

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова
Физический факультет

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ
ЭКОЛОГИИ
(ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ФИЗИКА)**

№ 10

Москва
2002

Физические проблемы экологии N 10**Физические проблемы экологии (экологическая физика). № 10**

Под ред. В.И. Трухина, Ю.А. Пирогова, К.В. Показеева. М.: Физический факультет МГУ, 2002.— Стр.

Сборник научных трудов третьей Всероссийской конференции «Физические проблемы экологии (экологическая физика)». Рассмотрены вопросы экологии околоземного пространства и верхних слоев атмосферы, экологические проблемы гидросферы

Для специалистов, работающих в области физических проблем экологии, студентов и аспирантов, изучающих экологическую физику.

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова
Физический факультет

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ
ЭКОЛОГИИ
(ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ФИЗИКА)**

№ 10

Москва
2002

Физические проблемы экологии N 10**Физические проблемы экологии (экологическая физика). № 10**

Под ред. В.И. Трухина, Ю.А. Пирогова, К.В. Показеева. М.: Физический факультет МГУ, 2002.— Стр.

Сборник научных трудов третьей Всероссийской конференции «Физические проблемы экологии (экологическая физика)». Рассмотрены вопросы экологии околоземного пространства и верхних слоев атмосферы, экологические проблемы гидросферы

Для специалистов, работающих в области физических проблем экологии, студентов и аспирантов, изучающих экологическую физику.

**ТРЕТЬЯ ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
“ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИИ (ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА)”**

22 –24 мая 2001 г. на физическом факультете МГУ прошла Третья Всероссийская конференция “Физические проблемы экологии (Экологическая физика)”. Конференция была организована физическим факультетом МГУ, Институтом проблем механики РАН, Пушинским научным центром РАН при поддержке Министерства образования РФ, Минпромнауки РФ, РФФИ, ФЦП «Интеграция».

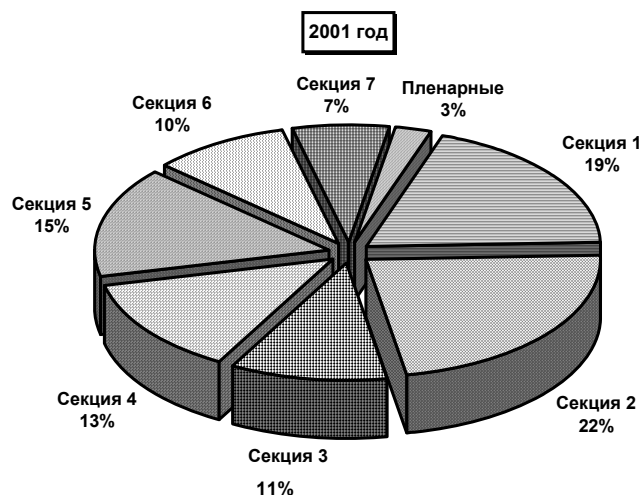
На конференции было представлено 400 докладов, число участников (докладчиков) составило около 800 человек, число гостей - более 200 человек. Хотя конференция носит статус Всероссийской, по сути, она была Всесоюзной, так как в ее работе приняли участие научные работники и преподаватели из ряда стран СНГ, зарубежные гости. Очень широка география участников конференции: тезисы докладов поступили с Сахалина, Алтая, Урала, Украины, Армении; из Владивостока, Иркутска, Новосибирска, Волгограда, Петрозаводска, Петербурга, Калининграда, Львова, Еревана и многих других регионов и городов. Конференция вызвала большой интерес среди ученых-физиков: на приглашение откликнулись сотрудники десятков НИИ РАН, более 50 вузов, другие организации. В работе конференции активное участие приняли сотрудники нескольких факультетов МГУ: географического, биологического, геологического, ВМК, мехмата и другие. Это подчеркивает междисциплинарный характер конференции.

С приветствием к участникам конференции обратились ректор Московского университета академик, сопредседатель Программного комитета конференции В.А. Садовничий и декан физического факультета, сопредседатель Программного комитета конференции В.И. Трухин. Ректор МГУ В. А Садовничий отметил важную роль, которую играет Московский университет в развитии экологического образования, координации экологических исследований в стране.

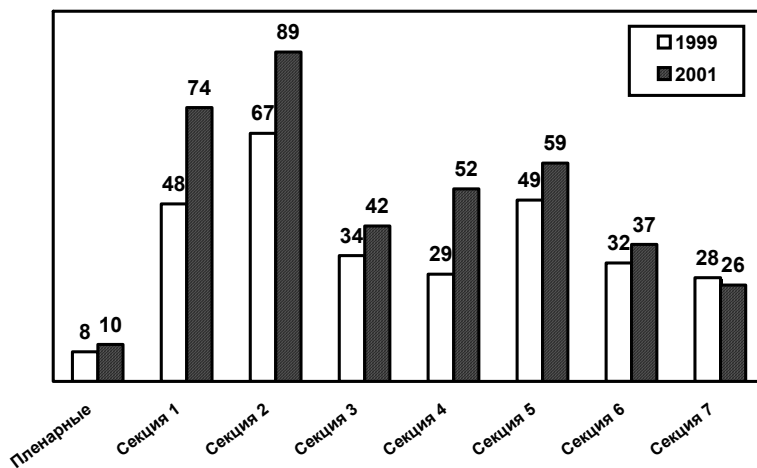
Работа конференции проходила на Пленарном заседании и в 7 секциях:

- Секция 1. Экология околоземного космического пространства и атмосферы.
 - Секция 2. Физические проблемы экологии гидросферы.
 - Секция 3. Экологические проблемы физики Земли.
 - Секция 4. Биофизическая экология.
 - Секция 5. Физические методы мониторинга природных сред.
 - Секция 6. Прикладные аспекты экологической физики.
 - Секция 7. Вопросы экологического образования.
-

Распределение докладов по секциям приведено ниже.



Работа предыдущей конференции (второй) в 1999 г. проходила по этим же



секциям. Анализ докладов первой конференции в 1997 г. показал, что подобное распределение было и на ней. Приведенный ниже рисунок свидетельствует о росте числа докладов практически по всем направлениям и об устоявшемся соотношении между научными направлениями конференции.

По мнению организаторов конференции, все физические и геофизические процессы, влияющие на функционирование экосистем и биосферы в целом, могут быть отнесены к области физических проблем экологии. В соответствии с таким представлением тематика сообщений была очень обширной — она охватывала физические явления от процессов в галактике и околоземном пространстве до молекулярного уровня. Важной чертой конференции явился ее **междисциплинарный характер**.

В решении конференции отмечена необходимость регулярного проведения таких конференции в дальнейшем и важность расширения экологической компоненты образования, в частности, физиков.

Труды Первой и Второй Всероссийских конференций “Физические проблемы экологии (Экологическая физика)” были опубликованы в специальном выпуске журнала «Вестник Московского университета, серия 3: физика, астрономия», N 4, 1998 и в пяти сборниках “Физическая экология (Физические проблемы экологии)” N 1–5, Москва, МГУ, физический факультет, 1998, 1999 г.

Ответственные редакторы
профессор В.И. Трухин
профессор Ю.А. Пирогов
профессор К.В. Показеев

**РЕШЕНИЕ ТРЕТЬЕЙ ВСЕРОССИЙСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ
«ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИИ
(ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ФИЗИКА)»**

22–24 мая 2001 г. на физическом факультете МГУ прошла Третья Всероссийская конференция “Физические проблемы экологии (Экологическая физика)”. Конференция была организована физическим факультетом МГУ, Институтом проблем механики РАН, Пушинским научным центром РАН при поддержке Министерства образования РФ, Минпромнауки РФ, РФФИ, ФЦП «Интеграция».

Конференция вызвала большой интерес среди ученых-физиков: на приглашение откликнулись сотрудники десятков НИИ РАН, более 50 вузов, другие организации. В работе конференции активное участие приняли сотрудники нескольких факультетов МГУ: географического, биологического, геологического, ВМК, мехмата и другие. Очень широка география участников конференции: тезисы докладов поступили с Сахалина, Алтая, Урала; из Владивостока, Иркутска, Новосибирска, Волгограда, Петрозаводска, Петербурга, Калининграда и многих других регионов и городов, из стран СНГ.

Работа конференции проходила на Пленарном заседании и в 7 секциях:

- Экология околоземного космического пространства и атмосферы
- Физические проблемы экологии гидросферы
- Экологические проблемы физики Земли
- Биофизическая экология
- Физические методы мониторинга природных сред
- Прикладные аспекты экологической физики
- Вопросы экологического образования

На конференции было представлено 400 докладов, число участников (докладчиков) составило около 800 человек, число гостей - более 200 человек. Для всех секций характерен рост числа докладов, отражающих фундаментальные исследования, имеющие практическую направленность.

К началу конференции физический факультет издал труды предшествующей конференции, учебное пособие «Введение в экологическую геофизику» (авторы В.И. Трухин, К.В. Показеев, В.Е. Куницын, А.А. Шрейдер). Совместными усилиями Тверского госуниверситета и Московского университета им. М.В. Ломоносова развернут новый экологический полигон «Волговерховье», основной целью создания полигона является экологический контроль территории главного водораздела Русской равнины у истоков крупнейших европейских рек – Волги, Днепра, Западной Двины. В Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова создан Совет по экологии. Практически все решения предшествующей конференции выполнены.

Участники конференции отмечают актуальность и своевременность проведения широкого научного обсуждения проблем экологической физики. Анализ материалов конференции показывает, что в сфере экологических проблем суще-

стует обширная область, в решении задач которой физики должны принимать активное участие.

Успешной работе конференции способствовала большая предварительная работа Программного комитета, сотрудников лаборатории экологических проблем геофизики, помощь администрации, инженерно-технических и учебных служб физического факультета, четкая работа Рабочей группы.

