвенному влиянию капель другого размера. В исследовании [53] рассматривается более общая постановка задачи, поскольку поверхность считается взволнованной. Согласно результатам DNS [53], присутствие капель приводит к уменьшению средней температуры и скорости ветра, а также к увеличению влажности по сравнению с ситуацией, когда капель нет.

Помимо потоков, связанных с каплями, в атмосферу также поступают потоки от поверхности океана. На практике, используют параметризацию процессов переноса из океана в атмосферу с помощью балк-формул.

### 1.5 Параметризация процессов переноса

Обмен теплом, влагой и импульсом, происходящий между океаном и атмосферой, оказывает воздействие на состояние нижнего слоя атмосферы, определяя температуру, влажность и скорость ветра в нём, а также влияет на процесс генерации волн. Полный поток любой из указанных характеристик состоит из двух частей: прямого турбулентного от поверхности и потока, связанного с брызгами. Интенсивность потока явного тепла  $H_S$  определяется в основном разностью температуры между воздухом и водой, поток скрытого тепла  $H_L$  зависит от влажности воздуха, а поток импульса  $\tau$  обусловлен турбулентными пульсациями скорости. Во многих численных моделях расчёта скорости ветра и оценки ветрового волнения, а также задачах прогноза погоды используются параметризации турбулентных потоков на основе балк-формул, в которых используются основные метеорологические характеристики, измеренные на стандартной метеорологической высоте ( $z_{10} = 10 \text{ м}$ ):

$$H_S = \rho_a c_p C_H U_{10} (T_s - T), \quad (1.13)$$

$$H_L = L C_E U_{10} (Q_s - Q), \quad (1.14)$$

$$H_K = H_S + H_L = \rho_a C_K U_{10} (k_{10} - k_s) \quad (1.15)$$

$$\tau = \rho_a C_D U_{10}^2, \quad (1.16)$$

где  $H_K$  – поток энтальпии;  $\rho_a$  – плотность воздуха;  $c_p$  – удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении воздуха;  $L$  – удельная теплота парообразования воды;  $Q_s$  – плотность водяного пара в воздухе, который находится в равновесии с поверхностью воды температуры  $T_s$ ;  $Q$  – плотность водяного пара в воздухе температуры  $T$  и влажности  $RH$ ;  $k_{10}, k_s$  – значения удельной влажной энтальпии на высоте на высоте  $z_{10}$  и у поверхности воды;  $U_{10}$  – скорость ветра на высоте  $z_{10}$ ;  $C_H, C_E, C_K, C_D$  – коэффициенты переноса явного и скрытого тепла, энтальпии и сопротивления поверхности воды.

Поведение стратифицированного турбулентного приповерхностного слоя атмосферы может быть описано с помощью теории подобия Монина-Обухова [54],[55], в которой важным параметром является масштаб Монина-Обухова,  $L$ , равный

$$L = -\frac{u_*^3 T_0}{\kappa g \langle T' w' \rangle}, \quad (1.17)$$

где  $\kappa$  – постоянная Кармана,  $u_*$  – динамическая скорость ветра,  $T_0$  – средняя температура. Величина  $L$  характеризует масштаб, на котором влиянием термических факторов можно пренебречь. Случай  $L > 0$  соответствует устойчивой стратификации,  $L < 0$  – неустойчивой.

В рамках этой теории зависимость основных характеристик турбулентного приповерхностного слоя атмосферы от высоты описывается универсальными безразмерными функциями:

$$\begin{aligned} U(z) &= \frac{u_*}{\kappa} (\ln(z/z_0) - \psi_m(z/L)), \\ T(z) &= T_s + \frac{t_*}{\kappa} (\ln(z/z_T) - \psi_h(z/L)), \\ Q(z) &= Q_s + \frac{q_*}{\kappa} (\ln(z/z_Q) - \psi_h(z/L)), \end{aligned} \quad (1.18)$$

где  $\kappa = 0.4$  – постоянная Кармана;  $z_0, z_T, z_Q$  – параметры шероховатости для скорости  $U$ , температуры  $T$  и плотности водяного пара  $Q$ ;  $t_*, q_*$  – параметры масштабирования для температуры и удельной влажности. Для функций  $\psi_m, \psi_h$  используются различные эмпирические зависимости [56]–[59].

Поскольку вертикальные потоки также определяются через флуктуации скорости и соответствующих скалярных переменных, а именно:

$$\begin{aligned} \tau &= \rho_a u_*^2, \\ H_S &= \rho_a c_p u_* t_*, \\ H_L &= \rho_a u_* q_*, \end{aligned} \quad (1.19)$$

с учётом (1.15), (1.16), (1.18) коэффициенты сопротивления поверхности воды, переноса энтальпии, потоков скрытого и явного тепла на высоте  $z_{10}$  в стратифицированной среде имеют вид:

$$C_D = \frac{\kappa^2}{(\ln(z_{10}/z_0) - \psi_m(z_{10}/L))^2}, \quad (1.20)$$

$$C_K = \frac{\kappa^2}{(\ln(z_{10}/z_K) - \psi_K(z_{10}/L))(\ln(z_{10}/z_0) - \psi_m(z_{10}/L))}, \quad (1.21)$$

$$C_H = \frac{\kappa^2}{(\ln(z_{10}/z_T) - \psi_h(z_{10}/L))(\ln(z_{10}/z_0) - \psi_m(z_{10}/L))}, \quad (1.22)$$

$$C_E = \frac{\kappa^2}{(\ln(z_{10}/z_q) - \psi_h(z_{10}/L))(\ln(z_{10}/z_0) - \psi_m(z_{10}/L))}. \quad (1.23)$$

Случай нейтральной стратификации соответствует значению  $L \rightarrow \infty$ , при котором  $\psi_K, \psi_m, \psi_h \rightarrow 0$ , а, например, коэффициенты  $C_D$  и  $C_K$  преобразуются к виду:

$$C_{DN} = \frac{\kappa^2}{(\ln(z_{10}/z_0))^2}, \quad (1.24)$$

$$C_{KN} = \frac{\kappa^2}{\ln(z_{10}/z_K)\ln(z_{10}/z_0)}. \quad (1.25)$$

## 1.6 Экспериментальные данные о зависимостях коэффициентов переноса от скорости ветра

Экспериментальное измерение характеристик, описывающих процессы переноса между водой и воздухом, является сложной задачей. Наиболее распространенными способами их измерения являются метод профилирования, пульсационный и диссипационный методы, описанные, например, в [1].

Начнем рассмотрение с данных о зависимости коэффициента сопротивления от скорости ветра. Согласно обзорной работе [60], результаты измерений касательного напряжения и профилей скорости ветра над океаном, проведенных в 70-е годы, согласуются с формулой Чарнока [61], в соответствии с которой параметра шероховатости определяется как

$$z_0 = \frac{\alpha u_*^2}{g}. \quad (1.26)$$

Из (1.24) и (1.26) следует, что коэффициент сопротивления поверхности воды должен расти следующим образом

$$C_{DN}^{Charnock} = \frac{\kappa^2}{\left(\ln\left(\frac{z_{10}g}{\alpha u_*^2}\right)\right)^2}. \quad (1.27)$$

Для скоростей ветра, лежащих в диапазоне от 4 до 21 м/с, в [60] представлены аппроксимации коэффициента сопротивления на высоте  $z=z_{10}$  в случае нейтральной стратификации в виде:

$$10^3 \cdot C_{DN} = 0.51U_{10}^{0.46}, \quad (1.28)$$

$$10^3 \cdot C_{DN} = 0.75 + 0.067U_{10}. \quad (1.29)$$

Обобщение последующих экспериментальных данных [1], также демонстрирует рост коэффициента аэродинамического сопротивления:

$$10^3 \cdot C_{DN} = \begin{cases} 1.2, & 4 \leq U_{10} \leq 11 \text{ м/с} \\ 0.49 + 0.065U_{10}, & 11 \leq U_{10} \leq 25 \text{ м/с} \end{cases}. \quad (1.30)$$

Зависимость (1.30) находится в хорошем количественном согласии как с (1.28) и (1.29) из [60], так и с данными из [62].

В работе [63] предложена альтернатива формуле Чарнока (1.26) для параметра шероховатости в следующем виде:

$$z_0 / H_s = A(H_s / L_p)^B, \quad (1.31)$$

где  $H_s$  – высота значимых волн;  $L_p$  – длина волн, соответствующих частоте пика  $\omega_p$ ;  $A=1200$ ,  $B=4.5$  – эмпирические коэффициенты. (1.31) предсказывает, что на коротких разгонах параметр шероховатости, а вместе с ним и  $C_{DN}$  будут иметь те же значения, что и при большом разгоне. В [63] это объясняется тем, что высокое значение крутизны молодых волн, компенсируется малым значением их высоты.

Описанные выше балк-формулы, полученные прямыми измерениями, демонстрируют увеличение коэффициента аэродинамического сопротивления морской поверхности. Однако они основываются на данных, полученных при относительно низких скоростях ветра, что ставит под вопрос справедливость их экстраполяции на ураганные условия.

Впервые об уменьшении коэффициента сопротивления при ураганных скоростях ветра сообщается в [4]. В [4] представлен результат обработки профилей скорости, полученных с помощью 331 GPS зонда, которые в период 1997-1999 сбрасывали вблизи стены глаза (eyewall) ураганов в Атлантическом, Тихоокеанском бассейнах. В этом исследовании на основе метода профилирования, считая стратификацию нейтральной ( $L \rightarrow \infty$ ), были найдены основные характеристики профилей скорости, такие как  $u_*$ ,  $U_{10}$ ,  $C_{DN}$ . В [4] авторы показали, что при ураганных скоростях ветра коэффициент аэродинамического сопротивления имеет значение меньшее, по сравнению с тем, что даёт экстраполяция (1.29) из [1], и, более того,  $C_{DN}$  уменьшается при  $U_{10}$  больше 35 м/с.

Эффект снижения коэффициента сопротивления был также показан в [7] на основе данных измерений акустических доплеровских профилографов течений (ADCP), прямо через которые прошел тропический циклон «Ivan». На основе уравнения баланса импульса в столбе воды вдоль шельфа в [7] были получены оценки коэффициента сопротивления, согласно которым  $C_{DN}$  снижается при скоростях ветра, превышающих 32 м/с. Анализ результатов измерений профилей скорости [64], полученных с помощью GPS дроп-зондов в 1998-2005 гг., подтвердил уменьшение  $C_{DN}$ , однако при чуть больших скоростях (см. Рис. 1.4).

Лабораторные эксперименты [5],[6] указывают на тенденцию к насыщению коэффициента сопротивления при скоростях ветра, превышающих 25 м/с в [5] и 33 м/с в [6].

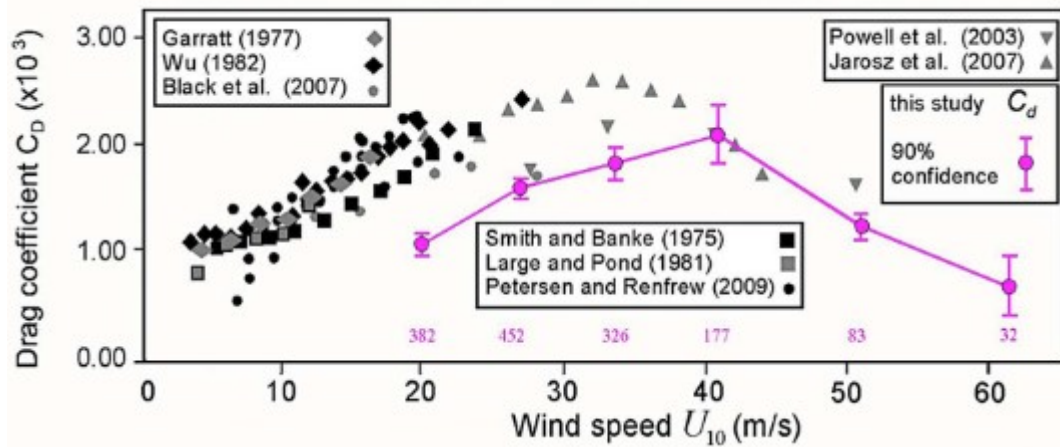


Рис. 1.4. Результаты измерений зависимости коэффициента сопротивления морской поверхности от скорости ветра из работы [64]. На графике также представлены данные из других источников [1],[4],[7],[60],[65],[66].

Таким образом, лабораторные и натурные измерения показывают, что при штормовых значениях скорости ветра формула Чарнока (1.26) перестаёт быть справедливой, и рост шероховатости с увеличением скорости ветра происходит менее интенсивно.

В то время как большое число работ посвящено изучению поведения коэффициента сопротивления морской поверхности при скоростях, соответствующих тропическим циклонам, лишь в некоторых исследованиях были предприняты попытки оценить коэффициенты переноса энтальпии, скрытого и явного тепла.

Одной из первых работ, посвященных изучению процессов переноса тепла между океаном и атмосферой для крепких ветров, является статья [2]. Согласно этой работе, коэффициенты переноса скрытого  $C_E$  и явного тепла  $C_H$  имеют следующий вид:

$$10^3 \cdot C_E = 1.15 \quad 4 \leq U_{10} \leq 11 \text{ м/с} \quad L < 0 (\text{неуст. стр.}), \quad (1.32)$$

$$10^3 \cdot C_H = \begin{cases} 1.13, & 4 \leq U_{10} \leq 25 \text{ м/с} \quad L < 0 (\text{неуст. стр.}) \\ 0.66, & 6 \leq U_{10} \leq 20 \text{ м/с} \quad L > 0 (\text{уст. стр.}) \end{cases} \quad (1.33)$$

Последующие эксперименты [67], проведенные в рамках программы HEXOS (Humidity Exchange over the Sea) на платформе в Северном море, показали, что коэффициенты переноса скрытого и явного тепла на высоте  $z_{10}$  для случая нейтральной стратификации равны друг другу и имеют следующее значение:

$$C_{EN} = C_{HN} = 1.1 \cdot 10^{-3}. \quad (1.34)$$

Значение, фигурирующее в (1.34), в пределах экспериментальной неопределенности находится в согласии с  $C_{EN} = 1.2 \cdot 10^{-3}$  из [68] и  $C_{HN} = 1.0 \cdot 10^{-3}$  из [69].

Кроме того в [67] утверждается, что это значение практически не меняется для скоростей ветра вплоть до 18 м/с  $C_{EN}$  для и до 23 м/с для  $C_{HN}$ . Для скоростей до 30 м/с величины  $C_{EN}$  и  $C_{HN}$  были измерены пульсационным методом для ураганов «Fabian» (с 2 по 4 сентября 2003) и «Isabel» (с 12 по 14 сентября 2003) в рамках программы Coupled Boundary Layer Air–Sea Transfer (CBLAST) [70],[71]. Согласно полученным данным коэффициент переноса энтальпии  $C_{KN}$ , который равен сумме коэффициентов переноса скрытого и явного тепла, является постоянной величиной для значений скорости до 30 м/с [71]. В CBLAST также были получены данные с помощью доплеровских радаров и микроволновых радиометров, на основе которых в [3] была сделана оценка  $C_{KN}$ . Согласно результатам [3], значение  $C_{KN}$  для скоростей ветра до 70 м/с находится в том же интервале, что и в [70],[71] для более низких скоростей.

Как и в случае  $C_{DN}$  определение коэффициентов переноса тепла в природных условиях при ураганных значениях скорости ветра сопряжено с большими трудностями. Оценки, полученные в [72], также показывают, что определение коэффициента переноса с помощью метода профилирования имеет точность 200%, что ставит под сомнение возможность использования этого метода. В связи с этим проведение исследований взаимодействия воды и воздуха в лабораторных условиях с контролируемыми параметрами среды имеет большое значение.

Попытки измерить перенос энергии между водой и воздухом в лабораторных условиях предпринимались в течение многих лет, однако лишь в недавних исследованиях [73],[74] были достигнуты ураганные значения скорости ветра. В [73],[74] были проведены эксперименты для различных значений скорости ветра (0.6–39 м/с) и различной величины перепада температур между водой и воздухом (1.3–9.2 °C) на бассейне Air–Sea Interaction Saltwater Tank (ASIST) в Майами. Измерения проводились калориметрическим методом на основе баланса энергии в контрольном объеме. Основным результатом, полученным в этих исследованиях, состоит в том, что коэффициент переноса энтальпии на стандартной метеорологической высоте в случае нейтральной стратификации увеличивается с ростом скорости ветра для  $U_{10} > 5 м/с$ , практически не зависит от ветра для значений скорости в диапазоне  $13 < U_{10} < 30 м/с$ . При ветрах выше 30 м/с коэффициент переноса энтальпии немного снижается и поддерживается на этом уровне до максимальной измеренной скорости ветра 39 м/с.

Стоит отметить, что снижение  $C_{KN}$  в [74] происходило примерно при той же скорости ветра, при которой имело место насыщение коэффициента аэродинамического



сопротивления, измеренного в том же бассейне группой Донелана [6]. Величина  $C_{KN}$ , измеренная в лабораторных условиях [73],[74], для скоростей ветра в диапазоне  $6 < U_{10} < 18 \text{ м/с}$  хорошо согласуется с данными [67]. Данные натуральных измерений [71], полученных при более высоких значениях скорости  $16 < U_{10} < 29 \text{ м/с}$ , также не противоречат лабораторным наблюдениям [74] (см. Рис. 1.5).

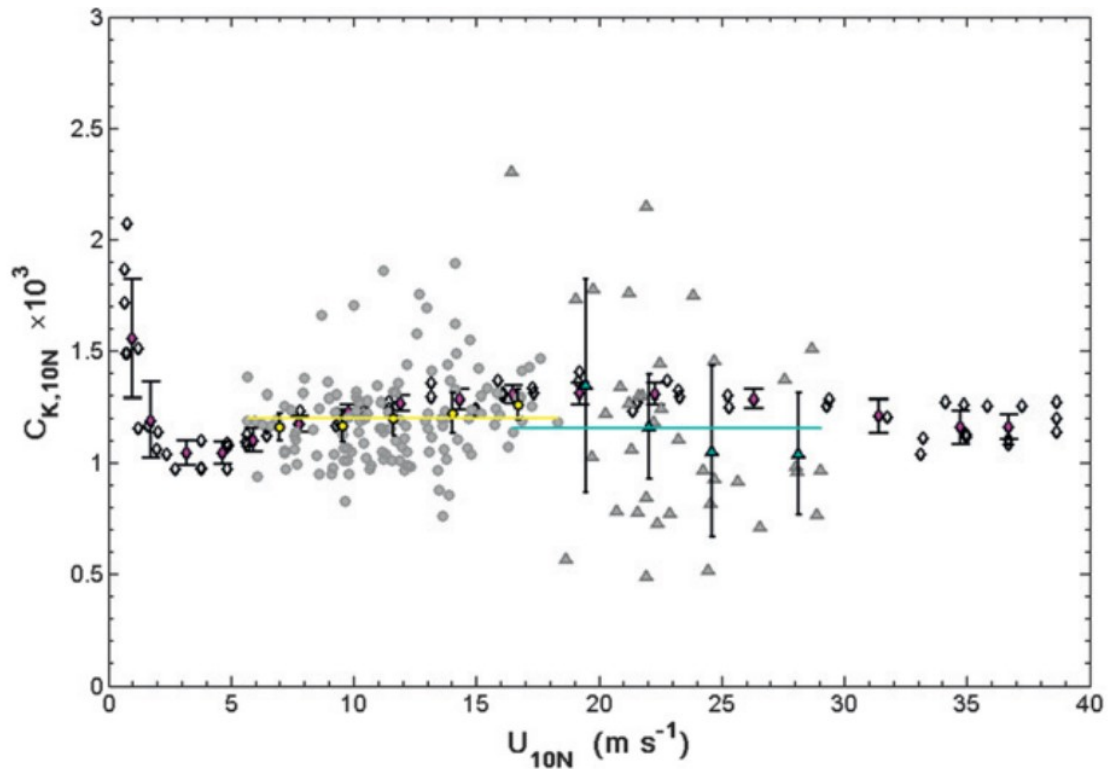


Рис. 1.5. Сравнение коэффициента переноса энтальпии на высоте 10 м, измеренного в лабораторных условиях (пустые ромбики) в [74], с результатами натуральных экспериментов (график взят из работы [74]). Данные натуральных эксперимента HEXOS из [67] показаны серыми кружками вместе со их общим средним значением (желтая линия). Результат измерений SBLAST из [71] показан серыми треугольниками вместе с общим средним значением (голубая линия).

Таким образом, как натурные, так и лабораторные измерения указывают на то, что коэффициент переноса энтальпии для широкого диапазона скоростей ветра можно считать постоянной величиной (при  $U_{10} < 40 \text{ м/с}$ ).

Для экстремально сильных ветров вплоть до  $U_{10} = 70 \text{ м/с}$  проводились измерения коэффициентов переноса на ветро-волновом канале Киотского университета в Японии [75]. Согласно результатам измерений [75], при экстремально высоких скоростях ветра, как

и в случае более низких ветров,  $C_K \approx C_E \approx C_H$ , однако при  $U_{10} > 35 \text{ м/с}$  наблюдается линейный рост этих коэффициентов с увеличением скорости ветра. Поскольку все три коэффициента переноса тепла примерно равны, авторы [75] сравнивают полученные данные с другими лишь на основе  $C_K$  (см. Рис. 1.6), зависимость которого от скорости ветра согласно их измерениям имеет следующий вид:

$$10^3 \cdot C_K = \begin{cases} 1.39, & U_{10} < 33.6 \text{ м/с} \\ 0.065U_{10} - 0.8, & U_{10} \geq 33.6 \text{ м/с} \end{cases} \quad (1.35)$$

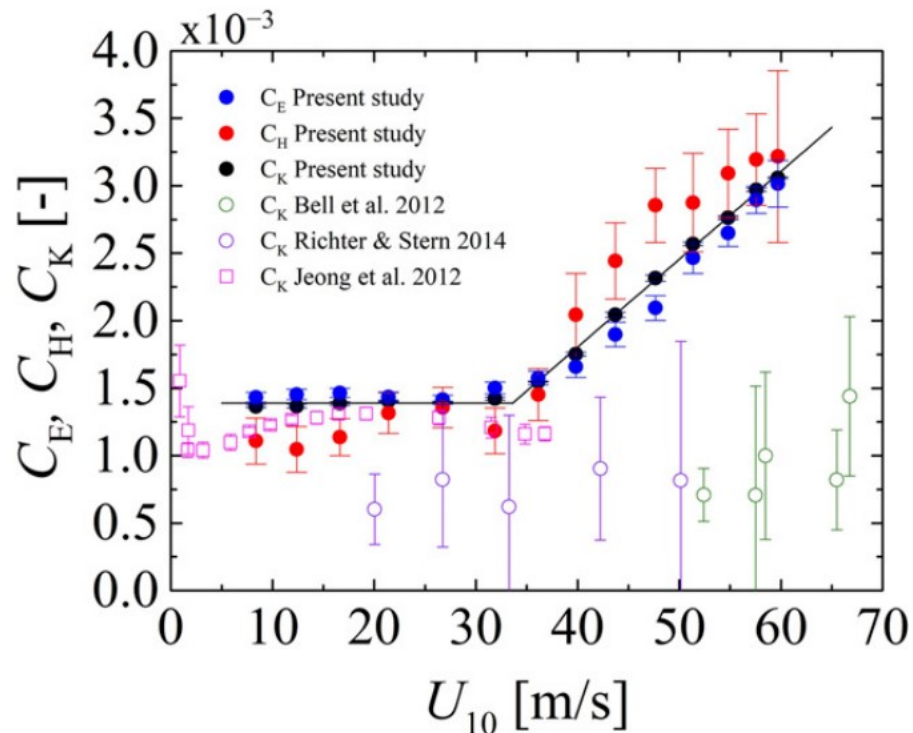


Рис. 1.6. Значение коэффициентов тепла  $C_K, C_E, C_H$  для различных значений скорости  $U_{10}$  (из работы [75]). На графике также представлены данные других измерений [3],[72],[74].

Согласно [75], увеличение коэффициентов переноса тепла при экстремально сильных ветрах объясняется тем, что обрушение волн при таких скоростях ветра происходит более интенсивно, однако более детальное описание причин подобного поведения  $C_K$  отсутствует. В последующем совместном лабораторном исследовании [76], проведенном на ветро-волновых каналах Института прикладной физики Российской Академии наук и Киотского университета для случая устойчивой температурной стратификации, также был показан резкий рост коэффициента переноса тепла при скоростях ветра, превышающих 33–35 м/с.

Важность измерения коэффициентов обмена  $C_{DN}$  и  $C_{KN}$  в первую очередь обусловлена тем, что именно эти коэффициенты имеют решающее значение при моделировании ураганов [8],[48],[77]. Эти коэффициенты определяют количество механической энергии, диссипирующей в единицу времени, и тепловой, поступающей в атмосферу. Согласно [8], баланс этих двух процессов определяет максимальную скорость урагана.

### 1.7 Роль потоков энтальпии и импульса в динамике тропического циклона

По определению тропический циклон - это тип погодной системы низкого давления, которая возникает над тёплой морской поверхностью в тропических широтах. Тропические циклоны сопровождаются мощными грозами, выпадением большого количества осадков в виде ливневых дождей и ветрами штормовой силы.

Тропические циклоны классифицируют по их максимальной скорости ветра. Так, например, циклонные системы, находящиеся в стадии формирования, со скоростью ветра менее 17 м/с известны как тропические депрессии; когда максимальная скорость ветра в тропическом циклоне находится в диапазоне от 18 до 32 м/с, их называют тропическими штормами; более интенсивные циклоны в западной части Северной Атлантики и на северо-востоке Тихого океана называют ураганами, на северо-западе Тихого океана - тайфунами, а в других местах - сильными тропическими циклонами.

Главным источником энергии тропического циклона служит теплота, которая высвобождается при конденсации водяных паров. В то же время его кинетическая энергия урагана уменьшается вследствие сил трения о поверхность океана. На основе баланса поступающей и диссипирующей энергии в [8],[77] предложена модель тропического циклона, в рамках которой ураган представляется в виде устойчивого, осесимметричного потока, чей энергетический цикл очень похож на цикл идеального двигателя Карно. В [8],[77] ураган рассматривается как идеальная тепловая машина, у которой поверхность океана выступает в качестве нагревателя с температурной  $T_w$ , а изотермическое сжатие происходит в тропосфере при температуре  $T_0$ , выступающей в качестве холодильника.

Поскольку в тропическом циклоне механическая энергия рассеивается в турбулентном приповерхностном слое атмосферы, а основным источником энергии служит теплота, поступающая от поверхности воды, в [77] на основе теоремы Карно получена оценка механической энергии  $P$ , совершенной системой в единицу времени в виде

$$P = 2\pi \frac{T_w - T_0}{T_w} \int [H_k + D] r dr, \quad (1.36)$$

где  $H_k$  - поток энтальпии, направленный из океана в атмосферу,  $D$  - скорость диссипации энергии, которую в этой работе оценивают как  $D = C_D \rho_a |V|^3$ , в кольцевом слое  $2\pi r dr$ .

Приравняв механическую энергию, генерируемую в единицу времени, и скорость диссипации энергии во всем тропическом циклоне с учётом формулы (1.15) для потока

энтальпии  $H_k$  получаем оценку максимальной скорости ветра в урагане в следующем виде:

$$V_{\max}^2 = \frac{C_k}{C_D} \frac{T_w - T_0}{T_w} (k_0^* - k), \quad (1.37)$$

где  $k_0^*, k$  - значения энтальпии воздуха у поверхности воды и в атмосфере на некоторой высоте.

Как было указано в пункте 1.5,  $C_k$  является постоянной величиной, и, поскольку  $C_D$  находится в знаменателе (1.37), экстраполяция формулы (1.29) из [60] или (1.30) из [1] для коэффициента сопротивления на ураганные значения скорости ветра привела бы к ограничению максимальной скорости ветра в тропическом циклоне величиной 30–40 м/с в то время, как максимальная скорость наблюдаемых ураганов вполне может превышать это значение. Так, например, согласно техническому отчету Национального управления океанических и атмосферных исследований США [78] максимальная скорость ветра в урагане «Катрина» в 2005 году составляла 78 м/с. Таким образом, Эмануэль (автор серии работ по тропическим циклонам [8],[77]) теоретически предсказал, что поведение коэффициентов обмена при ураганных скоростях ветра должно отличаться от их поведения при умеренных ветрах, а именно, при ураганных ветрах отношение  $C_k / C_D$  должно превышать значение 3/4, чтобы численные модели ураганов могли описать процесс развития и поддержания сильных тропических циклонов.

Как показано выше, большинство натуральных измерений, проведенных при ураганных значениях скорости ветра, указывают на уменьшение  $C_D$ . Увеличение  $C_k$ , которое было продемонстрировано в лабораторных наблюдениях [75], должно быть верифицировано натурными измерениями, однако погрешности существующих методов не позволяют с достаточной степенью точности установить значение  $C_k$ . Сложность состоит не только в проведении измерений при ураганных условиях, но и в отсутствии ясного представления о механизмах, отвечающих за процессы переноса между океаном и атмосферой при таких значениях скорости ветра. Среди всех явлений, оказывающих влияние на обмен воды и воздуха влагой, теплом и импульсом, обычно выделяют эффекты, связанные с каплями и воздействием волн.

## 1.8 Эффекты, оказывающие воздействие на процессы переноса между океаном и атмосферой, при ураганных ветрах

При экстремальных значениях скорости ветра на взаимодействие океана и атмосферы существенно влияют комплексные мелкомасштабные процессы: обрушение поверхностных волн, пена на поверхности воды, брызги в пограничном слое атмосферы. С учётом этого выдвигаются различные гипотезы, объясняющие немонотонное поведение коэффициента аэродинамического сопротивления поверхности воды, а также особенности теплообмена между океаном и атмосферой при ураганных скоростях ветра.

Согласно [79], снижение (или насыщение) коэффициента  $C_D$  обусловлено влиянием волновых возмущений, которые индуцированы в воздухе поверхностными волнами. Вследствие генерации волн ветром часть импульса переходит от ветра к волнам, из-за чего вблизи поверхности воды происходит снижение турбулентного напряжения  $\tau$ , что вызывает уменьшение вихревой вязкости и уменьшению коэффициента сопротивления. Другое объяснение снижения  $C_D$  предложено в [6]. Основная идея, изложенная в [6], состоит в том, что происходит отрыв пограничного слоя от гребней обрушающихся волн. В результате часть поверхности экранируется, что приводит к уменьшению эффективной шероховатости поверхности воды и, как следствие, уменьшению  $C_D$ .

Оценки влияния ветровых волн на профиль температуры воздуха и коэффициент теплопередачи были получены в теоретических работах [80],[81]. В результате учета волновых возмущений вертикальный температурный профиль деформируется, что в конечном итоге приводит к снижению температурной шероховатости  $z_T$  по сравнению с ее значением для гладкой поверхности. Однако в целом влияние волновых возмущений на процесс теплопередачи слабее, чем на передачу импульса - при умеренных скоростях ветра поток тепла, связанный с волновыми возмущениями, составляет долю процента от турбулентного теплового потока [82]. Таким образом, влияние волн на температурную шероховатость  $z_T$  практически незначительно. Тем не менее натурные измерения [83], проведенные на уровне 10-12 м, показывают наличие когерентной компоненты в потоке энтальпии, которая принимает значение вплоть до 7% от общего потока, по отношению к волновым возмущениям поверхности.

Другой эффект, оказывающий воздействие на процессы переноса между океаном и атмосферой, связан с брызгами. Первоначальная обработка натуральных данных, полученных во время выполнения программы HEXOS [67], показала, что вклад капель в потоки,

поступающие в атмосферу, слишком мал, чтобы его можно было надежно идентифицировать на фоне разброса данных. Однако последующий пересмотр данных [67], выполненный в [84], позволил оценить влияние капель на потоки тепла. Так, согласно [84], воздействие брызг наиболее заметны в данных о потоке скрытого тепла, где на долю капель приходится примерно 10% от общего турбулентного потока при ветре  $10 \text{ м/с}$  и от 10 до 40% при ветре  $15\text{--}18 \text{ м/с}$ . Вклад, связанный с брызгами, в общем потоке явного тепла также составляет не менее 10% при ветре выше  $15 \text{ м/с}$ .

Кроме теплообмена капли, попадая в атмосферу, участвуют в обмене процессе обмена импульсом между атмосферой и океаном, поскольку они, взаимодействуя с воздушным потоком, ускоряют или тормозят его. Оценка вклада капель в поток импульса получена, например, в [48]. А именно, в [48] было показано, что касательное напряжение, связанное с каплями, становится равным турбулентному потоку импульса от поверхности при  $U_{10} = 60 \text{ м/с}$ , и превышает его при больших скоростях ветра.

Брызги как крупные частицы также влияют на состояние приводного пограничного атмосферного слоя, оказывая воздействие через архимедовы силы на баланс турбулентной кинетической энергии и турбулентное перемешивание. Считая, что капли действуют на турбулентный приводный атмосферный слой также как и температурная стратификация, в [41] была предложена адаптация теории подобия Монина–Обухова. В [41] была получена оценка влияния капель на профиль скорости для двух способов инъекции капель. В первом из них считалось, что капли вылетают с морской поверхности вертикально вверх, причем скорость образования капель описывалась функцией генерации брызг предложенной в [38]. Однако при этом никакого существенного эффекта обнаружено не было. Другое предположение, выдвинутое в [41], состоит в том, что капли вылетают в воздушный поток горизонтально с некоторой высоты, соответствующей вершинам гребней обрушающихся волн. Для этого случая в [41] был предложен объёмный источник капель, для которого процесс образования капель определялся общей длиной гребней обрушающихся волн. Поскольку образование капель зависит от скорости ветра как  $\propto u_*^3$  (см. (1.1)), а общая длина обрушающегося фронта также пропорциональна  $\propto u_*^3$ , объёмный источник капель имеет зависимость  $\propto u_*^6$ . В рамках этой модели в [41] было показано, что при ураганных скоростях ветра капли, срывающиеся с гребней обрушающихся волн, могут существенно повлиять на процесс турбулентного перемешивания. А именно, инжектируемые капли приводят к ускорению приводного ветрового потока и уменьшению коэффициента аэродинамического сопротивления поверхности воды при ураганных скоростях ветра.

Стоит отметить, что во всех исследованиях, посвящённых изучению влияния брызг, наиболее важным параметром служила функция генерация брызг, которая описывает количество капель, образованных в единицу времени на единице площади. Поскольку данные о функции генерации брызг имеют большой разброс (см. [11]), оценки вклада капель в поступающие в атмосферу потоки полученные на их основе также нельзя назвать окончательными.



## 1.9 Заключение

В главе 1 представлен литературный обзор исследований, посвященных изучению процессов взаимодействия океана и атмосферы, причем особое внимание уделяется эффектам, связанным с каплями. В начале этой главы описаны механизмы генерации капель, приведена оценка зависимости функции генерации брызг от скорости ветра, согласно которой число брызг резко растёт с увеличением скорости ветра. Таким образом, можно ожидать существенного усиления роли капель в процессах переноса тепла, импульса и влаги между океаном и атмосферой при ураганных скоростях ветра.

В приведенном выше обзоре показано, что наиболее важным элементом необходимым для количественной оценки вклада капель в потоки тепла, влаги и импульса является функция генерации брызг, описывающая статистику капель, которые вылетели с поверхности воды в единицу времени с единицы площади. Однако экспериментальные данные о количественном значении функции генерации в разных наблюдениях могут отличаться на шесть порядков (см. раздел 1.2), что делает затруднительным получение оценок влияния капель на потоки, поступающие в атмосферу. Такие неопределенности связаны с тем, что проведение экспериментов по измерению числа капель, инжектированных с поверхности воды при ураганных скоростях ветра в натуральных условиях, сопряжено с большими трудностями. Дополнительным фактором, увеличивающим неопределенность статистики капель, является недостаточное понимание механизмов их образования. В связи с этим возникает необходимость лабораторного моделирования ураганных условий, в первую очередь, направленного на изучение явлений, приводящих к генерации брызг.

Проблемы, связанные с определением влияния капель на процесс взаимодействия атмосферы и океана, послужили предпосылкой серии экспериментальных и теоретических исследований, проведенных в ИПФ РАН, на основе которых была написана данная диссертация.

## **Глава 2. Исследование механизмов генерации брызг при ураганных скоростях ветра в лабораторных условиях**

### 2.1 Введение

В данной главе описаны лабораторные эксперименты, проведенные на Большом Термостратифицированном Бассейне (БТСБ) ИПФ РАН, на основе которых были классифицированы явления образования капель и построена функция генерации для наиболее эффективного механизма образования капель, а именно, явления дробления по типу «парашют». Полученная функция генерации в дальнейшем используется в Главе 3.

В начале этой главы описаны технические детали экспериментальной установки и методы сбора данных. В разделе 2.3 дана классификация явлений, приводящих к образованию брызг. Результаты статистического анализа явлений генерации брызг при различных скоростях ветра представлены в разделе 2.4. На основе аналогии дробления купола «парашюта» с разрывом подводного пузыря и фрагментации его ободка с дроблением жидких «пальцев» в разделе 2.5 была построена функция генерации брызг при дроблении по типу «парашют». Полученная функция генерации в этом разделе также сравнивалась с другими лабораторными и натурными данными об образовании капель. В заключении приведены основные выводы к главе и обсуждается возможное влияние крупных капель, образованных при дроблении ободка «парашюта», на обменные потоки между океаном и атмосферой.

## 2.2 Описание экспериментальной установки и методов исследования

Исследование влияния брызг на процессы взаимодействия воды и воздуха, представленное в последующих главах, основывается на экспериментах, которые проводились на ветро-волновом канале Большого термостратифицированного бассейна ИПФ РАН. Тракт канала состоит из воздухозаборной части, нагнетательного насоса, воздухопроводной системы, рабочей части ветрового канала, имеющей боковые стенки и крышку сверху, и системы отвода воздуха.

Забор воздуха мог производиться из рабочего помещения или с улицы. С помощью регулирующей заслонки, установленной перед вентилятором, смешивая воздух, поступающий с улицы, и воздух рабочего помещения можно регулировать температуру и объемный расход поступающего в систему воздуха. Источником воздушного потока является центробежный насос MSB-2-560/80-1850T (Ventur). Управление объемным расходом осуществляется с помощью электронного преобразователя частоты серии VFD-V (Delta Electronics), который определяет скорость вращения электродвигателя.

Длина прямой части канала составляет 10 м. Перед входом в канал дополнительно установлена расширяюще-сужающая секция для выравнивания потока и уменьшения уровня турбулентных флуктуаций. Для устранения скосов потока и размельчения крупных вихрей при необходимости в неё дополнительно устанавливаются хонейкомбы (наборы сеток). Рабочее сечение воздушного потока составляет  $0.4 \text{ м} \times 0.4 \text{ м}$ , боковые стенки погружены в воду на 0.3 м. Каркас и стойки канала выполнены из дюралюминиевого сплава, боковые стенки и крышки – из оргстекла толщиной 10 мм. В конце лотка, на выходе воздушного потока установлен волногаситель – клин из мелкоячеистой сетки.

Скорость воздушного потока в центре принимала значение от  $3 \text{ м/с}$  до  $25 \text{ м/с}$ . Канал наполнен пресной водой с температурой, которая варьировалась от 15 до 20 °С. Измерения показали, что значение поверхностного натяжения составляло  $\sigma = (7.0 \pm 0.15) 10^{-2} \text{ Н/м}$ .

В качестве основных параметров, описывающих воздушный поток над водной поверхностью, использовались параметры воздушного турбулентного пограничного слоя, такие как динамическая скорость ветра –  $u_*$ , шероховатость поверхности –  $z_0$  и скорость ветра  $U_{10}$  на стандартной метеорологической высоте  $z_{10} = 10 \text{ м}$ , определенная следующим образом:

$$U_{10} = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z_{10}}{z_0} \quad (2.1)$$

где  $\kappa = 0.4$  – постоянная Кармана.

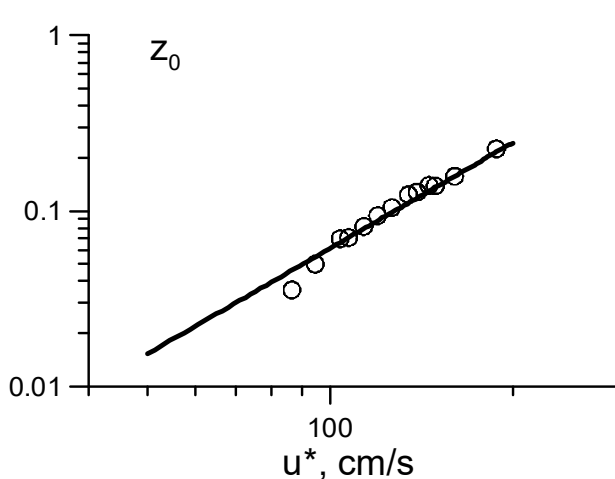
Для проведенных измерений в ветровом-волновом канале  $u_*$  находилась в диапазоне  $0.2-2 \text{ м/с}$ , что соответствовало значениям  $U_{10}$  в интервале  $7-36 \text{ м/с}$ . Для данного канала зависимость  $z_0$  от динамической скорости ветра описывается формулой Чарнока:

$$z_0 = \alpha \frac{u_*^2}{g} \quad (2.2)$$

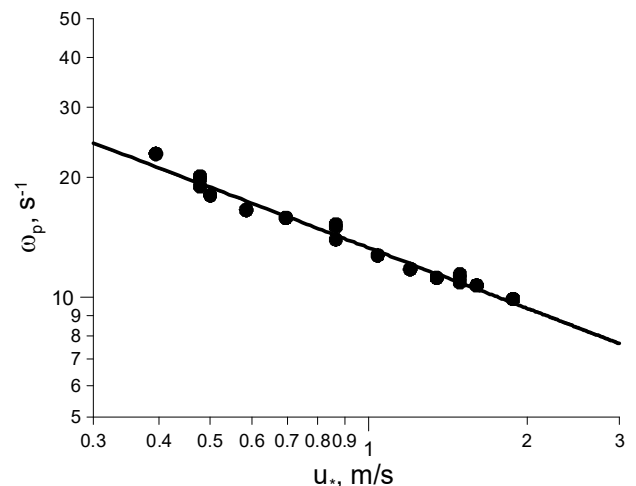
где постоянная Чарнока  $\alpha=0.006$  (см. Рис. 2.1 (а)).