Конференция постановила:

- продолжить регулярное проведение конференций по физическим проблемам экологии,
- расширить экологическую компоненту образования при подготовке студентов, в частности студентов-физиков,
- шире оповещать научную общественность о мероприятиях в области экологической физики, проводимых физическим факультетом,
- просить физический факультет МГУ продолжить разработку программы по экологическому обучению студентов физических специальностей,
- просить физический факультет МГУ выступить с инициативой проведения следующей конференции по экологической физике в 2004г.,
- просить физический факультет МГУ организовать издание избранных трудов конференции.

Сопредседатель Программного Комитета конференции
ректор МГУ, академик
В.А. Садовничий

Сопредседатель Программного комитета конференции
декан физического факультета, профессор
В.И. Трухин

Ученый секретарь Программного комитета конференции, профессор
К.В. Показеев

СЕКЦИЯ 1

**ЭКОЛОГИЯ ОКОЛОЗЕМНОГО
КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА И АТМОСФЕРЫ****РОЛЬ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭКОЛОГИИ ОКОЛОЗЕМНОГО
КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА И АТМОСФЕРЫ**

Асоскова Е.О., Горчаков Е.В., Минеев Ю.В., Панасюк М.И., Терновская М.А.

Институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ

Рассматриваются зависимости потоков энергичных электронов с энергией $E = 0,04\text{--}3,0$ Мэв и $E > 7,0$ Мэв в магнитосфере и вблизи магнитосферы Земли от скорости солнечного ветра, индексов солнечной и геомагнитной активности. Приводятся найденные многочисленные корреляционные зависимости от геомагнитных параметров между потоками электронов на магнитопаузе, в переходной области, внешнем и внутреннем радиационных поясах, полученные на основе спутниковых данных за два последних цикла солнечной активности (1977–2000 г). Обсуждается роль энергичных электронов в многочисленных процессах в атмосфере Земли и на ее поверхности, включая явления “зимней аномалии”, погоды, природных катаклизмов и землетрясений, а также в решении проблемы космической погоды.

Экспериментальные данные

Анализируются временные характеристики потоков энергичных электронов ($E_e = 0,03\text{--}7,0$ MeV) в переходной области, на магнитопаузе, во внешнем и внутреннем радиационных поясах Земли (РПЗ). Определяются времена задержки наблюдаемых максимумов потоков электронов, относительно максимумов в скорости солнечного ветра. Хотя в общих чертах давно отмечалась связь потоков энергичных электронов с параметрами солнечного ветра [1], до настоящего времени в литературе существуют самые различные оценки времени переноса энергичных электронов от границ магнитосферы до ионосферных высот [1–7].

В экспериментах на ИСЗ «Прогноз-4,6» были обнаружены при пролете переходной области (между фронтом околоземной ударной волны и магнитопаузой) значительные потоки энергичных электронов (0,04 – 3,0 MeV). Особенно значительным оказался слой энергичных электронов, примыкающий к магнитопаузе. Величины потоков электронов в переходной зоне и слое, примыкающем к магнитопаузе, оказались зависимыми от параметров солнечного ветра и, прежде всего, от скорости солнечного ветра. С другой стороны, измерения на геостационарных ИСЗ («Радуга»), полусинхронных ИСЗ «Молния» и магнитосферных ИСЗ («Интеркосмос-19») показали, что потоки энергичных электронов во внешнем радиационном поясе Земли (РПЗ), на $L = 6,6$ (геостационарная орбита) и на более глубоких L -оболочках находятся в зависимости от величины скорости ветра с запаздыванием максимума потока на время $t \sim 1,5$ ток на магнитопаузе.

зе относительно максимума скорости солнечного ветра, и на время $t \approx 2,5$ суток на геостационарной орбите ($L = 6,6$). На рис. 1 приведены результаты одновременных наблюдений на ИСЗ «Прогноз-4,6» потоков энергичных электронов с энергией $0,3-3,0 \text{ MeV}$ на магнитопаузе (интервалы отмечены скобками, наверху рисунка), потоков энергичных электронов $1,0-1,5 \text{ MeV}$ на геостационарной орбите ($L = 6,6$) и скорости солнечного ветра [2, 3].

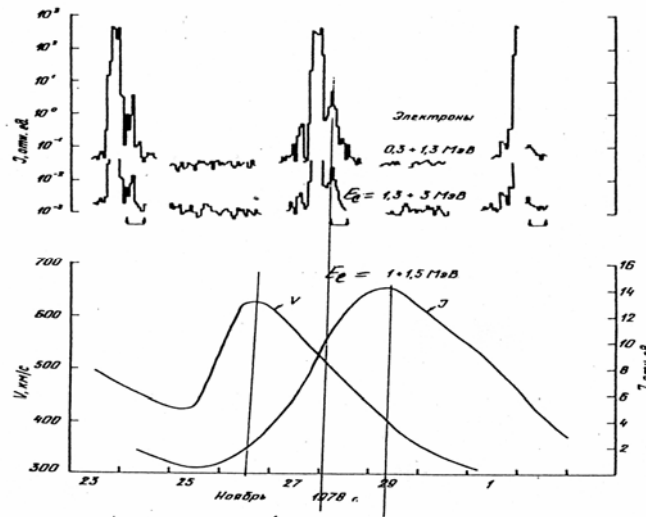


Рис. 1 (а) Потоки энергичных электронов $E=0.3-1.2 \text{ MeB}$ и $1.2-3.0 \text{ MeB}$ в радиационных поясах Земли (РПЗ), в переходной области (отмечено скобками, наверху); (б) Потоки электронов $E=1.0-1.5 \text{ MeB}$ на геостационарной орбите и скорость солнечного ветра (внизу)

Из рисунка видно, что запаздывание максимума потоков энергичных электронов на магнитопаузе и на геостационарной орбите относительно максимума скорости солнечного ветра соответствует времени $t \approx 1,5$ суток и $t \approx 2,5$ суток. В работе [7] приведены потоки энергичных электронов и скорость солнечного ветра на $L = 6,6$ и $L = 10,0$ по данным спутника «Samrex», подтверждающие полученные ранее результаты. Рис. 2 иллюстрирует гистограмму распределения отношений n_1, n_2 — усредненных скоростей счета электронов для интервалов скоростей солнечного ветра V соответственно больше $600, 400-500 \text{ km} \cdot \text{c}^{-1}$ в

зависимости от времени запаздывания электронов по отношению к V на $L = 4,5$ и 6 по данным ИСЗ «Молния-1».

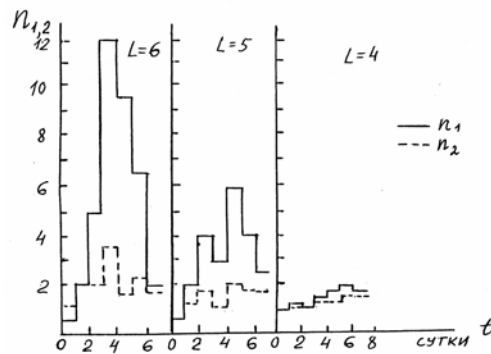


Рис. 2. Гистограммы распределения отношения n_1 , n_2 скоростей счета электронов, для интервалов скоростей солнечного ветра V больше 600 и 400–500 км с⁻¹, в зависимости от времени запаздывания электронов t по отношению к V на $L = 4, 5, 6$

Как следует из рис. 2, возрастание скорости V приводит к возрастанию потоков электронов прежде всего на внешних L -оболочках. При продвижении в глубь магнитосферы уменьшается относительная амплитуда возрастания потоков и на $L = 4$ потоки электронов практически не «помнят» конкретного порыва солнечного ветра, которому они обязаны своим возникновением. Отмечается тенденция увеличения времени запаздывания возрастаний потоков электронов относительно возрастания скорости V с удалением участка прохождения РПЗ от экватора. Связь максимальных амплитуд всплесков энергичных электронов на магнитопаузе со скоростью солнечного ветра V приведена в /6/. Коэффициент корреляции между этими параметрами $r(\ln J_{\max} V) = 0,65 \pm 0,09$. Временная зависимость повышения интенсивности электронов в северном полушарии (а), направление ММП, градусы относительно линии Солнце-Земля (в), скорость солнечного ветра V в км с⁻¹ (с) и данные нейтронного монитора Deep River (д) представлены на рис. 3.

Видно, что Земля за 5 дней до возрастания интенсивности электронов пересекала границу магнитного сектора. Примеры наблюдения электронов с энергией >15 МэВ на различных L -оболочках $>3,2$, наблюдаемое время задержки в днях и характеристики геофизической обстановки приведены в работе /6/. Данные показывают, что чем больше магнитное возмущение, тем заметнее эффекты возрастания интенсивности энергичных электронов. Но вместе с тем, можно заключить, что скорость солнечного ветра, по-видимому, определяет максимальные значения энергичных электронов.

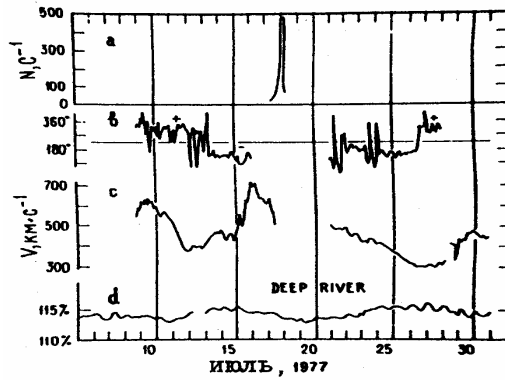


Рис. 3. Временная зависимость повышения интенсивности электронов в северном полушарии (а), направлений ММП, градусы относительно линии Солнце-Земля (в), скорости солнечного ветра, $V, \text{км} \cdot \text{с}^{-1}$ (с) и данных Deep River (д)

Обсуждение

Время диффузии τ_D или переноса от магнитопаузы до геостационарной орбиты $L \approx 6,6$ может быть вычислено по формуле

$$\tau_D \approx 0,01L^2 / D_{LL}. \quad (1)$$

Здесь L — величина оболочки в радиусах Земли. D_{LL} — коэффициент радиальной диффузии. Это выражение получено на основе теории радиальной диффузии, как механизма формирования стационарных потоков энергичных электронов в магнитосфере Земли /5/. Значение коэффициента радиальной диффузии D_{LL} может быть вычислено по результатам последних экспериментов на ИСЗ /7/, либо может быть определено из соотношений, связывающих D_{LL} с K_p -индексом или скоростью солнечного ветра /4/

$$\lg(L^{10} D_{LL}) = -9,6 + 0,07 \sum_{i=1}^{12} K_p \quad (2)$$

Связь K_p -индекса со скоростью солнечного ветра v выражается формулой

$$V \sim K_1 \sum_{i=1}^{12} K_p + 300 \text{км} \cdot \text{с}^{-1} \quad (3)$$

где $K_1 = 6 \div 9$. Современные, более точные значения D_{LL} получены в работе /7/. В этой работе

$$D_{LL} = D_{LL}^M + D_{LL}^E, \quad (4)$$

где D_{LL}^M и D_{LL}^E — коэффициенты диффузии, вызванные флуктуациями магнитного и электрического полей соответственно.

Для энергичных электронов с энергией $E_e > 1 \text{ MeV}$ на больших L -оболочках ($L > 4$)

$$D_{LL}^M \gg D_{LL}^E \quad (5)$$

и расчеты τ_o по формуле (1) вполне удовлетворительно совпадают с экспериментально наблюдаемыми /4–6/. Однако для энергий электронов $E_e = 0,04 - 0,3 \text{ MeV}$ существенно влияние коэффициента радиальной диффузии под действием флуктуаций электрического поля. Вычисленные значения коэффициентов радиальной диффузии D_{LL} по данным ИСЗ «Интеркосмос-19», согласно работе /7/, составляют для $L \approx 6,6$ значения $D_{LL} \cong 2-3$ сут. Последние эксперименты на ИСЗ «Samrex» /8/, и на аппарате «Pioneer-11» /9/ подтвердили результаты, ранее полученные на спутниках «Молния-1», «Радуга» и станции «Марс-7». Справедлива полученная ранее зависимость для интенсивности потоков энергичных электронов

$$J(t + t_1) = a + bV(t), \quad (6)$$

где $t_1 \cong 1,5$ суток для магнитопаузы и $t_1 \cong 2,5$ суток для геостационарной орбиты, $V(t)$ — скорость солнечного ветра, a и b — коэффициенты, зависящие от области пространства. Воздействие солнечного ветра на магнитосферу сильно зависит и от продолжительности действия, что отмечалось в работах /10,11/.

Роль солнечного ветра велика и в процессах ускорения энергичных электронов /11/ с помощью так называемого фрикционного механизма ускорения электронов в слое сдвигового течения плазмы. Слой, занятый сдвиговым течением плазмы, непосредственно примыкает к магнитопаузе и имеет характерную толщину $l \leq 0,1R_E$ (R_E — радиус Земли) на дневной стороне геомагнитосферы. Часть электронов, имеющих пробег λ , будет ускоряться посредством фрикционного механизма в процессе их конвективного переноса вдоль слоя, начиная с лобовой части магнитосферы. При этом средняя энергия электронов E будет расти в соответствии с выражением /2/

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E}{T}, \quad T = \left(\frac{l}{\Delta u} \right)^2 \frac{v}{\lambda}, \quad (7)$$

где Δu — перепад скорости плазмы поперек слоя, v — скорость электронов.

При этом /2/ эффективность фрикционного ускорения растет с увеличением скорости солнечного ветра, поскольку растет перепад скорости плазмы поперек слоя сдвигового течения. Этим можно объяснить наблюдаемую зависимость интенсивности потока электронов на магнитопаузе от величины скорости солнечного ветра.

Согласно /2/ средняя энергия ускоренных электронов составляет

$$E = \frac{m}{8} \left[\left(\frac{\Delta u}{l} \right)^2 \frac{\lambda L}{\langle v \rangle} \right]^2, \quad (8)$$

где m — масса электронов. Расчеты показывают, что при $l \leq 0,1R_E$, $\lambda \sim l$, $\Delta u = 6 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ на расстоянии $\ell = 10R_E$ средняя энергия электронов $E \geq 0,1 \text{ MeV}$, т.е. солнечный ветер посредством фрикционного механизма может весьма эффективно ускорять электроны в переходной области магнитосферы и магнитопаузе. Таким образом, видна решающая роль солнечного ветра в создании наблюдаемого слоя энергичных электронов на магнитопаузе, а также в потоках энергичных электронов во внешнем РПЗ.

Заключение

Электроны высоких энергий (до 10 МэВ и выше) могут возникать в магнитосфере Земли путем действия нескольких механизмов. Остановимся на основном:

Во время магнитных бурь силовые линии внешних областей внешнего пояса могут очень сильно вытягиваться в хвост магнитосферы.

При этом величина магнитного поля в отдаленных от Земли частях силовой линии становится, естественно, очень малой, что и приводит к ускорению частиц по возвращении силовой линии в невозмущенное или почти невозмущенное состояние.

Энергичные частицы с внешней части внешнего пояса под действием внезапных импульсов в дальнейшем продолжают свое движение в сторону внутреннего пояса и испытывают при том бетатронное ускорение /12/.

Однако приведенная точка зрения, по-видимому, не является однозначной. Действительно, в работе /10/ рассматриваются 6 ситуаций, возникших на “К-900”, из которых 5 сопровождались генерацией пояса электронов с $>15 \text{ МэВ}$. Причем, оказалось, что решающим фактором в генерации поясов энергичных электронов является не величина магнитного возбуждения, а скорость солнечного ветра, в то время как величина магнитного возмущения определяет глубину проникновения частиц к поверхности Земли /13/. Глобальное воздействие солнечного ветра на магнитосферу Земли рассмотрено в работе /14/. Однако в приведенной схеме воздействия не приводится связи энергичных электронов с солнечным ветром. В то же время многие исследования, например /15/, свиде-

тельствуют о важной и часто решающей роли энергичных электронов в таких явлениях как “зимняя аномалия” погоды на средних широтах в Европе (рис.4).

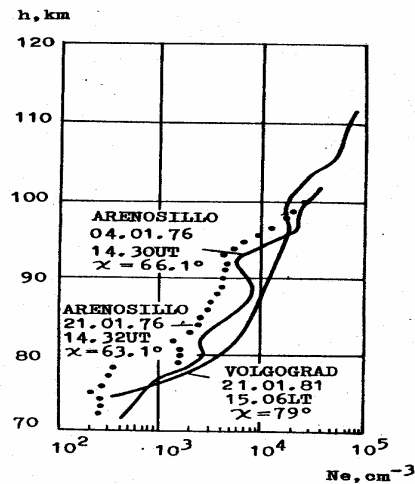


Рис. 4. Профили электронной плотности, полученные по наблюдениям в области г. Волгограда (Россия) и р-на Ареносило (Испания) на высотах 70–120 км

Все больше данных о связи энергичных электронов с природными катаклизмами (землетрясениями и др.) и техногенными авариями (нарушениями в работе линий электропередачи, трубопроводов и др.).

Литература

1. *Минеев Ю.В., Сенчуро И.Н., Шаврин П.И.* К вопросу о прогнозировании потоков и спектров электронов радиационных поясов Земли. // «Космические исследования», 1989. Т. 27, № 6. С. 902–906.
2. *Безродных И.П., Бережко Е.Г., Плотников И.Я., и др.* Потоки энергичных электронов вблизи магнитопаузы и на геосинхронной орбите. // «Известия АН СССР», сер. физ., 1984. Т. 48, № 11. С. 2165–2169.
3. *Минеев Ю.В., Спирькова Е.С.* Характеристики потоков электронов в переходной области во время повышенной геофизической активности. // «Космические исследования», 1985. Т. 23, № 6. С. 902–908.
4. *Gorchakov E.V., Mineev Yu.V., and Shavrin P.I.* The connection between solar wind velocity variations and the physical and empirical models for electron fluxes. // “Radiation Measurements,” 1996. Vol. 26, № 3. PP.405–408.
5. *Тверской Б.А.* Динамика радиационных поясов Земли. М., «Наука», 1968.

6. Горчаков Е.В., Минеев Ю.В. Связь параметров солнечного ветра с динамикой энергичных электронов в магнитосфере Земли. "Геомагнетизм и аэронавигация", 2001. Т. 41, N 3, с. 104–108.
7. Елизаров С.В., Минеев Ю.В. Определение коэффициентов радиальной диффузии и времен жизни энергичных электронов по спутниковым данным. // «Космические исследования», 1998, Т. 36, № 2. С. 215–217.
8. Li X., Baker D.N., Temerlin M., Larson D., et al. Are energetic electrons in the solar wind the source of the outer radiation belt. *Geophys. Res. Lett.*, 1997. Vol. 24, №8. PP. 923–926.
9. Morioka A., and Tsuchiya F. Solar wind control of Jovian electron flux: Pioneer-11 analysis. // "Geophys. Res. Lett." 1996. Vol. 23, № 21. PP. 2963–2966.
10. Afanasiev K.G., Gorchakov E.V., Iozenas V.A., and Ternovskaya M.V. High-velocity fluxes of the solar wind, and the fluxes of energetic electrons in the Earth's outer magnetosphere. // "Adv. Spase Res.", 1991. Vol. 11. PP. (9)283– (9)286.
11. Минеев Ю.В., Спирькова Е.С. Рекуррентные потоки электронов с энергиями 0,03–3 МэВ и их спектра по данным ИСЗ «Прогноз». // «Космические исследования», 1983. Т. 23, № 1. С. 20–24.
12. Минеев Ю.В., Спирькова Е.С., Шаврин П.И. Энергичные электроны ускоренные вблизи магнитосферы Земли по данным спутника «Прогноз-4». В сборнике: "Энергичные частицы в магнитосфере Земли." Апатиты АН СССР. 1982. С. 62–67.
13. Логачев Ю.И., Тверской Б.А. Радиационные пояса Земли в книге: "Проблемы физики космических лучей", М., Наука. 1987. С. 15–29.
14. Baker D.N. Solar wind – magnetosphere drivers of space weather. "Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics" 1996 Vol 58., No.14., pp. 1509–1526.
15. Mineev Yu.V., Rapoport Z. Ts. and Spir'kova E.S. To the problem of the winter anomaly of the lower ionosphere. "Phys. Solariterr.," Potsdam, No. 21 (1983) pp. 77–84.