Характеристики поля ветровых волн в канале измерялись с помощью группы из трех струнных волнографов, которые были расположены в вершинах равностороннего треугольника со стороной  $2.5 \text{ см}$ , а частота сбора данных составляла  $100 \text{ Гц}$ . Частотные спектры возвышения поверхности имеют максимумы, положение которых зависит от  $u_*$  и разгона. Зависимость частоты пика  $\omega_p$  от  $u_*$  в рабочей секции при разгоне равном  $6.5 \text{ м}$  приведена на Рис. 2.1 (б). Экспериментальные данные, изображенные кружками на Рис. 2.1(б), лучше всего аппроксимируются степенной функцией следующим образом:

$$\omega_p = 12.4u_*^{-0.5} \quad (2.3)$$



(а)



(б)

Рис. 2.1. Параметры ветра и волн в канале. (а) – пустыми кружками показана зависимость шероховатости поверхности от динамической скорости ветра в канале, сплошная линия – аппроксимация по формуле (2.2). (б) – кружками показана зависимость частоты пика в

спектре поверхностного волнения от динамической скорости ветра в канале, сплошная линия - аппроксимация по формуле (2.3).

Съемка границы раздела воды и воздуха проводилась теневым методом с помощью высокоскоростной цифровой видеокамера NAC Memrecam HX-3. Видеосъемка осуществлялась с двух ракурсов: вид сбоку при скорости съёмки 10 000 кадров/с и вид сверху при 4500 кадров/с. В случае бокового обзора (горизонтальной теневой метод) камера помещалась в водонепроницаемую коробку, прикрепленную к боковой стенке канала вблизи 8 секции канала при разгоне в 7.5 м (см. Рис. 2.2 (а)). Оптическая ось объектива камеры располагалась на 5 см выше поверхности воды и была направлена горизонтально. Расстояние от камеры до места съемки составляло 65 см. Светодиодный прожектор в 300 *Watt* был установлен сбоку от 8 секции канала на расстоянии 50 см от стенки и на высоте менее 5 см от поверхности воды. Между прожектором и боковой стенкой канала, напротив камеры, был помещен рассеивающий экран. При боковой съёмке использовался объектив с фокусным расстоянием 85 мм, который позволил обеспечить разрешение в 73 мкм/пикс при скорости записи в 10000 кадр/с. Были получены подробные записи сбоку явлений, приводящих к образованию брызг, для скоростей ветра от 18 до 33 м/с.

Для изучения статистики явлений, приводящих к образованию брызг, видеосъемка осуществлялась из положения сверху через прозрачную верхнюю стенку в 7 секции канала при разгоне в 6.5 м с применением подводной подсветки (вертикальной теневой метод) (см. Рис. 2.2 (б)). При вертикальной съёмке также использовался объектив с фокусным расстоянием 85 мм, который позволил обеспечить разрешение в 256 мкм/пикс при скорости записи в 4500 кадр/с

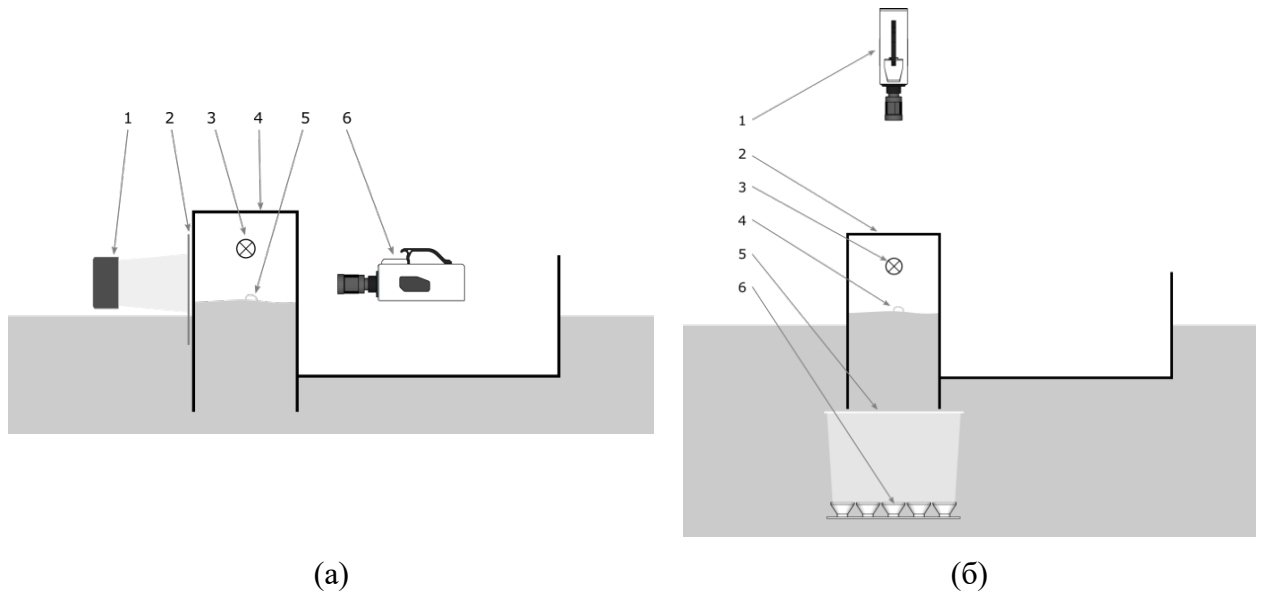


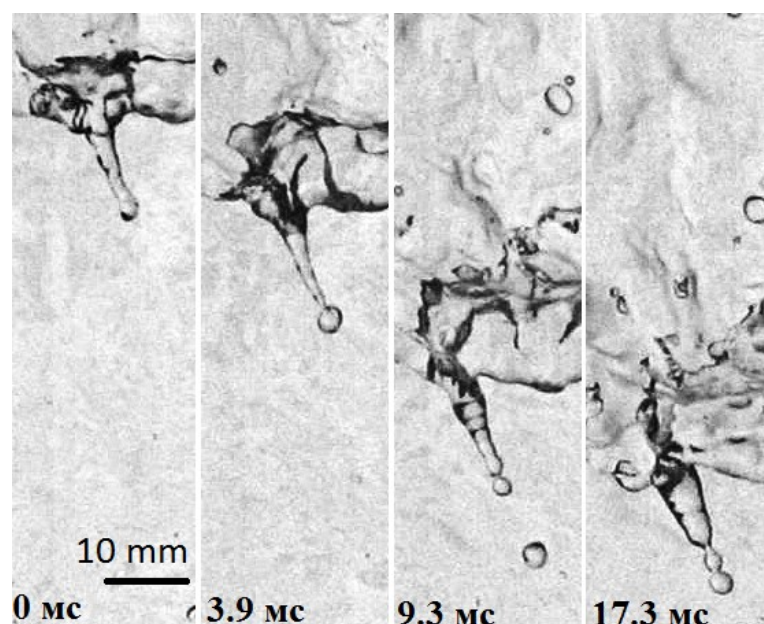
Рис. 2.2. Схема эксперимента. (а) – горизонтальный теневой метод, сечение поперек направления ветра в ветро-волновом канале: 1 – светодиодный источник света, 2 – рассеивающий экран, 3 – направление ветра, 4 – стенки канала, 5 – гребни волн, 6 – высокоскоростная камера; (б) – вертикальный теневой метод, поперечное сечение ветрового канала: 1 – высокоскоростная камера, 2 – стенки канала, 3 – направление ветра, 4 – гребни волн, 5 – рассеивающий экран, 6 – подводная светодиодная система.

### 2.3 Классификация явлений, приводящих к образованию капель

Съемка с двух ракурсов позволила выявить и классифицировать основные механизмы генерации капель. Эксперименты проводились для динамических скоростей ветра  $u_*$  в воздушном потоке от 0.8 до 1.51 м/с, что соответствовало скоростям ветра  $U_{10}$  от 18 до 33 м/с. Данные видеосъемки позволили выделить три типа явлений на поверхности воды, развитие которых приводит к образованию брызг: дробление жидких «пальцев», разрыв крупных подводных пузырей и дробление по типу «парашют».

#### 2.3.1 Дробление жидких «пальцев»

На рис. 2.1 (а), (б) показан механизм образования капель из-за дробления «пальцев», впервые обнаруженный и изученный в [26]. Недавно в работе [85] была получена функция генерации брызг, основанная на этом способе образования капель. Согласно [26], неустойчивость Кельвина-Гельмгольца на границе раздела воды и воздуха приводит к развитию небольших «выступов» водной поверхности в основном на гребнях обрушающихся волн. Эти выступы растягиваются и затем дробятся на капли. Детали образования капель посредством этого механизма при обрушении гребня для лабораторных условий показаны на рис. 2.3 (а). Рис. 2.3 (а) подтверждает, что дробление каждого жидкого «пальца» приводит к образованию нескольких капель диаметром 1–2 мм, которые обычно падают в воду рядом с обрушающимся гребнем. Пример наблюдения дробления жидких «пальцев» в натуральных условиях при скорости ветра  $U_{10}$  около 9 м/с изображен на рис. 2.3 (б).



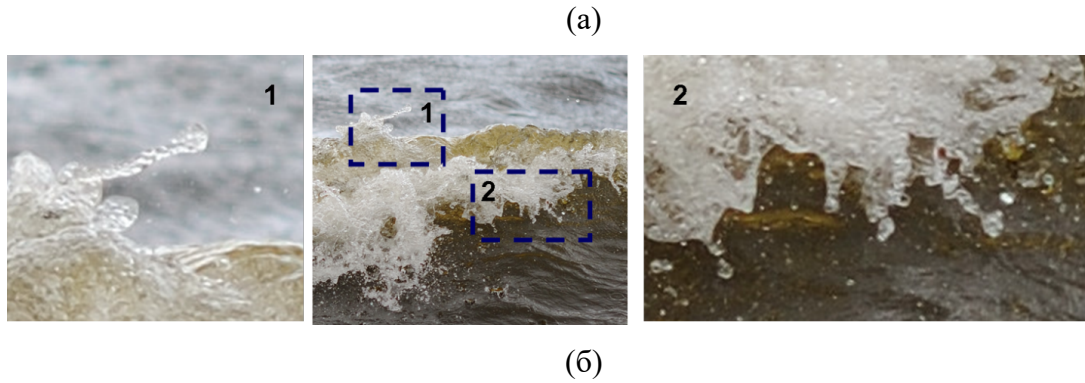


Рис. 2.3. Образование и дробление жидких «пальцев». (а) – лабораторная съемка этого явления сверху при скорости ветра  $U_{10} \approx 25 \text{ м/с}$ : при  $t = 0 \text{ мс}$  происходит растяжение возмущения, при  $t = 3.9 \text{ мс}$  образование капли, при  $t = 9.3 \text{ мс}$  отделение первой капли и образование второй, при  $t = 17.3 \text{ мс}$  формирование третьей и четвертой капель. (б) – образование брызг на гребне обрушающейся волны в натуральных условиях (фото Ю. И. Троицкой, сделанное на Горьковском водохранилище, 01.10.2011). Скорость ветра  $U_{10} \approx 9 \text{ м/с}$ . На вставках 1 и 2 показаны увеличенные детали гребня волны.

### 2.3.2 Разрыв подводных пузырей

Увлечение воздуха обрушающимися волнами приводит к образованию большого количества пузырей, которые всплывают из-за положительной плавучести и разрываются на мелкие брызги при достижении поверхности воды. Этот механизм был исследован в [17]–[21],[24]. Детальная модель этого явления была недавно разработана в [23]. В работе [65] лопающиеся пузыри рассматривались как основной источник океанских брызг с радиусами меньше  $50 \text{ мкм}$ . Согласно результатам экспериментов [23],[86], разрыв пузыря начинается с локального уменьшения толщины пленки и образования отверстия. Отверстие расширяется, при этом окружающий его ободок, двигается вдоль искривлённой поверхности пузырька, увеличиваясь в объеме. Результирующее центробежное ускорение приводит к развитию неустойчивости Релея-Тейлора, которая сопровождается образованием жидких «пальцев» и их фрагментацией на отдельные капли. На рис. 2.4 показано, что разрыв подводного пузыря, касающегося поверхности воды, при сильном ветре и взволнованной поверхности происходит так же, как и в случае покоящихся сред.



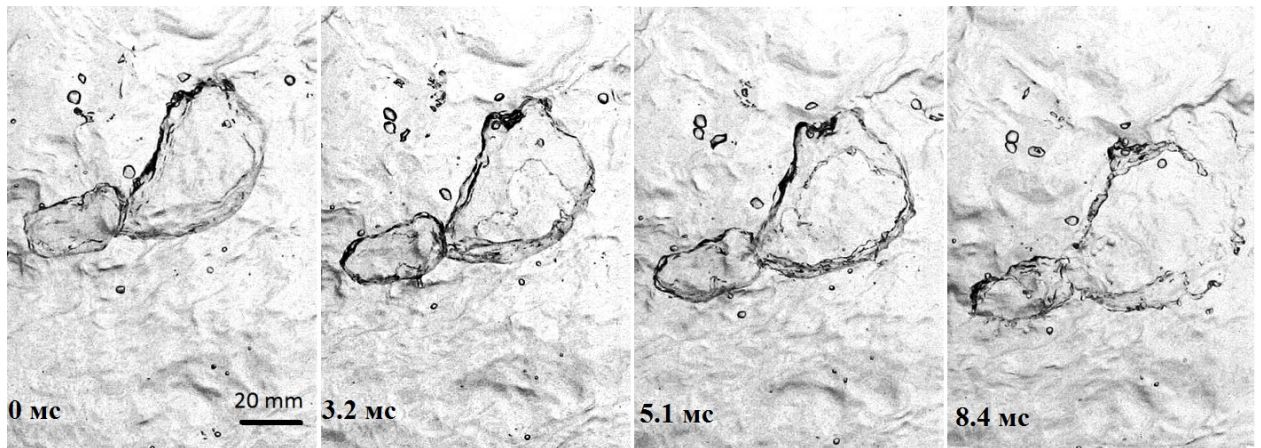
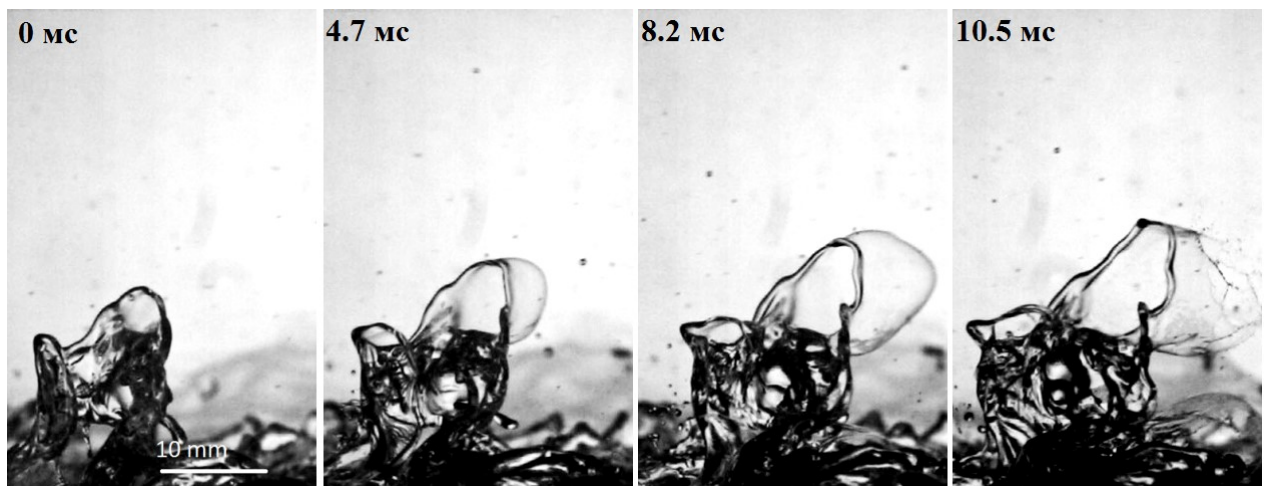


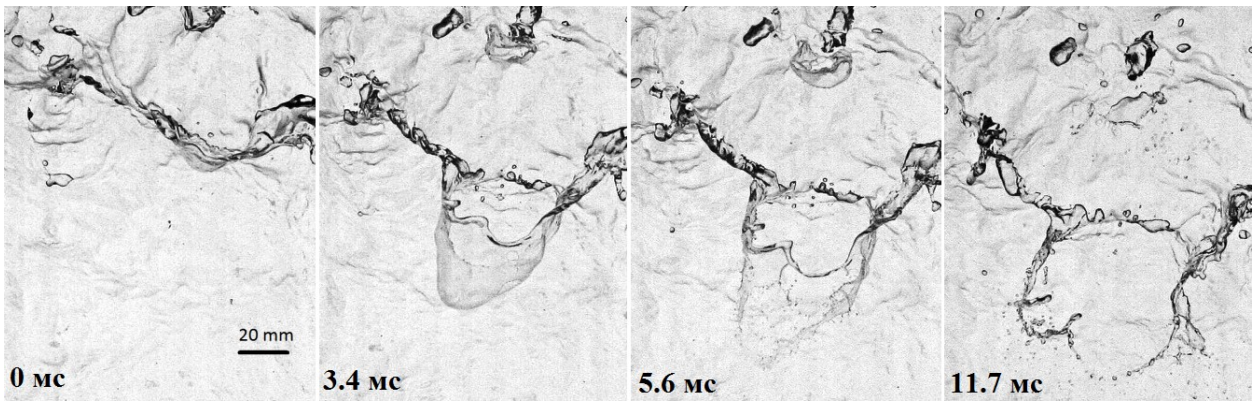
Рис. 2.4. Разрыв большого пузыря при ураганной скорости ветра  $U_{10} = 25 \text{ м/с}$ . При  $t = 0$  пузырь всплыл, при  $t = 3.2 \text{ мс}$  образуется отверстие на жидкой пленке, далее отверстие расширяется  $t = 5.1 \text{ мс}$ , и при  $t = 8.4 \text{ мс}$  происходит образование капель.

### 2.3.3 Дробление по типу «парашют»

На последовательности снимков на рис. 2.5 (а) и рис. 2.5 (б) показан еще один механизм генерации пенных капель при сильном ветре. Это явление начинается появления мелкомасштабного возвышения водной поверхности (рис. 2.5 (а), 0 мс, рис. 2.5 (б), 0 мс), которое затем превращается в небольшой жидкий «парус», раздувающийся до пузыря или «парашюта», ограниченного более толстым ободком (рис. 2.5 (а), 4,7, 8,2 мс, рис. 2.5 (б), 3.4 мс), и, наконец, разрывается, образуя брызги (рис. 2.5 (а), 10.5 мс, рис. 2.5 (б), 5.6 мс).



(а)



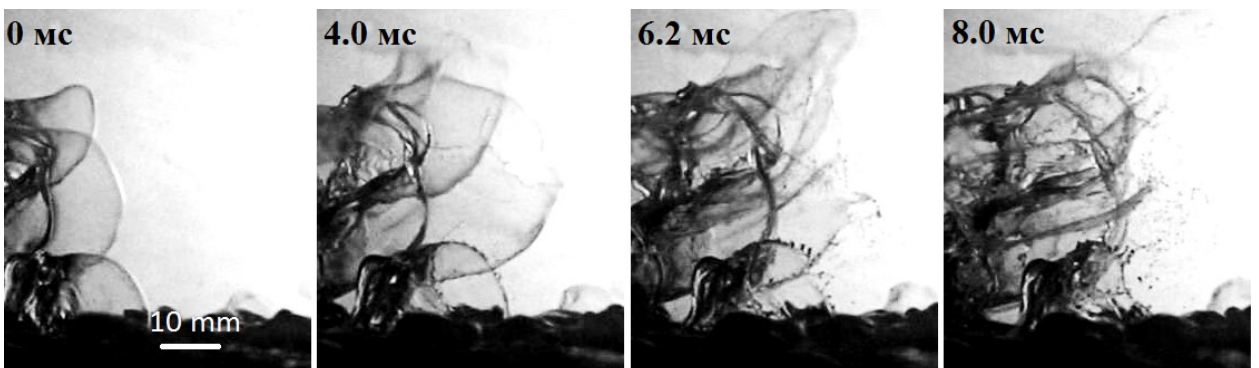
(б)

Рис. 2.5. Образование и разрыв одиночного «парашюта»: (а) – вид сбоку, (б) – вид сверху.

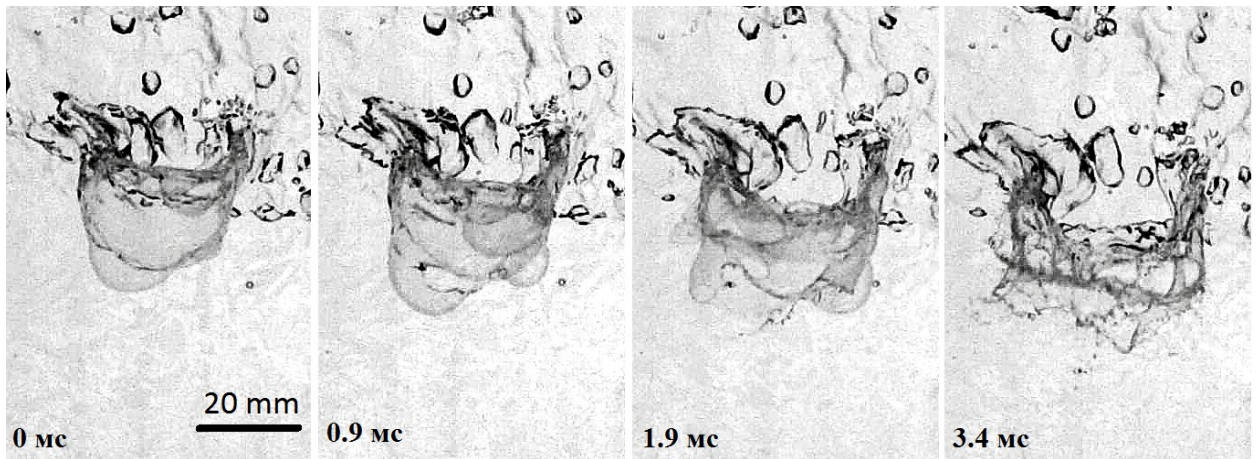
$$U_{10} = 25 \text{ м/с}.$$

В некоторых случаях наблюдался более сложный режим многокамерного «парашюта», приводящий к образованию брызг (см. рис. 2.6 (а, б)), когда изначальное возвышение поверхности воды трансформируется в сложный многокамерный объект.

Процесс разрыва купола «парашюта» похож на процесс разрыва пузырей, исследованный в [15], [16]. Он также начинается с образования отверстия, ограниченного тонким ободком. Ободок, движущийся вдоль искривлённой пленки во время увеличения отверстия, приводит к образованию жидких «пальцев» и капель вследствие развития неустойчивости Релея-Тейлора. Толстый ободок, оставшийся после фрагментации купола, разрывается на капли большие по сравнению с теми, которые образовались при разрыве купола «парашюта». Подчеркнем, что важным отличием «парашюта» от пузыря является наличие двух ободков, ограничивающих пленку, в результате чего можно ожидать, что распределение капель в размерах будет иметь два типичных масштаба.



(а)



(б)

Рис. 2.6. Режим многокамерного «парашюта»: (а) – вид сбоку, (б) – вид сверху.  $U_{10} = 25 \text{ м/с}$ .

На рис. 2.7 (а-д) схематично показаны характерные стадии процесса, описанного выше. Начальный рост возмущения поверхности воды изображен на рис 2.7 (а). Детальному обсуждению возможного механизма образования этого возмущения посвящена 4 Глава диссертации. При увеличении высоты возмущения поток воздуха становится асимметричным: минимум давления смещается к подветренной стороне выступа (рис. 2.7 (б)), что приводит к образованию жидкого «паруса» (рис. 2.7 (с)). Этот процесс аналогичен трансформации капель в газовых потоках в тонкие диски, движущиеся по потоку [87]–[89]. Результатом является искажение формы водного выступа, что приводит к образованию «парашюта» (рис. 2.7 (г)), который затем лопается (рис. 2.7 (д)), образуя брызги.

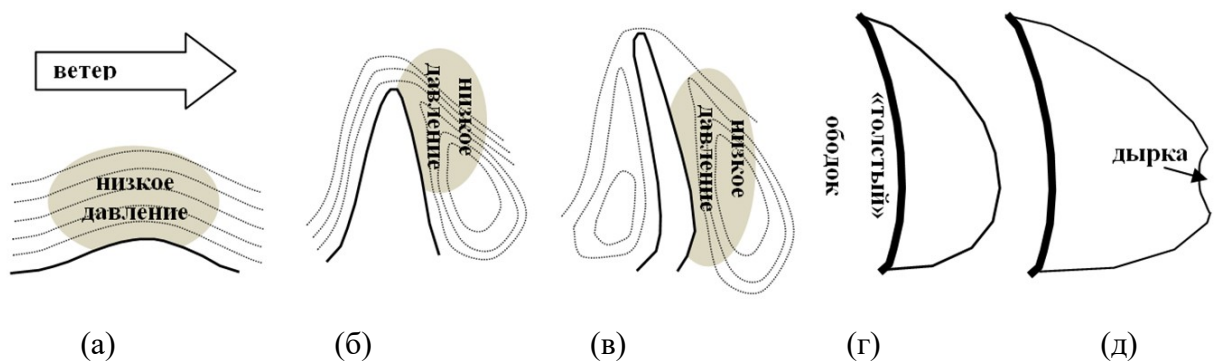


Рис. 2.7. Схема образования и дробления «парашюта». (а) – образование начального возмущения, (б) – его последующий рост, (в) – деформация возмущения и образование «паруса», (г) – образование «парашюта», (д) – его разрыв.

Описанный выше процесс образования капель хорошо известен в инженерной гидродинамике как режим дробления жидкости в газовом потоке по типу «парашют» [90].

Ранее такой режим генерации брызг в лабораторном канале был описан в [27], однако его значимость при ураганных условиях не обсуждалась.

## 2.4 Статистика локальных событий, отвечающих за образование капель

### 2.4.1 Анализ статистики явлений генерации брызг

Статистические данные о количестве событий, приводящих к образованию брызг (дробление жидких «пальцев», разрыв подводных пузырей и дробление по типу «парашют»), были получены в результате анализа последовательности кадров с использованием специально разработанного программного обеспечения, которое позволило в полуавтоматическом режиме выбирать и подсчитывать объекты на изображениях (детали описаны в [28]). Программное обеспечение также позволило получить распределение геометрических и кинематических параметров объектов дробления по типу «парашют» (см. рис. 2.8), а именно

$D_1$  – начальный размер объекта;

$D_2$  – размер объекта в момент образования отверстия в куполе «парашюта»;

$\tau$  – время жизни парашюта от момента его появления до момента образования отверстия;

$u_1$  – скорость движения краёв объекта;

$u_2$  – скорость движения центра объекта.

Ниже также используются следующие параметры:

$R_1 = D_1 / 2$  – начальный радиус «парашюта»;

$R_2 = D_2 / 2$  – радиус «парашюта» в момент образования отверстия.

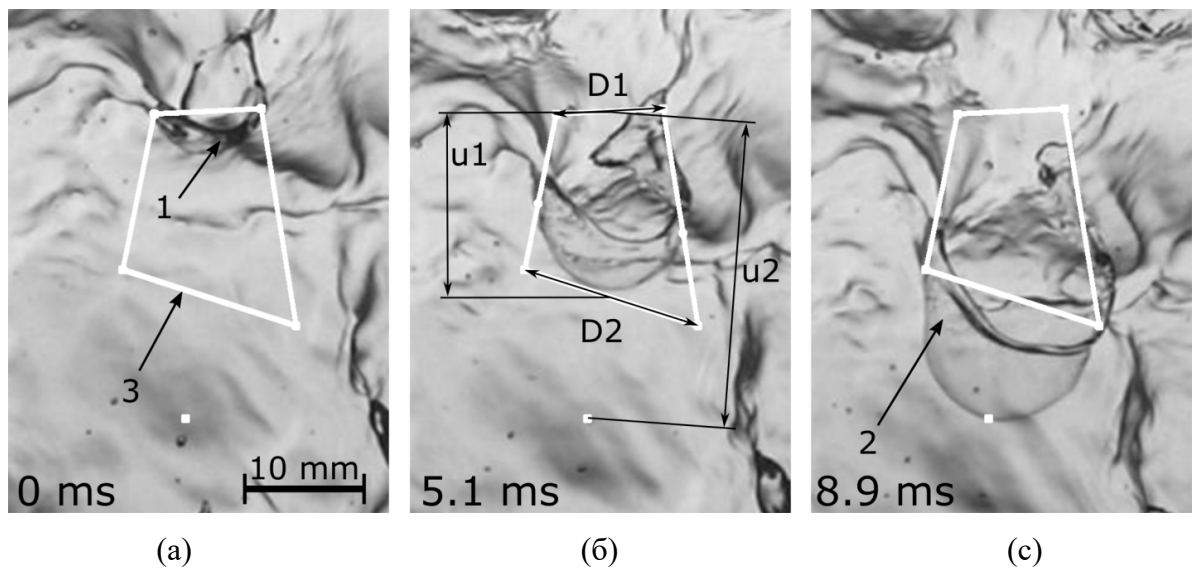


Рис. 2.8. Пример полуавтоматической обработки динамики «парашюта»: (а) – образование «парашюта», (б) – промежуточное состояние с расставленными маркерами (позиции краёв интерполируются на основе начального и конечного положения границ); (с) – момент прокола пленки. 1 – образование «парашюта», 2 – прокол пленки.

На рисунке 2.9 показана зависимость удельного количества событий, приводящих к образованию брызг (в единицу времени на единицу площади), от динамической скорости ветра  $u_*$ , полученная с помощью полуавтоматической обработки видео. Можно видеть, что удельное количество локальных событий любого типа (жидких «пальцев», разрывов пузырей или дробления по типу «парашют») растет с увеличением  $u_*$  с наибольшим темпом для «парашютов». Стоит отметить, что при расчете статистики в случае многокамерных «парашютов» каждая камера сложного объекта рассматривалась в качестве одного однокамерного «парашюта». При  $u_* < 1 м/с$  число событий, приводящих к образованию капель, для каждого механизма оказались приблизительно равными друг другу, хотя число разрывов пузырей было меньше числа жидких «пальцев» и «парашютов». При  $u_* > 1.1 м/с$  число «парашютов» превышает количество жидких «пальцев». Учитывая, что при дроблении жидких «пальцев» образуется только 1 или 2 капли, можно сделать вывод, что при  $u_* > 1.0 м/с$  дробление по типу «парашют» становится доминирующим механизмом генерации пенных брызг. Здесь следует подчеркнуть, что в расчёт принимаются только достаточно крупные капли с размерами, превышающими  $10 мкм$ . Для более мелких капель основным источником их образования является разрыв пузырей, в то время как вклад явления дробления по типу «парашют» остаётся неопределенным.

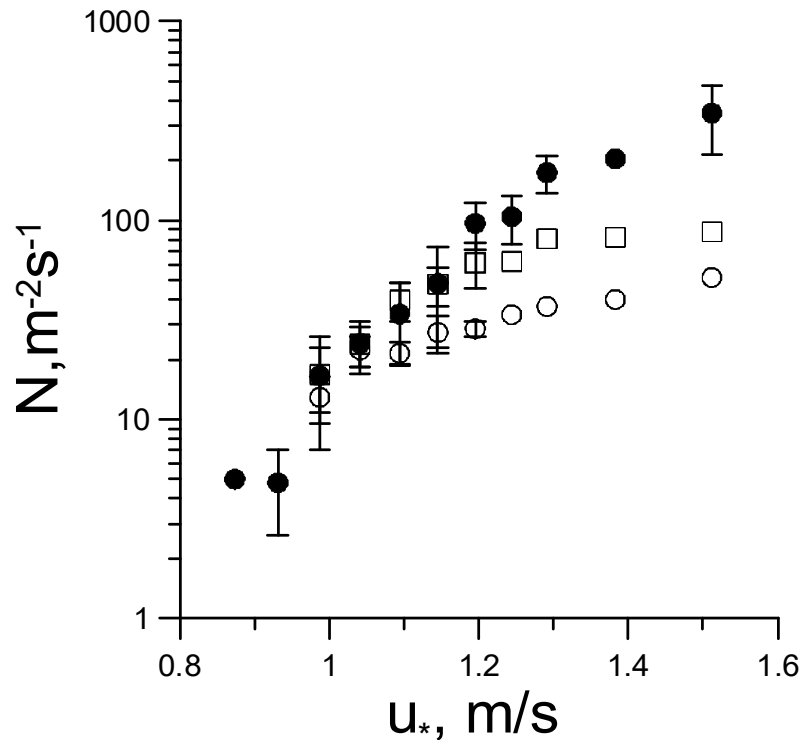


Рис. 2.9. Зависимость удельного (в единицу времени на единицу площади) числа событий образования брызг от динамической скорости ветра: открытые круги - разрыв

всплывающих пузырей, квадраты – жидкие «пальцы», заштрихованные кружки – дробление по типу «парашют».

#### 2.4.2 Статистика событий дробления по типу «парашют»

Для описания статистики числа событий дробления по типу «парашют» был использован феноменологический подход, основанный на методах статистической физики, а именно, методе Гиббса [91]. Центральным понятием этого метода является канонический ансамбль или ансамбль состояний термодинамической системы, находящейся в слабом тепловом контакте с тепловым резервуаром, то есть среды, которая сохраняет свою температуру неизменной. Тогда статистика системы определяется по закону Гиббса или каноническому распределению; и вероятность того, что энергия системы находится в интервале  $[E; E + dE]$ , равна:

$$dW = A \exp(-E / \beta) dE, \quad (2.4)$$

где значение переменной  $A = 1 / \beta$  следует из условия нормировки  $\int_0^{\infty} A \exp(-E / \beta) dE = 1$ .

Поскольку метод Гиббса, первоначально введенный для описания идеальных газов, является универсальным, здесь он применялся для описания статистики «парашютов». А именно, считалось, что гребни волн, на которых потенциально могут появиться «парашюты», рассматриваются в роли термодинамической подсистемы, находящейся в равновесии с системой ветер-волны, играющей роль термостата. Заметим, что слабость «теплового контакта» обеспечивается сравнительно небольшим аэродинамическим сопротивлением поверхности океана, характерным даже для условий ураганов.

Удельное количество «парашютов», возникающих в рассматриваемой подсистеме в единицу времени на единице площади, является некоторой функцией от энергии подсистемы –  $N(E)$ . Поскольку образование «парашютов» является пороговым процессом,  $N(E) = 0$  при  $E \leq E_0$ , где  $E_0$  – минимальное значение энергии. Проинтегрировав  $N(E)$  по всем значениям энергии с учётом выражения для вероятности (2.4) получаем среднее число «парашютов»  $\langle N \rangle$  в следующей форме

$$\langle N \rangle = \int_{E_0}^{\infty} \frac{N(E)}{\beta} \exp(-E / \beta) dE. \quad (2.5)$$

Разложим  $N(E)$  в окрестности порога  $E_0$ :  $N(E) = N(E_0) + \alpha(E - E_0)$ . С учётом этого разложения (2.5) преобразуется к виду

$$\langle N \rangle = \alpha \beta \exp(-E / \beta), \quad (2.6)$$

где значение параметра термостата  $\beta$ . Поскольку эксперименты проводились при фиксированном разгоне,  $\beta$  может рассматриваться как функция только динамической скорости  $u_*$ . Для того чтобы найти вид этой функции воспользуемся аналогией Буссинеска между турбулентными пульсациями скорости и тепловым движением молекул в газе. Для молекулярного движения  $\beta$  пропорциональна температуре термостата, то есть средней кинетической энергии молекул. В рассматриваемой задаче аналогом температуры газа является плотность кинетической энергии турбулентных пульсаций приводного пограничного слоя атмосферы, масштаб которой пропорционален  $u_*^2$ , то есть  $\beta = \gamma u_*^2$ . Сделав замену  $U_0 = \sqrt{E_0 / \gamma}$  и  $N_0 = \alpha E_0$ , получаем зависимость удельного среднего числа «парашютов» от скорости ветра в следующем виде

$$\langle N \rangle (u_*) = N_0 \frac{u_*^2}{U_0^2} \exp(-U_0^2 / u_*^2), \quad (2.7)$$

где константы  $U_0 = 2 \text{ м/с}$ ,  $N_0 = 3.73 \cdot 10^3 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$  определены на основе экспериментальных данных, представленных на рис. 2.10.

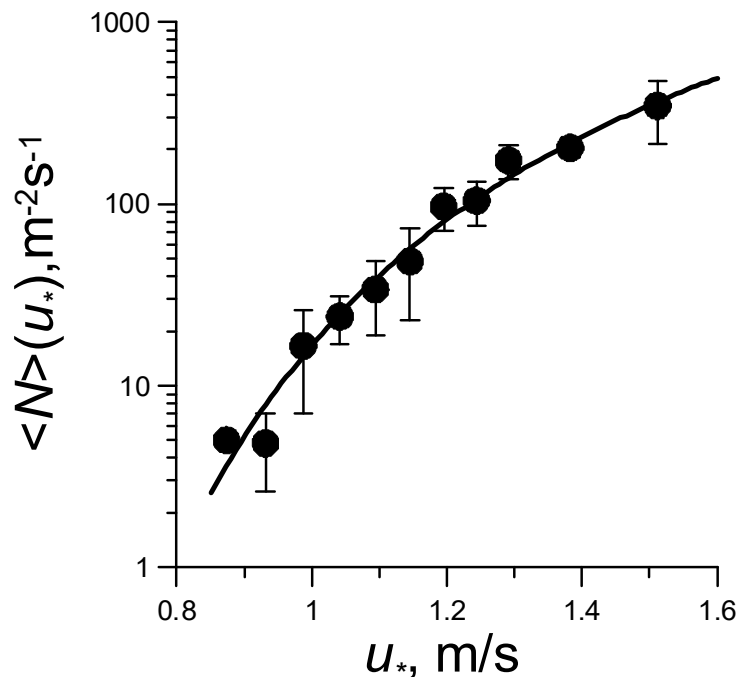


Рис. 2.10. Экспериментальные данные и их аппроксимация о зависимости числа «парашютов» от динамической скорости в пограничном слое воздуха, задаваемая уравнением (2.7).



Следует отметить, что состояние системы вода-воздух также характеризуется еще одним независимым параметром - разгоном. Можно ожидать, что вид выражения для  $\langle N \rangle (u_*)$ , полученный из общих принципов статистической физики, сохранится, однако могут произойти некоторые изменения в константах. Это следует учитывать при построении моделей для натуральных условий. В настоящей диссертации рассматриваются две возможные параметризации, учитывающие зависимость от разгона.

Согласно работе [92], состояние приводного атмосферного пограничного слоя может быть описано с помощью безразмерного параметра – эффективного числа Рейнольдса поверхности океана, определенного как

$$\text{Re}_B = \frac{u_*^2}{\omega_p \nu}, \quad (2.8)$$

где  $\omega_p$  – частота пика в спектре поверхностных волн,  $\nu$  – кинематическая вязкость воздуха. В [40],[43],[93] было показано, что  $\text{Re}_B$  выступать в качестве универсального параметра, учитывающего взаимное влияние ветрового потока и состояния водной поверхности, с помощью которого можно описывать темп обрушения волн, покрытие поверхности воды «белыми барашками» (whitecapping), обмен атмосферы и океана импульсом и  $\text{CO}_2$ . Таким образом, для того чтобы получить зависимость среднего числа «парашютов» не только от динамической скорости ветра, но и от разгона необходимо переписать (2.7) в терминах эффективного числа Рейнольдса  $\text{Re}_B$ . Предположив, что константы в (2.7) зависят от  $\text{Re}_B$  степенным образом, получаем

$$\langle N \rangle (\text{Re}_B) = M_0 \text{Re}_B^{M_0} \exp(-M_1 / \text{Re}_B^{M_1}). \quad (2.9)$$

Учитывая, что при больших скоростях ветра (которые также соответствуют большим значениям  $\text{Re}_B$ ) процесс образования капель в основном связан с дроблением «парашютов», и тот факт, что, согласно результатам [40], темп образования пенных капель пропорционален  $\text{Re}_B^{3/2}$ , будем считать, что среднее число «парашютов» также пропорционально  $\text{Re}_B^{3/2}$ . Иными словами, зависимость среднего числа «парашютов», появившихся на единицу площади в единицу времени, от эффективного числа Рейнольдса имеет вид:

$$\langle N \rangle (\text{Re}_B) = M_0 \text{Re}_B^{3/2} \exp(-M_1 / \text{Re}_B^{3/2}), \quad (2.10)$$

где  $M_0 = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ,  $M_1 = 6.93 \cdot 10^5$ .