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ЭКОЛОГИЧЕСКОЙ ОБСТАНОВКИ НА БОРТУ ОРБИТАЛЬНЫХ КОМПЛЕКСОВ

Борисов В.В.¹, Грачев Е.А.², Григорян О.Р.², Дешева Е.А.³, Климов С.И.⁴,
Новикова Н.Д.³, Цетлин В.В.³, Чурило И.В.⁵

¹ЦНИИ машиностроения Росавиакосмоса, ²НИИ ядерной физики МГУ,

³ГНЦ РФ Институт медико-биологических проблем,

⁴Институт космических исследований, ⁵РКК "Энергия"

Проанализированы базы данных по радиационной обстановке и динамике микробного сообщества орбитальной станции МИР, показано, что существует взаимосвязь между изменениями численности колониеобразующих единиц микромицетов и бактерий с солнечной активностью и мощностью поглощенной дозы ионизирующих излучений. Приведено обоснование необходимости комплексного изучения условий эксплуатации на борту

орбитальных станций. Сформулированы соответствующие задачи аппаратных комплексов, предназначенных для их решения.

Введение

Важнейшую роль в обеспечении длительной работы экипажей орбитальных станций играет стойкость материалов и элементов конструкции, а также биоты станции к воздействию окружающей станции космической среды. Некоторые из воздействующих факторов оказывают влияние только на поверхностные элементы, тогда как заряженные частицы высоких энергий совместно с создаваемыми ими в элементах конструкции станции вторичными частицами и квантами, а также принимающее электромагнитное излучение могут влиять внутри станции на условия, в которых работают космонавты и эксплуатируются элементы оборудования станции. Таким образом, многообразие факторов, воздействующих на станцию, сложные энергетические спектры ионизирующего и электромагнитного излучений, их воздействие в различных сочетаниях и в разной временной последовательности существенно влияют на условия эксплуатации орбитальных комплексов.

Постановка задачи

Из-за того, что орбиты станций пролегают в областях, практически не защищенных атмосферой и, более того, проходят через область радиационных поясов Земли (области захваченного в магнитосфере ионизирующего излучения), радиационный фон в обитаемых отсеках в десятки и сотни раз превосходит естественный наземный фон. Так, мощность поглощенной дозы (МПД) в космических аппаратах на околоземных орбитах составляет 0,01–0,1 рад в сутки, а при рентгеновских обследованиях локальная поглощенная доза может достигать 10–15 рад. На орбитах космических станций ионизирующее излучение является фактором, воздействие которого на экипаж и среду обитания носит хронический (постоянно действующий) характер. Потоки ионизирующего излучения подвержены заметным вариациям различной периодичности, а величина МПД медленно меняется от экспедиции к экспедиции в несколько раз. В этой связи можно ожидать, что влияние излучения Солнца на биологические объекты, включая человека, внутри пилотируемых станций может быть более сильным и более ярко могут проявляться эффекты, связанные с 11-ти летними и другими периодическими вариациями солнечной активности. Особые возможности для биологических исследований на орбитальных станциях (ОС) открываются благодаря тому, что в условиях радиационного фона, создаваемого космическим ионизирующим излучением, на ОС возможно проявление эффектов *радиационного гормезиса* — способности биологических объектов реагировать диаметрально противоположным образом на большие и малые дозы атомного излучения [1]. Практически непрерывные полеты на орбитальном комплексе (ОК) "МИР" начались в 1986 году. За время его орбитального полета на борту работало 28 основных экспедиций и несколько десятков кратковременных экспедиций посещения. В течение всего пилотируемого периода в отсеках станции

проводился ежедневный мониторинг радиационной обстановки и одновременно проводились работы по контролю состояния микробного сообщества, в частности, его грибного компонента [2, 3]. Радиационный мониторинг обеспечивался двумя ионизационными камерами, одна из которых регистрирует поглощенную дозу внутри базового модуля, а другая, имеющая дополнительный тканеэквивалентный экран массовой толщиной $3,0 \text{ г/см}^2$, служит для оценки поглощенной дозы в глубине отсеков. Мониторинг состояния микробного сообщества проводился в соответствии с принятой методикой: отбор проб с поверхности интерьера и оборудования проводился методом смыва, с помощью специальных пробирок, содержащих консервант, с последующей доставкой проб на Землю для лабораторного анализа количественного и видового состава микроорганизмов. Поддержание в космическом объекте среды обитания, адекватной потребностям человека, неминуемо обеспечивает в нем благоприятные условия для жизнедеятельности многочисленных бактерий и грибов. Взаимодействие микроорганизмов с искусственными субстратами — материалами силовых конструкций, интерьера и оборудования осуществляется в среде, отличающейся исключительным своеобразием. Поэтому на примере таких широко распространенных представителей биоты, как микромицеты и патогенные бактерии, рассмотрим роль таких реальных факторов околоземного космического пространства и параметров полета станции, как:

- высокий постоянный электромагнитный фон, определяемый электромагнитной обстановкой в отсеках и снаружи станции (особенно низкочастотная компонента электромагнитных волн), а также величина и градиенты постоянного магнитного поля;

- радиационное воздействие, в том числе постоянное воздействие многозарядных высокоэнергетичных частиц галактического происхождения;

- климатические условия (температура, влажность и освещенность в различных отсеках станции);

- микрогравитационная обстановка;

- которые в значительной степени определяют условия жизни на борту орбитальных станций.

Экспериментальные данные

В настоящее время при длительной эксплуатации орбитальной космической станции МИР было обнаружено, что в отсеках, особенно в области западного пространства происходит зарастание поверхностей микромицетами. Стало серьезной технической проблемой появление грибковых колоний на изоляционных материалах электрических соединений в радиоэлектронной и измерительной бортовой аппаратуре и на поверхности кабелей. Особую опасность для конструкций и жизненно важных систем управления станции могут представлять продукты метаболизма и жизнедеятельности грибков. Не исключено, что наблюдавшееся на станции повреждение электрических контактов, оплетки кабелей и трубопроводов для теплоносителя было вызвано процессами биодеструкции. Кроме того, разрастание колоний микроорганизмов может вызывать,

помимо возникновения у космонавтов ощущение дискомфорта (как и на Земле), аллергию, респираторные заболевания и другие медицинские реакции. Ниже проанализируем связь микроорганизмов с рядом рассмотренных выше факторов. Выполненные исследования по сравнительному анализу баз данных, характеризующих космофизические параметры и микробиологическую обстановку на ОК "МИР", дают основание предполагать, что флуктуационные изменения радиационной обстановки, солнечной активности, а также градиенты магнитных полей могут рассматриваться в качестве факторов, способных инициировать количественные изменения в состоянии микробного сообщества.

Контроль над состоянием микрофлоры на поверхностях интерьера и оборудования ОК "МИР" проводился с определенными временными промежутками между отборами проб, на основании которого можно проследить общие тенденции активации и стагнации численности грибов. На рис. 1 представлена динамика содержания микробного сообщества — грибов и бактерий (до проведения санитарно-гигиенических мероприятий) на поверхностях декоративно-отделочных и конструкционных материалов на протяжении 14 лет эксплуатации ОК "МИР". Видно, что динамика численности колониобразующих единиц (КОЕ) грибов и бактерий носит волнообразный характер и отражает временную зависимость микрорезволюционных циклов, соответствующих элементарным потокам жизни микробного сообщества в замкнутом пространстве космического комплекса. Поскольку вариации поглощенной дозы выявлены в результате измерения непосредственно на космическом объекте, это исключает сезонное влияние на условия наблюдения.

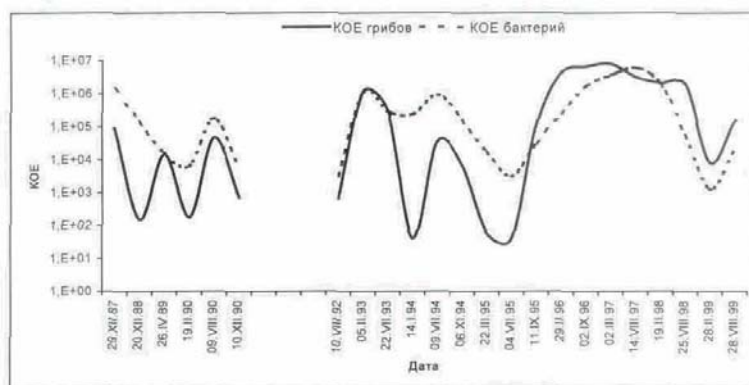


Рис. 1. Динамика содержания микробного сообщества — грибов и бактерий (до проведения санитарно-гигиенических мероприятий) на поверхностях декоративно-отделочных и конструкционных материалов (по оси абсцисс приведены периоды основных экспедиций на станцию МИР)

Из рисунка видно, что при полете станции в период минимума солнечной активности отмечалось увеличение численности жизнеспособных фрагментов микроорганизмов до 10^6 колониобразующих единиц на 100 см поверхности (при средней величине 10^3 КОЕ). Таким образом, обнаруженное влияние вариаций солнечной активности на изменение КОЕ микромицетов и бактерий заключается в том, что способность их к развитию следует за изменением солнечной активности, в частности, за изменением потоков энергии излучений Солнца и, как следствие, за изменением МПД ионизирующего излучения внутри отсеков станции.