Альтернативный подход к пересчету лабораторных данных на натурные условия основан на том факте, что функция генерация брызг пропорциональна  $Re_B^{3/2}$  [40], и поскольку среднее число капель от фрагментации «парашюта» фиксировано, то число «парашютов» также масштабируется как  $Re_B^{3/2}$ . Таким образом, из (2.8) следует, что число «парашютов» в натуральных условиях при некоторой динамической скорости  $u_*$  связано с их числом в лабораторных условиях при той же скорости как

$$\langle N \rangle_{field} = \langle N \rangle_{lab} \left( \frac{\omega_{p,lab}}{\omega_{p,field}} \right)^{3/2}. \quad (2.11)$$

Зависимость частоты пика в спектре поверхностных волн, полученная для лабораторных условий, описывается выражением (2.3). В натуральных условиях влияние разгона выражают через обратный параметр возраста волнения  $\Omega = U_{10} / c_p$ , где  $c_p$  – фазовая скорость волны с частотой  $\omega_p$ . С учётом дисперсионного соотношения для поверхностных гравитационных волн  $\omega = \sqrt{gk}$  и определения  $C_D$ , получаем, что

$$\omega_{p,field} = g\Omega / U_{10} = g\Omega \sqrt{C_D} / u_*. \quad (2.12)$$

Подставив (2.3), (2.7) и (2.12) в (2.11), получаем альтернативную параметризацию удельного числа «парашютов» для натуральных условий в виде

$$\langle N \rangle_{field} = N_0 \frac{u_*^2}{U_0^2} \left( \frac{12.4}{g\Omega} \sqrt{\frac{u_*}{C_D}} \right)^{3/2} \exp(-U_0^2 / u_*^2). \quad (2.13)$$

Согласно прямым измерениям [94], обратный параметр возраста волнения  $\Omega$  для ураганных скоростей ветра лежит в диапазоне от 2.5 до 3.5. Для обоих выражений (2.10) и (2.13) переход от  $u_*$  к  $U_{10}$  осуществлялся с помощью коэффициента аэродинамического сопротивления поверхности воды ( $C_D = u_*^2 / U_{10}^2$ ), для которого использовалась аппроксимация из [64]:

$$C_D = \begin{cases} (0.057 - 0.48 / U_{10})^2, & U_{10} < 40 \text{ м/с} \\ (2.37 / U_{10} - 0.012)^2, & U_{10} > 40 \text{ м/с} \end{cases}. \quad (2.14)$$

Заметим, что оба выражения (2.10) и (2.13) дают примерно одинаковые значения числа «парашютов» при ураганных скоростях ветра, а при низких скоростях – эти значения существенно различаются.

### 2.4.3 Распределение геометрических параметров «парашютов»

Полуавтоматическая обработка записей позволила получить статистические распределения наблюдаемых размеров «парашютов» (радиусы в момент образования  $R_1$  и момент разрыва пленки купола  $R_2$ ), скоростей распространения (границ  $u_1$  и центров  $u_2$ ), характерных временных масштабов развития «парашютов» от момента образования и до прокола пленки  $\tau$  для разных скоростей воздушного потока. На рис. 2.11 показаны распределения этих величин, нормированные на их средние значения для данной скорости ветра. Для описания этих зависимостей использовалось гамма-распределение

$$P_n(x) = \frac{n^n}{\Gamma(n)} x^{n-1} e^{-nx}, \quad (2.15)$$

где в качестве переменной  $x = X / \langle X \rangle$  выступали характеристики «парашютов» такие, как  $R_1, R_2, u_1, u_2, \tau$ , нормированные на их средние значения:  $\langle R_1 \rangle, \langle R_2 \rangle, \langle u_1 \rangle, \langle u_2 \rangle, \langle \tau \rangle$ , а  $\Gamma(n)$  - гамма-функция.

Зависимость средних значений от динамической скорости воздушного потока  $u_*$  показана на рис. 2.12 (а)-(в). Соответствующие эмпирические зависимости можно аппроксимировать следующим образом:

$$\langle R_1 \rangle(u_*) = 5.9u_*^{-1}, \quad (2.16)$$

$$\langle R_2 \rangle(u_*) = 9.6u_*^{-1}, \quad (2.17)$$

$$\langle u_1 \rangle = 1.96 + 1.21u_*, \quad (2.18)$$

$$\langle u_2 \rangle = 1.1 + 4.2u_*, \quad (2.19)$$

$$\langle \tau \rangle = 7.7u_*^{-2}, \quad (2.20)$$

$$\langle \bar{R}\tau \rangle = 64.4u_*^{-3}. \quad (2.21)$$

где  $\langle u_{1,2} \rangle$  и  $u_*$  измеряются в м/с,  $\langle R_{1,2} \rangle$  - в миллиметрах,  $\langle \tau \rangle$  - в миллисекундах.

На рисунке 2.12 (г) показано распределение «парашютов» в плоскости  $(R_1, R_2)$ , где кружки соответствуют отдельным «парашютам». Как можно видеть из этого графика, эти значения пропорциональны, а коэффициент корреляции равен 0,97. Отсюда следует, что эволюция формы «парашюта» является автомодельной, то есть он сохраняет свою форму при изменении размера.

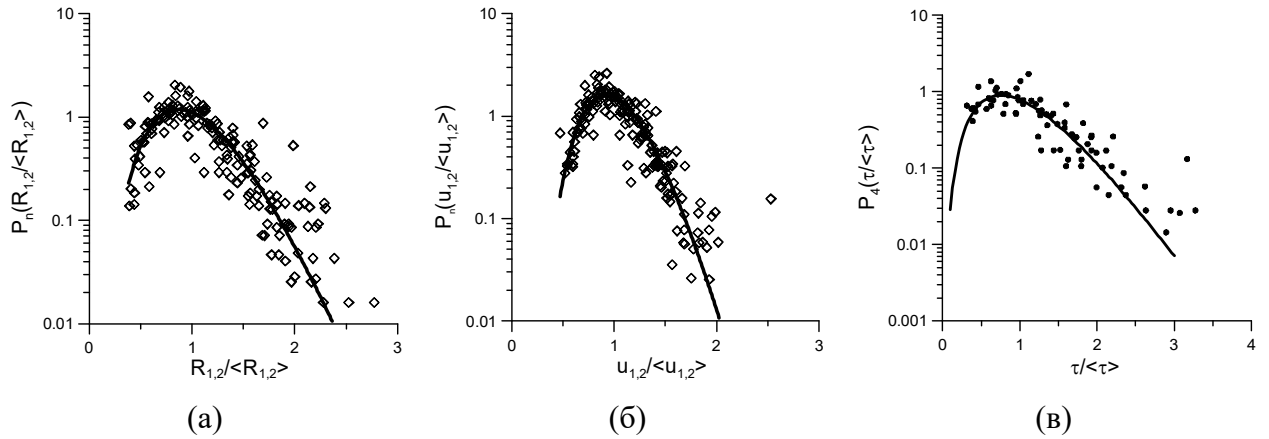


Рис. 2.11. Распределения «парашютов» по различным характеристикам, нормированные на их средние значения: (а) – по их размеру в момент образования  $R_1 / \langle R_1 \rangle$  и в момент разрыва  $R_2 / \langle R_2 \rangle$ ; (б) – по скорости движения их границ  $u_1 / \langle u_1 \rangle$  и центров  $u_2 / \langle u_2 \rangle$ ; (в) – по времени их жизни  $\tau / \langle \tau \rangle$ . Сплошные кривые – это гамма-распределения (2.15) с различным значением параметров  $n$ :  $n = 7.53$  (а),  $n = 13.3$  (б),  $n = 3.7$  (в).

Таким образом, можно построить распределение числа «парашютов» по размерам, причем в дальнейшем будем выражать его как функцию радиуса в момент разрыва  $R_2$ , поскольку в последующих выкладках именно он будет использоваться для построения функции генерации брызг. А именно, число «парашютов» с радиусом  $R$  в момент разрыва зависит от скорости следующим образом:

$$F_{bag}(R, u_*) = \frac{\langle N \rangle(u_*)}{\langle R_2 \rangle(u_*)} \frac{n^n}{\Gamma(n)} \left( \frac{R}{\langle R_2 \rangle(u_*)} \right)^{n-1} e^{-n \left( \frac{R}{\langle R_2 \rangle(u_*)} \right)}, \quad (2.22)$$

где  $n = 7.53$ , зависимость  $\langle R_2 \rangle(u_*)$  определяется формулой (2.17), а в качестве  $\langle N \rangle(u_*)$  берется или (2.10), или (2.13).

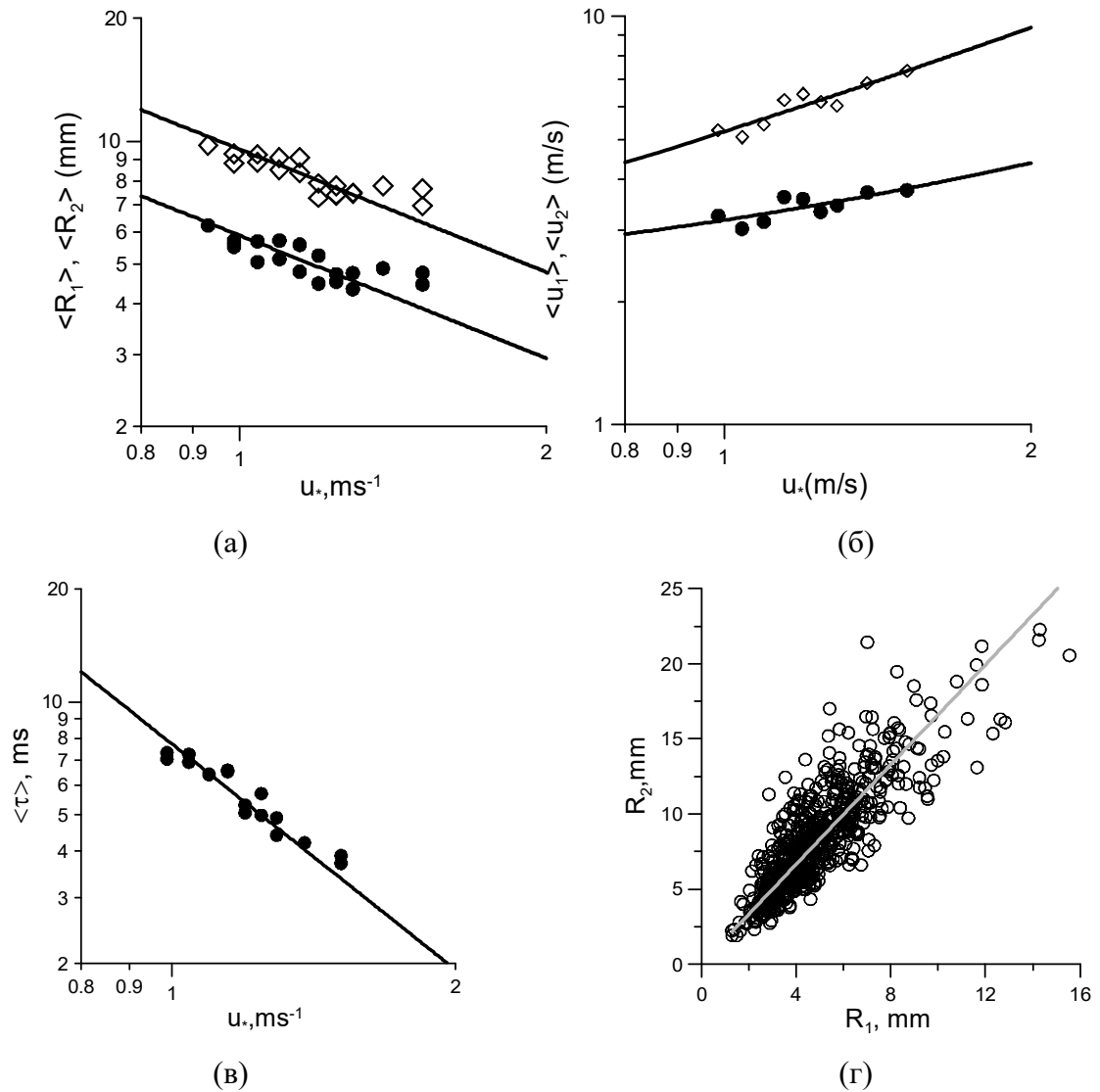


Рис. 2.12. Зависимости средних характеристик «парашютов» от динамической скорости воздушного потока. (а) – начальные (заштрихованные ромбы)  $\langle R_1 \rangle$  и конечный  $\langle R_2 \rangle$  размеры (открытые ромбы) «парашютов»; (б) – скорость границы  $\langle u_1 \rangle$  (заштрихованные кружки) и центра  $\langle u_2 \rangle$  (открытые кружки); (в) время жизни «парашютов»  $\langle \tau \rangle$ , (г) – распределение «парашютов» по начальному и конечному размеру, где каждый пустой кружок обозначает отдельный «парашют».

## 2.5 Построение функции генерации брызг, образованных при дроблении «парашютов»

Для нахождения функции генерации брызг при дроблении по типу «парашют», то есть функции, которая описывает количество капель, имеющих радиус в диапазоне  $[r; r+\Delta r]$  и генерируемых в единицу времени на единицу площади, кроме распределения «парашютов» по размеру необходимо также знать число и размеры капель, которые генерирует один «парашют». На видеозаписях можно заметить (см. рис. 2.5 (б)), что образование брызг происходит за счёт двух процессов: разрыва пленки купола (рис. 2.5 (а) 10.5 мс и рис. 2.5 (б) 5.6 мс) и дробления ободка, оставшегося после разрыва «парашюта» (рис. 2.5 (б) 11.7 мс). При построении функции генерации брызг учтены распределения капель по размеру для каждого из этих механизмов.

### 2.5.1 Распределение плёночных капель

Для оценки числа капель, образованных при разрыве пленки купола «парашюта», была использована аналогия этого процесса с механизмом генерации брызг за счёт разрывов подводных пузырей, который был детально исследован в [23]. Визуально динамика дробления для обоих процессов выглядит одинаково, поскольку оба этих явления определяются поверхностным натяжением. Количество капель, образующихся при разрыве пузыря радиуса  $R$ , представляет собой случайную величину. Согласно [23], среднее число капель радиуса  $r$  (спектральное распределение по размерам) описывается следующим выражением:

$$F_1(r, R) = \frac{N_{\text{film}}^{\text{drops}}(R)}{\langle r \rangle(R)} P_m \left( \frac{r}{\langle r \rangle(R)} \right), \quad (2.23)$$

где  $P_m(x)$  - гамма-распределение (2.15) при  $m=11$ , а  $N_{\text{film}}^{\text{drops}}(R)$  - число капель, образованных при разрыве пленки.

На основе тщательных оптических измерений в [23] были получены данные о зависимости среднего радиуса капель  $\langle r \rangle$  от радиуса кривизны купола пузыря  $R$ . Степенная аппроксимация этих данных дает следующее эмпирическое выражение для  $\langle r \rangle$  в виде

$$\langle r \rangle = 0.095 L \left( \frac{R^{3/8} h^{5/8}}{L} \right)^{0.8}, \quad (2.24)$$

где  $h$  - толщина купола пузыря в момент разрыва, которая, в соответствии с [23], описывается следующим выражением

$$h = L \left( \frac{R}{L} \right)^2, \quad (2.25)$$

где  $L = 2 \cdot 10^4$  мм.

В [23] также были получены оценки общего числа капель  $N_{\text{film drops}}$ , образованных в результате разрыва пузыря. Степенная аппроксимация экспериментальных данных дает следующее эмпирическое выражение для  $N_{\text{film drops}}$

$$N_{\text{film drops}} = 2.24 \cdot 10^{-3} \left( \left( \frac{\rho_w g R^2}{\sigma} \right) \left( \frac{R}{h} \right)^{7/8} \right)^{1.18} \quad (2.26)$$

Используя формулы (2.24) и (2.25), получаем выражение для среднего радиуса капель:

$$\langle r \rangle (R) = 0.094 L \left( \frac{R}{L} \right)^{4/3}. \quad (2.27)$$

Из (2.25) и (2.26) получаем выражение для общего числа капель, образованных при разрыве пузыря

$$N_{\text{film drops}} (R) = 2.24 \cdot 10^{-3} \left( \frac{\rho_w g L^2}{\sigma} \right)^{1.18} \left( \frac{R}{L} \right)^{4/3}. \quad (2.28)$$

В случае разрыва пленки купола «парашюта» роль  $R$  играет его радиус в момент разрыва.

Общее число плёночных капель с радиусами в диапазоне  $[r, r + \Delta r]$ , образованных в результате дробления по типу «парашют» на единицу площади в единицу времени, представляет собой свертку спектра «парашютов» по размеру (2.22) и функции распределения плёночных капель по их радиусу (2.23), генерируемых в результате разрыва пленки одного «парашюта»:

$$\begin{aligned} \frac{dF_{\text{film}}(r, u_*)}{dr} &= \frac{\langle N \rangle(u_*)}{\langle R_2 \rangle(u_*)} \times \\ &\times \int_0^\infty \frac{n^n}{\Gamma(n)} \left( \frac{R}{\langle R_2 \rangle(u_*)} \right)^{n-1} e^{-\frac{nR}{\langle R_2 \rangle(u_*)}} N_{\text{film drops}}(R) \frac{m^m}{\Gamma(m)} \left( \frac{r}{\langle r \rangle(R)} \right)^{m-1} e^{-\frac{mr}{\langle r \rangle(R)}} \frac{dR}{\langle r \rangle(R)}. \end{aligned} \quad (2.29)$$

В (2.29) зависимость  $\langle R_2 \rangle(u_*)$  задается с помощью (2.17),  $\langle r \rangle(R)$  - по формуле (2.27),  $n = 7.53$ ,  $m = 11$ . Пределы интегрирования выбираются равными 0 и  $\infty$ , поскольку гамма-распределение является хорошо локализованной функцией, экспоненциально убывающей на бесконечности.

Подставляя выражения для  $\langle R_2 \rangle(u_*)$ ,  $\langle r \rangle(R)$  и  $N_{\text{film drops}}(R)$  из (2.17), (2.27) и (2.28)

в формулу (2.29), получаем:

$$\frac{dF_{\text{film}}(r, u_*)}{dr} = \langle N \rangle(u_*) \frac{n^n m^m}{\Gamma(n)\Gamma(m)} \left(\frac{n}{m}\right)^{m-1} \frac{b}{aL} \left(\frac{\langle R_2 \rangle(u_*)}{L}\right)^{\beta-\alpha} \left(\frac{r}{\delta}\right)^{\frac{m+n-\alpha+\beta-1}{\alpha+1}} \times$$

$$\times \int_0^{\infty} x^{n+\beta-\alpha m-1} \exp\left(-n\left(\frac{r}{\delta}\right)^{\frac{1}{\alpha+1}} (x+x^{-\alpha})\right) dx \quad (2.30)$$

где  $\delta = \frac{na(\langle R_2 \rangle(u_*))^\alpha}{mL^{\alpha-1}}$ ,  $a = 0.094$ ,  $b = 2.24 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\rho_w g L^2}{\sigma}\right)^{1.18}$ ,  $\alpha = 4/3$ ,  $\beta = 4/3$ ,  $n = 7.53$ ,

$m = 11$ .

В случае  $n\eta \gg 1$ , где  $\eta = (r/\delta)^{1/(\alpha+1)}$ , можно получить приближенное значение интеграла в (2.30) с помощью метода перевала (см., например, [95]), а именно, множитель в (2.30)

$$G(\eta) = \eta^{m+n-\alpha+\beta-1} \int_0^{\infty} x^{n+\beta-\alpha m-1} \exp(-n\eta(x+x^{-\alpha})) dx \quad (2.31)$$

может быть записан в следующей простой форме:

$$G(\eta) \approx G_0 \eta^{m+n-\alpha+\beta-\frac{3}{2}} \exp\left(-g_1 \eta + \frac{g_2}{\eta}\right), \quad (2.32)$$

где

$$G_0 = \alpha^{\frac{n+\beta-\alpha m-1/2}{\alpha+1}} \sqrt{\frac{2\pi}{n(\alpha+1)}}; g_1 = n(\alpha+1) \alpha^{-\frac{\alpha}{\alpha+1}}; g_2 = \frac{(n+\beta-\alpha m)^2}{2n(\alpha+1)} \alpha^{-\frac{1}{\alpha+1}}. \quad (2.33)$$

Выбор параметров  $G_0$ ,  $g_1$  и  $g_2$  в (2.32) определяется наилучшим соответствием с точным выражением (2.31) для  $G(\eta)$ . Так значения параметров  $G_0=0.46$ ,  $g_1=15.12$ ,  $g_2=0.44$  обеспечивают наиболее точную аппроксимацию множителя  $G(\eta)$ , применимую при всех значениях  $\eta$  (см. рис. 2.13).



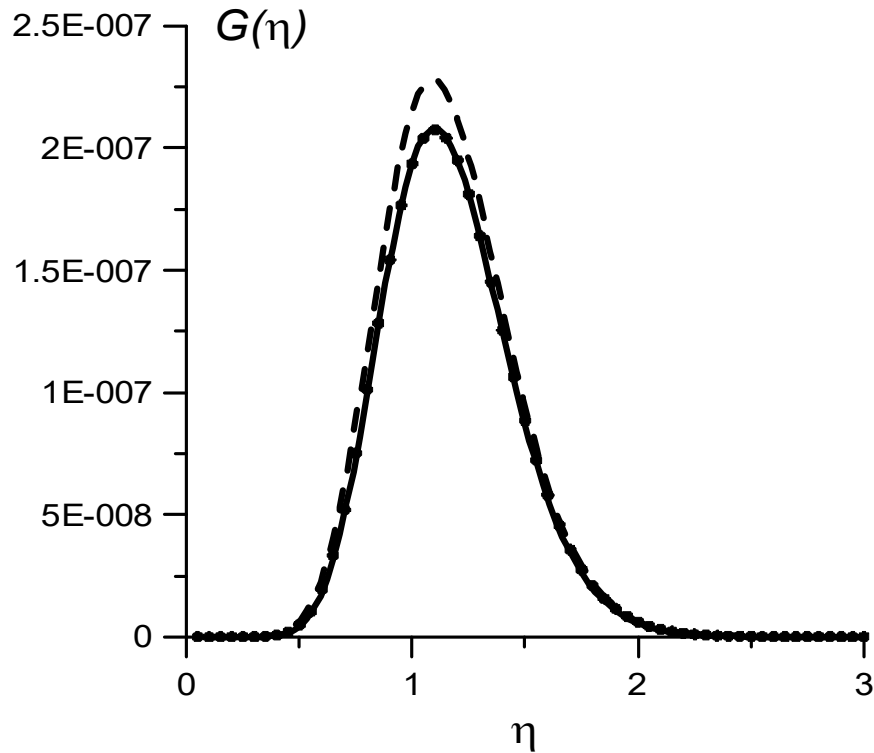


Рис. 2.13. Сравнение точной функции  $G(\eta)$  (кружки), аппроксимации (2.32) с параметрами (2.33) (пунктирная линия) и аппроксимации (2.32) при значениях параметров, обеспечивающих наилучшее совпадение с точной функцией (сплошная линия).

Подставляя (2.32) для функции  $G(\eta)$  в (2.30), после некоторых математических преобразований выражение (2.30) преобразуется к виду

$$\frac{dF_{film}(r, u_*)}{dr} = \langle N \rangle(u_*) \frac{n^n m^m}{\Gamma(n)\Gamma(m)} \left(\frac{n}{m}\right)^{m-1} \frac{b}{aL} \left(\frac{\langle R_2 \rangle(u_*)}{L}\right)^{\beta-\alpha} \left(\frac{r}{\theta}\right)^{\frac{m+n-\alpha+\beta-3/2}{\alpha+1}} \times \quad (2.34)$$

$$\times G_0 \left(\frac{g_2}{g_1}\right)^{\frac{m+n-\alpha+\beta-3/2}{2}} \exp\left(-2\sqrt{g_1 g_2} \sinh\left(\frac{1}{\alpha+1} \ln \frac{r}{\theta}\right)\right),$$

$$\text{где } \theta = \frac{na(\langle R_2 \rangle(u_*))^\alpha}{mL^{\alpha-1}} \left(\frac{g_2}{g_1}\right)^{\frac{\alpha+1}{2}}.$$

Используя значения параметров  $a = 0.094$ ,  $b = 2.24 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\rho_w g L^2}{\sigma}\right)^{1.18}$ ,  $\alpha = 4/3$ ,  $\beta = 4/3$ ,

$n = 7.53$ ,  $m = 11$ ,  $G_0 = 0.46$ ,  $g_1 = 15.12$ ,  $g_2 = 0.44$ , получаем окончательное выражение для распределения пленочных капель в следующей форме

$$\frac{dF_{film}(r, u_*)}{dr} = \frac{3.3 \cdot 10^{-9}}{L} \langle N \rangle(u_*) \left(\frac{\rho_w g L^2}{\sigma}\right)^{1.18} \left(\frac{r}{\theta}\right)^{7.3} e^{-5.2 \sinh\left(\frac{3}{7} \ln \frac{r}{\theta}\right)}, \quad (2.35)$$

где

$$\theta = \frac{0.001(\langle R_2 \rangle(u_*))^{4/3}}{L^{1/3}}. \quad (2.36)$$

### 2.5.2 Распределение ободочных капель

Для нахождения распределения капель, возникших в результате дробления ободка «парашюта», по размеру, предполагалось, что ободок является жидкой нитью некоторой толщины, определяемой радиусом «парашюта»  $R$ . Согласно [22], статистическое распределение капель, полученных при дроблении таких объектов, имеет вид гамма-распределения (2.15) с  $x=r/r_1$ ,  $n=4$ . Причём  $r_1 = 0.4r_0$ , где  $r_0$  определяется как радиус сферы, объём которой равен объёму исходного жидкого «пальца» (ободка в нашем случае)  $V$ , то есть  $r_0 = \sqrt[3]{\frac{3V}{4\pi}}$ .

Перед тем, как построить функцию генерации для ободочных капель, необходимо найти отношение объема ободка  $V$  к объёму «парашюта». Для этого была использована аналогия изучаемого явления с процессом вторичной фрагментации капель жидкости в потоках газа посредством механизма дробления по типу «парашют». Для этого режима, как показано в [96], объём ободка составляет 56% от начального объёма капли. В случае фрагментации по типу «парашют» на границе раздела воды и воздуха исходный объём объекта, который будет дробиться, не определен. Для его оценки рассмотрим следующую модель. Будем считать, что на начальной стадии «парашют» имеет форму полукруглого диска с радиусом  $R_1$  и толщиной  $h_1$ . В этом случае исходный объём равен  $V_1 = \pi R_1^2 h_1 / 2$ . В момент разрыва «парашют» имеет форму жидкого кольца (тора) с радиусом  $R_2$  и толщиной  $h_2$ , которое удерживает жидкую пленку. Объём этого тора  $V = \pi^2 R_2 h_2^2 / 2$ . На основе наблюдений [96], было предположено, что толщина ободка не меняется в ходе эволюции, то есть  $h_1 = h_2 = H$ . Также считалось, что отношение объёма обода  $V$  к исходному объёму жидкости  $V_1$  сохраняется таким же, как в [96] при вторичной фрагментации капель в газовых потоках, то есть  $V = 0.56V_1$ . Тогда имеем  $0.56\pi R_1^2 H / 2 = \pi^2 R_2 H^2 / 2$  и  $H = 0.56R_1^2 / (\pi R_2)$ .

С учётом высокой корреляции  $R_1$  и  $R_2$ , показанной на рис. 2.12 (г), зависимость между  $R_1$  и  $R_2$  считалась линейной. Наилучшее соответствие экспериментальным данным достигается при  $R_1 \approx 1.66R_2$ . Наконец, получаем, что  $H = \frac{0.56R_2}{(1.66^2 \pi)} = 0.065R_2$ , и объём

ободка равен  $V = \pi^2 R_2 H^2 / 2 = 0.021 R_2^3$ . Тогда радиус эквивалентной сферы  $r_0 = \sqrt[3]{3V/4\pi} = 0.17 R_2$ , а масштаб гамма-распределения ободочных капель в соответствии с [22] определяется следующими значениями параметров:  $r_1 = 0.4 r_0 = 0.068 R_2$ .

Среднее число ободочных капель, которые генерирует один «парашют»,  $N_{\text{drops}}^{\text{rim}}$  можно найти как отношение объема ободка  $V$  к среднему объему капель  $\langle V \rangle$ , образующихся при его дроблении. Учитывая, что статистика ободочных капель по размеру описывается гамма-распределением с при  $n = 4$ , имеем:

$$\langle V \rangle = \frac{4\pi}{3} r_1^3 \int_0^\infty x^3 \frac{4^4}{3!} x^3 e^{-4x} dx = \frac{15}{8} \frac{4\pi}{3} r_1^3, \quad (2.37)$$

где  $r_1 = 0.4 r_0$ . Откуда получаем, что  $N_{\text{drops}}^{\text{rim}} = V / \langle V \rangle = 8.3$ .

В результате получаем, что спектр капель по размеру, образующихся в результате дробления ободка «парашюта» с радиусом  $R$  в момент разрыва, выглядит следующим образом:

$$F_2(r, R) = \frac{N_{\text{drops}}^{\text{rim}}}{\gamma R} P_k \left( \frac{r}{\gamma R} \right), \quad (2.38)$$

где  $k=4$ ,  $\gamma=0.068$ ,  $N_{\text{drops}}^{\text{rim}} = 8.3$ . Здесь и ниже используется обозначение  $R$  вместо  $R_2$ .

Общее количество ободочных капель с радиусами в диапазоне  $[r, r+\Delta r]$ , генерируемых за счёт дробления по типу «парашют» на единицу площади в единицу времени, представляет собой свертку спектра «парашютов» по размеру (2.22) и распределения ободочных капель, которые генерируется при одном событии дробления по типу «парашют» (2.38):

$$\frac{dF_{\text{rim}}(r, u_*)}{dr} = \frac{\langle N \rangle(u_*) N_{\text{drops}}^{\text{rim}}}{\langle R_2 \rangle(u_*)} \int_0^\infty \frac{n^n}{\Gamma(n)} \left( \frac{R}{\langle R_2 \rangle(u_*)} \right)^{n-1} e^{-\frac{nR}{\langle R_2 \rangle(u_*)}} \frac{k^k}{\Gamma(k)} \left( \frac{r}{\gamma R} \right)^{k-1} e^{-\frac{kr}{\gamma R}} \frac{dR}{\gamma R}.$$

Подставляя значения всех параметров, получаем

$$\frac{dF_{\text{rim}}(r, u_*)}{dr} = \frac{\langle N \rangle(u_*) N_{\text{drops}}^{\text{rim}}}{\gamma \langle R_2 \rangle(u_*)} \frac{n^n}{\Gamma(n)} \frac{k^k}{\Gamma(k)} \left( \frac{k}{n} \right)^{\frac{n-k}{2}} \left( \frac{r}{\gamma \langle R_2 \rangle(u_*)} \right)^{\frac{n+k}{2}-1} \int_0^\infty x^{n-k-1} e^{-\sqrt{\frac{knr}{\gamma \langle R_2 \rangle(u_*)}} \left( x + \frac{1}{x} \right)} dx. \quad (2.39)$$

Вводя новые переменные:  $\varepsilon = \sqrt{r/\Delta}$ ,  $\Delta = \gamma \langle R_2 \rangle (u_*)$  и вновь используя метод перевала

аналогично разделу 2.5.1, преобразуем множитель  $\Phi(\varepsilon) = \varepsilon^{n+k-2} \int_0^\infty x^{n-k-1} e^{-\varepsilon \sqrt{kn} \left(x + \frac{1}{x}\right)} dx$  в (2.39)

к виду

$$\Phi(\varepsilon) = \Phi_0 \varepsilon^{n+k-\frac{5}{2}} e^{-\phi_1 \varepsilon + \frac{\phi_2}{\varepsilon}}, \quad (2.40)$$

где

$$\phi_1 = 2\sqrt{kn}; \phi_2 = \frac{(n-k)^2}{4\sqrt{kn}}; \Phi_0 = \sqrt{\frac{\pi}{\sqrt{kn}}} \quad (2.41)$$

Как и в разделе 2.5.1 были найдены значения  $\phi_1$ ,  $\phi_2$  и  $\Phi_0$ , при которых функция  $\Phi(\varepsilon)$  (2.40) наилучшим образом совпадает с множителем в формуле (2.39), а именно,  $\phi_1=11.07$ ,  $\phi_2 = 0.35$  и  $\Phi_0=1.02$  (см. рис. 2.14).

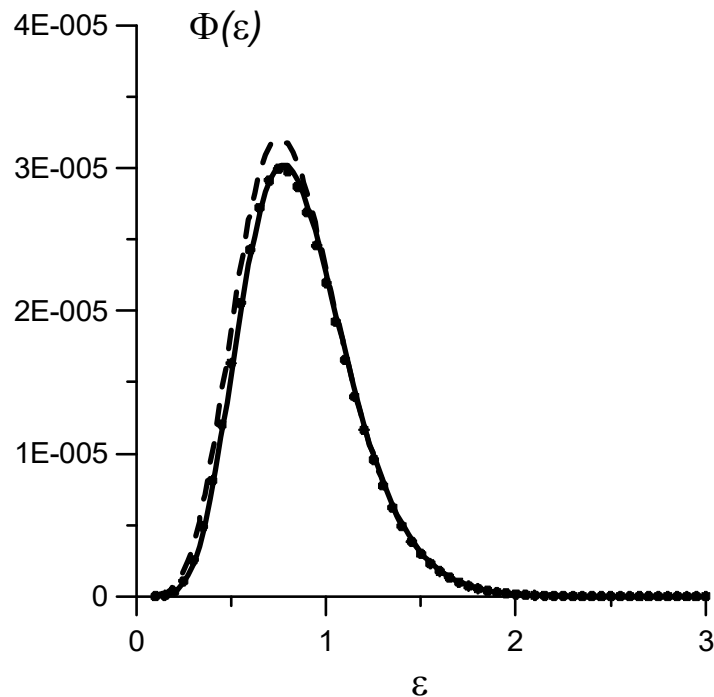


Рис. 2.14. Сравнение точной зависимости интеграла в (2.39) от  $\varepsilon$  (кружки), аппроксимации (2.40) с параметрами (2.41) (пунктирная линия) и аппроксимации (2.40) при значениях параметров, обеспечивающих наилучшее совпадение с точной функцией (сплошная линия).

Подставляя (2.40) в (2.39), после некоторых математических преобразований получаем:

$$\frac{dF_{rim}(r, u_*)}{dr} = \frac{\langle N \rangle(u_*) N_{drops}^{rim}}{\Theta} \frac{n^n}{\Gamma(n)} \frac{k^k}{\Gamma(k)} \left(\frac{k}{n}\right)^{\frac{n-k}{2}} \left(\frac{r}{\Theta}\right)^{\frac{n+k}{2} - \frac{5}{4}} \Phi_0 \left(\frac{\phi_2}{\phi_1}\right)^{\frac{n+k}{2} - \frac{1}{4}} e^{-2\sqrt{\phi_2} \sinh\left(\frac{1}{2} \ln \frac{r}{\Theta}\right)}, \quad (2.42)$$

где  $\Theta = \gamma \langle R_2 \rangle(u_*) \phi_2 / \phi_1$ .

Используя значения параметров  $n=7.53$ ,  $k=4$ ,  $\gamma=0.068$ ,  $\phi_1=11.07$ ,  $\phi_2 = 0.35$  и  $\Phi_0=1.02$ , имеем:

$$\frac{dF_{rim}(r, u_*)}{dd} = \langle N \rangle(u_*) \frac{1.5 \cdot 10^{-4} N_{drops}^{rim}}{\Theta} \left(\frac{r}{\Theta}\right)^{4.5} e^{-3.94 \sinh\left(\frac{1}{2} \ln \frac{r}{\Theta}\right)}, \quad (2.43)$$

где

$$\Theta = 0.0021 \langle R_2 \rangle(u_*) \quad (2.44)$$

2.5.3 Свойства функции генерации брызг, образованных при дроблении по типу «парашют», и её сопоставление с лабораторными и натурными данными

Общая функция генерации брызг при дроблении по типу «парашют» является суммой вкладов пленочных и ободочных капель, определяемых формулами (2.35) и (2.43)

$$\frac{dF(r, u_*)}{dr} = \langle N \rangle(u_*) \left( \frac{3.3 \cdot 10^{-9}}{L} \left(\frac{\rho_w g L^2}{\sigma}\right)^{1.18} \left(\frac{r}{\theta}\right)^{7.3} e^{-5.2 \sinh\left(\frac{3}{7} \ln \frac{r}{\theta}\right)} + \frac{2.3 \cdot 10^{-3} N_{drops}^{rim}}{\Theta} \left(\frac{r}{\Theta}\right)^{4.5} e^{-3.94 \sinh\left(\frac{1}{2} \ln \frac{r}{\Theta}\right)} \right), \quad (2.45)$$

где  $\theta$ ,  $\Theta$  определяются в (2.36) и (2.44), зависимость  $\langle R_2 \rangle(u_*)$ , фигурирующая в выражениях для  $\theta$  и  $\Theta$ , определяется в (2.17). В итоговое выражение (2.45) также вошло среднее число событий фрагментации по типу «парашют»  $\langle N \rangle(u_*)$ , происходящих в единицу времени на единице площади поверхности воды, которое для лабораторных условий БТСБ ИПФ РАН описывается формулой (2.7), а для натуральных задаётся с помощью либо (2.10), либо (2.13) (см. раздел 2.4.2).

Функция генерации брызг при дроблении по типу «парашют» (2.45) для лабораторных условий изображена на рис. 2.15 (а). Можно заметить, что она имеет два пика, соответствующих пленочным каплям с радиусами около 100 мкм и крупным ободочными каплям с радиусами около 1 мм. Это явно показано на рис. 2.15 (б), на котором отдельно изображены вклады  $\frac{dF_{rim}(r, u_*)}{dr}$  и  $\frac{dF_{film}(r, u_*)}{dr}$ . Максимум ободочных капель, соответствующий  $r=500 \div 1000$  мкм, является отличительной особенностью

процесса образования брызг при дроблении по типу «парашют». Такие крупные капли, инжектируемые с гребней обрушающихся волн, были также обнаружены в лабораторных экспериментах, воспроизводящих условия ураганов [27],[43],[97],[98]. Заметим, что хотя количество крупных капель невелико, можно ожидать, что они значительно влияют на объемный поток капель (см. Главу 3). Это подтверждается сильно увеличенным максимумом при  $r \approx 1000 \mu\text{м}$  для величины объемного потока капель, который определяет поток массы воды, поступающей в атмосферу (см. рис. 2.15 (в)). Этот максимум соответствует именно ободочным каплям.

Следует также отметить, что значения максимумов в распределении капель по размеру, как и в [85], варьируются при изменении скорости ветра, поскольку средний радиус «парашюта» в момент разрыва  $\langle R_2(u_*) \rangle$  зависит от динамической скорости ветра, это, в свою очередь, определяет зависимость размера пленочных и ободочных капель ( $\theta$  формула (2.36) и  $\Theta$  формула (2.44)) от  $u_*$ .

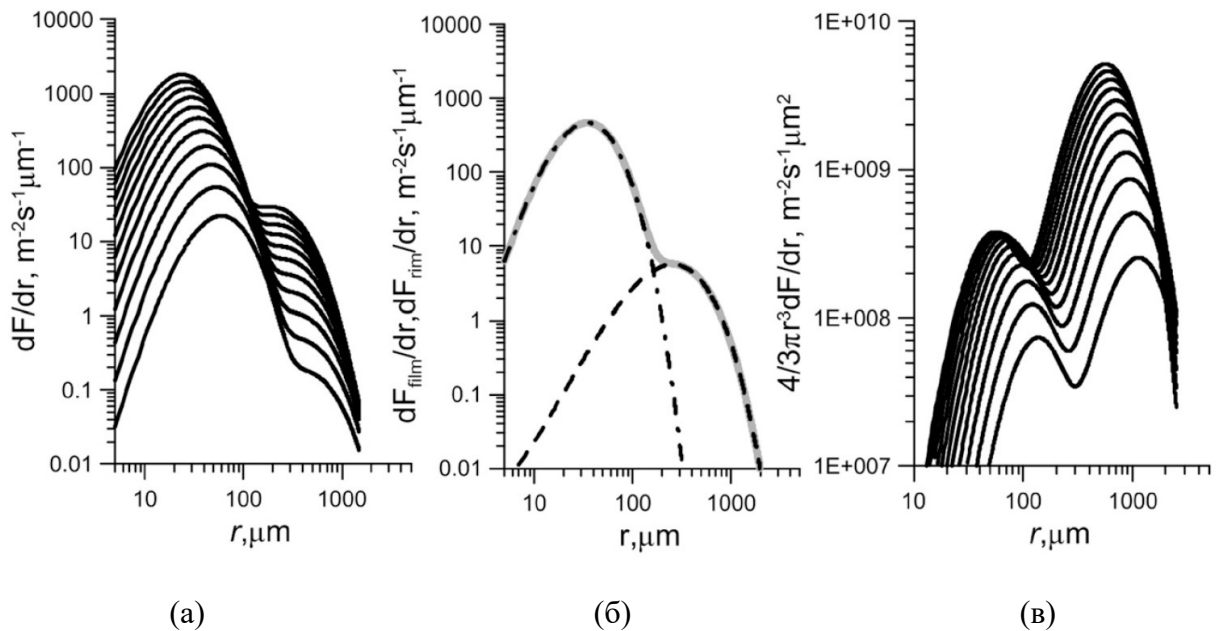


Рис. 2.15. (а) Функция генерации брызг при дроблении по типу «парашют» (2.45); (б) отдельные компоненты функции генерации брызг, соответствующие пленочным (штрихпунктирная кривая) и ободочным (пунктирная кривая) каплям, и их сумма (серая сплошная кривая) при  $u_* = 1.5 \text{ м/с}$ ; (в) объемный поток, определяемый функцией генерации брызг при дроблении по типу «парашют». На (а) и (в) разные линии соответствуют изменению  $u_*$  от 1 м/с до 2 м/с с шагом 0.1 м/с.