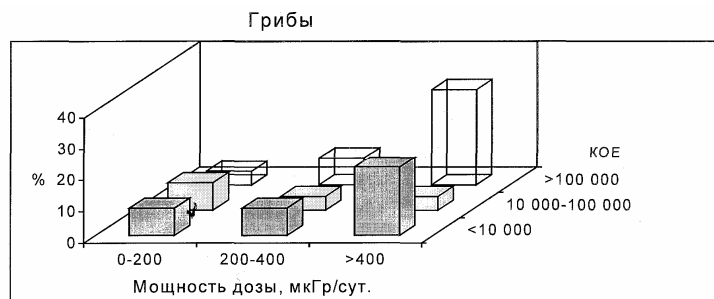


Рис. 2а. Зависимость относительного количества проб микробного сообщества от мощности дозы и КОЕ

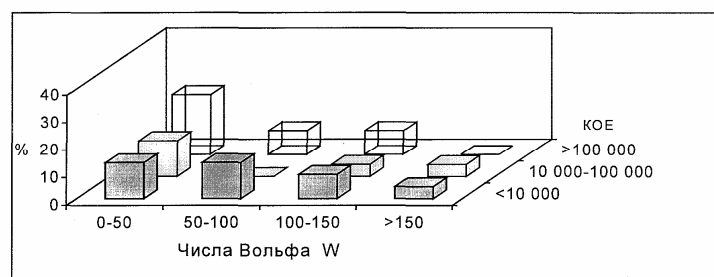


Рис. 2б. Зависимость относительного количества проб микробного сообщества от чисел Вольфа и КОЕ

Для установления картины взаимосвязи между вариациями содержания КОЕ грибов в пробах и параметрами солнечной активности была проведена процедура построения двухмерной гистограммы (в %) распределения количественного уровня микроорганизмов на поверхностях интерьера и оборудования от мощности дозы и чисел Вольфа. На Рис. 2 а,б представлены эти зависимости. Как видно из рисунков, существует вполне определенная взаимосвязь между

изменениями численности колониеобразующих единиц микромицетов и параметрами СА.

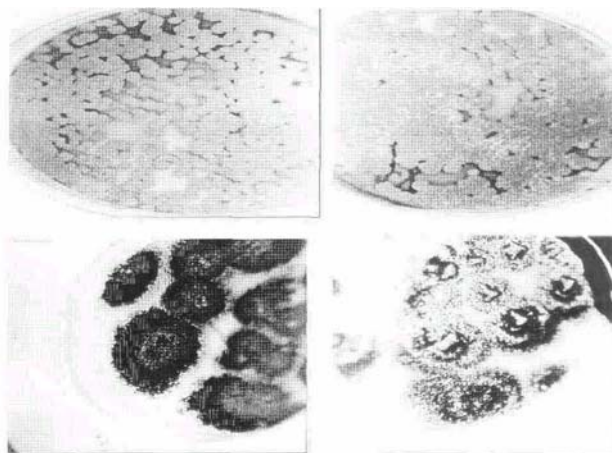


Рис. 3. Развитие вегетативного мицелия аспергиллов в нормальных условиях (А, В) и после воздействия на них малых доз радиации (Б, Г). А). Рост грибов вида *Aspergillus versicolor* (контроль): поверхность колоний бархатисто-войлочная. В). То же при хроническом гамма-облучении: поверхность колоний пушистая, в центре хорошо видны колонии с белым вегетативным мицелием. Б). Рост грибов вида *Aspergillus niger* (контроль): культура находится в состоянии нормального спороношения. Г). То же при хроническом гамма-облучении: увеличение вегетативного мицелия придает шероховатый вид поверхности колоний грибов

Установлено, что наибольшее количество проб, взятых с поверхностей интерьера и оборудования, имеющих высокое содержание КОЕ на 100 см (>10), приходится на период минимума солнечной активности, когда мощность поглощенной дозы была максимальной. Такая зависимость может быть вызвана воздействием низких доз ионизирующего излучения, отмеченного в отсеках станции "МИР". При моделировании радиационных условий космического объекта в условиях имитационного стенда было подтверждено влияние ионизирующей радиации на характер развития грибов (Рис. 3 а,б). На рисунках представлено развитие вегетативного мицелия аспергиллов, имеющих повсеместное распространение на Земле и часто обнаруживаемых в космических объектах, в нормальных условиях (Рис. 3а) и после воздействия на них малых доз радиации (Рис. 3б). Выявлено, что мощность дозы, соответствующая 0,1 рад, заметно усиливает, например, их развитие.

Таким образом, анализ результатов исследований влияния радиационных условий на среду обитания орбитальных станций позволяет сделать следующие выводы.

1. Радиационные условия на их борту являются важнейшей характеристикой среды обитания микробного сообщества.

2. Диапазон существующих на станции мощностей поглощенных доз ионизирующего излучения лежит в области радиационного гормезиса для большинства земных микроорганизмов.

3. Анализ данных радиационного и микробиологического мониторингов свидетельствует о том, что изменения количественных показателей микрофлоры, зарегистрированное на станции МИР, на 75–80 % определялись динамикой радиационных воздействий и параметрами солнечной активности на среду обитания в ее отсеках.

Таким образом, повышение радиации даже в небольших дозах может влиять на характер развития биологических объектов на Земле, что очень важно учитывать для решения земных экологических проблем.

Различие условий обитания микрофлоры может приводить к различию в работе организма, в частности, угнетения иммунной системы. Отмечено также, что слабые по мощности электромагнитные поля могут стимулировать развитие колонии микроорганизмов, голь же других факторов космического заселенности отсеков станции и, как следствие, к различию в интенсивности биодеструкционных процессов. Помимо радиационного фактора существует несомненная опасность стимуляции развития биообъектов под воздействием высокочастотных электромагнитных полей, образующихся в отсеках орбитального комплекса при работе радиоэлектронной и приемо-передающей аппаратуры, а также микроволнового излучения космического происхождения. Многочисленные санитарно-гигиенические исследования в наземных условиях неопровержимо доказали, что электромагнитный фон сам по себе может вызывать заметные и опасные для здоровья людей изменения пространства в создании условий обитания микрофлоры на станции совершенно не изучена.

Программа «Скорпион»

В настоящее время ясно, что на борту орбитального комплекса необходимы скоординированные многофункциональные измерения параметров окружающей среды, поэтому для мониторинга параметров среды внутри отсеков РС МКС принята комплексная программа СКОРПИОН. В рамках этой программы разработана и создана многофункциональная аппаратура, основные задачи которой приведены на Рис.4. На схеме выделены те факторы, которые оказывают наибольшее воздействие на микроорганизмы внутри станции. Для реализации данной программы в настоящее время разработан аппаратный переносной комплекс, состоящий из базового и переносных мобильных блоков и позволяющий проводить необходимые измерения в различных точках станции, в т.ч. в западном пространстве. Масса аппаратуры до 7 кг, энергопотребление — не более 8 Вт. Научная информация передается как на телеметрическую систему

станции, так и в блок автономной записи информации, который позволяет осуществлять запись и хранение информационных массивов емкостью в несколько Гбайт. Базовый модуль включает в свой состав:

— приборный вычислительный комплекс, осуществляющий управление составными частями аппаратуры, прием, первичную обработку научной информации и передачу ее в блок автономной системы записи; блок низкочастотных магнитных и высокочастотных волновых измерений;

— трехкомпонентный феррозондовый магнитометр; дозиметрический блок, имеющий в своем составе как активные, так и пассивные элементы; блок регистрации энергичных заряженных частиц (включая потоки ядер группы железа), потоков нейтронов и гамма-квантов.



Рис.4. Основные параметры, регистрируемые аппаратурой СКОРПИОН-1

Переносные системы включают в свой состав климатические блоки (системы температурных датчиков, датчики относительной влажности, освещенности, состава атмосферы), узел трехкомпонентных вибрационных датчиков и феррозондовые трехкомпонентные сенсоры.

Заключение

1. В результате комплексного анализа радиационной обстановки и результатов мониторинга состояния микробного сообщества на борту орбитальной станции МИР получено, что радиационные условия на борту являются важнейшей характеристикой среды обитания биоты и диапазон существующих на станции мощностей поглощенных доз ионизирующего излучения лежит в области радиационного гормезиса для большинства земных микроорганизмов.

2. Разработана и создана многофункциональная аппаратура СКОРПИОН-1 для получения оперативной информации о параметрах окружающей среды внутри отсеков Российского сегмента Международной космической станции в различных ее точках.

3. Комплекс аппаратуры позволяет проводить радиометрические, магнитометрические, волновые, климатические, вибрационные измерения с одновременным контролем за состоянием биоты внутри служебного модуля.

Таким образом, ожидается, что в результате проведенных нами комплексных обследований радиационных, климатических и геомагнитных условий в сочетании с анализом микробной заселенности в отсеках РС МКС будут получены данные о существовании зависимости биодиструкционной активности микроорганизмов от условий их обитания.

Литература

1. Кузин А.М. Идеи радиационного гормезиса в атомном веке. М.: Наука. 1995.

2. Тельцов М.В., Шумиуров В.И., Цетлин В.В. Вариации доз радиации на станции "МИР" при изменениях геофизических условий // Вестник МГУ. Сер. физическая. Астрономия. 1997. 1.47.

3. Викторов А.Н., Новикова Н.Д., Дешева Е.А. Микрофлора кабин пилотируемых космических объектов и проблема биоповреждений, используемых в них конструкционных материалов //Авиакосмическая и экологическая медицина. 1992. 3. 41.

СВЯЗЬ ПОТОКОВ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ИОНОСФЕРЕ С ГРОЗАМИ

Грачев Е.А., Григорян О.Р.

НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына; МГУ им. М.В. Ломоносова

Представлены некоторые результаты изучения потоков электронов с энергией в десятки-сотни кэВ в области геомагнитного экватора и низких широт на борту орбитального комплекса МИР. Обнаружено, что вблизи геомагнитного экватора спорадически (с вероятностью не больше чем 7–10 %) регистрируются потоки электронов с энергией в десятки-сотни кэВ, которые, в основном, локализованы внутри трех долготных интервалов: 180°W–0°–15°E, 90–120°E и 160°E–180°–135°W. Наиболее интенсивные потоки электронов наблюдались на нижней кромке приэкваториальной границы внутреннего радиационного пояса на долготах ЮАА между 14^h и 20^h MLT. Появление всплесков электронов не зависит от уровня геомагнитной активности. Вблизи геомагнитного экватора наблюдается ужесточение спектра электронов. Предполагается, что грозовая активность на приэкваториальных широтах играет заметную роль в динамике электронов внутреннего радиационного пояса.

Введение

Данные о потоках заряженных частиц вблизи геомагнитного экватора до недавнего времени касались, в основном, потоков протонов с энергией в десятки кэВ и более высоких энергий [1]. В то же самое время информация о регистрации высокоэнергичных (с энергией в десятки кэВ и выше) электронов на $L < 1.2$, полученная за почти сорокалетний период спутниковых наблюдений, носит крайне ограниченный характер. Наиболее полный объем данных по потокам электронов был получен на орбитальной станции МИР (наклонение 51.6°, высота ~400 км). Анализируемый массив экспериментальных данных был в основном получен прибором «Спрут-V» в 1991 г. (год максимума солнечной активности). Прибор предназначался для изучения энергетического и углового распределения потоков высыпавшихся и квазизахваченных частиц на малых и средних L (до $L < 4$) в диапазонах энергий: электронов с энергиями $E_e > 35 >, 75, > 300 >, 600$ кэВ и протонов с $E_p = 0.1–8.0$ МэВ. Электроны регистрировались гейгеровскими счетчиками с геометрическим фактором $2.6 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 \text{ ср}$ для электронов с энергией в десятки кэВ и $6 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 \text{ ср}$ для частиц более высоких энергий (площадь боковой поверхности счетчиков составляет ~0.5 см²). Во внутреннем поясе вклад в счет детекторов электронов могут давать энергичные частицы, проходящие через обшивку станции. Проведенные оценки показывают, что на малых L вклад жестких проникающих частиц в счет электронных детекторов не является определяющим: он составляет от 10 до 30 %. Схема размещения детекторов позволяла надежно регистрировать возрастания интенсивности в изучаемых областях независимо от ориентации станции. Экспериментальные данные по потокам частиц сопоставляются с данными по регистрации низкочастотных волн и квазипостоянных электрических полей E_{dc} на низких и приэкваториальных широтах, а также со спутниковыми и наземными наблюдениями распределения гроз. Оказалось, что на $L < 1.2$ общим для всех данных является хорошее морфологическое совпадение областей регистрации. Это предполагает, что зарегистрированные на спутниках эффекты связаны как между собой, так и с неким общим источником их генерации. Грозы рассматриваются в качестве такого возможного источника, приводящего к появлению электронов вблизи геомагнитного экватора.

Экспериментальные данные

На рис. 1а представлено в географических координатах положение пиков интенсивности потоков электронов с энергией в сотни кэВ по данным станции МИР. Отобраны возрастания с интенсивностью, в 4–5 раз превышающие фоновые значения. Затененная область соответствует области радиационных поясов. На рис. 1в приведено среднегодовое распределение числа грозовых дней по данным наземных наблюдений [2], а на рис. 1г — распределение плотности молниевых вспышек по данным ИСЗ, полученное за период сентябрь 1995–август 1996 г.г. [3]. Из рисунка видно, что существует хорошее согласие по глобальному распределению гроз, полученных наземными наблюдения и по наблюдениям из космоса (несмотря на то, что данные были получены с интервалом почти в сорок лет.) Видно также, что вблизи экватора грозовые системы локализованы, в основном, в трех долготных интервалах и наблюдаются над сушей.

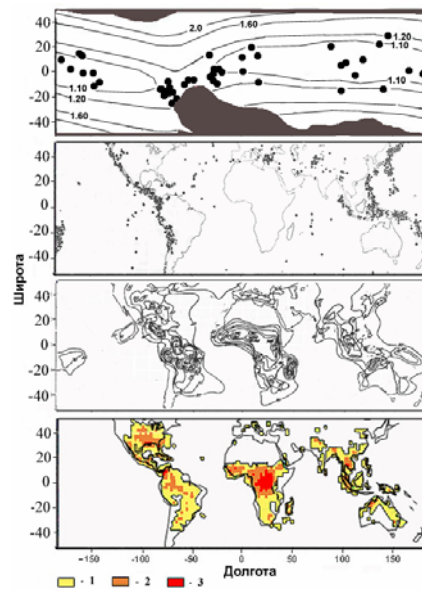


Рис 1. А — Распределение возрастаний потоков электронов с энергией $E_e > 300$ кэВ с интенсивностью $> 15 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ по данным прибора "СПРУТ-V". Б — распределение сильных (с магнитудой $M > 7$) землетрясений в первой половине XX века (как неглубоких, так и с глубиной 70–300 км и более. В, Г — Карты глобальной грозовой активности соответственно по данным наземных измерений и по данным ИСЗ (распределение плотности молниевых вспышек по данным ИСЗ, полученное за период сентябрь 1995-август 1996 г.г. в ночные и дневные часы (1 — от 5 до 15, 2 — от 15 до 30, 3 — свыше 30 вспышек на кв. км за год)

Отметим долготную локализацию "аномальных" потоков электронов вблизи геомагнитного экватора (рис. 1а). На приэкваториальных широтах пики интенсивности электронов с энергией в сотни кэВ имеют тенденцию располагаться, в основном, в двух широтных интервалах ($1.1 < L < 1.2$ и $L < 1.1$) и в трех долготных интервалах, что хорошо иллюстрируется Рис. 2: I — $80^\circ\text{W} - 0^\circ - 15^\circ\text{E}$, II — $90^\circ - 120^\circ\text{E}$, III — $160^\circ\text{E} - 180^\circ - 135^\circ\text{W}$.

В некоторых долготных интервалах, локализованных, в основном, вблизи 90°W и 55°E , регистрируются повышенные потоки электронов, незначительно превосходящие фоновые значения. В свою очередь зона I является неоднородной и состоит из двух частей: Ia — $80^\circ - 45^\circ\text{W}$ и Ib — $30^\circ\text{W} - 0^\circ - 20^\circ\text{E}$. На $1.1 < L < 1.2$ интенсивность в пике доходит до $2 \cdot 10^1 - 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ для электронов с энергией $> 300 \text{ кэВ}$; на $L < 1.1$, как правило, потоки не превосходят $20 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$.

Разделение исследуемой зоны по широте на две: $L < 1.1$ и $1.1 < L < 1.2$ хоть и достаточно условно, однако не случайно. Структура внутреннего радиационного пояса на $L < 1.2$ практически мало исследована, предполагается лишь, что спектр электронов резко падает в области малых L. В силу того, что на $L < 1.1$ вершина силовой линии находится на высоте $< 700 \text{ км}$, частицы во время долготного дрейфа быстро погибают, поэтому время их жизни достаточно мало. Поэтому, если на $1.1 < L < 1.2$ источником частиц могут быть электроны внутреннего радиационного пояса, возможно, попадающие в эту область в результате резонансного взаимодействия типа волна-частица, то на $L < 1.1$, вероятно, возможно лишь ускорение частиц до энергии в сотни кэВ и выше. Однако пока открытым остается вопрос об источнике таких электронов.

Таблица 1

Зона	Электроны	Области локализации гроз	Характеристика потоков
Ia	$> 75, > 300 \text{ кэВ}$	Американский сектор	Всплески электронов с максимальной интенсивностью (превышает фоновый счет в десятки-сотни раз)
Ib	$> 300 \text{ кэВ}$	Западная Африка	Интенсивность электронов в пике превышает фоновый счет в 5–7 раз
II	$> 300 \text{ кэВ}$	"Индонезийский" сектор	Интенсивность электронов в пике превышает фоновый счет в 5–7 раз
III	$> 300 \text{ кэВ}$	Появление гроз носит нерегулярный характер	Интенсивность электронов в пике превышает фоновый счет в 5–20 раз

В табл.1 показана связь зон локализации и характеристики потоков электронов и соответствующих им областей регистрации интенсивной грозовой активности.

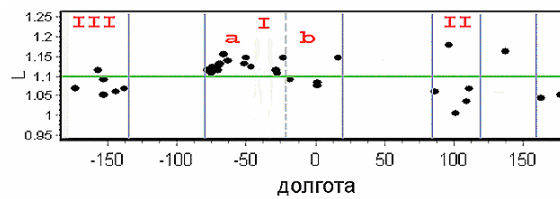


Рис. 2. Долготное распределение пиков интенсивности электронов с энергией $E_e > 300$ кэВ на $L < 1.2$ в зависимости от номера L-оболочки

Существует достаточно сложная зависимость потоков электронов с энергией в сотни кэВ от местного времени, которая становится все более выраженной при продвижении к экватору. На рис. 3 приведена усредненная за час гистограмма распределения числа зарегистрированных пиков интенсивности в зави-

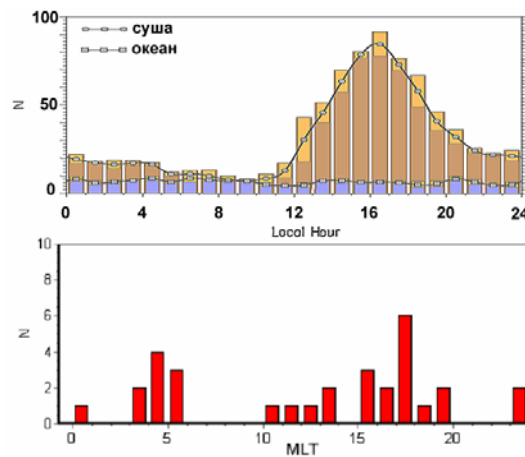


Рис. 3. А — Суточная вариация числа молниевых вспышек над поверхностью воды и над сушей. Б — Распределение числа зарегистрированных пиков интенсивности электронов с энергией > 300 кэВ в зави-

симости от местного геомагнитного времени MLT (Рис. 3б). Видно, что на $L < 1.2$ энергичные электроны регистрируются, главным образом, в двух временных интервалах: в послеполуденные и ранние вечерние часы (12–20^h MLT) и ранним утром (4–6^h MLT). Больше всего событий регистрируется в 17–20^h MLT. Отметим, что в широтной зависимости распределения потоков электронов от местного времени существует определенная тенденция: большая часть событий на $L < 1.1$ наблюдается в утренние часы, тогда как на $1.1 < L < 1.2$ — в послеполуденные, в основном, в вечерние. Для электронов с энергией в десятки кэВ характер распределения практически такой же, как и для более энергичных частиц. Характерным является практически полное отсутствие (<10 % зарегистрированных событий) электронов в ночные часы (21–3^h MLT). На рис. 3а показана суточная вариация молниевых вспышек над поверхностью воды и суши. Основным вывод: значительно большая часть молниевых разрядов наблюдается над землей и в вечерние часы.