Построенная функция генерации брызг (2.45) сравнивалась с другими экспериментальными функциями генерации, полученными на основе измерений, проведенных в лабораторных условиях [43],[85],[97],[98] (см. рис. 2.16). Данные [27],[97],[98], изображенные на рис. 2.16, подтверждают присутствие крупных капель с размером в несколько миллиметров в воздушном потоке, что согласуется с функцией генерации брызг при дроблении по типу «парашют». Более ранняя функция генерации, предложенная [43], демонстрирует очень медленное убывание распределения капель, радиус которых превышает 200 мкм, по размерам. Это также указывает на присутствие крупных капель. Значения построенной функции генерации брызг (2.45) в пределах экспериментальной неопределенности согласуются с данными [97], которую авторы [97] оценивают примерно как порядок величины. Стоит отметить, что разница между данными [27] и [97] для аналогичных значений  $u_*$  составляет примерно один порядок величины, что можно объяснить различием условий экспериментов и преобразований, используемых при выводе функции генерации брызг на основе измерений концентрации капель на разных уровнях. На рис. 2.16 показано, что отличие построенной функции генерации при дроблении по типу «парашют» (2.45) от данных [27] и [97] заключается в завышенной оценке числа крупных капель с радиусом более 250–300 мкм и недооценке числа капель с радиусом менее 200–250 мкм. Это может быть связано с несколькими факторами.

Прежде всего, стоит подчеркнуть, что в [27] и [97] оценивали число капель, вылетевших с определенного уровня, а именно с  $z = H_s$  в [27] и  $z = 2.5H_s$  в [97] (где  $H_s$  - высота существенных волн), в то время как при выводе функции генерации брызг при дроблении по типу «парашют» считалось, что капли вылетают с поверхности воды. Концентрация крупных капель, измеренная на этих уровнях, может быть существенно ниже по сравнению с концентрацией у поверхности. Эта гипотеза косвенно подтверждается более низкими значениями функции генерации, полученной в [97], по сравнению с данными из [27].

Недооценка числа капель с радиусом менее 200–250 мкм для построенной функцией генерации брызг может быть обусловлена вкладом других механизмов образования капель (например, разрыв больших подводных пузырей, описанный в разделе 2.3.2), которые могут быть более эффективными источниками мелких капель. Возможно, эти различия связаны с особенностями смешанного режима поверхностных волн в экспериментах [98], в которых кроме ветровых волн были волны, сгенерированные волнопродуктором. Эксперименты, на основе которых была построена функция генерации

брызг при дроблении по типу «парашют», как и в случае [27] и [97], проводились в режиме чисто ветрового волнения.

Также функция генерации брызг при дроблении по типу «парашют» сравнивалась с данными натуральных измерений. Среди многочисленных функций генерации брызг для пенных капель (см. обзорные работы [10],[11]), были выбраны только те, что предложены в работах [38]–[40]. Были выбраны именно эти функции генерации, поскольку они близки по величине и соответствуют критерию надежности (1.1) (см. раздел 1.2), предложенному в [10]. Для натуральных условий функция генерации брызг при дроблении «парашютов» рассчитывалась по формуле (2.45), где число «парашютов» задавалось с помощью либо (2.10), либо (2.13) (см. раздел 2.4.2).

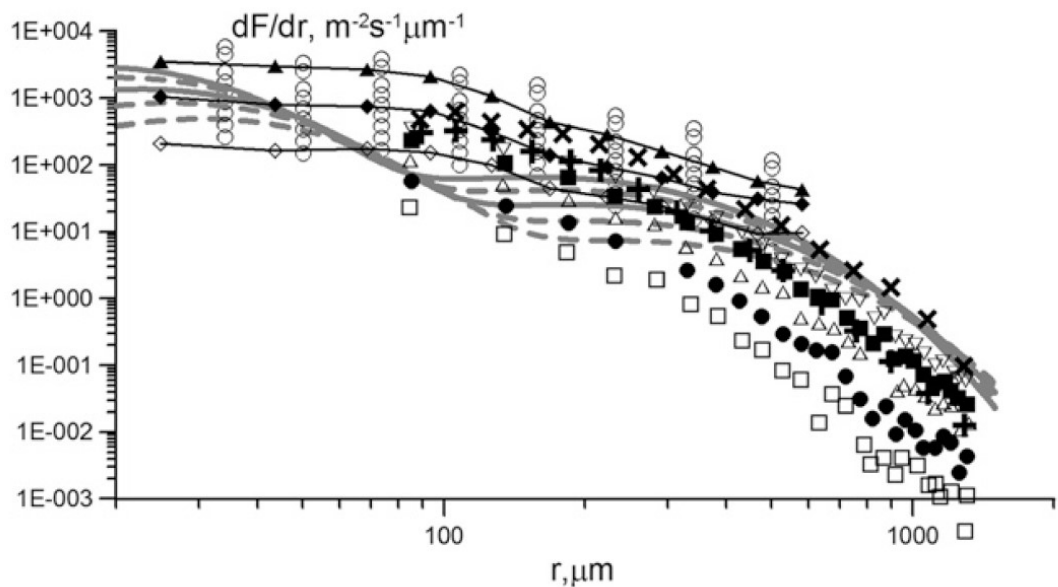


Рис. 2.16. Сравнение функций генерации брызг при дроблении по типу «парашют», построенной в рамках настоящего исследования, (сплошные и пунктирные серые линии) с результатами экспериментальных измерений, проведенных в лабораторных условиях: [43] – открытые кружки; [97] – открытые квадраты для  $u_* = 1.97 \text{ м/с}$  ( $U_{10} = 40.5 \text{ м/с}$ ), пустые треугольники, направленные вверх, для  $u_* = 2.19 \text{ м/с}$  ( $U_{10} = 45 \text{ м/с}$ ), закрытые квадраты для  $u_* = 2.43 \text{ м/с}$  ( $U_{10} = 49.5 \text{ м/с}$ ) и пустые треугольники, направленные вверх, для  $u_* = 2.66 \text{ м/с}$  ( $U_{10} = 54 \text{ м/с}$ ); [27] –  $\oplus$  для  $u_* = 1.98 \text{ м/с}$  ( $U_{10} = 41.2 \text{ м/с}$ ) и  $\otimes$  для  $u_* = 2.33 \text{ м/с}$  ( $U_{10} = 47.1 \text{ м/с}$ ); [98] – линия с пустым ромбом для  $u_* = 1.35 \text{ м/с}$  и линия с закрытым треугольником для  $u_* = 1.64 \text{ м/с}$ . Для функций генерации брызг при дроблении



«парашютов»  $u_*$  лежит в диапазоне от 1.6 до 2.4 м/с с шагом 0.2 м/с. Сплошные линии соответствуют значениям  $u_* = 2$  м/с (нижняя) и  $u_* = 2.4$  м/с (верхняя).

Рис. 2.17 (а), (б) показывают довольно хорошее соответствие между построенной «теоретически + лабораторно-экспериментальной функцией генерации брызг» и «эмпирическими функциями генерации», предложенными в [38]–[40], в интервале радиусов  $30 \text{ мкм} < r < 300 \text{ мкм}$ . Касательно крупных капель с  $r > 300 \text{ мкм}$ , есть предположение, что они были упущены в этих работах, так как функции генерации брызг в них были получены путем экстраполяции данных измерений при скоростях ветра ниже  $U_{10} = 20 \text{ м/с}$  [35], когда механизм дробления по типу «парашют» ещё не был задействован.

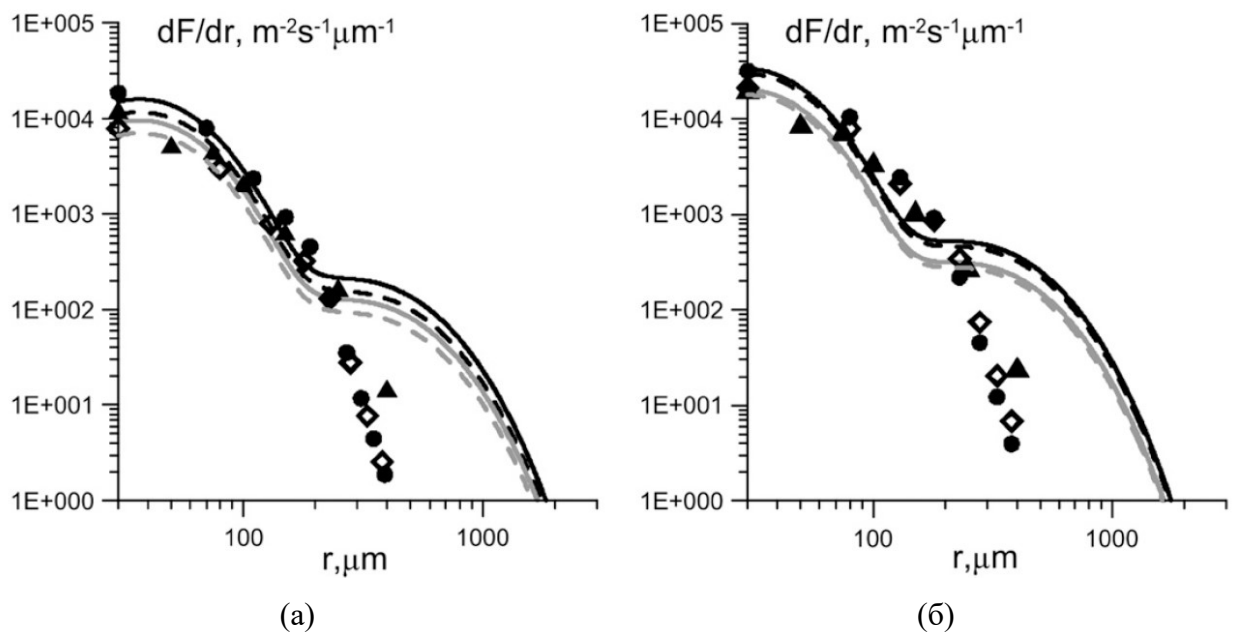


Рис. 2.17. Сравнение функции генерации брызг, образованных при дроблении «парашютов», с эмпирическими функциями генерации для натуральных условий, полученных в [38] (ромбы), [39] (треугольники), [40] (кружки) при  $U_{10} = 30 \text{ м/с}$  (а) и  $U_{10} = 35 \text{ м/с}$  (б). При расчёте функции генерации брызг при дроблении по типу «парашют» обратный параметр возраста волнения  $\Omega$  выбирался равным 2.5 (черные кривые) и 3.5 (серые кривые); сплошные кривые соответствуют случаю, когда число «парашютов» задавалось с помощью (2.10), а пунктирные кривые - (2.13).

## 2.6 Заключение

Глава 2 посвящена изучению статистики брызг при ураганных скоростях ветра.

На основе лабораторных экспериментов, проведенных на Большом Термостратифицированном Бассейне (БТСБ) ИПФ РАН, была дана классификация явлений, приводящих к образованию капель, и получена статистика этих явлений. По результатам анализа скоростной видеосъемки был сделан вывод, что наиболее эффективным источником брызг при ураганных скоростях ветра является дробление по типу «парашют». Также были получены статистические распределения геометрических параметров «парашютов», их скоростей и временных масштабов, которые были аппроксимированы гамма-распределением с различными показателями.

На основе аналогии дробления купола «парашюта» и разрывом подводного пузыря [22], а также сходства фрагментации его ободка и дроблением жидких «пальцев» [23], и полученной статистики числа «парашютов» была построена функция генерации брызг при дроблении по типу «парашют».

Сравнение функции генерации брызг, образованных при дроблении по типу «парашют», с лабораторными данными других исследований [27],[43],[97] показало, что их значения в пределах экспериментальной неопределенности согласуются друг с другом, однако полученная функция генерации предсказывает несколько больший средний размер капель. Отличие может быть связано с тем, что измерения в этих исследованиях проводили не у поверхности воды, а на некоторой высоте, которой крупные капли могли не достигнуть.

Построенная функция генерации брызг также сравнивалась с данными натуральных исследований. При этом для переноса статистики «парашютов», полученной при лабораторных условиях, на натурные, было предложено два способа пересчета. В рамках первого подхода зависимость от разгона учитывалась с помощью перехода к эффективному числу Рейнольдса поверхности океана  $Re_B$ . Альтернативный подход к пересчету лабораторных данных на натурные условия был основан на том факте, что, согласно [40], функция генерация брызг пропорциональна  $Re_B^{3/2}$ . Оценки числа генерируемых капель в диапазоне  $30 \text{ мкм} < r < 300 \text{ мкм}$ , предложенные в настоящей работе, находятся в согласии с результатами измерений [38]–[40]. Основное отличие предложенной функции генерации брызг для натуральных условий от данных других исследований состоит в том, что она предсказывает большее число крупных капель с  $r > 300 \text{ мкм}$ . Источником этих крупных капель в настоящем исследовании служит

дробление ободков «парашютов». Поскольку данные о количестве брызг [38]–[40] при ураганных скоростях ветра основываются на результатах измерений, проведенных при  $U_{10} < 20 \text{ м/с}$ , когда механизм дробления по типу «парашют» не активен, экстраполяция функции генерации брызг на ураганные скорости ветра приводит к недооценке числа крупных капель.

Важным аспектом построенной функции генерации брызг является оценка числа крупных капель, поскольку именно они могут существенно повлиять на потоки тепла, импульса и влаги, поступающие из океана в атмосферу, так как максимум объемного потока соответствует большим ободочным каплям. На основе функции генерации брызг, образованных при дроблении по типу «парашют», в следующей главе получены оценки дополнительных потоков скрытого и явного тепла, энтальпии и импульса, связанных с каплями.

## Глава 3. Изучение потоков, связанных с явлением дробления по типу «парашют»

### 3.1 Введение

Основные трудности, возникающие при оценке связанных с каплями потоков, обусловлены неопределенностью статистики капель. Однако в предыдущей главе на основе лабораторные экспериментов была дана классификация явлений, приводящих к образованию капель, а также построена функция генерации для наиболее эффективного механизма их образования, а именно, явления дробления по типу «парашют».

В данной главе на основе функции генерации брызг, разработанной в главе 2, получены оценки дополнительных потоков скрытого и явного тепла, энтальпии и импульса, связанных с явлением дробления по типу «парашют». В результате учёта этого механизма зависимость коэффициента аэродинамического сопротивления поверхности воды от скорости ветра стала немонотонной. Влияние крупных капель, образованных при дроблении ободков «парашютов», также привело к заметному увеличению коэффициента переноса энтальпии при скоростях ветра, превышающих  $30-35 \text{ м/с}$ .

Глава 3 имеет следующую структуру. В разделе 3.2 получены оценки дополнительного потока импульса, связанного с дроблением по типу «парашют». В его подпунктах показано, что влияние «парашютов» на аэродинамическое сопротивление определяется вкладом трёх факторов: сопротивление, которое оказывают купола «парашютов», выступающие в качестве препятствий для приповерхностного потока ветра; ускорение воздушным потоком капель, образованных при дроблении «парашютов»; влияние устойчивой стратификации приводного слоя атмосферы, обусловленной присутствием взвешенных капель. Для оценки влияния капель на потоки тепла, поступающие в атмосферу, в разделе 3.3 была представлена усовершенствованная параметризация эволюции параметров капли от времени, которая учитывает более интенсивный процесс испарения, происходящий на начальном этапе. На основе предложенной параметризации и функции генерации брызг, представленной в 2 главе, в этом разделе также получены оценки дополнительных потоков скрытого и явного тепла, энтальпии, связанных с каплями. В разделе 3.3 представлены зависимости интегральных (от всех капель) потоков от скорости ветра и получены оценки влияния дробления по типу «парашют» на коэффициенты обмена. В заключении приведены основные выводы к главе

и обсуждается роль дробления по типу «парашют» в процессе взаимодействия океана и атмосферы.

### 3.2 Поток импульса

Оценим влияние событий дробления по типу «парашют» на поток импульса в приводном атмосферном пограничном слое. Этот вклад определяется тремя эффектами. Первый эффект заключается в дополнительном поверхностном сдвиговом напряжении  $F_{Mb}$ , обусловленном сопротивлением куполов «парашютов», характерный размер которых составляет  $\sim 1$  см, поскольку они являются препятствиями для приповерхностного потока ветра. Второй эффект связан с дополнительным потоком импульса  $F_{Md}$ , возникающем в результате генерации брызг. При этом дополнительное касательное напряжение определяется импульсом, который капли получают от воздушного потока в процессе их генерации. Третий фактор обусловлен влиянием стратификации приводного слоя атмосферы, которую создают капли. Оценки этих эффектов были получены ниже.

#### 3.2.1 Сопротивление «парашютов»

Для оценки влияния «парашютов» на аэродинамическое сопротивление поверхности воды из-за их формы, необходимо определить силу сопротивления, которую оказывает купол одиночного «парашюта» на окружающий воздушный поток. Анализ отдельных кадров высокоскоростной видеосъемки позволил исследовать временную эволюцию «парашютов», а также их характерные геометрические размеры (см. раздел 2.4.3). В частности, было обнаружено, что как радиус купола, так и смещение всего «парашюта» в процессе его эволюции являются линейными функциями времени рис. 2.18 (а), (б), то есть скорость движения купола «парашюта» постоянна. Это означает, что существует равновесие между аэродинамическим давлением и поверхностным натяжением наддутой плёнки. В рамках упрощённой модели «парашют» рассматривается как полусферическая плёнка жидкости радиуса  $R(t)$ . В этом случае условие равновесия записывается как:

$$(p_1 - p_2)|_s = \frac{4\sigma}{R(t)},$$

где  $p_1$  и  $p_2$  – динамическое давление на внутренней и внешней стороне от купола «парашюта»,  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения воды.

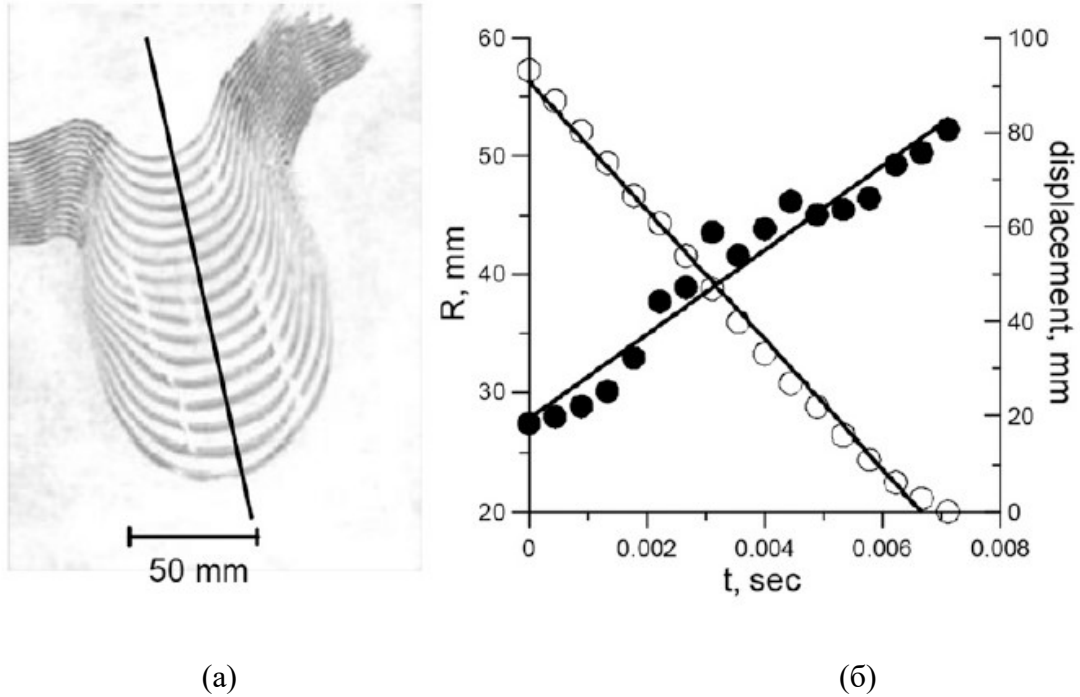


Рис. 2.18. (а) – смещение купола надувшегося «парашюта» (вид сверху), полученного путем наложения последовательных кадров высокоскоростного видео с интервалом 4,5 мс; (б) – зависимость смещение купола надувшегося «парашюта» вниз, показанного вдоль линии на вставке (а) (открытые кружки) и радиуса купола (закрытые кружки) в зависимости от времени.

Мгновенную силу  $\vec{f}(t)$ , с которой единичный «парашют» действует на воздушный поток, находим как

$$\vec{f}(t) = \iint_S (p_1 - p_2) \vec{n} ds = \iint_S \frac{4\sigma}{R(t)} \vec{n} ds = 4\pi\sigma R(t) \vec{x}_0, \quad (3.1)$$

где  $\vec{n}$  – единичный вектор нормали к поверхности купола, а  $\vec{x}_0$  – единичный вектор в направлении надувания купола, который близок к направлению ветрового потока.

Предположим, что в момент времени  $t$  есть  $\Delta N(t)$  «парашютов» на некоторой площади поверхности воды  $\Delta S$ , и каждый  $i$ -й парашют действует на воздушный поток с силой  $\vec{f}_i(t)$ . Тогда общая сила, действующая на поток воздуха в этой области, есть векторная сумма сил, связанных с отдельными «парашютами».

Проекция этой силы на направление ветра распространения ветра  $\Delta F(t) = \sum_{i=1}^{\Delta N(t)} f_i(t)$ , где  $f_i(t)$  - проекция силы

$\vec{f}_i(t)$ . Так как направление  $\vec{f}_i(t)$  близко к направлению ветрового потока, то  $f_i(t) \approx |\vec{f}_i(t)|$ . Найдём среднюю силу сопротивления, которую оказывают «парашюты» вследствие своей формы. Для этого необходимо выполнить усреднение по временному интервалу  $\Delta T$ , который много больше времени жизни «парашюта». В результате имеем:

$$\langle \Delta F(t) \rangle = \frac{1}{\Delta T} \int_t^{t+\Delta T} \sum_{i=1}^{\Delta N(t)} f_i(t) dt = 4\pi\sigma \frac{1}{\Delta T} \int_t^{t+\Delta T} \sum_{i=1}^{\Delta N(t)} R_i(t) dt. \quad (3.2)$$

Вклад  $i$ -го «парашюта» в общую сумму под интегралом в правой части (3.2) можно оценить как

$$\int_t^{t+\Delta T} R_i(t) dt = \bar{R}_i \tau_i,$$

где  $\bar{R}_i$  - средний радиус купола «парашюта» в течение времени его жизни  $\tau_i$ . На рис. 2.18 (б) показано, что  $\bar{R}_i$  - это линейная функция времени, так что  $\bar{R}_i = (R_{1i} + R_{2i})/2$ , где  $R_{1i}$  и  $R_{2i}$  - радиусы купола  $i$ -ого «парашюта» в моменты зарождения и разрыва. На основе выражения (3.2) определим среднюю силу сопротивления, которую оказывают «парашюты» в направлении ветра, на единицу площади как

$$F_{Mb} = \frac{\langle \Delta F(t) \rangle}{\Delta S} = 4\pi\sigma \langle \bar{R}\tau \rangle \langle N \rangle, \quad (3.3)$$

где  $\langle N \rangle$  - среднее количество «парашютов», появившихся на единицу площади в единицу времени, которое задаётся с помощью (2.10), либо (2.13). Отметим, что с помощью указанного подхода была получена лишь верхняя оценка силы, действующей на «парашют», так как некоторые купола «парашютов» являются сферическими сегментами. Однако это не нарушает получаемый масштаб, а может повлиять только на значение числового коэффициента.

Подставив выражение (2.21) для  $\langle \bar{R}\tau \rangle$  и (2.10) или (2.13) для  $\langle N \rangle$  в (3.3), получаем

$$F_{Mb} = 4\pi\sigma M_0 \text{Re}_B^{3/2} \exp(-M_1 / \text{Re}_B^{3/2}) \frac{\lambda}{u_*^3} \quad (3.4)$$

и

$$F_{Mb} = 4\pi\sigma N_0 \frac{u_*^2}{U_0^2} \left( \frac{12.4u_*^{0.4}}{g\Omega\sqrt{C_{D10}}} \right)^{1.5} \exp(-U_0^2 / u_*^2) \frac{\lambda}{u_*^3} \quad (3.5)$$

Сравнение рис. 2.19 (б) и (г) показывает, что зависимости  $F_{Mb}$  от скорости ветра, рассчитанные с использованием (2.10) и (2.13) при  $U_{10} > 30 \text{ м/с}$  близки, однако при более низких ветрах (2.10) предсказывает больший вклад куполов «парашютов» в поверхностное напряжение, чем (2.13). Из (3.3) видно, что  $F_{Mb}$  определяется удельным числом «парашютов, их размером и временем жизни. С увеличением скорости ветра эти факторы меняются противоположным образом: число «парашютов» растёт, а время их жизни и размер уменьшаются. В результате  $F_{Mb}$  имеет тенденцию к насыщению с увеличением скорости ветра, причем (3.5) предсказывает более быстрое насыщение, чем (3.4). Различия в зависимостях (3.5) от динамической скорости ветра (3.4) и (3.5) вытекают из свойств (2.10) и (2.13). А именно, (2.10) предсказывает большее число событий дробления по типу «парашют» для низких скоростей ветра при значениях разгона характерных для условий открытого океана, и более быстрый рост числа «парашютов» при высоких скоростях.

### 3.2.2 Касательное напряжение, связанное с взвешенными каплями

Вклад брызг в поверхностное напряжение  $F_{Md}$  определяется импульсом, который приобретает жидкий объем при ускорении воздушным потоком за время эволюции от небольшого возмущения на поверхности воды до его отрыва ветром и образования капель. В соответствии с этим оценим вклад капель радиуса  $r$  в поверхностное напряжение как

$$P = \frac{4\pi r^3}{3} \rho_w u \frac{dF(r, u_*)}{dr}, \quad (3.6)$$

где  $r$  – радиус капли,  $u$  – конечная скорость капли,  $\rho_w$  – плотность капли. Функция генерации брызг  $\frac{dF(r, u_*)}{dr}$  входит в (3.6) в такой же комбинации, что и в выражении для объемного потока, который имеет максимум в области крупных ободочных капель (см. рис. 2.15 (в)). Оценим характерное значение скорости ободочных капель как скорость смешения краёв «парашюта»  $\langle u_1 \rangle$ , которая непосредственно измерялась во время обработки видеок кадров (2.18).

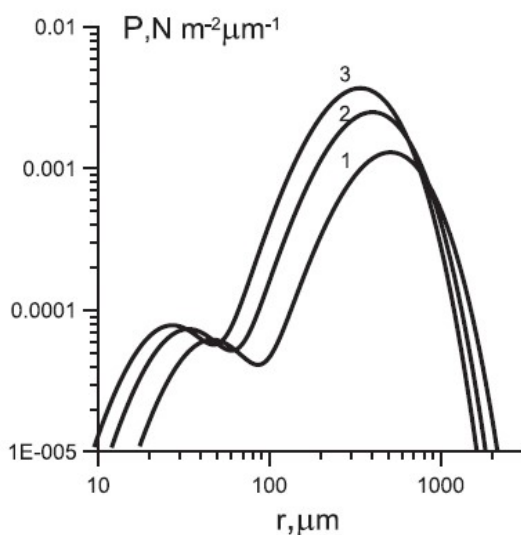
Считая, что скорость ободочных капель не зависит от их размера и равна скорости смешения краёв «парашюта», выражение для потока импульса, связанного с брызгами, примет вид



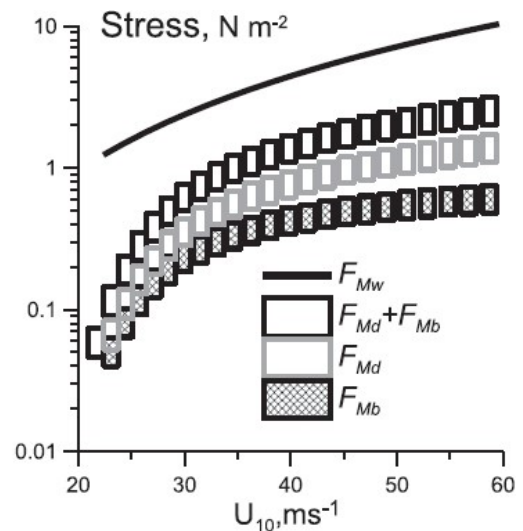
$$F_{Md} = \rho_w \langle u_1 \rangle \int_0^{\infty} \frac{4\pi r^3}{3} \frac{dF(r, u_*)}{dr} dr, \quad (3.7)$$

где  $\langle u_1 \rangle$  определяется в (2.18).

Отметим, что (3.7) даёт оценку верхней границы вклада каплей в поверхностное сопротивление, поскольку не учитывался дополнительный импульс, который капля может вернуть в атмосферу за время падения, в течение которого ее скорость подстраивается под уменьшенное значение локальной скорости воздушного потока. Однако поскольку поток импульса в наибольшей степени определяется крупными каплями, которые обладают высокой инерцией, этот эффект не должен оказать существенного влияния на полученные оценки. При увеличении размера капли происходит одновременное увеличение времени подстройки скорости капли к скорости окружающего воздушного потока и уменьшение времени пребывания капли в атмосфере за счёт увеличения скорости гравитационного осаждения. Количественные оценки показывают, что время осаждения меньше времени подстройки для капель с радиусом более  $150 \text{ мкм}$  для скорости ветра  $20 \text{ м/с}$ , более  $300 \text{ мкм}$  для скорости ветра  $40 \text{ м/с}$  и более  $450 \text{ мкм}$  для скорости ветра  $60 \text{ м/с}$ . Таким образом, крупные капли за время падения не успевают передать накопленный импульс обратно потоку ветра, и этим эффектом можно пренебречь. Из рис. 2.19 (а), (в) следует, что наше предположение верно для скоростей ветра до  $40 \text{ м/с}$ , когда основной вклад в поток импульса вносят капли с радиусом около  $500 \text{ мкм}$ , и может нарушаться при больших скоростях ветра.



(a)



(b)

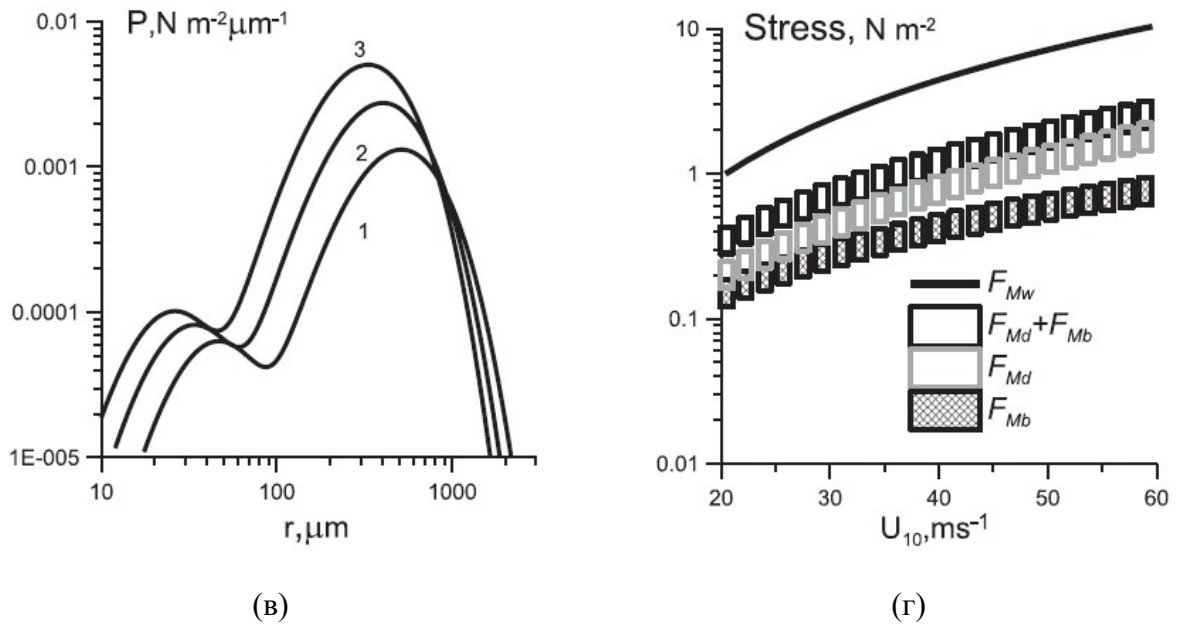


Рис. 2.19. Вклад дробления по типу «парашют» в процесс обмена импульсом между воздухом и водой: (а), (б) расчёты, полученные с использованием (2.13); (в), (г) - с использованием (2.10) для удельного количества «парашютов». (а), (в) удельный вклад каплей, генерируемых механизмом дробления по типу «парашют», в поток импульс  $P$ . Значения скорости  $U_{10}$  составляют  $40 \text{ м/с}$  (маркер 1),  $50 \text{ м/с}$  (маркер 2),  $60 \text{ м/с}$  (маркер 3), обратный параметр возраста волнения  $\Omega = 2.5$ . (б), (г) Общее поверхностное напряжение и отдельные его компоненты:  $F_{Mb}$  - вклад, обусловленные сопротивлением куполов «парашютов» (3.4), (3.5);  $F_{Md}$  - касательное напряжение, связанное с каплями;  $F_{Mw}$  - турбулентный перенос (3.9). Вертикальные рамки отображают изменение  $\Omega$  от 2.5 до 3.5.

Зависимости  $F_{Mb}$  и  $F_{Md}$  от скорости ветра определяются двумя противоположными эффектами: с одной стороны увеличением числа каплей (см. (2.45)), а с другой - уменьшением размера каплей, пропорционального среднему размеру «парашюта», который уменьшается с увеличением скорости ветра согласно (2.17). Как и в случае  $F_{Mb}$ , использование (2.10) при расчёте удельного числа «парашютов» для функции генерации брызг (2.45) дает более резкий рост числа каплей со скоростью ветра, чем (2.13), и, как следствие, (2.13) приводит к более быстрому насыщению поверхностного напряжения. Кроме того (2.13) предсказывает меньшее значение величины касательного напряжения, связанного с каплями, при ветре ниже  $30 \text{ м/с}$ . Описанные особенности можно увидеть, сравнив соответствующие кривые на рис. 2.19 (в) и (г).

### 3.2.3 Общее напряжение сдвига с учётом дробления по типу «парашют»

Предположим, что полное сдвиговое напряжение в пограничном слое при ураганных скоростях ветра определяется тремя основными факторами:  $F_{Mw}$  - сопротивлением формы поверхности, связанным с волнами;  $F_{Md}$  - потоком импульса (3.7), обусловленным брызгами;  $F_{Mb}$  - сопротивлением, которое оказывают купола «парашютов» (3.3):

$$F_M = F_{Mw} + F_{Md} + F_{Mb}. \quad (3.8)$$

Вклад  $F_{Mw}$ , обусловленный волнами, в общее сопротивление поверхности при ураганных ветрах не вполне определён [99]. В настоящей диссертации  $F_{Mw}$  аппроксимируется эмпирической формулой, выведенной в [100] на основе данных, полученных при скоростях ветра ниже  $25 \text{ м/с}$ , когда эффект, обусловленный вкладом дробления по типу «парашют», ничтожно мал, а поверхностное сопротивление полностью определяется поверхностными волнами. Выражение  $F_{Mw}$  имеет следующий вид:

$$F_{Mw} = \rho_a [0.051(U_{10} - 8) + 0.27]^2, \quad (3.9)$$

Найдем коэффициент сопротивления для нейтрально стратифицированного пограничного слоя атмосферы, используя его определение  $C_{DN} = F_M / (\rho_a U_{10}^2)$ . Расчёт  $C_{DN}$  на основе (3.9) приводит к тому, что при высоких скоростях его величина стремится к постоянному значению  $\approx 0.0026$ .

Сопротивление, оказываемое куполами «парашютов», и передача импульса от воздуха каплям в процессе их образования, приводят к увеличению коэффициента аэродинамического сопротивления поверхности воды. Использование двух моделей зависимости удельного количества парашютов от разгона (2.10) и (2.13), дает качественно различные функции  $C_{DN}(U_{10})$ . Зависимость коэффициента аэродинамического сопротивления от скорости ветра (см. рис 2.20 (а)), полученная на основе (2.13), имеет небольшой максимум в окрестности  $U_{10} = 35 - 40 \text{ м/с}$ . В то же время использование модели (2.10) приводит к росту  $C_{DN}$  при скоростях ветра ниже  $U_{10} = 20 \text{ м/с}$  с последующим выходом на константное значение (см. рис 2.20 (б)). Количественное отличие между двумя моделями составляет всего около 8%.

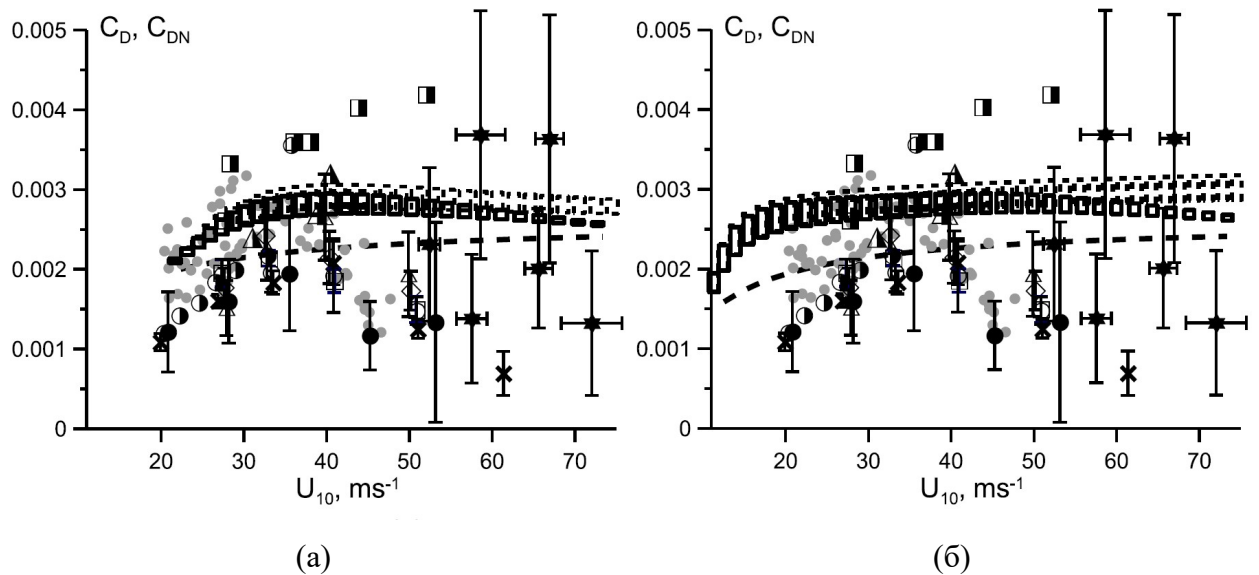


Рис. 2.20. Коэффициент аэродинамического сопротивления поверхности  $C_D$  в зависимости от  $U_{10}$ , полученный в рамках указанной модели. Пунктирная кривая изображает  $C_D$  из [100]. Экспериментальные данные: квадраты, ромбы, треугольники и круги – [4]; кресты – [64]; звёзды – [3]; заштрихованные кружки – [72], серые точки – [7]; полужаштрихованные круги – [101], полужаштрихованные треугольники – [37], полужаштрихованные квадраты – [102]. Пунктирными рамками показаны оценки  $C_{DN}(U_{10N})$  для случая нейтрально стратифицированного атмосферного пограничного слоя, сплошными рамками показаны оценки  $C_D(U_{10})$  для случая, когда учитывается влияние капель на стратификацию приводного слоя атмосферы. Высота рамок отображает изменения  $\Omega$  от 2.5 до 3.5. На графике (а) показаны расчеты с использованием (2.13), графике (б) - с использованием (2.10) для удельного числа «парашютов».

### 3.2.4 Влияние стратификации приводного пограничного слоя атмосферы, обусловленной взвешенными каплями

Для оценки влияния взвешенных капель, которые создают устойчивую стратификацию приводного пограничного слоя атмосферы, был применен подход, предложенный в [41],[42], а также учитывалось распределение капель по размеру. Следует отметить, что инжекция крупных капель в воздушный поток сильно нерегулярна в пространстве и во времени, так как этот процесс происходит вблизи гребней крутых обрушающихся волн. Поэтому для оценки вклада капель в средний поток в турбулентном

пограничном слое, проведем усреднение за период времени, значительно превышающий период доминирующих поверхностных волн. По аналогии с [41],[42] предположим, что капли вылетают с уровня  $z_s$  (1.5), выше которого концентрация капель, зависящая от размера, удовлетворяет стационарному уравнению сохранения:

$$K_s(z, r) \frac{\partial S(z, r)}{\partial z} + V_f(r) S(z, r) = 0, \quad (3.10)$$

где  $S(z, r)$  - усредненная по времени объемная концентрация капель радиуса  $r$ ,  $K_s(z, r)$  - коэффициент турбулентной диффузии для капель, а  $V_f(r)$  - скорость осаждения капли. Строго говоря, этот подход оправдан только для мелких капель с  $V_f(r)$  ниже динамической скорости в пограничном слое. Здесь модель также применяется к крупным каплям, для которых эффект турбулентной диффузии существенно уменьшается. Эффект уменьшения турбулентной диффузии описывается зависимостью коэффициента турбулентной диффузии от размера капли (см. (48) ниже). Заметим, что нет необходимости разрабатывать более сложную модель, поскольку эффект взвешенных капель дает отклонение в коэффициентах обмена около 7-8% (см. ниже), что много меньше по сравнению с вкладом в аэродинамическое сопротивление, вносимым куполами «парашютов», или потоком импульса, связанным с каплями (см. разделы 3.2.1 и 3.2.2).

Ниже уровня  $z_s$  усредненная по времени концентрация капель постоянна, а из условия баланса между потоками капель вверх и вниз находим граничное условие для (3.10) (см. [11]):

$$S(z, r) \Big|_{z=z_s} = \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{dF}{dr} \frac{1}{V_f(r)}. \quad (3.11)$$

Для оценок в качестве  $V_f(r)$  использовалась предельная скорость падения  $u_f(r)$ , определенная в (1.4) по формуле Стокса с учётом конечного значения числа Рейнольдса, хотя в турбулентном потоке она может отличаться (см. [11]).

Следуя [41],[42], воспользуемся следующим стационарным уравнением для баланса среднего импульса в виде:

$$\frac{dU}{dz} = \frac{u_*}{\kappa z} \Phi_M \left( \frac{z}{L} \right), \quad (3.12)$$

где  $L$  является аналогом масштаба Мони́на–Обухова, введённым для описания эффекта статической устойчивости приводного слоя воздуха за счёт взвешенных капель,

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

где  $\kappa = 0.4$  – постоянная Кармана,  $\rho_w / \rho_a$  – отношение плотностей воды и воздуха,  $\langle sw \rangle$  – поток объемной концентрации капель:

$$\langle sw \rangle = - \int K_s(z, r) \frac{\partial S(z, r)}{\partial z} dr = \int V_f(r) S(z, r) dr. \quad (3.13)$$

По аналогии с [41],[42], воспользуемся следующей аппроксимацией для  $\Phi_M$ :

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

где  $b = 5$ . Тогда выражение (3.12) может быть переписано:

$$\frac{dU}{dz} = \frac{u_*}{\kappa z} \left( 1 + b \frac{\rho_w \kappa g z}{\rho_a u_*^3} \int V_f(r) S(z, r) dr \right). \quad (3.14)$$

Используя (3.14), определим коэффициент турбулентной вязкости как:

$$K_m(z) = \frac{u_* \kappa z}{\left( 1 + b \frac{\rho_w \kappa g z}{\rho_a u_*^3} \int V_f(r) S(z, r) dr \right)}. \quad (3.15)$$

В [44] предлагается выражение коэффициента диффузии для капель в следующем виде:

$$K_s(z, r) = \frac{K_{s0}(z)}{1 + C_2 (V_f^2(r) / 1.56 u_*^2)}, \quad (3.16)$$

где  $K_{s0}(z)$  – коэффициент турбулентной диффузии пассивной примеси,  $C_2 = 5$  – эмпирическая константа, определенная в [44] на основе экспериментальных данных о приводном пограничном слое атмосферы. Модель (3.16) предполагает уменьшение турбулентной диффузии для массивных частиц вследствие их инерции. Для  $u_* = 2$  м/с и  $r = 1000$  мкм (3.16) предсказывает приблизительно 50-кратное уменьшение по сравнению с величиной  $K_{s0}(z)$ .

Считая, что коэффициент турбулентной диффузии пассивной примеси равным коэффициенту турбулентной вязкости,  $K_{s0}(z) = K_m(z)$ , перепишем (3.10) как:

$$\frac{\partial S(z, r)}{\partial z} + \frac{V_f(r)}{\kappa u_* z} S(z, r) \left( 1 + C_2 (V_f^2(r) / 1.56 u_*^2) \right) \left( 1 + \beta \frac{\rho_w \kappa g z}{\rho_a u_*^3} \int V_f(r_1) S(z, r_1) dr_1 \right) = 0. \quad (3.17)$$

Решая уравнение (3.17) с граничным условием (3.11), находим  $S(z, r)$ , на основе которого получаем значение интеграла (3.13). Проводя интегрирование в (3.14) от  $z_s$  до текущего значения  $z$  с учетом постоянства усредненной по времени концентрации брызг при  $z < z_s$  (см. [29]), получаем

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} + \frac{b\rho_w g}{\rho_a u_*^2} \int_{z_s}^z dz_1 \int V_f(r) S(z_1, r) dr. \quad (3.18)$$

Окончательное выражение для коэффициента сопротивления  $C_D$ , учитывающее влияние взвешенных частиц на стратификацию, имеет вид:

$$C_D = \frac{C_{DN}}{\left( 1 + \frac{b\rho_w g}{\rho_a u_*^3} \sqrt{C_{DN}} \int_{z_s}^{\infty} dz_1 \int V_f(r) S(z_1, r) dr \right)^2}. \quad (3.19)$$

На рис. 2.20 (а), (б) представлены результаты расчета  $C_D$  на основе (3.19) для двух моделей зависимости функции генерации брызг, образующихся при дроблении по типу «парашют», от разгона. Можно заметить, что эффект стратификации атмосферы из-за присутствия капель не является сильным и приводит к уменьшению коэффициента поверхностного сопротивления лишь на 7-8%. Учёт создаваемой брызгами стратификации также приводит к уменьшению  $C_D$  при очень сильных скоростях ветра и появлению пика в зависимости  $C_D$  от скорости ветра  $U_{10}$  для обеих моделей. Таким образом, модель, которая включает в себя эффекты, связанные с сопротивлением куполов «парашютов», ускорением брызг и создаваемой ими стратификацией, может обеспечить немонотонную зависимость  $C_D(U_{10})$ .

### 3.3 Потоки скрытого, явного тепла и энтальпии

Оценим влияние капель, образованных при дроблении по типу «парашют», на потоки скрытого, явного тепла и энтальпии в приводном атмосферном пограничном слое. Поток скрытого тепла связан с частичным или полным испарением капель. Поток явного тепла определяется теплопередачей, происходящей между брызгами и атмосферой, за счёт разности температур. Поток энтальпии является суммой потоков скрытого и явного тепла. Перед тем как непосредственно перейти к оценке этих потоков, уточним существующую модель эволюции параметров одиночной капли.

#### 3.3.1 Временная эволюция параметров одиночной капли морской воды

В разделе 1.3 приведена система уравнений (1.7), (1.8), описывающая термодинамику одиночной капли морской воды. Также в этом разделе была кратко изложена модель изменения параметров капли от времени, развитая в работах Андреаса [13],[35],[45],[47], согласно которой радиус и температура капли изменяются по экспоненциальному закону (1.9) и (1.10). Для более наглядного сравнения с моделью, предложенной в настоящей диссертации, перепишем формулы (1.9) и (1.10) в виде:

$$\begin{aligned} T_A(t) &= T_{eq}^A + (T_w - T_{eq}^A) e^{-t/\tau_T^A}, \\ r_A(t) &= r_{eq}^A + (r_0 - r_{eq}^A) e^{-t/\tau_r^A}, \end{aligned} \quad (3.20)$$

где  $\tau_T^A$  и  $\tau_r^A$  – характерные временные масштабы эволюции температуры и радиуса;  $T_w$  – температура капли в момент вылета, равная температуре поверхности океана;  $r_0$  – начальный радиус капли;  $T_{eq}^A$  – температура влажного термометра. Напомним, что  $\tau_T^A / \tau_r^A \sim 10^{-3}$ , то есть процесс испарения происходит существенно медленнее установления равновесной температуры.

В рамках настоящей диссертации кроме приближенного решения (3.20), также использовалось численное решение уравнений микрофизики капли (1.7), (1.8). Для условий характерных для тропического циклона оба этих решения показаны на рис. 2.21, причем в отличие от рис. 1.2 на этом графике временной интервал выбирался равным времени падения  $\tau_f$  (1.6). Поскольку для крупных капель  $\tau_f \ll \tau_r^A$  радиус капли за время падения практически не меняется. Однако, как видно из рис. 2.21, для капли с начальным радиусом  $r_0 = 100 \text{ мкм}$  параметризация (3.20), не позволяет описать более резкое изменение радиуса, происходящее на начальном этапе.



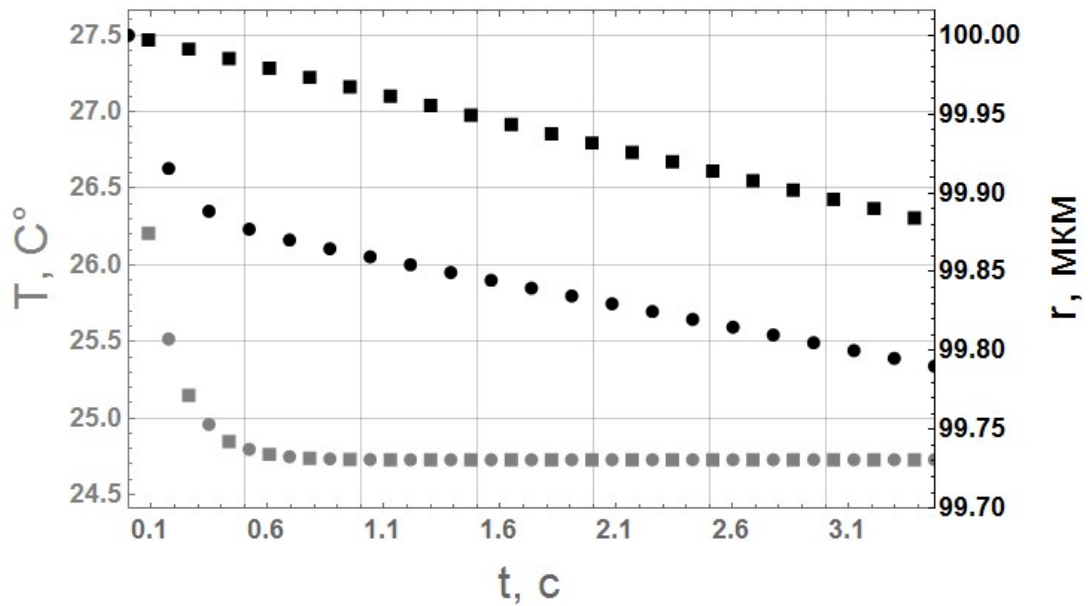


Рис. 2.21. Эволюция радиуса (чёрный цвет) и температуры (серый цвет) капли за время падения  $\tau_f \approx 3.5$  с. Кружками показан результат численного решения уравнений микрофизики капли, квадратами – параметризация Андреаса (3.20). Параметры среды:  $T_w = 27.5^\circ\text{C}$  – температуры воды,  $T_a = 25^\circ\text{C}$  – температура воздуха,  $RH = 96\%$  – относительная влажность,  $r_0 = 100$  мкм – начальный радиус капли,  $U_{10} = 30$  м/с,  $\Omega = 2.5$ .

При выводе (3.20) предполагалось, что, поскольку  $\tau_T^A / \tau_r^A \sim 10^{-3}$ , радиус капли не успевает существенно измениться за время установления температуры, и основную массу капля теряет уже после достижения равновесной температуры  $T_{eq}$ . Иными словами, уравнения (1.7), (1.8) решались независимо. Однако для условий характерных для тропических циклонов начальная температура капли  $T(0)$ , равная температуре поверхности океана  $T_w$ , на несколько градусов превышает  $T_{eq}$ , которое близко к температуре атмосферы  $T_a$ . Поэтому можно ожидать, что на начальном этапе испарения происходит более интенсивно, чем после достижения  $T_{eq}$ , поскольку капля более горячая. Об этом же свидетельствует график зависимости радиуса от времени (см. рис. 2.21).

Для того чтобы учесть изменение радиуса на начальном этапе необходимо решать уравнения (1.7), (1.8) одновременно. Для упрощения системы линеаризуем её в окрестности некоторых значений  $r_*$ ,  $T_*$ . Поскольку радиус капли меняется достаточно мало, естественно взять  $r_* = r_0$ , где  $r_0$  – начальный радиус капли. При выборе  $T_*$

необходимо учитывать, что температура капли быстро релаксирует к некоторому  $T_{eq}$ , после чего температура меняется медленно, поэтому положим  $T_* = T_{eq}$ . В качестве температуры  $T_{eq}$  выбиралось значение  $T_{eq}^A$ , рассчитываемое по формулам, предложенным в [47]. Раскладывая исходные уравнения (1.7), (1.8) в окрестности  $(r_0, T_{eq}^A)$ , получаем систему дифференциальных уравнений первого порядка с постоянными коэффициентами, общее решение которой имеет вид

$$\begin{aligned} T(t) &= T_{eq} + T_r e^{-t/\tau_r} + T_T e^{-t/\tau_T}, \\ r(t) &= r_{eq} + r_r e^{-t/\tau_r} + r_T e^{-t/\tau_T}. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Подставляя решение (3.21) в линеаризованную систему и учитывая граничные условия  $r(0) = r_0$ ,  $T(0) = T_w$ , находим коэффициенты  $T_{eq}, T_r, T_T, r_{eq}, r_r, r_T, \tau_r, \tau_T$ . Количественные оценки показали, что значения параметров  $T_{eq}, \tau_r, \tau_T$ , входящих в параметризацию (3.21), и коэффициентов  $T_{eq}^A, \tau_r^A, \tau_T^A$ , которые фигурируют в (3.20), близки (см. рис. 2.22). Тем не менее, общая структура решения отличается. Дополнительные слагаемые, фигурирующие в предложенной параметризации (3.21), наглядно подчёркивают тот факт, что исходные уравнения для радиуса и температуры (1.7), (1.8) связаны. А именно, поправка  $r_T$  описывает изменение радиуса за время установления температуры  $\tau_T$ , а поправка  $T_r$  отражает изменение температуры, которое происходит вследствие изменения радиуса. Сравнение приближенных решений (3.20), (3.21) и результатов численного счета представлены на Рис. 2.23.

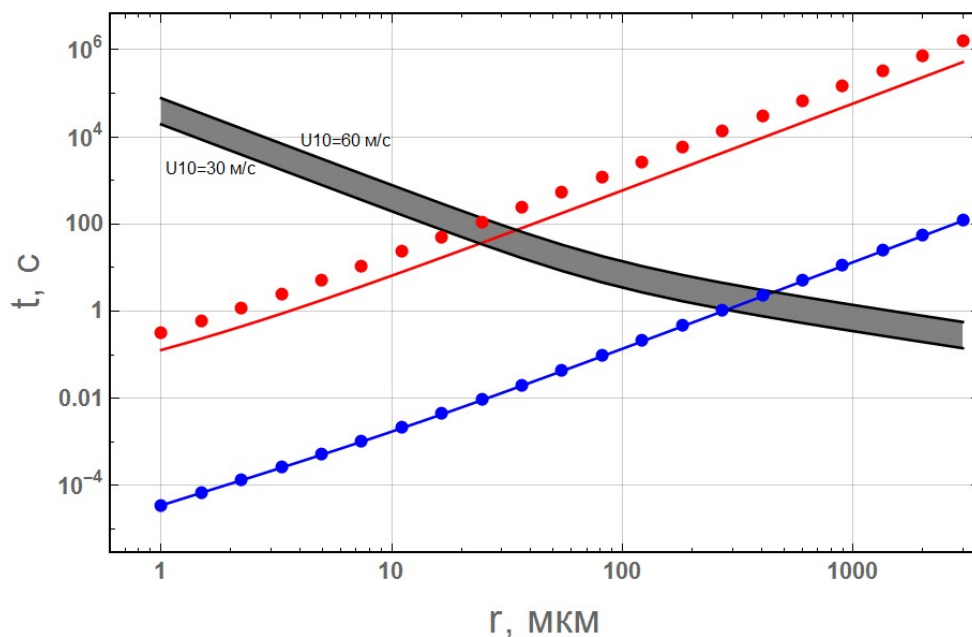


Рис. 2.22. Зависимость временных масштабов эволюции капли от радиуса  $r$ . Сплошная синяя и красная кривые – временные масштабы  $\tau_T^A$  и  $\tau_r^A$ , определяемые согласно модели [45]; синие и красные кружки – временные масштабы  $\tau_T$  и  $\tau_r$ , определяемые в рамках предложенной модели (3.21). Оценки времени падения  $\tau_f$ , полученные на основе (1.6), для значений скорости  $U_{10} = 30 \text{ м/с}$  и  $U_{10} = 60 \text{ м/с}$  показаны чёрными линиями. Серой полосой изображает вариацию  $\tau_f$  при изменении скорости ветра  $U_{10}$  от 30 м/с до 60 м/с. Параметры среды:  $T_w = 27.5^\circ\text{C}$  – температуры воды,  $T_a = 25^\circ\text{C}$  – температура воздуха,  $RH = 96\%$  – относительная влажность,  $\Omega = 2.5$ .

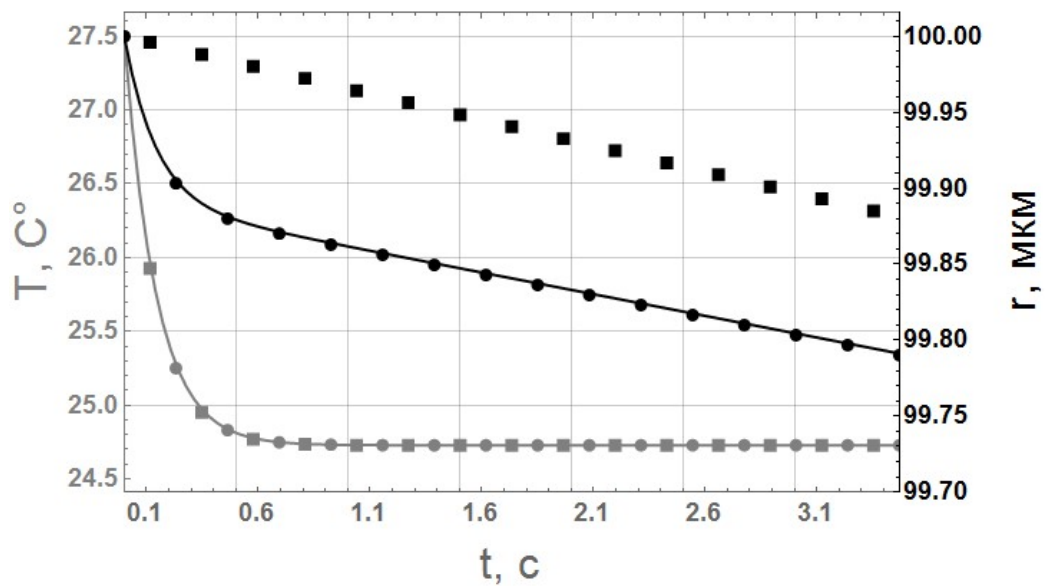


Рис. 2.23. Эволюция радиуса (чёрный цвет) и температуры (серый цвет) капли за время падения  $\tau_f \approx 3.5 \text{ с}$ . Кружками показан результат численного решения системы уравнений (1.7), (1.8), квадратами – параметризация Андреаса (3.20), сплошная линия – параметризация (3.21), предложенная в настоящей работе. Параметры среды те же, что на рис. 2.21.

Рис. 2.23 демонстрирует, что на временном интервале, определяемом временем падения  $\tau_f$ , предлагаемое приближенное решение (3.21) практически точно совпадает с численным счетом. Параметризация (3.21) позволяет не только точно описать поведение температуры, но и резкое изменение радиуса, происходящее на начальном этапе. На рис. 2.23 также видно, что температура рассчитывается точно в обеих моделях, то есть поправка  $T_r$  несущественна и в дальнейшем будем считать, что температура определяется

верхней формулой из (3.20). Таким образом, конечный вид выражений, описывающих эволюцию радиуса и температуры капли, запишем как

$$\begin{aligned} T(t) &= T_{eq} + (T_w - T_{eq})e^{-t/\tau_T}, \\ r(t) &= r_0 + (r_0 - r_{eq})e^{-t/\tau_r} + r_T(e^{-t/\tau_r} - 1), \end{aligned} \quad (3.22)$$

где учитывается, что  $T_r e^{-t/\tau_r} \ll T_0, T_{eq}$ ;  $T(0) = T_w$  и  $r(0) = r_0$ .

Оценки показали, что добавка  $r_T$  составляет лишь доли процента от исходного радиуса капли  $r_0$  (см. рис. 2.24), поэтому в дальнейшем будем считать, что  $r_T \ll r_0$ . Несмотря на то, что поправка  $r_T$  мала по сравнению с исходным радиусом капли, подобное изменение радиуса характерно не только для мелких капель, но и для крупных (с  $r_0 \leq 300 - 400$  мкм), поскольку для них  $\tau_T \leq \tau_f$  (см. рис. 2.22). В разделе 3.3.2 будет показано, что учёт изменения радиуса капель на начальном этапе  $r_T$  имеет большое значение при расчёте потоков скрытого и явного тепла (раздел 3.3.2). В то же время в следующем разделе будет показано, что потоки энтальпии, рассчитанные с помощью обеих моделей (3.20) и (3.22), совпадут.

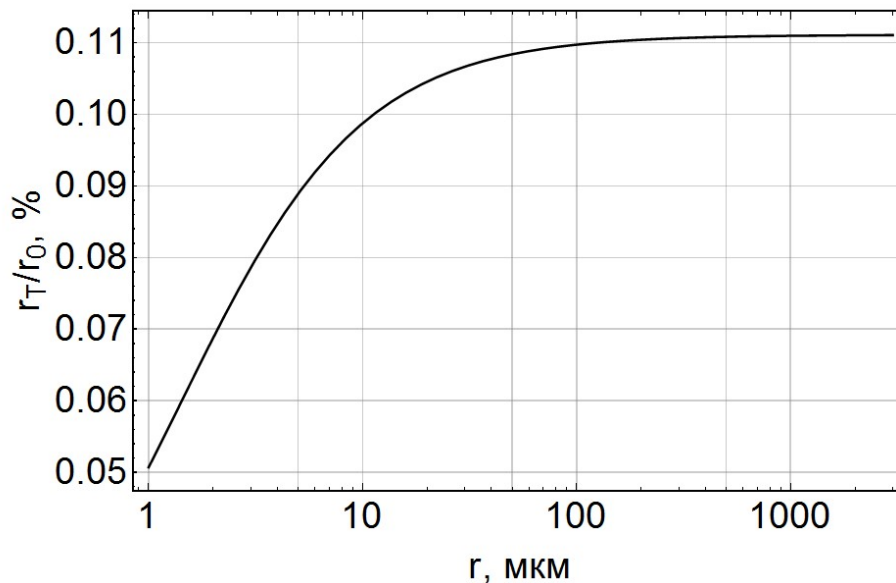


Рис. 2.24. Отношение коэффициента  $r_T$  в (3.22) к исходному радиусу капли  $r_0$  в зависимости от  $r$ . Параметры среды те же, что на рис. 2.21.

### 3.3.2 Оценка потоков скрытого и явного тепла и энтальпии, обусловленных дроблением по типу «парашют»

Ниже представлен вывод выражений для потоков энтальпии, явного и скрытого тепла, передаваемых от капель атмосфере, на основе уравнений микрофизики капли (1.7) и (1.8), сформулированных в [46].

Уравнение, описывающая динамику температуры капли (1.7) получается из условия того, что общий поток тепла (или энтальпии) из атмосферы к капле (интеграл от плотности теплового потока по всей поверхности капли)  $Q_{drop}^{total}$  равен сумме диффузионного теплового потока  $F_{atm \rightarrow drop}$  из-за теплопроводности и скрытого теплового потока, обусловленного фазовым переходом на поверхности капли  $L_v \frac{dm}{dt}$ . Приравнявая  $Q_{drop}^{total}$  к скорости изменения энтальпии, в соответствии с [46], получаем:

$$c_w m \frac{dT}{dt} = F_{atm \rightarrow drop} + L_v \frac{dm}{dt}, \quad (3.23)$$

где  $c_w$  - удельная теплоемкость соленой воды,  $m$  и  $T$  - масса и температура капли.

Изменение энтальпии влажного воздуха в атмосфере происходит за счёт тех же процессов: теплопроводности и испарения. Диффузионный поток из атмосферы к капле связан с потоком из капли в атмосферу как  $F_{drop \rightarrow atm} = -F_{atm \rightarrow drop}$ . Процесс испарения капель приводит к увеличению внутренней энергии атмосферы за счет потока водяного пара и обеспечивает скрытый тепловой поток, равный  $-L_v \frac{dm}{dt}$ . Таким образом, поток энтальпии из капли в атмосферу записывается как

$$F_k = -F_{atm \rightarrow drop} - L_v \frac{dm}{dt} = -c_w m \frac{dT}{dt} \quad (3.24)$$

Соотношение (3.24) показывает, что в стационарном состоянии, при установлении равновесия между диффузионным тепловым потоком и потерей тепла каплей из-за её испарения, поток энтальпии в атмосферу прекращается, что согласуется с [48].

Количество энтальпии, поступающей в атмосферу за время всего жизненного цикла капли (от момента её вылета до возвращения обратно в океан) определим как

$$Q_K = \int_0^{\tau_f} F_k dt = -c_w \int_0^{\tau_f} m \frac{dT}{dt} dt \quad (3.25)$$

Для оценки энтальпии, которую капля плотностью  $\rho_w$  отдает атмосфере, (3.25) воспользуемся параметризацией (3.22). С учётом малости  $\tau_T / \tau_r \sim 10^{-3}$  и  $r_T / r_0 \sim 10^{-3}$  получаем:

$$Q_K = -\frac{4}{3}\pi\rho_w c_w \int_0^{\tau_f} r(t)^3 \frac{dT(t)}{dt} dt \approx \frac{4}{3}\pi\rho_w c_w (T_w - T_{eq}) e^{-t/\tau_r} \left[ r_0^3 - 3(r_0 - r_{eq}) \frac{t}{\tau_r} - 3r_T \left( \frac{1}{2} e^{-t/\tau_r} - 1 \right) \right] \Big|_0^{\tau_f} \approx$$

$$\approx c_w \{ m_0 (T_w - T_{eq}) + m(\tau_f) (T_{eq} - T(\tau_f)) \},$$

где  $T_w$  и  $m_0 = \frac{4}{3}\pi\rho_w r_0^3$  - температура и масса капли в момент вылета,  $T(\tau_f)$  и  $m(\tau_f) = \frac{4}{3}\pi\rho_w r(\tau_f)^3$  - температура и масса капли в момент падения.

Отметим важную особенность итогового выражения (3.26) для  $Q_K$ , которая непосредственно следует из определения (3.25). А именно, поскольку в (3.25) фигурирует  $\frac{dT}{dt}$ , поток энтальпии практически прекращается при  $t > \tau_r$ . Иными словами, даже при условии того, что капля будет достаточно долго находиться в воздухе  $\tau_f \gg \tau_r$ , происходящий при этом процесс испарения не окажет существенного влияния на итоговый поток энтальпии.

Выражение (3.26) для энтальпии, которую передает одиночная капля атмосфере, отличается от уравнения, сформулированного в [48], которое было получено из условия сохранения полной энтальпии системы (см. (3) в [48]). Перепишем уравнение (3) из [48] в терминах настоящей диссертации:

$$Q_K^{A-E} = c_w \{ m_0 (T_w - T_a) + m(\tau_f) (T_a - T(\tau_f)) \},$$

где  $T_a$  - температура атмосферы. Заметим, что оба уравнения (3.26) и (3.27) дают практически те же значения для переданной энтальпии, поскольку доминирующий вклад в поток энтальпии обусловлен крупными каплями, масса которых практически не меняется за время падения, то есть  $m_0 \approx m_f$ . Для таких капель, оба выражения (3.26) и (3.27) сводятся к

$$Q_K = c_w m_0 (T_w - T(\tau_f)).$$

При выводе (3.26) использовалась параметризация (3.22), предложенная в настоящей диссертации, однако аппроксимация (3.20) также привела бы к этому ответу. Поскольку основное отличие (3.20) от (3.22) заключается в наличие дополнительного слагаемого  $r_T$ ,

которое мало, обе параметризации дают одинаковые значения потока энтальпии (см. рис. 2.25).

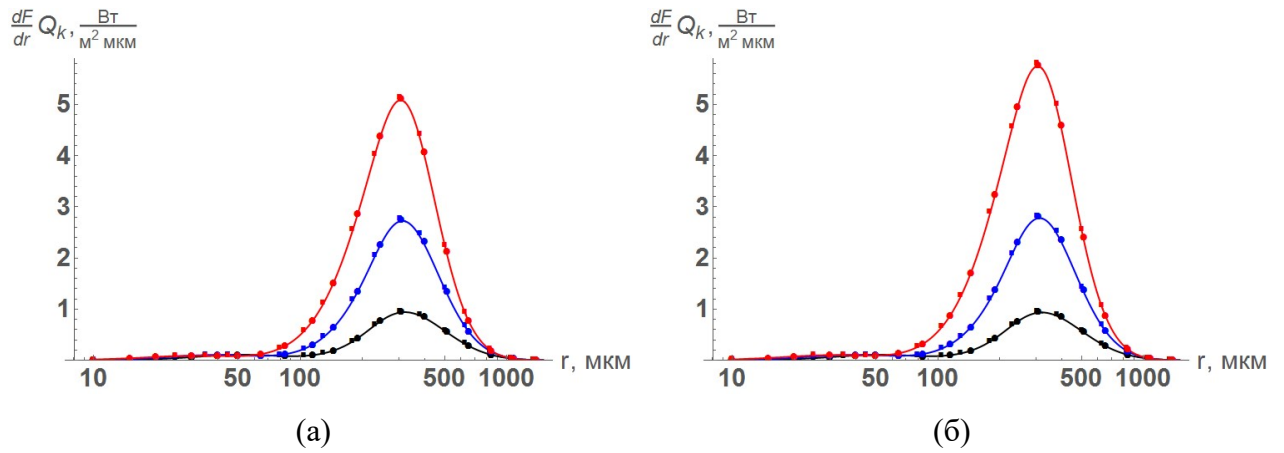


Рис. 2.25. Удельный вклад капель, образованных при дроблении по типу «парашют», в поток энтальпии, поступающей в атмосферу, рассчитанный на основе уравнений (2.13) (а) и (2.10) (б) для числа «парашютов» на единицу площади. Сплошные линии обозначают оценки, полученные на основе параметризации (3.22), предложенной в настоящей диссертации; кружки – результат численного решения уравнений микрофизики капли (1.7), (1.8); квадраты – оценки, полученные на основе параметризации Андреаса (3.20). Красный цвет соответствует динамической скорости ветра равной  $u_* = 3 \text{ м/с}$ ; синий –  $u_* = 2.5 \text{ м/с}$ ; чёрный –  $u_* = 2 \text{ м/с}$ . Параметры среды:  $T_w = 27.5^\circ\text{C}$ ,  $T_a = 25^\circ\text{C}$ ,  $RH = 96\%$ .

Скрытая теплота, которую передаёт одиночная капля атмосфере вследствие испарения, равна

$$Q_L = L_v (m_0 - m(\tau_f)). \quad (3.29)$$

Поскольку энтальпия равна сумме скрытого и явного тепла, количество явного тепла находим как

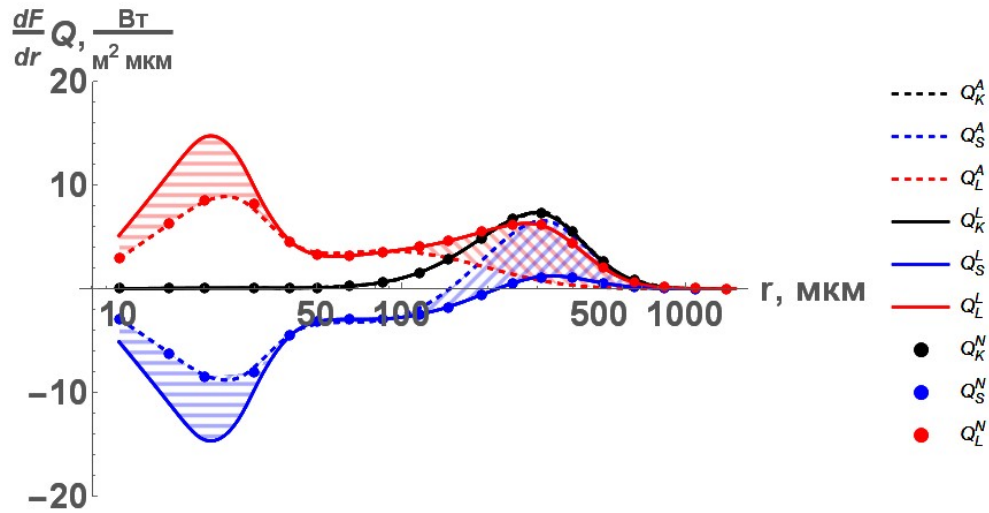
$$Q_S = Q_k - Q_L = c_w m_0 (T_w - T(\tau_f)) - L_v (m_0 - m(\tau_f)). \quad (3.30)$$

В выражение (3.29) для скрытой теплоты входит масса капли в момент падения  $m(\tau_f)$ . Если исходить из параметризации Андреаса (3.20) (см. [47]), то для крупных капель  $m(\tau_f) \approx m_0$ , поскольку для них выполняется условие  $\tau_r \gg \tau_f$ . Таким образом, за свой жизненный цикл капля передаст незначительное количество скрытого тепла атмосфере, а энтальпия будет определяться потоком явного тепла, аналогично выводу в работе [48]. Однако если же учесть резкое изменение радиуса  $r_T$ , происходящее на начальном этапе,

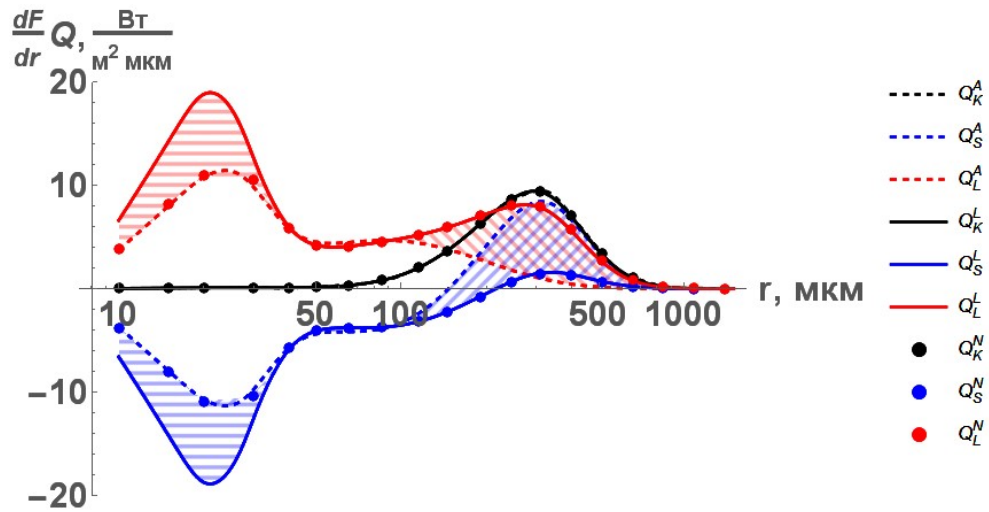
то даже для крупных капель  $m(\tau_f)$  будет отличаться от  $m_0$ . В разделе 3.3.1 показано, что характерная величина более резкого изменения радиуса  $r_T$  мала по сравнению начальным радиусом  $r_0$ , тем не менее для условий тропического циклона изменение массы, связанное с этой поправкой, приводит к существенному увеличению потока скрытого тепла по сравнению с параметризацией (3.20). Важность учёта этого кратковременного усиления испарения, которое происходит на начальном этапе и описывается поправкой  $r_T$ , обусловлена большой величиной удельной теплоты парообразования воды  $L_v$ . Изменение скрытой теплоты приводит к пересчёту явного тепла (3.30).

Расчёт потоков скрытого, явного тепла и энтальпии, приходящихся на единицу радиуса, для разных моделей показан на рис. 2.26 (а), (б). Зависимости  $r(t), T(t)$  находились тремя способами: численное решение уравнений микрофизики капли (1.7) и (1.8); приближенное решение (3.20) и приближенное решение (3.22), предложенное в данной работе. Во-первых, отметим, что использование уравнений (2.13), (2.10) для удельного числа «парашютов» приводит практически к тем же значениям потоков. Во-вторых, оценки, полученные на основе параметризации Андреаса (3.20) (см. [47]) и параметризации (3.22), предложенной в настоящей диссертации, отличаются от результатов численного решения системы (1.7), (1.8). Модель (3.20) позволяет правильно описать потоки скрытого и явного тепла, поступающие в атмосферу от капель с  $r < 150$  мкм и становится неточной для более крупных капель. В то же время предложенная модель наоборот даёт значения потоков, которые совпадают с результатами численного решения для капель с  $r > 40$  мкм и отличаются для мелких капель. Отклонение предложенной параметризации от результатов численного счёта, которое наблюдается для мелких капель, связано с тем, что для них  $\tau_f \gg \tau_r$ , и линеаризация исходной системы становится некорректной. Подчеркнем, что основной вклад в процесс переноса тепла вносят именно крупные капли, поэтому можно ожидать, что предложенная параметризация (3.22) будет правильно описывать интегральные потоки, связанные с каплями.





(a)



(б)

Рис. 2.26. Удельный вклад капель, образованных при дроблении по типу «парашют», в потоки скрытого и явного тепла и энтальпии, поступающее в атмосферу, для разных моделей зависимости числа «парашютов» от скорости ветра: (2.13) - (а), (2.10) - (б). Основные обозначения показаны на графиках. Верхние индексы «А», «L», «N» обозначают потоки, рассчитанные на основе параметризации Андреаса (3.20), параметризации, полученной из решения линеаризованных уравнений (3.22), и с использованием численного решения системы уравнений (1.7), (1.8). Чёрным, синим и красным цветами показаны, соответственно, потоки энтальпии, явного и скрытого тепла. Отличие оценок, полученных на основе (3.22), от численного счёта показано горизонтально заштрихованными областями. Области, заштрихованные косыми линиями, демонстрируют отличие оценок, полученных на основе параметризации Андреаса (3.20), от численного счёта. Параметры среды:  $T_w = 27.5^\circ\text{C}$ ,  $T_a = 25^\circ\text{C}$ ,  $RH = 96\%$ ,  $u_* = 3.5\text{ м/с}$ .

На рис. 2.26 видно, что мелкие капли вносят отрицательный вклад в поток явного тепла, то есть охлаждают атмосферу за счёт теплообмена, в то время как крупные брызги наоборот нагревают её. Для того чтобы понять с чем это связано, рассмотрим процесс изменения температуры капли за её жизненный цикл (см. рис. 2.27) для характерных условий тропического циклона ( $T_w = 27.5^\circ C$ ,  $T_a = 25^\circ C$ ).

Вначале горячая капля отдаёт тепло атмосфере и за счёт испарения, и за счёт разности температур (рис. 2.27 (а)). Оба указанных процесса расходуют собственную энергию капли, и на этом этапе атмосфера только получает тепло. По мере того, как капля охлаждается, поток явного тепла уменьшается до 0 (рис. 2.27 (б)). Дальнейшее испарение приводит к тому, что её температура опускает ниже  $T_a$ , и капля начинает отнимать тепло у окружающего воздуха (рис. 2.27 (в)). Её температура уменьшается до тех пор, пока поток из капли вследствие испарения не компенсируется потоком, поступающим в нее из атмосферы из-за разности температур. Данное значение температуры называют температурой влажного термометра. Несмотря на то, что после достижения температуры влажного термометра поток энтальпии прекратился, испарение и теплообмен продолжают до тех пор, пока капля не упадёт обратно в океан. Мелкие брызги находятся во взвешенном состоянии достаточно долго, и для них начальный положительный поток явного тепла с избытком компенсируется последующим более длительным отрицательным потоком. Таким образом, мелкие капли вносят отрицательный вклад в поток явного тепла. Большие капли наоборот осаждаются настолько быстро, что особо крупные из них ( $r > 400 \text{ мкм}$ ) не успевают достигнуть температуры влажного термометра, то есть стадии (в) на рис. 2.27. Иными словами, на протяжении всего процесса осаднения эти крупные брызги всё время отдают тепло атмосфере, и как следствие для них поток явного тепла положительный. Таким образом, основная причина отличия знаков потоков явного тепла для мелких и крупных капель – это разное соотношение времени гравитационного осаднения  $\tau_f$  и характерного масштаба изменения температуры  $\tau_T$ .