Таблица 2

Частицы	<ul style="list-style-type: none"> — пики интенсивности электронов с энергией $E_e > 300$ кэВ располагаются в интервалах долгот: 90–150°E, 170°E–180°–135°W, 80°W–0°–15°E, с энергией $E_e > 75$ кэВ — 80°W–0°–35°E и 100–120°E; — более энергичные частицы расположены ближе к геомагнитному экватору; — потоки электронов практически отсутствуют в ночные часы местного времени и регистрируются, в основном, в 12–20^h MLT; — появление частиц не зависит от уровня геомагнитной активности
Поля	<ul style="list-style-type: none"> — E_{dc} сгруппированы, в основном, в 4-х зонах: 60–90°W, 10–20°W, 105–125°E, 175°E–180°–140°W; — в первых трех зонах поля регистрируются на высотах <300км, в последней зоне — на высотах >400км; — поля не регистрируются в дневные часы; — в Индонезийском секторе, поля, в основном, регистрируются в 18^h MLT; — интенсивность E_{dc} увеличивается с уменьшением высоты.
Волны	<ul style="list-style-type: none"> — регистрируются всплески электромагнитных излучений в частотных диапазонах 4–16 кГц и 128–512 кГц в долготных интервалах 60–90°W, 10–20°W, 105–125°E, 175°E–180°–140°W; — волны "сопровождают" E_{dc} и имеют такое же временное распределение; — регистрируются всплески ОНЧ-излучения (3.2 кГц) на $L < 1.2$ на долготах 0°–50°E, 50–100°W, на $L = 1.1–1.5$ — на долготах 110°–130°E в Северном полушарии и 110°–140°E — в Южном; — наиболее интенсивные излучения регистрируются, как правило, в спокойных геомагнитных условиях.
Грозы	<ul style="list-style-type: none"> — плотность молниевых разрядов локализована в 3-х долготных интервалах: 40–100°W, 40°E–20°W, 80–120°E; — над сушей наибольшее количество гроз наблюдается в 12–20^h местного времени.

В работе [4] помимо данных по потокам частиц проанализированы результаты измерений на спутниках квазипостоянных электрических полей и волн в низкочастотном диапазоне, в основном на ИСЗ San Marco D и Ariel. Там же подробно обсуждается возможная связь всех этих явление с грозами. В табл. 2 приведены некоторые характерные особенности обобщенных данных спутниковых и наземных экспериментов на $L < 1.2$ по регистрации частиц, волн, аномально высоких электрических полей и гроз.

Обсуждение результатов

Анализ таблицы дает основания полагать, что все перечисленные выше явления связаны, скорее всего, с грозовой активностью [5]. Если предположить, что в практически "запрещенной" для появления зоне (область геомагнитного экватора) тем не менее регистрируются частицы (электроны с энергией в сотни кэВ) и волны (с частотами сотни Гц — десятки-сотни кГц), то естественно предположить, что появление электронов связано с рассеянием частиц внутреннего радиационного пояса на волнах. Поэтому ключевым является вопрос о происхождении НЧ-волн в рассматриваемой области, об источнике низкочастотных волн, расположенном в атмосфере или нижней ионосфере. Как было показано в многочисленных экспериментах, попавший в ионосферу даже достаточно слабый сигнал от такого источника может по мере своего движения по силовой трубке в ее вершине за счет циклотронного взаимодействия типа волна-частица заметно усиливаться (на десятки дБ) [6].

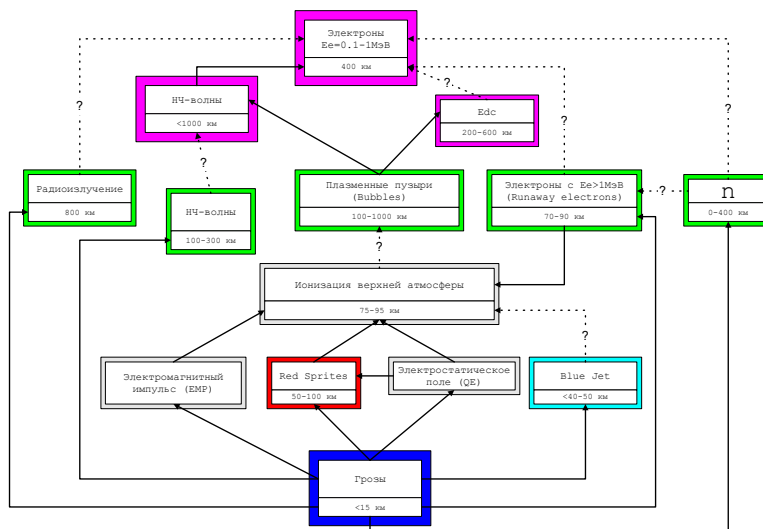


Рис 4. Вероятная структура процессов, реализующих связь грозовой активности с потоками частиц на высотах ~400 км

На рис. 4 схематично представлены различные зарегистрированные на спутниках и в атмосфере эффекты и возможная связь между рассматриваемыми явлениями. Пунктиром со знаком вопроса показаны связи между явлениями, которые, как представляется, еще требуют изучения и подтверждения. Сплошные линии показывают связи, подтвержденные в различных экспериментах. Жирная стрелка между НЧ-волнами и потоками электронов на больших высотах подчеркивает, что мы рассматриваем волны в этой области как основной источник рассеяния частиц внутреннего радиационного пояса. Предполагается, что рассеяние таких электронов происходит, в основном, в результате их резонансного взаимодействия с НЧ-волнами, однако нельзя исключить, по всей видимости, и возможности рассеяния частиц на волнах высокой частоты (десятки МГц).

Рассмотрим более подробно возможную роль различных источников в генерации волн и, как следствие, в появлении "аномальных" потоков электронов вблизи экватора.

О влиянии *ОНЧ-передатчиков* на радиационные пояса Земли писалось достаточно много, подробный обзор содержится в работе [6]. Однако они вряд ли могут внести заметный вклад в распределение НЧ-волн (и электронов) на столь низких широтах, тем более их влиянием трудно объяснить стабильно наблюдаемое долготное распределение электронов.

Экваториальный электроджет (экваториальный ионосферный струйный электроток) представляет собой ток, текущий на высотах ~100–110 км в дневные часы вдоль магнитного экватора и имеющий среднюю ширину ~400 км. Максимальных значений ток достигает в предполуденные часы. Очевидно, что эта система оказывает влияние на частицы внутреннего радиационного пояса [7]. Однако роль экваториального электроджета вряд ли может рассматриваться как определяющая в изучаемых нами эффектах, поскольку его воздействием трудно объяснить появление потоков электронов в поздние вечерние часы, а также их долготное распределение.

Обзор экспериментальных данных по спутниковой регистрации эффектов от *землетрясений* на ионосферных высотах, особенно НЧ-излучений и потоков электронов как до, так и во время землетрясений, приведен в работах [8, 9]. В рассматриваемой нами схеме основным элементом является генерация землетрясением волн в ионосфере в ОНЧ и, особенно, в КНЧ-диапазонах с последующим рассеянием на них электронов радиационных поясов. На рис. 1б приведено годичное распределение очагов землетрясений всех типов (включая глубоководные) с магнитудой до 7 и выше [10]. Из сопоставления с распределением пиков интенсивности электронов с энергией $E_e > 300$ кэВ видно, что статистически объяснить появление потоков частиц вблизи экватора крайне сложно, особенно в Африканском секторе, хотя в других районах исключать воздействие землетрясений на распределение частиц радиационных поясов нельзя.

Рассмотрим роль грозовой активности. Возможны следующие процессы, объясняющие появление энергичных электронов на низких широтах.

1. Рассеяние электронов внутреннего пояса на низкочастотном излучении, сопровождающем плазменные пузыри на высотах до 1000 км, возникающих вследствие ионизации верхней атмосферы, как показано на схеме.



2. Проникновение в ионосферу пучка энергичных электронов, ускоренных в атмосфере электростатическим полем грозового облака.

3. Рассеяние электронов низкочастотным излучением, возникающим непосредственно во время молниевых разрядов и проникающим в ионосферу.

4. Рассеяние электронов пояса в результате резонансного взаимодействия с аномально интенсивными всплесками радиоизлучения, генерируемого молниевыми разрядами.

5. Не совсем ясна роль аномально высоких (десятки мВ/м) квазипостоянных электрических полей на экваториальных широтах в плазменных пузырях и потоках нейтронов, которые могут возникать при грозах.

Заключение

Анализ совокупности экспериментальных данных по потокам энергичных электронов, квазипостоянным электрическим полям, волнам и распределению гроз и вызываемых ими эффектов позволяет предположить, что молниевые разряды (в совокупности с другими явлениями, такими как, например, землетрясения), могут на высотах в сотни километров служить причиной появления потоков энергичных электронов с энергией в сотни кэВ на приэкваториальных широтах.