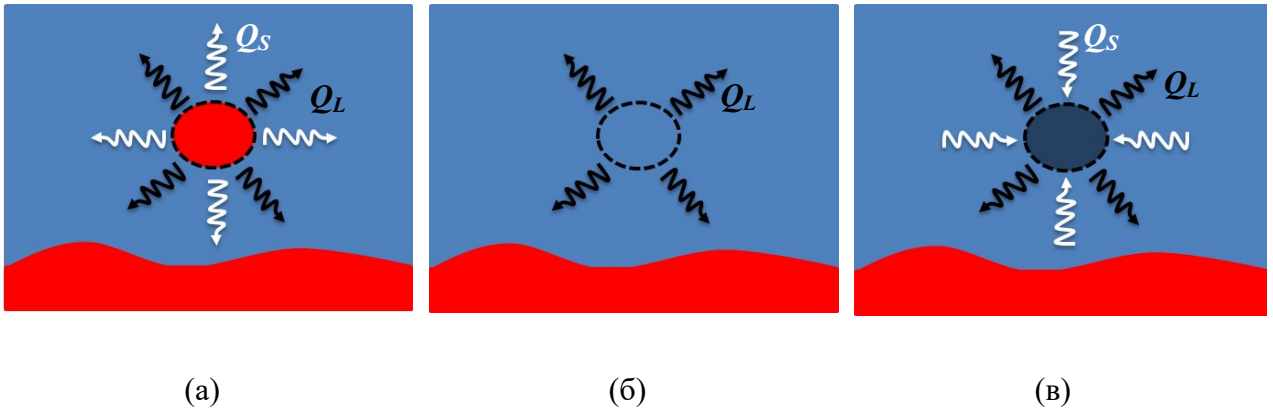
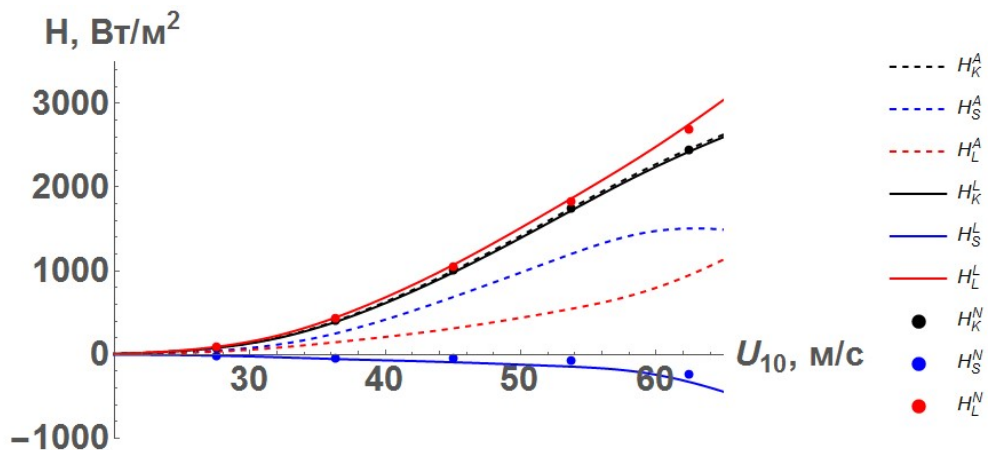


Рис. 2.27. Различные стадии процесса теплообмена одиночной капли с атмосферой. Цвет отображает значение температуры: красный – более высокие значения, синий – более низкие. (а) – горячая капля отдаёт тепло атмосфере вследствие разности температур и испарения; (б) – температура капли равна температуре атмосферы, поэтому теплообмен обусловлен только процессом испарения; (в) – капля достигла температуры влажного термометра, и поток скрытого тепла компенсирует поток явного тепла. Белые стрелки – поток явного тепла, чёрный цвет – поток скрытого тепла.

Используя функцию генерации брызг, образованных при дроблении по типу «парашют», оценим общий вклад капель в потоки энтальпии, скрытого и явного тепла для натуральных условий следующим образом:

$$H_{xd} = \int_0^{\infty} \frac{dF(r, u_*)}{dr} Q_x dr, \quad (3.31)$$

где  $Q_x$  - вклад одиночной капли в потоки энтальпии, скрытого и явного тепла, которые задаются с помощью (3.26), (3.29), (3.30),  $\frac{dF(r, u_*)}{dr}$  - функция генерации брызг (2.45), где число «парашютов» задаётся с помощью (2.10), либо (2.13).



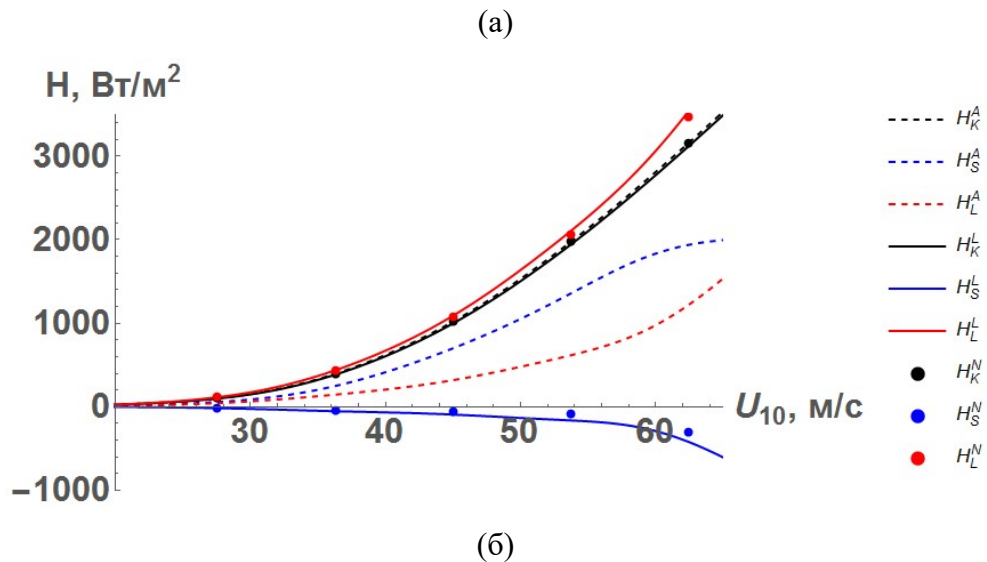


Рис. 2.28. Зависимость общих потоков тепла от капель, образованных при дроблении «парашютов», от скорости ветра  $U_{10}$ , рассчитанная с использованием формул (2.13) - (а), (2.10) - (б) для числа «парашютов». Основные обозначения показаны на графиках. Верхние индексы «А», «L», «N» обозначают потоки, рассчитанные на основе параметризации Андреаса (3.20), параметризации, полученной из решения линеаризованных уравнений (3.22), и с использованием численного решения системы уравнений (1.7), (1.8). Чёрным, синим и красным цветами показаны, соответственно, потоки энтальпии, явного и скрытого тепла. Внешние параметры:  $T_w = 27.5^\circ\text{C}$ ,  $T_a = 25^\circ\text{C}$ ,  $RH = 96\%$ .

Оценки интегральных потоков тепла от брызг представлены на рис. 2.28 (а), (б). Для всех способов расчёта зависимостей  $r(t), T(t)$  потоки энтальпии совпали, в то время как парциальные вклады потоков скрытого и явного тепла, рассчитанные по модели Андреаса (см. [47]), отличаются от результатов других двух моделей не только количественно, но и качественно. Использование параметризации эволюции параметров капли (3.22), предложенной в настоящей диссертации, также как численного решения уравнений микрофизики капли (1.7), (1.8) показывает, что для условий характерных для тропического циклона поток энтальпии, передаваемый от брызг атмосфере, не может быть отождествлен с потоком явного тепла, в отличие результатов [48]. Согласно полученным оценкам (рис. 2.28 (а), (б)), поток энтальпии, поступающий в атмосферу от капель, в основном определяется потоком скрытого тепла. Кроме того из 2.28 (а), (б) следует, что поток явного тепла имеет отрицательный знак, то есть вследствие теплопроводности воздуха в среднем тепло поступает не от капли в атмосферу, а

наоборот, капля поглощает тепло из неё. Также стоит отметить, что, как и ожидалось, предложенная параметризация (3.22) хорошо описывает интегральные потоки, поскольку они в основном определяются крупными каплями.

Показанный выше эффект того, что энтальпия определяется потоком скрытого тепла, был обусловлен, прежде всего, более резким изменением радиуса, происходящем на начальном этапе эволюции капель. Однако в рассматриваемой постановке влажность составляла  $RH = 96\%$ , и, как следствие, процесс испарения происходил достаточно медленно так, что при оценке изменения радиуса малая поправка  $r_T$  оказалось важной. Возможно, при  $RH = 70\%$  влияние  $r_T$  на потоки тепла окажется менее существенным.

### 3.3.3 Зависимость общего потока энтальпии, поступающей в атмосферу, от скорости ветра

Оценим влияние брызг на коэффициент переноса энтальпии, который наряду с коэффициентом аэродинамического сопротивления поверхности воды является одним из ключевых факторов, определяющих энергетический баланс тропических циклонов (см. раздел 1.6)

Общий поток энтальпии из океана в атмосферу состоит из двух компонентов: прямого турбулентного  $H_{Kt}$  и потока, связанного с брызгами,  $H_{Kd}$ . Турбулентный поток  $H_{Kt}$  определяется как

$$H_{Kt} = C_{K0} U_{10} (k_{10} - k_s), \quad (3.32)$$

где  $C_{K0}$  – эмпирический коэффициент переноса энтальпии, который практически не зависит от скорости ветра при значениях скорости ниже  $30 \text{ м/с}$  (см. [66]) и равен  $0.0011-0.0012$ ;  $k_{10}, k_s$  – удельная энтальпия влажного воздуха на стандартной метеорологической высоте ( $z_{10} = 10 \text{ м}$ ) и у поверхности воды. Удельная энтальпия влажного воздуха определяется как сумма явного тепла  $S = (1-q)c_p T + qc_{pv} T$  и скрытого тепла  $L = qL_v$ :

$$k = (1-q)c_p T_a + q(L_v + c_{pv} T_a), \quad (3.33)$$

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

Суммарный поток энтальпии определяется как

$$H_K = H_{Kt} + H_{Kd}. \quad (3.34)$$

На рис. 2.29 (а) представлены зависимости потока энтальпии, связанного с брызгами,  $H_{Kd}$  и прямого турбулентного потока энтальпии  $H_{Kt}$  от скорости ветра. Из графика видно, что при ветре, превышающем  $30 \text{ м/с}$ , обе модели ((2.13) и (2.10)) дают очень похожие значения потоков энтальпии от капель. Различие появляется только при скоростях ветра ниже  $30 \text{ м/с}$ , где модель, основанная на формуле (2.10), предсказывает большее количество «парашютов», чем (2.13). На рис. 2.29 (б) также показано, что при скорости ветра выше  $45 \text{ м/с}$  поток энтальпии от капель превышает турбулентный поток. Рис. 2.29 (в) демонстрирует, что более 50% общего потока энтальпии в атмосферу обусловлено каплями при скоростях ветра, превышающих  $40-50 \text{ м/с}$  для обеих моделей зависимостей числа «парашютов» от разгона.

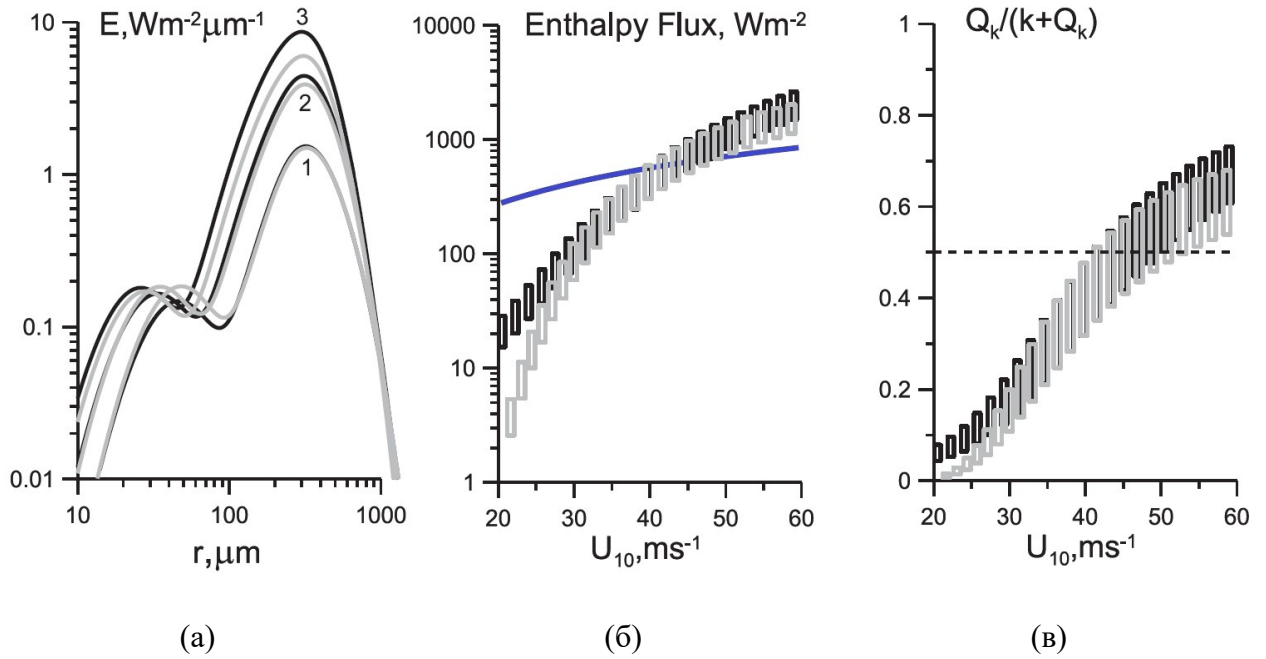


Рис. 2.29. (а) Удельные вклады капель в поток энтальпии. Значения скорости ветра на стандартной метеорологической высоте  $U_{10}$  составляют 40 м/с (маркер 1), 50 м/с (маркер 2), 60 м/с (маркер 3), обратный параметр возраста волнения  $\Omega = 2.5$ ,  $T_a = 25^\circ\text{C}$ ,  $T_w = 27.5^\circ\text{C}$ ,  $RH = 96\%$ . (б) Поток энтальпии от капель (вертикальные рамки) и от прямого турбулентного переноса (синяя сплошная кривая). (с) Доля потока энтальпии от брызг при дроблении типа “парашют” от общего потока энтальпии. Пунктирной линией обозначен уровень 0.5. Серый цвет соответствуют оценкам, полученным на основе уравнения (2.13), чёрный – на основе (2.10). На (б), (в) вертикальные рамки отображают изменение  $\Omega$  от 2.5 до 3.5. Параметры атмосферы такие же, как в (а).

Найдем коэффициент переноса энтальпии для нейтрально стратифицированного атмосферного пограничного слоя, используя его определение

$$C_{KN} = H_K / (\rho_a U_{10} (k_{10} - k_s)). \quad (3.35)$$

Аналогично коэффициенту сопротивления (3.19), учтём влияние стратификации приводного пограничного слоя атмосферы, которую создают взвешенные капли, на коэффициент переноса энтальпии следующим образом:

$$C_K = \frac{C_{KN}}{\left(1 + \frac{b\rho_w g}{\rho_a u_*^3} \sqrt{C_{DN}} \int_{z_s}^{\infty} dz_1 \int V_f(r) S(z_1, r) dr\right)^2} \quad (3.36)$$

Зависимости коэффициента переноса энтальпии  $C_K$  от скорости ветра показаны на рис.

2.30 (а). Обе модели зависимости удельного числа «парашютов» для натуральных условий прогнозируют схожие значения  $C_K$ . Рост  $C_K$  при скоростях ветра  $U_{10}$ , превышающих 35–40 м/с, обусловлен увеличением потока, связанного с каплями (см. рис. 2.29 (б)). Прогнозируемые значения  $C_K$  отличаются только при ветре выше 50 м/с.

Отношение обменных коэффициентов  $C_K/C_D$  (см. рис. 2.30 (б)) возрастает и при скоростях ветра 35–40 м/с и превышает 0.75. Отношение  $C_K/C_D$  равное 0.75 есть минимальное значение необходимое для того, чтобы модели тропических циклонов были способны описать развитие и поддержание интенсивных ураганов [8],[77].

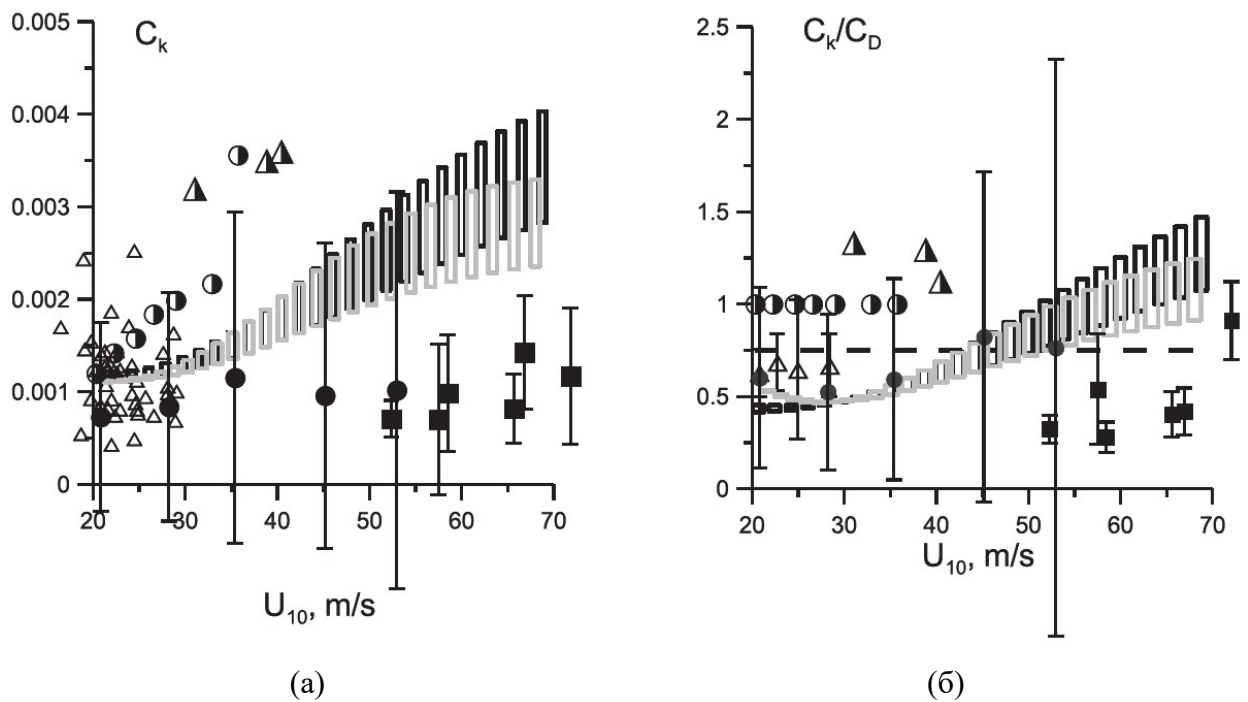


Рис. 2.30. (а) Коэффициент переноса энтальпии  $C_K$  в зависимости от  $U_{10}$ . (б) Отношение коэффициентов переноса энтальпии и сопротивления поверхности в зависимости от  $U_{10}$ . Пунктиром обозначен уровень 0.75. Экспериментальные данные: открытые треугольники [66], круги [72], квадраты [3], полужаштрихованные круги [101], полужаштрихованные треугольники [102]. Серый цвет соответствуют оценкам, полученным на основе уравнения (2.13), чёрный – на основе (2.10). Вертикальные рамки отображают изменение  $\Omega$  от 2.5 до 3.5,  $T_a = 25^\circ C$ ,  $T_w = 27.5^\circ C$ ,  $RH = 96\%$ .

Следует подчеркнуть, что приведенные оценки для потока энтальпии и коэффициента её переноса описывают только верхнее значение соответствующих величин, поскольку пренебрегалось эффектами обратной связи между каплями и



профилями температуры и влажности приводного пограничного слоя атмосферы. Обратная связь может существенно снизить влияние капель [42]. В то же время численное моделирование [103] показало, что крупные капли могут быть не подвержены этим компенсационным эффектам, поскольку имеют более медленный термодинамический отклик на окружающую среду. Ряд неопределенностей затрудняет точные оценки компенсационных эффектов. Наиболее существенной является неопределенность скоростей капель при их генерации, от значения которых зависит не только величина эффектов обратной связи, но и потоки, поступающие в атмосферу (см. [53],[104]). Так, например, согласно результатам исследования [104], капли, инжектируемые со скоростью окружающего воздуха, ускоряют воздушный поток, в то время как капли, инжектируемые со скоростью поверхностной волны, наоборот замедляют его.

### 3.4 Заключение

Глава 3 посвящена количественной оценке влияния дробления по типу «парашют» на перенос импульса и тепла, происходящий между океаном и атмосферой. При моделировании процессов переноса учитывались особенности геометрии «парашютов», а также влияние крупных капель, которые образуются при разрыве ободка «парашюта». Было показано, что явление дробления по типу «парашют» вносит существенный вклад как в процесс передачи тепловой энергии из океана, так и в механическую диссипацию в пограничном слое атмосферы, то есть факторы, определяющие развитие и поддержание тропических циклонов [8],[77].

В частности, влияние «парашютов» и крупных капель может объяснить немонотонную зависимость коэффициента аэродинамического сопротивления поверхности воды  $C_D$  от скорости ветра, наблюдаемую в метеорологических [4],[64] и океанографических [7] наблюдениях. Вклад явления дробления по типу «парашют» в поток импульса связан с двумя эффектами. Во-первых, это касательное напряжение, связанное с каплями, равное импульсу, который они получили в процессе их образования. Во-вторых, это сопротивление куполов «парашютов», которые имеют вид небольшого «паруса» с характерным размером около 1 см и являются препятствиями для приводного потока воздуха.

Поток импульса, обусловленный как сопротивлением «парашютов», так и ускорением капель потоком, при сильных ветрах имеет тенденцию к насыщению, так как определяется конкуренцией двух противодействующих эффектов, а именно, увеличением числа «парашютов» и уменьшением вкладов отдельных «парашютов» из-за уменьшения их размера и времени жизни. Следует подчеркнуть, что даже при условии насыщения вклада сопротивления парашютов и брызг в коэффициент поверхностного сопротивления при сильных скоростях ветра, учёт этих эффектов позволяет объяснить немонотонную зависимость  $C_D$  от скорости ветра. Также была получена оценка влияния стратификации приповерхностного воздушного слоя атмосферы, создаваемой взвешенными каплями, которая, как известно, приводит к снижению интенсивности турбулентности в воздушном потоке пограничного слоя атмосферы [41],[42]. В настоящем исследовании этот эффект не является сильным, так как приводит к снижению значения  $C_D$  меньше чем на 8%. Однако комбинация указанных выше трёх факторов приводит к немонотонной зависимости коэффициента аэродинамического сопротивления поверхности воды от скорости ветра.

Для оценки потоков скрытого и явного тепла и энтальпии, поступающих в

атмосферу от капель, было использовано несколько способов расчёта зависимостей радиуса и температуры капли от времени: численное решение уравнений микрофизики капли (1.7), (1.8), параметризации Андреаса (3.20), параметризация (3.22), предложенная в настоящей диссертации, которая основывалась на решении линеаризованных уравнений (1.7), (1.8). Проведенное моделирование показало, что для всех трёх способов расчёта поток энтальпии совпадает, а основной вклад в  $H_{kd}$  вносят крупные капли, которые генерируются при дроблении ободка «парашюта». Вклад крупных ободочных капель в общий поток энтальпии растёт с увеличением скорости ветра и, наконец, при скоростях ветра  $45-50 \text{ м/с}$  превышает турбулентный поток тепла. Это приводит к росту коэффициента переноса энтальпии с увеличением скорости ветра. В результате, отношение коэффициентов переноса  $C_K / C_D$  увеличивается и, при скорости ветра  $35-40 \text{ м/с}$ , превышает значение равное 0.75, минимальное значение необходимое для того, чтобы модели тропических циклонов были способны описать быстрое развитие и поддержание тропических циклонов высокой интенсивности [8],[77].

Также были получены оценки отдельно потоков скрытого и явного тепла, обусловленных брызгами. Для этого использовалась усовершенствованная аппроксимация эволюции радиуса (3.22), предложенная в настоящей работе. Данная параметризация позволила описать усиление процесса испарения, происходящее на начальном этапе эволюции, которое было связано с отличием начальной температуры капли от её равновесного значения. Было показано, что учёт более резкого уменьшения радиуса  $r_T$ , имеющий временной масштаб изменения температуры  $\tau_T$ , позволяет получить количественную оценку потоков тепла, которая совпадает с результатом численного решения уравнений микрофизики капли (1.7), (1.8). Полученные оценки потоков тепла для условий характерных для тропических циклонов ( $T_w = 27.5^\circ\text{C}$ ,  $T_a = 25^\circ\text{C}$ ,  $RH = 96\%$ ) показывают, что поток энтальпии, поступающий в атмосферу от капель, в основном определяется потоком скрытого тепла, а поток явного тепла мал и является отрицательной величиной, то есть, вследствие теплопроводности воздуха, в среднем капли охлаждают атмосферу.

Результаты, приведенные выше, показывают особую важность учета вклада «парашютов» и крупных ободочных капель, которые образуются при их разрыве, на процессы обмена теплом и импульсом между атмосферой и океаном при сильных ветрах.

## Глава 4. Роль взрывного взаимодействия трех поверхностных волн в образовании «парашютов».

### 4.1 Введение

На основе обработки данных лабораторных экспериментов в Главе 2 было показано, что при ураганных скоростях ветра основным источником брызг является дробление по типу «парашют». Количественные оценки потоков импульса и тепла, представленные в Главе 3 демонстрируют, что учёт брызг, генерируемых «парашютами», приводит к немонотонной зависимости коэффициента аэродинамического сопротивления поверхности океана от скорости ветра и увеличению потока энтальпии, поступающего в атмосферу.

Однако остается открытым вопрос о переносе статистики «парашютов», полученной на основе лабораторных экспериментов, на натурные условия. Главным отличием натуральных и лабораторных условий является ветровой разгон. В Главе 2 было рассмотрено две возможные параметризации, учитывающие зависимость от разгона. Первый подход состоял в переходе к безразмерному параметру – эффективному числу Рейнольдса поверхности океана (2.8), определенного в [92]. Альтернативный способ пересчета лабораторных данных на натурные условия был основан на том факте, что функция генерация брызг пропорциональна  $Re_B^{3/2}$  [40], и, как следствие, число «парашютов» также масштабируется как  $Re_B^{3/2}$ . В связи с трудностями проведения натуральных экспериментов при штормовых условиях, нет возможности проверить эту гипотезу на практике. Для пересчета лабораторных данных необходимо ввести критерии подобия, выбор которых может быть основан на теоретических представлениях о механизме генерации брызг по типу «парашют».

К настоящему времени хорошо изучено дробление по типу «парашют» капель и струй в поперечных потоках [22],[87],[89],[90]. Критерий подобия, который определяет режим такого процесса – число Вебера  $We = \rho_a U^2 D / \rho_w \sigma$ , где  $\rho_a, \rho_w$  – плотности воздуха и воды,  $U$  – скорость набегающего потока,  $D$  – размер объекта дробления,  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения. В случае дробления капель или струй размер объекта – величина очевидная. В случае дробления поверхности воды под действием ветра в качестве этого размера может выступать масштаб начального возмущения,

развитие которого приведет к формированию «парашюта». Идея, лежащая на поверхности, состоит в том, что этот масштаб можно оценить, как длину волны возмущения, развивающегося на поверхности воды под действием воздушного потока за счёт линейной гидродинамической неустойчивости. В случае коротких волн, динамика которых определяется балансом сил капиллярного и гидродинамического давления, этот масштаб имеет порядок  $\sigma/U^2$  (см. [22]). Однако такая зависимость противоречит аппроксимациям экспериментальных данных (2.16) и (2.17), которые указывают на более медленную зависимость размеров «парашютов» от скорости воздушного потока.

В этой главе рассматривается нелинейная стадия развития возмущений на потоке и получены оценки масштабов возникающих при этом возмущений. Предложена гипотеза о том, что формирование возвышений поверхности воды, из которых в дальнейшем образуются «парашюты», связано с неустойчивостью ветрового дрейфового течения. В рамках настоящей модели считалось, что эта неустойчивость обусловлена нелинейным резонансным взаимодействием триплета волн, одна из которых распространяется вдоль потока, а две другие – под одинаковым углом по обе стороны от основного течения (см. рис. 4.1).

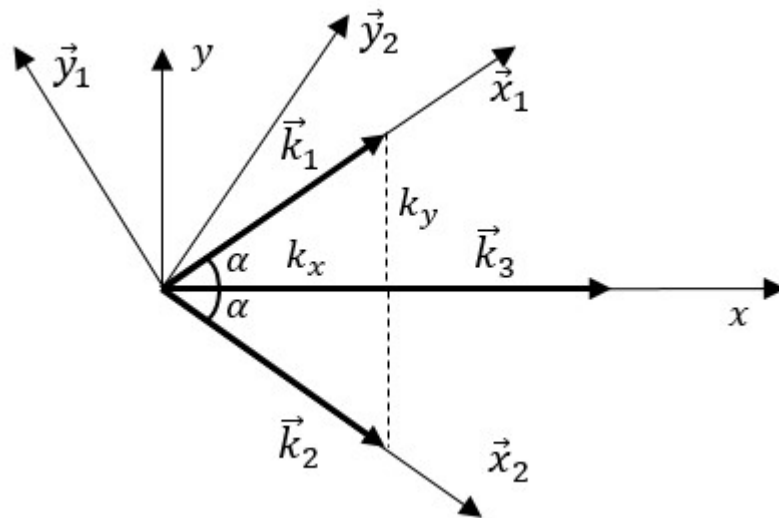


Рис. 4.1. Схема расположения волновых векторов в триплете волн.

Резонансное трёхволновое взаимодействие собственных волн также исследовалось в гидродинамике [105], в том числе, в присутствии средних течений. В работах [106]–[108] было показано, что в присутствии внешнего потока трёхволновое взаимодействие может приводить к взрывной неустойчивости. В [108] взрывной рост амплитуд объяснялся присутствием в системе волн с разным знаком энергии [109]. В то же время

для течения в пограничном слое, рассмотренном в [106],[107], существовали волны только одного знака энергии, а усиление всех трех волн происходило за счёт энергии основного потока, которая передавалась возмущениям внутри критического слоя.

В настоящей диссертации для моделирования турбулентного дрейфового течения использовался кусочно-непрерывная профиль скорости, который учитывает резкое изменение скорости дрейфового течения в вязком подслое и его слабое изменение в турбулентном слое, где профиль скорости логарифмический. Для описания турбулентного переноса использовалась градиентная аппроксимация турбулентных напряжений с коэффициентом эффективной вязкости.

Глава 4 имеет следующую структуру. В разделе 4.2 для полного профиля скорости получено дисперсионное соотношение для волн, распространяющихся под произвольным углом к потоку. В разделе 4.3 показана возможность выполнения трёхволнового синхронизма для волн на скачке завихренности в воде, и установлено, что ветровой поток не оказывает существенного влияния на выбранную моду. Раздел 4.4 посвящен выводу трёхволновых уравнений с учётом взаимодействия внутри критического слоя, нелинейности уравнений движения и кинематических граничных условий. В разделе 4.5 представлено сравнение результатов моделирования и экспериментальных данных о дроблении по типу «парашют».

#### 4.2 Линейное дисперсионное соотношение для волновых возмущений в системе ветрового и дрейфового течений

Рассмотрим ветровой поток над поверхностью воды и вызванное им дрейфовое течение в воде. Профиль скорости в воздухе, который представляет собой турбулентный пограничный слой, состоит из нескольких участков: вязкого подслоя, где скорость меняется линейно, переходного слоя и турбулентной области, где скорость меняется по логарифмическому закону. Дрейфовое течение в воде имеет аналогичную структуру. При этом динамические скорости воздушного потока  $u_*$ , и ветрового дрейфового течения  $u_{w*}$ , связаны условием равенства касательных напряжений  $\tau = \rho_a u_*^2 = \rho_w u_{w*}^2$ .

В настоящей диссертации используется упрощенная модель профиля скорости (рис. 4.2) в виде кусочно-непрерывной функции (4.3), (4.4). Такой модельный профиль скорости учитывает резкое изменение скорости в вязком подслое и его слабое изменение в логарифмическом слое. В качестве характерной толщины слоёв в воздухе и воде  $\delta_a$  и  $\delta_w$ , выбирались толщины буферных слоёв, вне которых течение считалось полностью турбулентным, а именно,

$$\delta_a = 20 \div 30 v_a / u_* \quad \delta_w = 20 \div 30 v_w / u_* \sqrt{\rho_w / \rho_a}, \quad (4.1)$$

где  $\rho_{w,a}$  – плотность воды и воздуха,  $u_*$  – динамическая скорость в воздухе,  $v_{w,a}$  – молекулярная вязкость воды и воздуха. Скорости сдвига в воздухе и в воде  $\bar{u}_a$  и  $\bar{u}_w$  принимались равными (см. [110])

$$\bar{u}_a = 10 \div 12 u_*; \quad \bar{u}_w = 10 \div 12 u_* \sqrt{\rho_a / \rho_w}. \quad (4.2)$$

Используя  $\delta_w$ ,  $\bar{u}_w$  из (4.1) и (4.2), перейдем от размерных переменных, обозначенных индексом « $d$ » к безразмерным с индексом « $nd$ »:

$$\begin{aligned} v_d = \bar{u}_w v_{nd} \quad \omega_d = \bar{u}_w / \delta_w \omega_{nd} \quad \lambda = \rho_a / \rho_w \\ p_d = \rho_w \bar{u}_*^2 p_{nd} \quad k_d = 1 / \delta_w k_{nd} \quad \mu = v_a / v_w \end{aligned},$$

где  $\lambda \ll 1$ ,  $\mu \gg 1$ ,  $\sqrt{\lambda \mu} \sim 1$ .

Определим модельный профиль скорости в безразмерных переменных в воздухе как

$$\bar{u}_a(z) = \begin{cases} 1 / \sqrt{\lambda}, & z \geq \sqrt{\lambda \mu} \\ z / (\lambda \mu), & 0 \leq z \leq \sqrt{\lambda \mu} \end{cases}, \quad (4.3)$$

и в воде

$$\bar{u}_w(z) = \begin{cases} z, & 0 \leq z \leq -1 \\ -1, & z \leq -1 \end{cases}. \quad (4.4)$$

Здесь и далее компоненты скорости вдоль направлений  $\vec{x}_0, \vec{y}_0, \vec{z}_0$  обозначаются как  $u, v, w$ , а индекс « $nd$ » опущен.

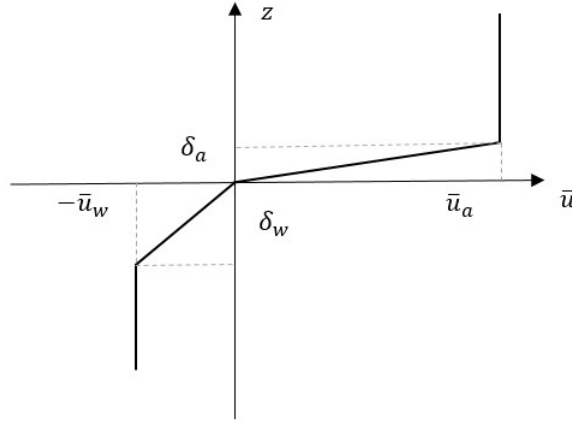


Рис. 4.2. Конфигурация основного течения.

Прежде всего, исследуем собственные волны рассматриваемой системы в рамках модели идеальной несжимаемой жидкости, когда её движение в воздухе и воде описывается безразмерным уравнением Эйлера

$$\partial_t \vec{V}_{a,w} + (\vec{V}_{a,w}, \vec{\nabla}) \vec{V}_{a,w} + \frac{1}{\hat{\rho}_{a,w}} \vec{\nabla} p_{a,w} = -G \vec{z}_0, \quad (4.5)$$

где  $G = g \delta_w / \bar{u}_w^2$  – безразмерное ускорение свободного падения,  $\hat{\rho}_w = 1, \hat{\rho}_a = \lambda$ , и условием несжимаемости

$$\text{div} \vec{V}_{a,w} = 0. \quad (4.6)$$

При этом на границе раздела слоёв выполняются динамические граничные условия, а именно, непрерывность нормальных напряжений:

$$\begin{aligned} p|_{z=\sqrt{\lambda}\mu+\eta_a+0} - p|_{z=\sqrt{\lambda}\mu+\eta_a-0} &= 0 \\ p|_{z=\eta_0+0} - p|_{z=\eta_0-0} - \Sigma \Delta_{\perp} \eta_0 &= 0, \\ p|_{z=-1+\eta_w+0} - p|_{z=-1+\eta_w-0} &= 0 \end{aligned} \quad (4.7)$$

Поскольку рассматриваются короткие волны, то в условии непрерывности нормального напряжения учитывается капиллярное давление. Здесь  $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ ,  $\Sigma = \frac{\sigma}{\bar{u}_w^2 \delta_w}$  –

безразмерный коэффициент поверхностного натяжения,  $\eta_0, \eta_a, \eta_w$  – смещения границ



раздела слоёв при  $z = \sqrt{\lambda\mu}; 0; -1$ . Также на границе раздела слоёв выполняются кинематические граничные условия:

$$\begin{aligned} \left( \partial_t \eta_a + (\vec{V}_{a_\perp}, \vec{\nabla}_\perp) \eta_a - V_{a_z} \right) \Big|_{z=\sqrt{\lambda\mu+\eta_a}\pm 0} &= 0 \\ \left( \partial_t \eta_0 + (\vec{V}_{a,w_\perp}, \vec{\nabla}_\perp) \eta_0 - V_{a,w_z} \right) \Big|_{z=\eta_0\pm 0} &= 0. \\ \left( \partial_t \eta_w + (\vec{V}_{w_\perp}, \vec{\nabla}_\perp) \eta_w - V_{w_z} \right) \Big|_{z=-1+\eta_w\pm 0} &= 0 \end{aligned} \quad (4.8)$$

Представим поле скорости в виде основного течения  $\bar{u}_{a,w}(z) \bar{x}_0$  и возмущения  $\vec{v}_{a,w}$

$$\vec{V}_{a,w} = \bar{u}_{a,w}(z) \bar{x}_0 + \vec{v}_{a,w}, \quad (4.9)$$

которое убывает при удалении от границы

$$\vec{v}_{a,w} \Big|_{z \rightarrow \pm\infty} \rightarrow 0. \quad (4.10)$$

Будем считать, что возмущение основного потока мало и имеет амплитуду порядка  $\varepsilon$ , где  $\varepsilon \ll 1$ . Тогда, используя метод многих масштабов, будем искать решение (4.5) с подстановкой (4.9) в виде разложения по степеням  $\varepsilon$

$$Q(\vec{r}, t) = \varepsilon Q^{(1)}(\vec{r}, t, \varepsilon t, \dots) + \varepsilon^2 Q^{(2)}(\vec{r}, t, \varepsilon t, \dots) + \dots + k.c.,$$

где  $Q = (u_{a,w}, v_{a,w}, w_{a,w}, p_{a,w}, \eta_{a,0,w})$ .

В нулевом порядке по  $\varepsilon$  из (4.5) следует, что  $p_a^{(0)}(z) = -\lambda Gz$ ;  $p_w^{(0)}(z) = -Gz$ .

Решение задачи в линейном приближении дает дисперсионное соотношение и структуру полей свободных собственных мод системы. Рассмотрим возмущение основного течения в виде свободной гармонической волны, т.е.

$$Q^{(1)} \propto \exp(-i\omega_j t + ik_{jx} x + ik_{jy} y). \quad (4.11)$$

Перейдем к системе координат, в которой направление оси абсцисс  $\bar{x}_j$  совпадает с направлением распространения волны (например,  $\bar{x}_1$  на рис. 4.1) с помощью следующего преобразования

$$k_j x_j = k_{jx} x + k_{jy} y \quad k_j y_j = \mp k_{jy} x + k_{jx} y, \quad (4.12)$$

где  $k_{jx} = k_j \cos \alpha_j$ ,  $k_{jy} = k_j \sin \alpha_j$ ,  $\alpha_j$  - угол между направлением распространения  $j$ -ой волны и основным потоком. В этой системе координат волна не зависит от поперечной координаты  $y_j$ . Компоненты возмущения скорости вдоль  $x_j, y_j$  обозначим как  $\hat{u}_j^{(1)}, \hat{v}_j^{(1)}$ .

В первом порядке по  $\varepsilon$  для возмущения (4.11) в системе координат (4.12) уравнения движения (4.5) с учётом (4.9) записываются как

$$\begin{aligned}
& -i\left(\omega_j - \bar{u}_{a,w} k_j \cos \alpha_j\right) \widehat{u}_{a,w_j}^{(1)} + w_{a,w_j}^{(1)} \cos \alpha_j \partial_z \bar{u}_{a,w} + \frac{ik_j p_{a,w_j}^{(1)}}{\rho_{a,w}} = 0 \\
& -i\left(\omega_j - \bar{u}_{a,w} k_j \cos \alpha_j\right) \widehat{v}_{a,w_j}^{(1)} - w_{a,w_j}^{(1)} \sin \alpha_j \partial_z \bar{u}_{a,w} = 0 \\
& -i\left(\omega_j - \bar{u}_{a,w} k_j \cos \alpha_j\right) w_{a,w_j}^{(1)} + \frac{\partial_z p_{a,w_j}^{(1)}}{\rho_{a,w}} = 0 \\
& ik_j \widehat{u}_{a,w_j}^{(1)} + \partial_z w_{a,w_j}^{(1)} = 0
\end{aligned} \tag{4.13}$$

Линеаризованные граничные условия имеют вид:

1) динамические условия

$$\begin{aligned}
& p_j^{(1)} \Big|_{z=\sqrt{\lambda}\mu+0} - p_j^{(1)} \Big|_{z=\sqrt{\lambda}\mu-0} = 0 \\
& p_j^{(1)} \Big|_{z=+0} - p_j^{(1)} \Big|_{z=-0} - \left(G(1-\lambda) + \Sigma k_j^2\right) \eta_{0_j}^{(1)} = 0 \\
& p_j^{(1)} \Big|_{z=-1+0} - p_j^{(1)} \Big|_{z=-1-0} = 0
\end{aligned} \tag{4.14}$$

2) кинематические условия

$$\begin{aligned}
& -i\left(\omega_j - \frac{1}{\sqrt{\lambda}} k_j \cos \alpha_j\right) \eta_{a_j}^{(1)} - w_j^{(1)} \Big|_{z=\sqrt{\lambda}\mu\pm 0} = 0 \\
& -i\omega_j \eta_{0_j}^{(1)} - w_j^{(1)} \Big|_{z=\pm 0} = 0 \\
& -i\left(\omega_j + k_j \cos \alpha_j\right) \eta_{w_j}^{(1)} - w_j^{(1)} \Big|_{z=-1\pm 0} = 0
\end{aligned} \tag{4.15}$$

Из (4.13) следует, что

$$\widehat{u}_{a,w_j}^{(1)} = \frac{i}{k_j} \partial_z w_{a,w_j}^{(1)}, \tag{4.16}$$

$$p_{a,w_j}^{(1)}(z) = \frac{i\rho_{a,w}}{k_j} \left[ \frac{\left(\omega_j - \bar{u}_{a,w} k_j \cos \alpha_j\right)}{k_j} \partial_z w_{a,w_j}^{(1)} + w_{a,w_j}^{(1)} \cos \alpha_j \partial_z \bar{u}_{a,w}(z) \right]. \tag{4.17}$$

Из системы (4.13) легко получить, что возмущение вертикальной скорости  $w_{a,w_j}^{(1)}$  в каждом из слоёв удовлетворяет уравнению Гельмгольца, которое означает отсутствие возмущений завихренности внутри слоёв с нулевой или постоянной невозмущенной завихренностью в идеальной жидкости:

$$\frac{d^2 w_{a,w_j}^{(1)}}{dz^2} - k_j^2 w_{a,w_j}^{(1)} = 0. \tag{4.18}$$

Из (4.18) и условия отсутствия возмущения на бесконечности (4.10) следует, что

$$w_{a_j}^{(1)}(z) = \begin{cases} V_{2a-j}^{(1)} e^{-k_j(z-\sqrt{\lambda}\mu)}, & z \geq \sqrt{\lambda}\mu \\ V_{1a-j}^{(1)} e^{-k_j(z-\sqrt{\lambda}\mu)} + V_{1a+j}^{(1)} e^{k_j(z-\sqrt{\lambda}\mu)}, & 0 \leq z \leq \sqrt{\lambda}\mu \end{cases}, \tag{4.19}$$

$$w_{w_j}^{(1)}(z) = \begin{cases} V_{1w-j}^{(1)} e^{-k_j(z+1)} + V_{1w+j}^{(1)} e^{k_j(z+1)}, & -1 \leq z \leq 0 \\ V_{2w+j}^{(1)} e^{-k_j(z+1)}, & z \leq -1 \end{cases}, \quad (4.20)$$

Используя (4.16)-(4.20), из граничных условий (4.14), (4.15) получаем однородную систему алгебраических уравнений в виде

$$M_j(\omega_j, k_j, \alpha_j) X_j^{(1)} = 0. \quad (4.21)$$

где  $X_j^{(1)T} = (\eta_{a_j}^{(1)}, \eta_{0_j}^{(1)}, \eta_{w_j}^{(1)}, V_{2a-j}^{(1)}, V_{1-j}^{(1)}, V_{1a+j}^{(1)}, V_{1w-j}^{(1)}, V_{1w+j}^{(1)}, V_{2w+j}^{(1)})$ , а  $M_j(\omega_j, k_j, \alpha_j)$  – матрица размером  $9 \times 9$ . Из условия  $\det M_j = 0$  получаем дисперсионное соотношение в виде:

$$D_w(\omega_j, k_j, \alpha_j) + \lambda D_a(\omega_j, k_j, \alpha_j) = 0, \quad (4.22)$$

где  $D_w(\omega_j, k_j, \alpha_j) = \omega_j^2 \frac{\cos \alpha_j \cosh k_j - (\omega_j + k_j \cos \alpha_j) e^{k_j}}{\cos \alpha_j \sinh k_j - (\omega_j + k_j \cos \alpha_j) e^{k_j}} + \omega_j \cos \alpha_j - (G + \Sigma k_j^2) k_j$ , а

$$D_a(\omega_j, k_j, \alpha_j) = \omega_j^2 \frac{\cos \alpha_j \cosh(k_j \sqrt{\lambda} \mu) + \sqrt{\lambda} \mu (\sqrt{\lambda} \omega_j - k_j \cos \alpha_j) e^{k_j \sqrt{\lambda} \mu}}{\cos \alpha_j \sinh(k_j \sqrt{\lambda} \mu) + \sqrt{\lambda} \mu (\sqrt{\lambda} \omega_j - k_j \cos \alpha_j) e^{k_j \sqrt{\lambda} \mu}} - \frac{1}{\lambda \mu} \omega_j \cos \alpha_j + G k_j.$$

Поскольку (4.22) представляет собой уравнение 4-ого порядка относительно  $\omega_j$ , в системе существуют 4 моды (рис. 4.3), из которых две соответствуют гравитационно-капиллярным поверхностным волнам, модифицированным течением, и две – волнам на скачке завихренности в воздухе и воде.

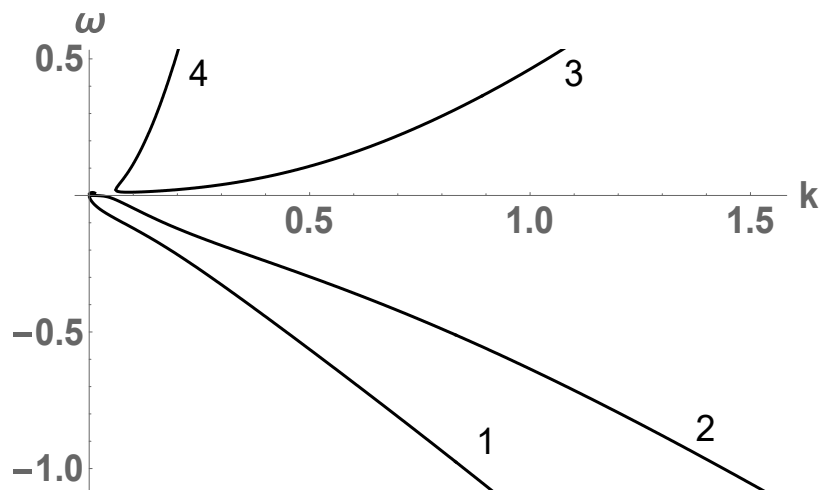


Рис. 4.3. Дисперсионные кривые при  $\alpha_j = 0$ ,  $u_* = 1$  м/с, определяемые уравнением (4.22).

Кривые 1, 3 соответствуют гравитационно-капиллярным волнам, 2 - волне на скачке завихренности в дрейфовом течении, 4 - волне на скачке завихренности в воздушном течении.

### 4.3 Условие резонансного синхронизма для трёхволнового взаимодействия в системе ветрового и дрейфового течений

Исследуем возможность выполнения условий трёхволнового синхронизма для триплета волн, изображенного на рис. 4.1. Косые волны пронумеруем как «1», «2», а продольной волне присвоим индекс «3» (для неё  $\alpha_3 = 0$ ). Ограничим рассмотрение случаем, когда  $\alpha_{1,2} = \pm\alpha$ ,  $k_1 = k_2 = k$  и  $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ , тогда условие трехволнового резонанса примет вид

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \omega_3(k_3) &= 2 \operatorname{Re} \omega(k) \\ k_3 &= 2k \cos \alpha \end{aligned} \quad (4.23)$$

Численное решение дисперсионного уравнения (4.22) показывает, что при любом значении динамической скорости воздуха  $u_*$  условия (4.23) выполняются для целого диапазона углов  $\alpha$ , причем в трёхволновом синхронизме могут участвовать разные собственные моды (пример, рис. 4.4 (а), (б)). Заметим, что при резонансном трёхволновом взаимодействии как волн на скачке завихренности (рис. 4 (а)), так и гравитационно-капиллярных (рис. 4.4 (б)), существуют критические слои, причем для первого случая он лежит в воде в области  $-1 \leq z \leq 0$ , а для второго – в воздухе в области  $0 \leq z \leq \sqrt{\lambda} \mu$ . Согласно [106],[107], в критическом слое может происходить нелинейная передача энергии от основного течения возмущениям, следствием которой может стать взрывной рост амплитуд возмущений. Как показано в [107], интенсивность этого взаимодействия обратно пропорциональна коэффициенту кинематической вязкости. Так как  $\nu_w \ll \nu_a$ , то можно ожидать наиболее быстрого роста возмущений моды на скачке завихренности дрейфового течения. В связи с этим в настоящем исследовании основное внимание уделяется изучению резонансного взаимодействия триплета именно этой моды (рис. 4.4 (а)).

Важно отметить, что аэродинамическое давление на поверхности воды оказывает слабое влияние на рассматриваемую моду. Действительно, учёт воздушного потока приводит к появлению в дисперсионном соотношении (4.22) малых слагаемых  $\left( \propto \lambda, \frac{\nu_w}{\nu_a} \right)$ , поэтому в дальнейших рассуждениях ветровой поток не учитывался, и течение считалось двухслойным с профилем скорости (4.4).

Отметим, что в [111] была исследована устойчивость горизонтального подповерхностного течения воды с кусочно-непрерывным профилем скорости по отношению к гармоническим возмущениям, распространяющимся параллельно потоку.

Было показано, что в линейном приближении возмущения оказываются устойчивыми, в то время как учёт второго порядка приводит к взрывной неустойчивости гравитационно-капиллярных волн вследствие резонансного взаимодействия волн с разным знаком энергии.

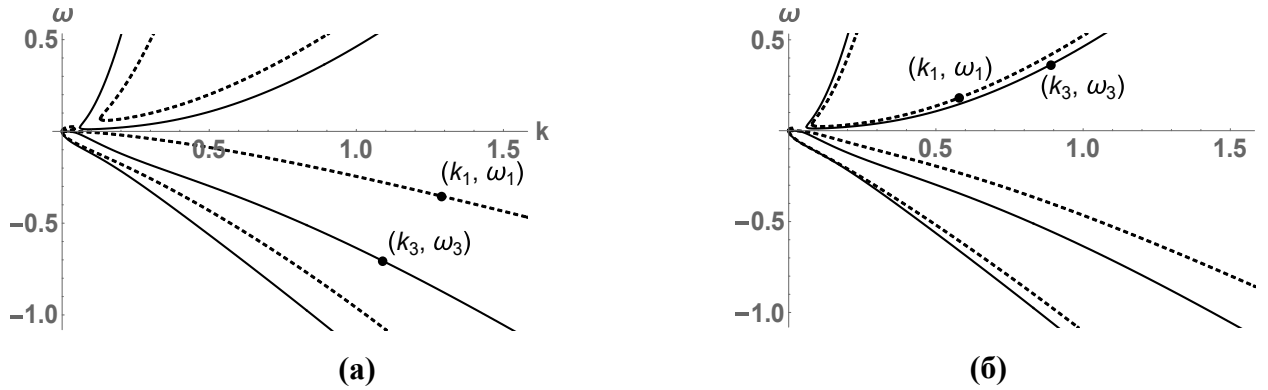


Рис. 4.4. Дисперсионные кривые для продольной (сплошные линии) и косых волн (пунктирные линии) для полного профиля скорости (4.22). На графике (а) показан пример выполнения условий (4.23) для волн на скачке завихренности в дрейфовом течении (при  $\alpha = 65^\circ, u_* = 1 \text{ м/с}$ ), на графике (б) – для гравитационно-капиллярных волн (при  $\alpha = 40^\circ, u_* = 1 \text{ м/с}$ ).

В рамках настоящей диссертации была рассмотрена более универсальная модель течения воды, в которой принималось во внимание влияние вязкости. Вне вязкого подслоя учитывались турбулентные напряжения с помощью введения эффективной вязкости  $\nu_{\text{эфф}} = \nu_w + \nu_t$ , где  $\nu_w$  – кинематическая вязкость воды, а  $\nu_t$  – турбулентная вязкость. В связи с резким отличием  $\nu_w$  от  $\nu_t$  в вязком подслое и области турбулентного течения, использовалась упрощенная кусочно-постоянная модель эффективной вязкости:

$$\nu_{\text{эфф}}(z) = \begin{cases} \nu_w, & -1 \leq z \leq 0 \\ \nu_t, & z \leq -1 \end{cases},$$

где  $\nu_w, \nu_t$  – молекулярная и турбулентная вязкость воды, причем  $\nu_w \ll \nu_t$ . В безразмерных переменных  $\text{Re}_w = \bar{u}_w \delta_w / \nu_w$ ,  $\text{Re}_t = \bar{u}_w \delta_w / \nu_t$  и  $\text{Re}_w \gg \text{Re}_t \gg 1$ .

При  $\text{Re}_w \gg 1$  в области  $-1 \leq z \leq 0$  решение невязкой задачи справедливо всюду, кроме трех слоев, два из которых расположены при  $z = 0, z = -1$  и имеют масштаб  $\delta_{\text{Re}_w} = O((k \text{Re}_w)^{-1/2})$ , а третий при  $z = z_c$ , где скорость основного потока  $\bar{u}(z_c)$  равна

фазовой скорости возмущения  $c = \omega / k$ , имеет размер  $\delta_c = O\left((k \operatorname{Re}_w)^{-1/3}\right)$ . Оценки показывают, что учет конечного значения величины  $\operatorname{Re}_w$  в окрестности  $z = 0$  приводит к появлению поправки скорости, имеющей порядок  $O(\operatorname{Re}_w^{-1})$ . На границе двух вязких жидкостей при  $z = -1$  должно выполняться условие прилипания и равенства касательных напряжений, однако при  $\operatorname{Re}_w \gg \operatorname{Re}_t^2$  касательным напряжением в верхнем слое можно пренебречь. Таким образом, при  $\operatorname{Re}_w \gg \operatorname{Re}_t^2$  вязкость в верхней области необходимо учитывать только в критическом слое, а вне него жидкость можно считать невязкой.

В новой постановке задачи течение в нижней области описывается уравнением Навье-Стокса, а в верхней области по-прежнему справедливо уравнение Эйлера (индекс «w» в дальнейшем опущен)

$$\begin{aligned} \partial_t \vec{V} + (\vec{V}, \vec{\nabla}) + \vec{\nabla} p &= -G\vec{z}_0, & -1 \leq z \leq 0 \\ \partial_t \vec{V} + (\vec{V}, \vec{\nabla}) + \vec{\nabla} p &= \operatorname{Re}_t^{-1} \Delta \vec{V} - G\vec{z}_0, & z \leq -1 \end{aligned} \quad (4.24)$$

где  $\vec{V} = \bar{u} \vec{x}_0 + \vec{v}$ . Кроме того, поскольку нижний слой теперь вязкий, появляется дополнительное граничное условие при  $z = -1 + \eta_w$  непрерывности касательного напряжения, а в уравнении непрерывности нормального напряжения возникает добавочное слагаемое. В результате динамические граничные условия для двуслойной жидкости, одна из которых вязкая, имеют вид:

$$\begin{aligned} p|_{z=\eta_0} + \Sigma \Delta_{\perp} \eta &= 0 \\ p|_{z=-1+\eta_w+0} - \left( p - 2 \operatorname{Re}_t^{-1} \frac{\partial w}{\partial z} \right) \Big|_{z=-1+\eta_w-0} &= 0 \\ \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \Big|_{z=-1+\eta_w-0} &= 0 \\ \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \Big|_{z=-1+\eta_w-0} &= 0 \end{aligned} \quad (4.25)$$

Кинематические граничные условия остаются без изменений

$$\begin{aligned} \left( \partial_t \eta_0 + (\vec{V}_{\perp}, \vec{\nabla}_{\perp}) \eta_0 - V_z \right) \Big|_{z=\eta_0-0} &= 0 \\ \left( \partial_t \eta_w + (\vec{V}_{\perp}, \vec{\nabla}_{\perp}) \eta_w - V_z \right) \Big|_{z=-1+\eta_w \pm 0} &= 0 \end{aligned} \quad (4.26)$$

Как и при рассмотрении полного профиля скорости, решая линеаризованную задачу, все переменные можно выразить через смещения  $\eta_{0_j}^{(1)}, \eta_{w_j}^{(1)}$  и возмущение вертикальной

скорости  $w_j^{(1)}$ , однако, поскольку течения в нижней области вязкое,  $w_j^{(1)}$  при  $-\infty \leq z \leq -1$  вместо (4.18) должно удовлетворять уравнению Орра-Зоммерфельда. В результате

$$\begin{aligned} \frac{d^2 w_j^{(1)}}{dz^2} - k_j^2 w_j^{(1)} &= 0, & -1 \leq z \leq 0 \\ \left[ \frac{d^2}{dz^2} - k_j^2 + i \operatorname{Re}_t (\omega_j + k_j \cos \alpha_j) \right] \left( \frac{d^2 w_j^{(1)}}{dz^2} - k_j^2 w_j^{(1)} \right) &= 0, & -\infty \leq z \leq -1 \end{aligned} \quad (4.27)$$

Из (4.27) и отсутствия возмущений на бесконечности следует, что

$$w_j^{(1)}(z) = \begin{cases} V_{1-j}^{(1)} e^{-k_j(z+1)} + V_{1+j}^{(1)} e^{k_j(z+1)}, & -1 \leq z \leq 0 \\ V_{2+j}^{(1)} e^{k_j(z+1)} + V_{2\beta_j}^{(1)} e^{k_j \beta_j(z+1)}, & -\infty \leq z \leq -1 \end{cases}, \quad (4.28)$$

где  $\beta_j = \sqrt{1 - \frac{i \operatorname{Re}_t (\omega_j + k_j \cos \alpha_j)}{k_j^2}}$ .

Проводя выкладки, аналогичные представленным в разделе 4.2, получаем однородную систему алгебраических уравнений в виде

$$L_j(\omega_j, k_j, \alpha_j, \operatorname{Re}_t) X_j^{(1)} = 0, \quad (4.29)$$

где  $X_j^{(1)T} = (\eta_{0_j}^{(1)}, \eta_{w_j}^{(1)}, V_{1-j}^{(1)}, V_{1+j}^{(1)}, V_{2+j}^{(1)}, V_{2\beta_j}^{(1)})$ , а  $L_j(\omega_j, k_j, \alpha_j, \operatorname{Re}_t)$  – матрица размером  $6 \times 6$ . Из условия равенства нулю определителя  $L_j$  находим дисперсионное соотношение, которое при  $\operatorname{Re}_t \gg 1$  можно разложить в ряд Тейлора, и тогда оно примет вид:

$$D_w(\omega_j, k_j, \alpha_j) + \operatorname{Re}_t^{-1} D_1(\omega_j, k_j, \alpha_j, \operatorname{Re}_t) = 0, \quad (4.30)$$

где  $D_w(\omega_j, k_j, \alpha_j)$  определено в (4.22). Численное решение дисперсионного уравнения (4.30) показывает, что как в случае (4.22) при любом значении динамической скорости воздуха  $u_*$  условия (4.23) выполняются для целого диапазона углов  $\alpha$ . Пример выполнения условий трёхволнового синхронизма показан на рис. 4.5.

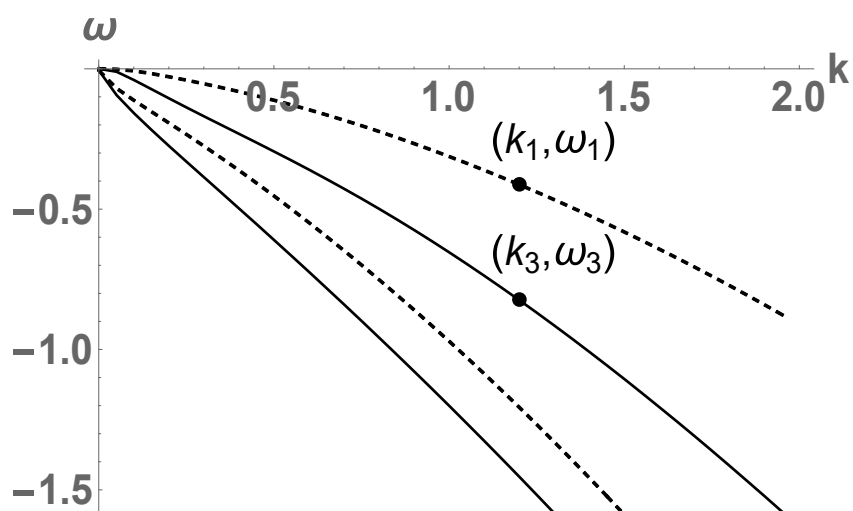


Рис. 4.5. Дисперсионные кривые для дрейфового течения (4.30): сплошные кривые соответствуют продольной волне, пунктирные кривые – косо́й волне. Резонансные частоты и волновые числа:  $k = k_3 = 1.2$ ,  $\omega = -0.41 - 0.06i$ ,  $\omega_3 = -0.82 - 0.07i$ . Внешние параметры:  $u_* = 1.1 \text{ м/с}$ ,  $\delta_w = 0.8 \text{ мм}$ ,  $\nu_w = 0.01 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\nu_t = 12\nu_w$ ,  $\alpha = 60^\circ$ .



### 4.3 Трёхволновое взаимодействие с учётом нелинейности граничных условий и вязкости в критическом слое

Для получения системы трехволнового взаимодействия в уравнениях движения (4.24) и граничных условиях (4.25), (4.26) необходимо сохранить слагаемые второго порядка малости. Кроме того, в порядке  $\varepsilon^2$  появляется вихревая составляющая скорости, обусловленная нелинейностью. В итоге возмущение вертикальной скорости во втором приближении определим, как

$$w_j(\vec{r}, t) = \left\{ \varepsilon A_j(\varepsilon t) w_j^{(1)}(z) + \varepsilon^2 \left( w_j^{(2)}(z) + W_j(z) \right) \right\} \exp \left[ -i\omega_j t + ik_j x_j - \omega_j t \right] \quad (4.31)$$

где  $\omega_j = \text{Re}(\omega_j)$ ,  $\omega_j = \text{Im}(\omega_j)$ , а слагаемое с  $W_j(z)$  есть частное решение неоднородных уравнений движения второго порядка отличное от нуля в области  $-1 \leq z \leq 0$ . Заметим, что во втором приближении  $w_j^{(2)}, W_j$  не зависят от времени, а вид функции  $w_j^{(2)}$  совпадает с  $w_j^{(1)}$  (4.28). Речь о том, как определить  $W_j(z)$  пойдет ниже.

Запишем граничные условия в системе координат (4.12) во втором порядке малости:

1) динамические условия

$$\begin{aligned} p_j^{(2)} \Big|_{z=0} + (G + \Sigma k_j^2) \eta_{0j}^{(2)} &= - \left\langle \eta_0^{(1)} \partial_z p^{(1)} \Big|_{z=0} \right\rangle_j \\ p_j^{(2)} \Big|_{z=-1+0} - (p_j^{(2)} - 2 \text{Re}_t^{-1} \partial_z w_j^{(2)}) \Big|_{z=-1-0} &= - \left\langle \eta_w^{(1)} \partial_z \left( p^{(1)} \Big|_{z=-1+0} - (p^{(1)} - 2 \text{Re}_t^{-1} \partial_z w^{(1)}) \Big|_{z=-1-0} \right) \right\rangle_j, \quad (4.32) \\ (\partial_z u_j^{(2)} + ik_j w_j^{(1)}) \Big|_{z=-1-0} &= - \left\langle \eta_w^{(1)} \partial_z (\partial_z u_j^{(2)} + ik_j w_j^{(1)}) \Big|_{z=-1-0} \right\rangle_j \end{aligned}$$

где  $\langle \dots \rangle_j$  – умножение на  $\exp[-ik_j x_j + i\omega_j t]$  и усреднение.

2) кинематические условия

$$\begin{aligned} -i\omega_j \eta_{0j}^{(2)} - w_j^{(2)} \Big|_{z=0} &= -\eta_{0j}^{(1)} \partial_\tau A_j(\tau) + W_j(0) + \left\langle \eta_0^{(1)} \partial_z w^{(1)} - (\vec{v}_\perp^{(1)}, \vec{\nabla}_\perp) \eta_0^{(1)} \right\rangle_j \Big|_{z=0} \\ -i(\omega_j + k_j \cos \alpha_j) \eta_{wj}^{(2)} - w_j^{(2)} \Big|_{z=-1+0} &= -\eta_{wj}^{(1)} \partial_\tau A_j(\tau) + W_j(-1) + \left\langle \eta_w^{(1)} \partial_z w^{(1)} - (\vec{v}_\perp^{(1)}, \vec{\nabla}_\perp) \eta_w^{(1)} \right\rangle_j \Big|_{z=-1+0} \quad (4.33) \\ -i(\omega_j + k_j \cos \alpha_j) \eta_{wj}^{(2)} - w_j^{(2)} \Big|_{z=-1-0} &= -\eta_{wj}^{(1)} \partial_\tau A_j(\tau) + \left\langle \eta_w^{(1)} \partial_z w^{(1)} - (\vec{v}_\perp^{(1)}, \vec{\nabla}_\perp) \eta_w^{(1)} \right\rangle_j \Big|_{z=-1-0} \end{aligned}$$

Из уравнений движения (4.24) и условия несжимаемости во втором порядке находим, что

$$u_j^{(2)} = \frac{i}{k_j} \partial_z w_j^{(2)} \quad (4.34)$$

$$p_j^{(2)}(z) = \begin{cases} \frac{i}{k_j^2} \left[ (\omega_j - k_j z \cos \alpha_j) \partial_z w_j^{(2)} + w_j^{(2)} k_j \cos \alpha_j \right] + W_j \cos \alpha_j + \\ + \frac{(\omega_j - k_j z \cos \alpha_j)}{k_j} \partial_z W_j + \frac{i}{k_j} \left( u_j^{(1)} \partial_\tau A_j(\tau) + \left\langle (\vec{v}^{(1)}, \vec{\nabla}) (\vec{v}_\perp^{(1)}, \vec{x}_j) \right\rangle_j \right), & -1 \leq z \leq 0 \\ \frac{i}{k_j^2} \left[ (\omega_j + k_j \cos \alpha_j) \partial_z w_j^{(2)} - \frac{i}{\text{Re}_t} (\partial_z^3 w_j^{(2)} - k_j^2 \partial_z w_j^{(2)}) \right] + \\ + \frac{i}{k_j} \left( u_j^{(1)} \partial_\tau A_j(\tau) + \left\langle (\vec{v}^{(1)}, \vec{\nabla}) (\vec{v}_\perp^{(1)}, \vec{x}_j) \right\rangle_j \right), & -\infty \leq z \leq -1 \end{cases} \quad (4.35)$$

Используя (4.34), (4.35), из граничных условий (4.32), (4.33) для  $j$ -ой волны получаем неоднородную систему уравнений в виде

$$L_j(\omega_j, k_j, \alpha_j, \text{Re}_t) X_j^{(2)} = \partial_\tau A_j(\tau) b_{\tau_j} + b_{nl_j} + b_{w_j}, \quad (4.36)$$

где  $L_j$  та же матрица, что была в линейном приближении и  $\det L_j = 0$ , столбец  $X_j^{(2)}$  совпадает с  $X_j^{(1)}$  с точностью до замены индексов  $2 \rightarrow 1$ . Первое слагаемое в правой части (4.36) отвечает за медленное изменение амплитуды  $j$ -ой волны, второе – за нелинейность граничных условий, третье – за появление вихревой скорости  $W_j$ .

Поскольку  $\omega_j, k_j$  удовлетворяют дисперсионному соотношению, для разрешимости системы (4.36) для каждой из волн правая часть должна быть ортогональна собственному вектору  $u_j$ , соответствующей сопряженной однородной задачи. Таким образом, получаем:

$$\partial_\tau A_j(\tau) (b_{\tau_j}, u_j) + (b_{nl_j}, u_j) + (b_{w_j}, u_j) = 0. \quad (4.37)$$

Для определения коэффициентов, входящих в уравнение (4.37), необходимо использовать решение линейной задачи  $X_j^{(1)}$ . Так как столбец  $X_j^{(1)}$  определен с точностью до множителя, без ограничения общности рассмотрим такую норму  $X_j^{(1)}$ , что  $w_j^{(1)}(0) = 1$ . Собственный вектор  $u_j$  нормируем так, что первая компонента равна 1. В этом случае выражение для первого слагаемого (4.37) примет вид

$$(b_{w_j}, u_j) = i \frac{\omega_j}{k_j^2} \int_{-1}^0 \left( \frac{d^2 W_j}{dz^2} - k_j^2 W_j \right) w_j^{(1)}(z) dz. \quad (4.38)$$

Перейдем к вопросу определения  $W_j(z)$ . Величину  $W_j(z)$  можно попытаться найти из уравнений движения в невязком пределе, тогда получим, что

$$\left( \frac{d^2 W_j}{dz^2} - k_j^2 W_j \right) = i \frac{\left\langle k_j^2 (\vec{v}^{(1)}, \vec{\nabla} w^{(1)}) + ik_j \partial_z (\vec{v}^{(1)}, \vec{\nabla} (\vec{v}_\perp^{(1)}, \vec{x}_j)) \right\rangle_j}{(\omega_j - \bar{u}(z) k_j \cos \alpha_j)}. \quad (4.39)$$

Тогда при  $\text{Re}_t \gg \text{Re}_w \gg 1$  для каждой из волн интеграл (4.38) будет иметь полюс высокого порядка в критическом слое при  $z = z_c$ , который оказывается общим для всех волн. Для устранения особенности необходимо учитывать вязкость в критическом слое  $z_c - \delta_c \leq z \leq z_c + \delta_c$ , а вне критического слоя можно использовать невязкое решение (39).

Решение вязкой задачи для чисто сдвигового течения детально изложено в [106]. Для рассматриваемой задачи критический слой также лежит в области линейного профиля скорости, поэтому все математические выкладки полностью совпадают с [106] с точностью до замены  $e^{-k_j z_0} \rightarrow w_j^{(1)}(z_c)$  и  $1/\nu \rightarrow \text{Re}_w$ . Итоговое выражение (4.38) для косых волн имеет вид

$$(b_{w_{1,2}}, u_{1,2}) = -\frac{\omega}{k^2} \pi \text{Re}_w \sin^2 \alpha \left( w_{1,2}^{(1)} w_{2,1}^{(1)*} w_3^{(1)} \right) \Big|_{z=z_c} A_3 A_{2,1}^*. \quad (4.40)$$

При выводе (4.40) учитывается, что основную роль в (4.38) играет именно критический слой, а интегрирование по области вне критического слоя не даёт существенного вклада.

Для продольной волны, как показано в [106], интегрирование в (4.38) по критическому слою с использованием вязкого решения даёт 0. В итоге, (4.38) при  $j = 3$  определяется интегрированием невязкого решения (4.39), при этом контур интегрирования необходимо деформировать так, чтобы он лежал под особенностью  $z = z_c$ , то есть

$$(b_{w_3}, u_3) = i \frac{\omega_3}{k_3^2} \int_C \frac{\left\langle k_3^2 (\vec{v}^{(1)}, \vec{\nabla} w^{(1)}) + ik_3 \partial_z (\vec{v}^{(1)}, \vec{\nabla} (\vec{v}_\perp^{(1)}, \vec{x}_0)) \right\rangle_3 w_3^{(1)}(z) dz}{(\omega_3 - k_3 z)} = \gamma_{w_3} A_1 A_2, \quad (4.41)$$

где  $\gamma_{w_3}$  – комплексное число, зависящее от  $k_j, \omega_j, \alpha$ .

Определение второго и третьего слагаемых уравнении (4.37) осуществляется напрямую. Проведение преобразований в рассматриваемой модели осуществлялось в системе компьютерной алгебры Wolfram Mathematica.

Таким образом, условия разрешимости (4.37) могут быть записаны в виде системы уравнений, описывающих модуляцию амплитуд волн  $A_j$ , которая имеет вид

$$\begin{aligned} \partial_\tau A_1 &= \Lambda_1 A_3 A_1^* \exp[\text{Im } \omega_3 \tau] \\ \partial_\tau A_3 &= \Lambda_3 A_1^2 \exp[\text{Im}(2\omega - \omega_3) \tau] \end{aligned} \quad (4.42)$$

где было сделано дополнительно предположение, о том  $A_1 = A_2$ , а  $\Lambda_j$  - комплексные числа, зависящие от  $\omega_j, k_j, \alpha_j, \text{Re}_t, \text{Re}_w$ .

#### 4.4 Сравнение решения модельной задачи и экспериментальных данных

Для случая  $\text{Im } \omega_j = 0$  подробный анализ системы (4.42) приведён в статье [106], в которой было показано, что при  $\exp[i \text{Arg}(\Lambda_1 \Lambda_3)] \neq 1$ , решение системы (4.42) растёт взрывным образом (как  $\propto \frac{1}{t-t_0}$ , где  $t_0$  – время развития неустойчивости). В настоящей задаче также реализуется подобный сценарий, так что амплитуды всех волн неограниченно возрастают (см. рис. 4.6). Стоит отметить, что взаимодействующие волны имеют один и тот же знак энергии, а рост амплитуд возмущений, как и в [106],[107], обусловлен передачей энергии внутри критического слоя, который является общим для всех трех волн.

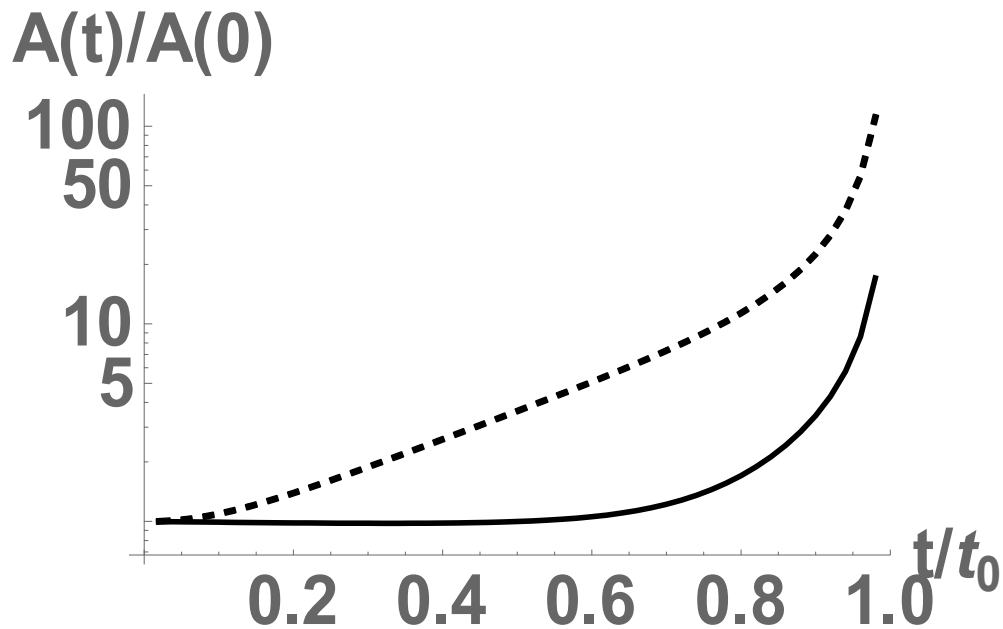


Рис. 4.6. Характерная зависимость амплитуд возмущения от времени. Сплошная линия соответствует амплитуде продольной волны, пунктирная линия – амплитуде косой волны. Параметры те же, что указаны на рис. 4.4.

Каждой из волн возмущения соответствует двумерное смещение границы раздела воды и воздуха  $\eta_{0,3}$ , и рост амплитуды возмущений также приводит к увеличению смещения  $\eta_{0,3}$ . В результате суперпозиции смещений поверхности воды, обусловленных продольной и косыми волнами, образуется трёхмерная структура (рис. 4.7). На рис. 4.6 и 4.7 отражены важные особенности рассматриваемой модели. Во-первых, резкий рост

амплитуды при  $t$  близком к  $t_0$ . Во-вторых, образование трёхмерных структур, у которых продольный и поперечный масштабы – величины одного порядка.

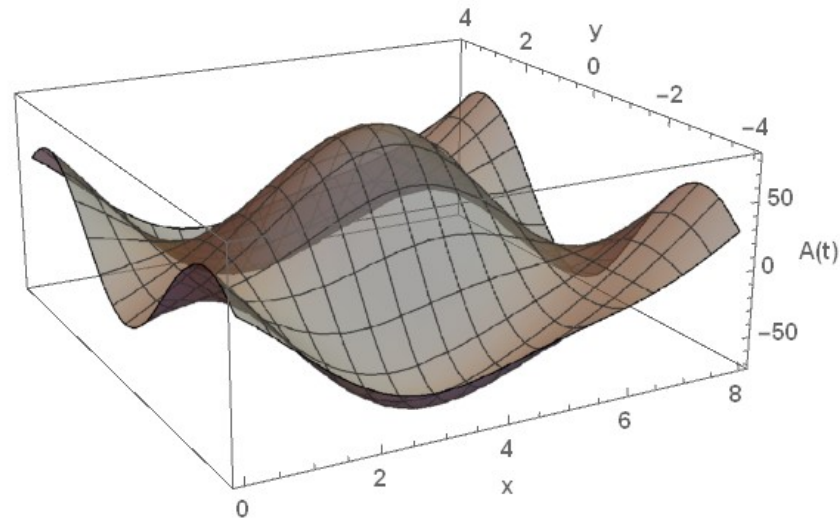


Рис. 4.7. Суперпозиция смещений поверхности воды, обусловленных волнами возмущений,  $\text{Re}[\eta_{0_3}(t)e^{-i\omega_3 t + ik_3 x} + 2\eta_{0_1}(t)e^{-i\omega t + k_x x} \cos k_y y]$ , при  $t$  близком к  $t_0$ .

Динамика рассмотренной структуры похожа на начальный этап явления дробления типа “парашют”. На рис. 2.7. (а)-(д) схематично показаны характерные стадии развития “парашюта”. Подчеркнем, что “парашюты” представляют собой локализованные объекты, в то время как в рассматриваемой модели возмущение носит периодический характер. Однако нужно учесть, что при фиксированном значении динамической скорости воздуха  $u_*$  трёхволновый синхронизм выполняется для целого диапазона углов  $\Delta\alpha$ , причем разным углам соответствуют разные волновые числа и частоты. Как следствие, интервалу  $\Delta\alpha$  соответствует некоторый диапазон волновых чисел  $\Delta k$  и резонансных частот  $\Delta\omega$ , то есть спектр неустойчивых возмущений оказывается широкополосным. На рис. 4.8 показано, что разным значениям  $\alpha$  соответствуют различные временные масштабы развития неустойчивости, причем существует диапазон углов  $\Delta\alpha$ , для которых это время остается практически тем же самым, что также указывает на широкополосный характер возмущения.

Временному спектру, имеющему характерный масштаб  $\Delta\omega$ , соответствует возмущение с временным масштабом

$$t = \frac{2\pi\delta_w}{\Delta\omega\bar{u}_w}. \quad (4.43)$$

Аналогично, оценим поперечный масштаб возмущений как

$$L_{\perp} = \frac{2\pi\delta_w}{\Delta k_{\perp}}, \quad (4.44)$$

где  $\Delta k_{\perp} = k \cos \alpha$ . Полученные зависимости  $L_{\perp}$  и  $t$  от динамической скорости ветра  $u_*$  представлены на рис. 10 (а), (б). Аппроксимируя их степенной функцией, получим

$$L_{\perp} = 1.1u_*^{-0.55}, \quad (4.45)$$

$$t = 13u_*^{-2.02}, \quad (4.46)$$

где  $L_{\perp}$  в сантиметрах,  $t$  в миллисекундах,  $u_*$  в м/с.

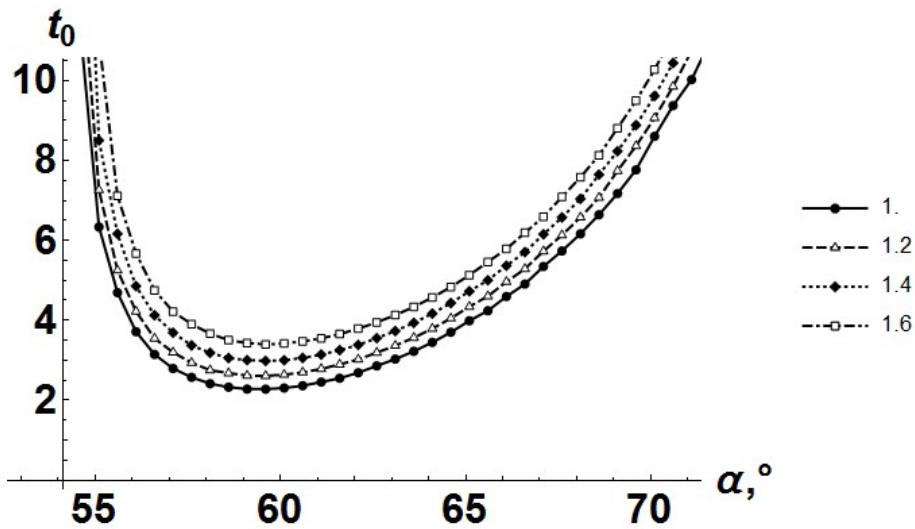


Рис. 4.8. График зависимости безразмерного времени развития взрывной неустойчивости  $t_0$  от угла между направлением распространения косых волн и основного потока  $\alpha$  для разных значений динамической скорости.

Как указано выше, взрывной рост амплитуд волн возмущения также приводит к росту смещения водной поверхности и образованию трехмерных выступов. По нашему предположению, именно эти возвышения являются начальной стадией явления дробления по типу «парашют» (рис. 2.7 (а), (б)), причем поперечному размеру «парашюта» соответствует (4.45), а время жизни «парашюта» должно иметь такой же порядок, что и время образования возмущений поверхности воды (4.46). Во второй главе на основе экспериментальных данных было показано, что средний диаметр «парашюта» в момент начала надувания  $\langle D_1 \rangle$  и его время жизни  $\langle \tau \rangle$  зависят от динамической скорости как

$$\langle D_1 \rangle = 1.2u_*^{-1}, \quad (4.47)$$

$$\langle \tau \rangle = 7.7u_*^{-2}, \quad (4.48)$$

где  $\langle D_1 \rangle$  в сантиметрах,  $\langle \tau \rangle$  в миллисекундах,  $u_*$  в м/с.

Количественные значения поперечного масштаба (4.45) и (4.47) близки, хотя (4.47) имеет более резкую зависимость от динамической скорости. Однако если вместо аппроксимации (4.47) сравнивать результаты моделирования непосредственно с экспериментальными данными (рис. 4.9 (а)), то увидим более точное соответствие. Характерные временные масштабы, определенные в (4.46) и (4.48), имеют одинаковую зависимость от динамической скорости. Отличие коэффициентов может быть обусловлено тем, что  $\langle \tau \rangle$  представляет собой время надувания «парашюта» от стадии (в) до (д) рис. 2.7, в то время как величина  $t$  (4.46) определяет временной интервал от стадии (а) до (в) рис. 2.7.

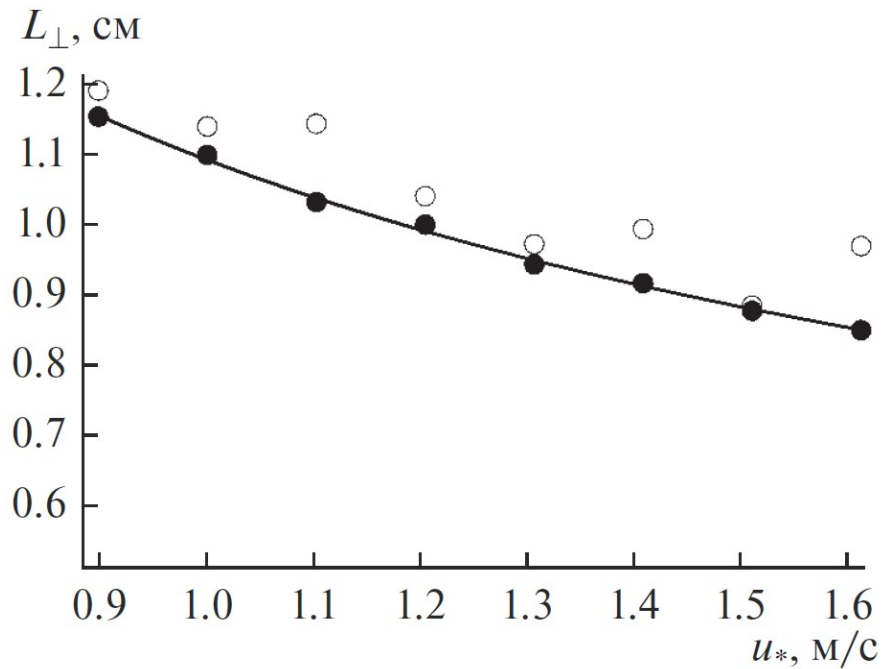


Рис. 4.9. Поперечный масштаб «парашютов»: чёрные кружки – размер (4.44), полученный в рамках данного исследования, линия – его аппроксимация (4.45), пустые кружки – экспериментальные данные, представленные в [112].

Подчеркнем, что основное влияние на итоговую зависимость характерных временных и пространственных параметров возмущения (4.45) и (4.46) оказывают завихренность  $\Gamma_w = \bar{u}_w / \delta_w$  и толщина пограничного слоя  $\delta_w$ , которые фигурируют в формулах (4.43), (4.44).



#### 4.5 Заключение

Глава 4 посвящена теоретическому исследованию гидродинамической неустойчивости границы раздела воды и воздуха, следствием развития которой может стать дробление по типу «парашют», являющееся одним из основных источников брызг при ураганном ветре (см. Главу 2). Предложена гипотеза о том, что формирование начальных возвышений водной поверхности, которые подвергаются дроблению, обусловлено гидродинамической неустойчивостью возмущений ветрового дрейфового течения в воде. Рассмотрена слабо-нелинейная стадия неустойчивости в форме резонансного трёхволнового взаимодействия. Установлено, что нелинейное резонансное взаимодействие триплета возмущений ветрового дрейфа, из которых одна волна направлена вдоль потока, а две другие – под углом к нему, приводит к взрывному росту амплитуд. В рамках кусочно-непрерывной модели профиля дрейфового течения и кусочно-постоянной модели вязкости найдены характерные временные и пространственные масштабы возмущений и показано, что их характерные зависимости от динамической скорости ветра согласуются с полученными ранее экспериментальными данными [112]. Таким образом, возмущения, которые формируются за счет взрывной неустойчивости при трёхволновом взаимодействии, могут рассматриваться в качестве начальной стадии дробления по типу «парашют».

Предложенная модель не может рассматриваться как окончательная, поскольку не объясняет наблюдаемую пороговую зависимость явления дробления по типу «парашют» от динамической скорости ветра. Одним из возможных способов решения этой проблемы может стать учёт затухания амплитуд возмущений вследствие вязкости, которое приведёт к появлению порога по начальной амплитуде, зависящей от динамической скорости ветра. Однако останется открытым вопрос о том, какие процессы отвечают за образование этих начальных возмущений.

## Заключение

В заключении кратко сформулированы основные результаты диссертации.

1. На основе данных лабораторных экспериментов были классифицированы события на поверхности воды, обдуваемой высокоскоростным воздушным потоком, приводящие к образованию брызг. Показано, что доминирующим источником брызг, срываемых с гребней волн, при ураганных скоростях ветра является механизм аналогичный дроблению по типу «парашют» жидких капель и струй в газовых потоках. На основе общих принципов статистической физики получена зависимость числа событий фрагментации по типу «парашют» от скорости ветра.

2. Построена функция генерации брызг, обусловленных механизмом дробления по типу «парашют». Использована модель, учитывающая, что генерация брызг при одном событии фрагментации обусловлена двумя механизмами: разрывом плёнки купола «парашюта» и дроблением его «ободка». Для количественных оценок статистики капель от одного события дробления по типу «парашют» использовалась аналогия между процессами разрыва купола «парашюта» и подводного пузыря, а также сходство между фрагментацией его «ободка» и дроблением жидкой «нити». Построенная функция генерации хорошо согласуется с имеющимися результатами лабораторных экспериментов и натурных наблюдений о статистике капель при ураганных ветрах.

3. Получены количественные оценки влияния явления дробления по типу «парашют» на обмен импульсом между атмосферой и океаном, который определяется вкладом двух факторов: сопротивления, оказываемого куполами «парашютов» как препятствиями, и ускорения воздушным потоком капель в процессе их генерации. Их комбинация, а также учёт стратификации приподнятого слоя атмосферы за счёт присутствия взвешенных капель приводят к немонотонной зависимости коэффициента аэродинамического сопротивления от скорости ветра.

4. На основе анализа уравнения баланса тепла капли во влажной атмосфере показано, что поток энтальпии от капли в атмосферу равен количеству тепла, отдаваемого каплей вследствие её охлаждения от температуры воды до температуры влажного термометра. Получены оценки потока энтальпии, связанного с брызгами, для характерных условий тропического циклона. Показано, что при скоростях ветра более 45-50 м/с поток энтальпии от капель по величине сравним с прямым турбулентным потоком энтальпии от поверхности океана.

5. Предложена и исследована гипотеза о том, что формирование начальных возвышений водной поверхности, развитие которых может приводить к дроблению по типу «парашют», обусловлено гидродинамической неустойчивостью ветрового дрейфового течения. Определены параметры, при которых слабо нелинейное трёхволновое резонансное взаимодействие собственных волн дрейфового течения, приводит к взрывному росту их амплитуд. Получена зависимость поперечного размера смещения поверхности воды, обусловленного этим взаимодействием, от динамической

скорости ветра, которая согласуется с экспериментальными данными о размерах «парашютов».

## Список литературы

- [1] Large W.G. и S. Pond. Open Ocean Momentum Flux Measurements in Moderate to Strong Winds // *J. Phys. Oceanogr.* - 1981 г. - Т. 11. - С. 324–336.
- [2] Large W.G. и S. Pond. Sensible and Latent Heat Flux Measurements over the Ocean // *J. Phys. Oceanogr.* - 1982 г. - Т. 12. - С. 464–482.
- [3] M. M. Bell, M. T. Montgomery, и К. А. Emanuel. Air-sea enthalpy and momentum exchange at major hurricane wind speeds observed during CBLAST // *J. Atmos. Sci.* - 2012 г. - Т. 69. - №11. - С. 3197–3222.
- [4] M. D. Powell, P. J. Vickery, и Т. А. Reinhold. Reduced drag coefficient for high wind speeds in tropical cyclones // *Nature* - 2003 г. - Т. 422. - №6929. - С. 279–283.
- [5] Y. I. Troitskaya, D. A. Sergeev, A. A. Kandaurov, G. A. Baidakov, M. A. Vdovin, и V. I. Kazakov. Laboratory and theoretical modeling of air-sea momentum transfer under severe wind conditions // *J. Geophys. Res. Ocean.* - 2012 г. - Т. 117. - №6. - С. 1–13.
- [6] M. A. Donelan *и др.* On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds // *Geophys. Res. Lett.* - 2004 г. - Т. 31. - №18. - С. L18306, 1–5.
- [7] E. Jarosz, D. A. Mitchell, D. W. Wang, и W. J. Teague. Bottom-up Determination of Air-Sea Momentum Exchange under a Major Tropical Cyclone // *Science (80-. )*. - 2007 г. - Т. 315. - С. 1707–1709.
- [8] K. A. Emanuel. Sensitivity of tropical cyclones to surface exchange coefficients and a revised steady-state model incorporating eye dynamics // *J. Atmos. Sci.* - 1995 г. - Т. 52. - С. 3969–3976.
- [9] E. L. Andreas, J. B. Edson, E. C. Monahan, M. P. Rouault, и S. D. Smith. The spray contribution to net evaporation from the sea: A review of recent progress // *Boundary-Layer Meteorol.* - 1995 г. - Т. 72. - №1–2. - С. 3–52.
- [10] E. L. Andreas. A review of the sea spray generation function for the open ocean // *Atmos. Interact.* - 2002 г. - Т. 1. - С. 1–46.
- [11] F. Veron. Ocean Spray // *Annu. Rev. Fluid Mech.* - 2015 г. - Т. 47. - №1. - С. 507–538.
- [12] R. S. Bortkovskii. On the mechanism of interaction between the ocean and the atmosphere during a storm // *Fluid Mech. Sov. Res* - 1973 г. - Т. 2. - С. 87–94.
- [13] E. L. Andreas. Thermal and size evolution of sea spray droplets, Hanover.
- [14] S. C. Ling и Т. W. Kao. Parameterization of the moisture and heat transfer process over the ocean under whitecap sea states // *J. Phys. Oceanogr.* - 1976 г. - Т. 6. - С. 306–315.
- [15] С. С. Кутателадзе и М. А. Стырикович. *Гидродинамика газожидкостных систем*. Москва: Энергия, 1976.

- [16] B. J. Azzopardi. Disturbance wave frequencies, velocities and spacing in vertical annular two-phase flow // *Nucl. Eng. Des.* - 1986 г. - Т. 92. - №2. - С. 121–133.
- [17] D. E. Spiel. The number and size of jet drops produced by air bubbles bursting on a fresh water surface // *J. Geophys. Res.* - 1994 г. - Т. 99. - №C5. - С. 10289–10296.
- [18] D. E. Spiel. The sizes of the jet drops produced by air bubbles bursting on sea-and fresh-water surfaces // *Tellus, Ser. B* - 1994 г. - Т. 46B. - №4. - С. 325–338.
- [19] D. E. Spiel. On the births of jet drops from bubbles bursting on water surfaces // *J. Geophys. Res.*, - 1995 г. - Т. 100. - С. 4995–5006.
- [20] D. E. Spiel. More on the births of jet drops from bubbles bursting on seawater surfaces // *J. Geophys. Res.* - 1997 г. - Т. 102. - С. 5815–5821.
- [21] D. E. Spiel. On the births of film drops from bubbles bursting on seawater surfaces // *J. Geophys. Res. Ocean.* - 1998 г. - Т. 103. - №C11. - С. 24907–24918.
- [22] P. H. Marmottant и E. Villermaux. On spray formation // *J. Fluid Mech.* - 2004 г. - Т. 498. - №498. - С. 73–111.
- [23] H. Lhuissier и E. Villermaux. Bursting bubble aerosols // *J. Fluid Mech.* - 2012 г. - Т. 696. - №November 2011. - С. 5–44.
- [24] D. C. Blanchard. *The electrification of the atmosphere by particles from bubbles in the sea*, - Т. 1. - №С. Pergamon, 1963.
- [25] D. C. Blanchard и L. D. Syzdek. Film drop production as a function of bubble Size // *J. Geophys. Res.* - 1988 г. - Т. 93. - С. 3649–3654.
- [26] M. Koga. Direct production of droplets from breaking wind-waves –its observation by a multi-colored overlapping exposure photographing technique // *Tellus* - 1981 г. - Т. 33. - №6. - С. 552–563.
- [27] F. Veron, C. Hopkins, E. L. Harrison, и J. A. Mueller. Sea spray spume droplet production in high wind speeds // *Geophys. Res. Lett.* - 2012 г. - Т. 39. - №16. - С. 1–5.
- [28] Y. Troitskaya, A. Kandaurov, O. Ermakova, D. Kozlov, D. Sergeev, и S. Zilitinkevich. Bag-breakup fragmentation as the dominant mechanism of sea-spray production in high winds // *Sci. Rep.* - 2017 г. - Т. 7. - №1. - С. 1–4.
- [29] R. J. Cipriano и D. C. Blanchard. Bubble and aerosol spectra produced by a laboratory ‘breaking wave’ // *J. Geophys. Res.* - 1981 г. - Т. 86. - №C9. - С. 8085–8092.
- [30] D. K. Woolf, P. A. Bowyer, и E. C. Monahan. Discriminating between the film drops and jet drops produced by a simulated whitecap // *J. Geophys. Res. Ocean.* - 1987 г. - Т. 92. - №C5. - С. 5142–5150.
- [31] P. Mestayer и C. Lefauconnier. Spray droplet generation, transport, and evaporation in a wind wave tunnel during the humidity exchange over the sea experiments in the

- simulation tunnel // *J. Geophys. Res.* - 1988 г. - Т. 93. - С. 572–586.
- [32] W. C. Keene и др. Chemical and physical characteristics of nascent aerosols produced by bursting bubbles at a model air-sea interface // *J. Geophys. Res. Atmos.* - 2007 г. - Т. 112. - №21. - С. 1–16.
- [33] J. Wu. Jet drops produced by bubbles bursting at the surface of seawater // *J. Phys. Oceanogr.* - 2002 г. - Т. 32. - №11. - С. 3286–3290.
- [34] F. J. Resch, J. S. Darrozes, и G. M. Afeti. Marine liquid aerosol production from bursting of air bubbles // *J. Geophys. Res.* - 1986 г. - Т. 91. - №C1. - С. 1019–1029.
- [35] E. L. Andreas. Sea spray and the turbulent air-sea heat fluxes // *J. Geophys. Res.* - 1992 г. - Т. 97. - №C7. - С. 11429–11441.
- [36] J. Wu, J. Murray, и J. Lai. Production and distributions of sea spray - 1984 г. - Т. 89. - С. 8163–8169.
- [37] M. A. Miller. An investigation of aerosol generation in the marine planetary boundary layer, Pa. State Univ., 1987.
- [38] E. L. Andreas. A new sea spray generation function for wind speeds up to 32 m/s // *J. Phys. Oceanogr.* - 1998 г. - Т. 28. - №11. - С. 2175–2184.
- [39] C. W. Fairall, J. D. Kepert, и G. J. Holland. The effect of sea spray on surface energy transports over the ocean // *Glob. Atmos. Ocean Syst.* - 1994 г. - Т. 2. - №January. - С. 121–142.
- [40] D. Zhao, Y. Toba, K. I. Sugioka, и S. Komori. New sea spray generation function for spume droplets // *J. Geophys. Res. Ocean.* - 2006 г. - Т. 111. - №2.
- [41] V. N. Kudryavtsev. On the effect of sea drops on the atmospheric boundary layer // *J. Geophys. Res. Ocean.* - 2006 г. - Т. 111. - №7. - С. 1–18.
- [42] J. W. Bao, C. W. Fairall, S. A. Michelson, и L. Bianco. Parameterizations of sea-spray impact on the air-sea momentum and heat fluxes // *Mon. Weather Rev.* - 2011 г. - Т. 139. - №12. - С. 3781–3797.
- [43] N. Iida, Y. Toba, и M. Chaen. A new expression for the production rate of sea water droplets on the sea surface // *J. Ocean.* - 1992 г. - Т. 48. - С. 439–460.
- [44] M. P. Rouault, P. G. Mestayer, и R. Schiestel. A model of evaporating spray droplet dispersion // *J. Geophys. Res.* - 1991 г. - Т. 96. - №C4. - С. 7181–7200.
- [45] E. L. Andreas. Time constants for the evolution of sea spray droplets // *Tellus, Ser. B* - 1990 г. - Т. 42 B. - №5. - С. 481–497.
- [46] H. R. Pruppacher и J. D. Klett. *Microphysics of Clouds and Precipitation*, D. Reidel. - Т. 174. - №4438. Norwell: Mass., 1978.
- [47] E. L. Andreas. Approximation formulas for the microphysical properties of saline droplets

- // *Atmos. Res.* - 2005 г. - Т. 75. - №4. - С. 323–345.
- [48] E. L. Andreas и К. А. Emanuel. Effects of sea spray on tropical cyclone intensity // *J. Atmos. Sci.* - 2001 г. - Т. 58. - №24. - С. 3741–3751.
- [49] J. W. Bao, J. M. Wilczak, J. K. Choi, и Л. Н. Kantha. Numerical simulations of air-sea interaction under high wind conditions using a coupled model: A study of Hurricane development // *Mon. Weather Rev.* - 2000 г. - Т. 128. - №7 I. - С. 2190–2210.
- [50] L. Bianco, J. W. Bao, C. W. Fairall, и S. A. Michelson. Impact of Sea-Spray on the Atmospheric Surface Layer // *Boundary-Layer Meteorol.* - 2011 г. - Т. 140. - №3. - С. 361–381.
- [51] J. A. Mueller и F. Veron. Impact of sea spray on air-sea fluxes. Part II: Feedback effects // *J. Phys. Oceanogr.* - 2014 г. - Т. 44. - №11. - С. 2835–2853.
- [52] T. Peng и D. Richter. Influences of Polydisperse Sea Spray Size Distributions on Model Predictions of Air-Sea Heat Fluxes // *J. Geophys. Res. Atmos.* - 2020 г. - Т. 125. - №14.
- [53] О. А. Друзинин, Y. I. Troitskaya, и S. S. Zilitinkevich. The Study of Momentum, Mass, and Heat Transfer in a Droplet-Laden Turbulent Airflow Over a Waved Water Surface by Direct Numerical Simulation // *J. Geophys. Res. Ocean.* - 2018 г. - Т. 123. - №11. - С. 8346–8365.
- [54] А. С. Монин и А. М. Яглом. *Статистическая гидромеханика*. Москва: Наука, 1965.
- [55] А. М. Obukhov. Turbulence in an atmosphere with a non-uniform temperature // *Boundary-Layer Meteorol.* - 1971 г. - Т. 2. - №1. - С. 7–29.
- [56] C. W. Fairall, E. F. Bradley, J. E. Hare, A. A. Grachev, и J. B. Edson. Bulk parameterization of air-sea fluxes: Updates and verification for the COARE algorithm // *J. Clim.* - 2003 г. - Т. 16. - №4. - С. 571–591.
- [57] W. T. Liu, K. B. Katsaros, и J. A. Businger. Bulk parameterization of air-sea exchanges of heat and water vapor including the molecular constraints at the interface // *J. Atmos. Sci.* - 1979 г. - Т. 36. - С. 1722–1735.
- [58] J. A. Businger, J. C. Wyngaard, Y. Izumi, и E. F. Bradley. Fluxprofile relationships in the atmospheric surface layer // *J. Atmos. Sci.* - 1971 г. - Т. 28. - С. 181–189.
- [59] X. Zeng, M. Zhao, и R. E. Dickinson. Intercomparison of bulk aerodynamic algorithms for the computation of sea surface fluxes using TOGA COARE and TAO data // *J. Clim.* - 1998 г. - Т. 11. - №10. - С. 2628–2644.
- [60] J. R. Garratt. Review of Drag Coefficients over Oceans and Continents // *Mon. Weather Rev.* - 1977 г. - Т. 105. - №7. - С. 915–929.
- [61] H. Charnock. Wind stress on a water surface // *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* - 1955 г. - Т. 81. - №350. - С. 639–640.

- [62] S. D. Smith. Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds // *J. Phys. Oceanogr.* - 1980 г. - Т. 10. - С. 709–726.
- [63] P. K. Taylor и M. J. Yelland. The dependence of sea surface roughness on the height and steepness of the waves // *J. Phys. Oceanogr.* - 2001 г. - Т. 31. - №2. - С. 572–590.
- [64] L. H. Holthuijsen, M. D. Powell, и J. D. Pietrzak. Wind and waves in extreme hurricanes // *J. Geophys. Res. Ocean.* - 2012 г. - Т. 117. - С. 1–15.
- [65] J. Wu. Wind-stress coefficients over sea surface from breeze to hurricane // *J. Geophys. Res.* - 1982 г. - Т. 87. - С. 9704–970.
- [66] P. G. Black и др. Air-sea exchange in hurricanes: Synthesis of observations from the coupled boundary layer air-sea transfer experiment // *Bull. Am. Meteorol. Soc.* - 2007 г. - Т. 88. - №3. - С. 357–374.
- [67] J. DeCosmo и др. Air-sea exchange of water vapor and sensible heat: The humidity exchange over the sea (HEXOS) results // *J. Geophys. Res. C Ocean.* - 1996 г. - Т. 101. - №C5. - С. 12001–12016.
- [68] D. Smith. A direct measure of vertical water vapor flux in the atmospheric boundary layer // *Boundary-Layer Meteorol.* - 1989 г. - С. 277–293.
- [69] S. D. Smith. Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind profiles as a function of wind speed and temperature // *J. Geophys. Res. Ocean.* - 1988 г. - Т. 93. - №C12. - С. 15467–15472.
- [70] W. M. Drennan, J. A. Zhang, J. R. French, C. McCormick, и P. G. Black. Turbulent fluxes in the hurricane boundary layer. Part II: Latent heat flux // *J. Atmos. Sci.* - 2007 г. - Т. 64. - №4. - С. 1103–1115.
- [71] J. A. Zhang, P. G. Black, J. R. French, и W. M. Drennan. First direct measurements of enthalpy flux in the hurricane boundary layer: The CBLAST results // *Geophys. Res. Lett.* - 2008 г. - Т. 35. - №14. - С. 2–5.
- [72] D. H. Richter, R. Bohac, и D. P. Stern. An assessment of the flux profile method for determining air-sea momentum and enthalpy fluxes from dropsonde data in tropical cyclones // *J. Atmos. Sci.* - 2016 г. - Т. 73. - №7. - С. 2665–2682.
- [73] B. K. Haus, D. Jeong, M. A. Donelan, J. A. Zhang, и I. Savelyev. Relative rates of sea-air heat transfer and frictional drag in very high winds // *Geophys. Res. Lett.* - 2010 г. - Т. 37. - №7. - С. 1–5.
- [74] D. Jeong, B. K. Haus, и M. A. Donelan. Enthalpy transfer across the air-water interface in high winds including spray // *J. Atmos. Sci.* - 2012 г. - Т. 69. - №9. - С. 2733–2748.
- [75] S. Komori и др. Laboratory measurements of heat transfer and drag coefficients at extremely high wind speeds // *J. Phys. Oceanogr.* - 2018 г. - Т. 48. - №4. - С. 959–974.



- [76] Y. Troitskaya, D. Sergeev, M. Vdovin, A. Kandaurov, O. Ermakova, и N. Takagaki. A Laboratory Study of the Effect of Surface Waves on Heat and Momentum Transfer at High Wind Speeds // *J. Geophys. Res. Ocean.* - 2020 г. - Т. 125. - №7. - С. 1–19.
- [77] K. Emanuel. Tropical cyclones // *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* - 2003 г. - Т. 31. - С. 75–104.
- [78] A. Graumann и др. Hurricane Katrina , A Climatological Perspective October 2005 , Updated August 2006.
- [79] Ю. И. Троицкая и Г. В. Рыбушкина. Квазилинейная модель взаимодействия поверхностных волн с сильными и ураганскими ветрами // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана* - 2008 г. - Т. 44. - №5. - С. 670–694.
- [80] V. K. Makin и C. Mastenbroek. Impact of waves on air-sea exchange of sensible heat and momentum // *Boundary-Layer Meteorol.* - 1996 г. - Т. 79. - №3. - С. 279–300.
- [81] V. Kudryavtsev, B. Chapron, и V. Makin. Impact of wind waves on the air-sea fluxes: A coupled model // *J. Geophys. Res. Ocean.* - 2014 г. - Т. 119. - С. 1217–1236.
- [82] Y. I. Troitskaya, E. V. Ezhova, и S. S. Zilitinkevich. Momentum and buoyancy transfer in atmospheric turbulent boundary layer over wavy water surface-Part 1: Harmonic wave // *Nonlinear Process. Geophys.* - 2013 г. - Т. 20. - №5. - С. 825–839.
- [83] F. Veron, W. K. Melville, и L. Lenain. Wave-coherent air-sea heat flux // *J. Phys. Oceanogr.* - 2008 г. - Т. 38. - №4. - С. 788–802.
- [84] E. L. Andreas и J. Decosmo. The signature of sea spray in the hexos turbulent heat flux data // *Boundary-Layer Meteorol.* - 2002 г. - Т. 103. - С. 303–333.
- [85] J. A. Mueller и F. Veron. A sea state-dependent spume generation function // *J. Phys. Oceanogr.* - 2009 г. - Т. 39. - №9. - С. 2363–2372.
- [86] H. Lhuissier и E. Villermaux. Bursting bubbles // *Phys. Fluids* - 2009 г. - Т. 21. - №9. - С. 91111.
- [87] E. Villermaux. Fragmentation // *Annu. Rev. Fluid Mech.* - 2007 г. - С. 419–446.
- [88] D. R. Guildenbecher, C. López-Rivera, и P. E. Sojka. Secondary atomization // *Exp. Fluids* - 2009 г. - Т. 46. - №3. - С. 371–402.
- [89] E. Villermaux и B. Bossa. Single-drop fragmentation determines size distribution of raindrops // *Nat. Phys.* - 2009 г. - Т. 5. - №9. - С. 697–702.
- [90] B. E. Gelfand. Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag // *Prog. Energy Combust. Sci.* - 1996 г. - Т. 22. - №3. - С. 201–265.
- [91] Ю. Б. Румер и М. Ш. Рывкин. *Термодинамика, статистическая физика и кинетика*. Москва: Наука, 1972.
- [92] Y. Toba и M. Koga. A parameter describing overall conditions of wave breaking,

- whitcapping, sea-spray production and wind stress, в *Oceanic whitecaps*, E. C. Monahan и G. MacNiocaill, Ред. D. Reidel, 1986, - С. 37–47.
- [93] Y. Toba, S. Komori, Y. Suzuki, и D. Zhao. Similarity and dissimilarity in air–sea momentum and CO<sub>2</sub> transfers: the nondimensional transfer coefficients in light of the windsea Reynolds number // *Atmos. Interact.* - 2006 г. - Т. 23. - С. 53–82.
- [94] C. W. Wright и др. Hurricane directional wave spectrum spatial variation in the open ocean // *J. Phys. Oceanogr.* - 2001 г. - Т. 31. - №8. - С. 2472–2488.
- [95] A. H. Nayfeh. *Introduction to Perturbation Techniques*. 1981.
- [96] W. H. Chou и G. M. Faeth. Temporal properties of secondary drop breakup in the bag-stamen breakup regime // *Int. J. Multiph. Flow* - 1998 г. - Т. 24. - С. 889–891.
- [97] D. G. Ortiz-Suslow, B. K. Haus, S. Mehta, и N. J. M. Laxague. Sea spray generation in very high winds // *J. Atmos. Sci.* - 2016 г. - Т. 73. - №10. - С. 3975–3995.
- [98] C. W. Fairall, M. L. Banner, W. L. Peirson, W. Asher, и R. P. Morison. Investigation of the physical scaling of sea spray spume droplet production // *J. Geophys. Res.* - 2009 г. - Т. 114. - С. 10001.
- [99] A. V. Soloviev, R. Lukas, M. A. Donelan, B. K. Haus, и I. Ginis. The air-sea interface and surface stress under tropical cyclones // *Sci. Rep.* - 2014 г. - Т. 4. - С. 1–6.
- [100] R. J. Foreman и S. Emeis. Revisiting the definition of the drag coefficient in the marine atmospheric boundary layer // *J. Phys. Oceanogr.* - 2010 г. - Т. 40. - №10. - С. 2325–2332.
- [101] H. F. Hawkins и D. T. Rubsam. Hurricane Hilda, 1964: II. Structure and budgets of the hurricane on October 1, 1964. // *Mon. Wea. Rev.* - 1968 г. - Т. 96. - С. 617–636.
- [102] B. I. Miller. A study of the filling of Hurricane Donna (1960) over land // *Mon. Weather Rev.* - 1964 г. - Т. 92. - №9. - С. 389–406.
- [103] T. Peng и D. Richter. Influence of Evaporating Droplets in the Turbulent Marine Atmospheric Boundary Layer // *Boundary-Layer Meteorol.* - 2017 г. - Т. 165. - №3. - С. 497–518.
- [104] O. A. Druzhinin, Y. I. Troitskaya, и S. S. Zilitinkevich. The study of droplet-laden turbulent airflow over wavy water surface by direct numerical simulation // *J. Geophys. Res. Ocean.* - 2017 г. - Т. 122. - С. 1789–1807.
- [105] A. D. D. Craik. *Wave interactions and fluid flows*. Cambridge University Press, 1986.
- [106] A. D. D. Craik. Resonant gravity-wave interactions in a shear flow // *J. Fluid Mech.* - 1968 г. - Т. 34. - №3. - С. 531–549.
- [107] A. D. D. Craik. Non-linear resonant instability in boundary layers // *J. Fluid Mech.* - 1971 г. - Т. 50. - №2. - С. 393–413.

- [108] N. N. Romanova и V. I. Shrira. Explosive generation of surface waves by wind // *Izv. Atmosheric Ocean. Phys.* - 1988 г. - Т. 24. - №7. - С. 528–535.
- [109] Л. А. Островский, С. А. Рыбак, и Л. Ш. Цирминг. Волны отрицательной энергии в гидродинамике // *Успехи физических наук* - 1986 г. - Т. 150. - №3. - С. 417–436.
- [110] J. O. Hinze. Turbulence. McGraw-Hill, New York, - С. 790, 1975 г.
- [111] А. Г. Воронович, Е. В. Лобанов, и С. А. Рыбак. Об устойчивости гравитационно-капиллярных волн в присутствии неоднородного по вертикали течения // *Изв. АН СССР. Сер. «Физика атмосферы и океана»* - 1980 г. - №16. - С. 329–331.
- [112] Y. Troitskaya, A. Kandaurov, O. Ermakova, D. Kozlov, D. Sergeev, и S. Zilitinkevich. The «bag breakup» spume droplet generation mechanism at high winds. Part I: Spray generation function // *J. Phys. Oceanogr.* - 2018 г. - Т. 48. - №9. - С. 2168–2188.

### Список работ автора по теме диссертации

1. Troitskaya, Y., Kandaurov, A., Ermakova, O., Kozlov, D., Sergeev, D., и Zilitinkevich, S. Bag-breakup fragmentation as the dominant mechanism of sea-spray production in high winds // *Sci. Rep.* – 2017. – Т. 7. – № 1. – С. 1–4.
2. Troitskaya, Y., Kandaurov, A., Ermakova, O., Kozlov, D., Sergeev, D. и Zilitinkevich, S. The «bag breakup» spume droplet generation mechanism at high winds. Part I: Spray generation function // *J. Phys. Oceanogr.* – 2018. – Т. 48. – № 9. – С. 2168–2188.
3. Troitskaya, Y., Druzhinin, O., Kozlov, D. и Zilitinkevich, S. The «bag breakup» spume droplet generation mechanism at high winds. Part II: Contribution to momentum and enthalpy transfer // *J. Phys. Oceanogr.* – 2018. – Т. 48. - № 9. – С. 2189–2207.
4. Троицкая. Ю. И., Ермакова. О. С., Кандауров. А. А., Козлов. Д. С., Сергеев. Д. А., и Зилитинкевич. С. С. Дробление типа «парашют» - механизм генерации морских брызг при сильных и ураганных ветрах // *Доклады Академии Наук.* – 2017. – Т. 2. – С. 226–232.
5. Троицкая. Ю. И., Ермакова. О. С., Кандауров. А. А., Козлов. Д. С., Сергеев. Д. А., и Зилитинкевич. С. С. Немонотонная зависимость коэффициента сопротивления поверхности океана от скорости ураганного ветра - эффект генерации брызг за счёт дробления типа “парашют” // *Доклады Академии Наук.* – 2017. – Т. 3. – С. 357–362.
6. Троицкая. Ю. И., Дружинин. О. А., Ермакова. О. С., Кандауров. А. А., Козлов. Д. С., и Сергеев. Д. А. Исследование механизмов генерации морских брызг при сильных ветрах и их роли в механике и термодинамике ураганов // *Океанологические исследования.* – 2019. – Т. 7. – № 3. – С. 164–187.
7. Козлов. Д. С. и Троицкая. Ю. И. О роли взрывного взаимодействия трех поверхностных волн в начальной стадии образования брызг при сильных ветрах // *Известия РАН. Физика Атмосферы и Океана.* – 2021. – Т. 57. – № 2. – С. 199–211.
8. Kozlov, D. and Troitskaya, Y.: Explosive interaction of gravity-capillary triads as the initial stage of “bag-breakup” droplet generation mechanism at high winds , EGU General Assembly 2021, online, 19–30 Apr 2021, EGU21-11302, <https://doi.org/10.5194/egusphere-egu21-11302>, 2021.
9. Troitskaya, Y., Kandaurov, A., Sergeev, D., Ermakova, O., Kozlov, D., Vdovin, M., and Druzhinin, O.: Microphysics of the air-sea coupling at high winds and its role in the dynamics and thermodynamics of severe sea storms, EGU General Assembly 2020, Online, 4–8 May 2020, EGU2020-7149, <https://doi.org/10.5194/egusphere-egu2020-7149>, 2020
10. Kandaurov, A., Troitskaya, Y., Sergeev, D., and Kozlov, D.: Whitecap coverage measurements in laboratory modeling of wind-wave interaction, EGU General Assembly 2020,

Online, 4–8 May 2020, EGU2020-15621, <https://doi.org/10.5194/egusphere-egu2020-15621>, 2020

11. Kozlov, D. and Troitskaya, Y.: Non-linear resonant instability of short surface waves as the first stage “bag-breakup” process at the air-sea interface at high winds , EGU General Assembly 2020, Online, 4–8 May 2020, EGU2020-7591, <https://doi.org/10.5194/egusphere-egu2020-7591>, 2020
12. Kozlov, D. and Troitskaya, Y.: Explosive three-wave interaction of short surface waves as the origin of" bag-breakup" fragmentation of the air-sea interface under high wind conditions., Geophysical Research Abstracts, Vol. 21, EGU2019-7908, Vienne, Austria, April 7–12, (2019).
13. Troitskaya, Y., Kandaurov, A., Ermakova, O., Kozlov, D., Sergeev, D., Bopp, M., and Zilitinkevich, S.: The synergetic effect of foam at the water surface and spray in the marine atmospheric boundary layer on air-sea fluxes at high winds., Geophysical Research Abstracts, Vol. 21 , EGU2019-6055-1, Vienne, Austria, April 7–12, (2019).
14. Troitskaya, Y., Kandaurov, A., Sergeev, D., Ermakova, O., Vdovin, M., Kozlov, D., Zilitinkevich, S, и Druzhinin, O.: Sea Spray at High Winds: Mechanisms of Production and Role in Heat Transfer and Surface Drag at High Winds. 22nd Conference on Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics, (2019)
15. Troitskaya, Y., Kandaurov, A., Ermakova, O., Kozlov, D., Sergeev, D., and Zilitinkevich, S.: Sea spray at high winds: mechanisms of production and role in heat transfer and surface drag., Geophysical Research Abstracts, Vol. 20, EGU2018-12400-1, Vienne, Austria, April 8–13, (2018).
16. Kandaurov, A., Troitskaya, Y., Balandina, G., Ermakova, O., Kozlov, D., Sergeev, D., and Zotova, A.: Laboratory investigation of separate bag-breakup event during sea-spray production at hurricane winds., Geophysical Research Abstracts, Vol. 20, EGU2018-8719, Vienne, Austria, April 8–13, (2018).
17. Sergeev, D., Troitskaya, Y., Kandaurov, A., Vdovin, M., Kozlov, D., Ermakova, O., and Zotova, A.: On effect of sea-spray and foam to the aerodynamic resistance of the water surface at high winds., Geophysical Research Abstracts, Vol. 20, EGU2018-5224, Vienne, Austria, April 8–13, (2018).
18. Troitskaya, Y., Sergeev, D., Kandaurov, A., Vdovin, M., Kozlov, D., Ermakova, O., Zotova, A., and Zilitinkevich, S.: The Effects of Sea-Spray and Foam on Aerodynamic Resistance of Water Surface in Strong Winds. 23rd Symposium on Boundary Layers and Turbulence/21st Conference on Air-Sea Interaction, (2018).
19. Troitskaya, Y., Kandaurov, A., Ermakova, O., Kozlov, D., Sergeev, D., and Zilitinkevich, S.: Investigation and classification of spume droplets production mechanisms at hurricane

winds., Geophysical Research Abstracts, Vol. 18, EGU2016-8315, Vienne, Austria, April 17–22, (2016).

20. Troitskaya, Y., Kandaurov, A., Ermakova, O., Kozlov, D., Sergeev, D., and Zilitinkevich, S.: Sea spray production by bag breakup mode of fragmentation of the air-water interface at strong and hurricane wind., Geophysical Research Abstracts, Vol. 18, EGU2016-5970, Vienne, Austria, April 17–22, (2016).

21. Troitskaya, Y., Zilitinkevich, S., Kandaurov, A., Ermakova, O., Kozlov, D., and Sergeev, D.: Bag-breakup control of surface drag in hurricanes., Geophysical Research Abstracts, Vol. 18, EGU2016-8101, Vienne, Austria, April 17–22, (2016).

22. Козлов Д.С., Троицкая Ю.И., Взрывное взаимодействие трёх поверхностных волн как причина образования начальной стадии явления дробления по типу «парашют» // 25-ая сессия молодых учёных, online, 10-11 ноября, (2020), с. 232-235.

23. Козлов Д.С., Троицкая Ю.И., Дробление типа «парашют» как механизм образования брызг при ураганных ветрах // 24-ая сессия молодых учёных, Нижегородская область, Россия, 21-22 мая, (2019), с. 94-95.