Литература

1. *Biryukov A.S., Grigoryan O.R., Kuznetsov S.N.* et al. Low-energy charged particles at near-equatorial latitudes according to «MIR» orbital station data // *Adv. Space Res.* 1996. 7. (10)189.
2. *Хромов С.П.* Метеорология и климатология для географических факультетов // Ленинград. Гидрометеиздат. 1983. С. 232.
3. *Goodman S.J., Christian H.J.* Global observation of lightning // in "Atlas of satellite observation related to global change", Gurney, Foster, and Parkinson, ed., Cambridge University Press, 1993. 191.4.
4. *Братолобова-Цулукидзе Л.С., Грачев Е.А., Григорян О.Р., Нечаев О.Ю.* Приэкваториальные электроны по данным ОК «МИР» // *Космич. исслед.* 2001. 39 (в печати).
5. *Grigoryan O.R., Sinyakov A.V., Klimov S.I.* Energetic electrons on L<1.2. Connection to lightning activity? // *Adv. Space Res.* 1997. 20. 389.

6. Бирюков А.С., Григорян О.Р., Кузнецов С.Н. и др. Источники низкочастотного излучения. Воздействие на радиационные пояса. Обзор // Деп.ВИНИТИ № 5204–В88. 1988. М. 90С.
7. Кузнецов С.Н., Кудела К. Влияние экваториального ионосферного струйного электротока на динамику захваченных частиц во внутреннем радиационном поясе // Геомагнетизм и аэрономия. 1995. 35. 18.
8. Бирюков А.С., Григорян О.Р., Кузнецов С.Н. и др. Эффекты от землетрясений на ионосферных высотах: обзор экспериментальных данных // Инженерная экология. 1996. 5. 92.
9. Григорян О.Р., Кузнецов С.Н., Панасюк М.И., Сосновец Э.Н. Изучение предвестников землетрясений в потоках энергичных частиц в околоземном космическом пространстве // Третья всероссийская научная конференция "Физические проблемы экологии (Экологическая физика)" Москва, май 2001г. Тезисы докладов. 2001. 19.
10. Справочник по геофизике. 1965. М., Наука. С.223.

ИЗУЧЕНИЕ ПРЕДВЕСТНИКОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ
В ПОТОКАХ ЭНЕРГИЧНЫХ ЧАСТИЦ
В ОКОЛОЗЕМНОМ КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Григорян О.Р., Кузнецов С.Н., Панасюк М.И., Сосновец Э.Н.

НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына; МГУ им. М.В. Ломоносова

1. Введение

Около двух десятилетий назад стало ясно, что динамические процессы в околоземном космическом пространстве определяются, зачастую, не только геомагнитными возмущениями, вызванными вариациями параметров солнечного ветра, но также и природными катастрофами, такими как землетрясения, извержения вулканов, циклонами. Важнейшее место в ряду этих проблем занимает проблема землетрясений, являющихся одним из наиболее распространенных естественных геофизических явлений, катастрофические последствия которых приводят к значительным разрушениям и многочисленным человеческим жертвам.

Действительно, ежегодно происходит около 20 сильнейших (с магнитудой $M > 7$), 100–120 потенциально разрушительных и примерно 300 тысяч — с малыми амплитудами, что приводит к гибели в среднем до десяти тысяч человек в год. Принято считать, что землетрясения стоят на первом месте среди стихийных бедствий по масштабу ущерба и количеству уносимых человеческих жизней. Близкая проблема — это проблема "искусственных" землетрясений (от промышленных и испытательных взрывов). И если взрывы, по всей видимости, не влияют существенно на сейсмичность района, то заполнение больших водо-

хранилищ в результате строительства плотин активизирует расположенные рядом разломы и вызывает землетрясения.

В настоящее время имеется большое количество экспериментальных данных о наличии сейсмоионосферных и сейсмамагнитосферных связей. При наземных ионосферных наблюдениях и на спутниках регистрировались вариации параметров ионосферы и магнитосферы, коррелирующие с сейсмической активностью: квазипостоянные магнитные и электрические поля, электромагнитные излучения в различных частотных диапазонах (как вблизи земной поверхности, так и в околоземном космическом пространстве — ОКП), вариации потоков заряженных частиц в широком энергетическом диапазоне.

Учитывая, что большинство сильных землетрясений готовится достаточно долго (месяцы и годы) и размер области подготовки (проявление многих, вполне уловимых признаков) составляет десятки-сотни километров (см. табл. 1), представляется возможным осуществлять поиск в ОКП возможных предвестников для краткосрочного предсказания места, времени и интенсивности готовящихся землетрясений.

Таблица 1

Магнитуда	Протяженность очага, км	Размер области подготовки (проявление многих предвестников), км ²	Продолжительность подготовки (действие уловимых предвестников)
5	5	10000	Месяцы
6	20	100000	Годы
7	70	1000000	Около 10 лет
8	200	5000000	Десятки лет

На рис. 1 приведен перечень физических эффектов возмущений в ионосфере, которые могут быть (и часть из них уже регистрировалась) зарегистрированы на борту космических объектов.

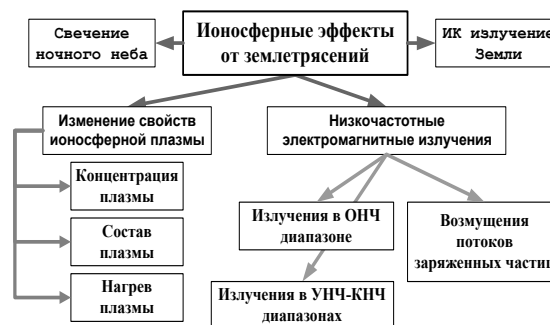


Рис. 1. Основные эффекты в ионосфере, связанные с землетрясениями

Основные из них являются: эффекты в оптическом диапазоне (свечение ночного неба, аномалии в уходящем инфракрасном излучении Земли), изменение свойств ионосферной плазмы, вариации низкочастотного электромагнитного излучения в ионосфере и изменение потоков энергичных частиц. На последнем эффекте и регистрации частиц на спутниках остановимся более подробно.

2. Экспериментальные данные

2.1. Потоки заряженных частиц по данным ИСЗ

Радиоизлучение сейсмического происхождения проникает в ионосферу и магнитосферу Земли и может быть прямо зарегистрировано на борту космических объектов. Помимо этого оно может быть зарегистрировано и по физическим эффектам в космическом пространстве, им вызываемым. Причем результат такого взаимодействия можно увидеть не обязательно в той области, где оно произошло. По данным орбитальных станций "Салют-7" и "МИР", ИСЗ "Интеркомос-Болгария-1300", "Ореол-3", "Метеор-3", "Интеркосмос-24" существует пространственная и временная корреляция между изменениями интенсивности энергичных (в диапазоне десятки кэВ-десятки МэВ) заряженных частиц и сильными землетрясениями. Обзор результатов этих экспериментов приведен в работе [3].

Впервые указания на возможность существования взаимосвязи потоков частиц радиационных поясов высоких энергий с сейсмической активностью были получены на станции "Салют-7". Эксперименты были продолжены на станции "МИР" (высота ~400км). В ряде случаев через 2.5...3 часа после регистрации всплеска интенсивности частиц с энергией более нескольких десятков МэВ (протоны с энергией > 30 МэВ составляют около 80 %) регистрировались землетрясения с магнитудой $M > 4$. На ИСЗ "Метеор-3" (высота 1250км) регистрировались электроны с энергией $E_e > 30$ МэВ и протоны с $E_p > 400$ МэВ. Почти все резкие флуктуации темпов счета (свыше пяти стандартных отклонений) группировались на $L=1.1...1.25$, при этом около 70 % возрастных в скорости счета зарегистрированы при повышении глобальной сейсмичности (выше среднесуточного числа, вычисленного за 2 года). Получено, что появление отклонения скорости счета предшествует землетрясению с $M > 4$ приблизительно за 2...3 часа, причем такая связь сохраняется только для землетрясений с эпицентрами, расположенными *только* на суше. Подобный результат был получен на ИСЗ "ИКБ-1300" в том же диапазоне энергий: за 2.5...3 часа до начала землетрясений с $M > 4$ также регистрировались отклонения скорости счета. На ИСЗ "Ореол-3" на $L=1.25 \pm 0.1$ регистрировались возрастания потоков электронов с энергией $E_e > 100$ кэВ, при этом в 90 % случаев на $L < 1.3$ в долготном интервале $\pm 60^\circ$ имели место землетрясения с $M > 4$. На ИСЗ "Интеркосмос-24", пролетавшего на высотах 2300–2500 км вблизи эпицентра сильного Иранского землетрясения 20 июня 1990 г. перед главным толчком (21:00:09 UT, $M = 6.4$, 37° N, 49.4° E) и перед сильным афтершоком 21.06.1990 г. (09:02:14, $M=5.8$) в потоках электронов с энергией $E_e = 17.7...277$ кэВ отмечалось резкое изменение характера флуктуаций. На рис. 2 приведен пример, когда по всем трем счетным каналам наблю-

дался скачок интенсивности потоков электронов за 16 часов до главного удара (рис. 2а) и за 3 часа до афтершока (рис. 2б).

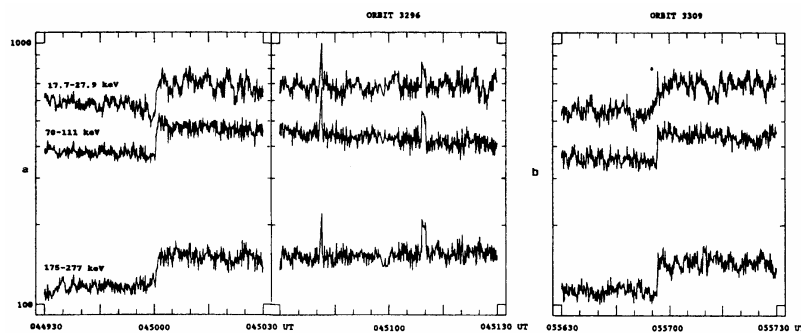


Рис. 2. Иранское землетрясение 1990 г. Временные вариации потоков электронов $(\text{см}^2 \text{ с ср кэВ})^{-1}$ с энергиями $E_c=17.7\text{--}37.9$, $70\text{--}111$, $175\text{--}277$ кэВ за 16 часов до главного толчка (а) и за 3 часа до сильного афтершока (б) по данным ИСЗ "Интеркосмос-24"

2.2. Электромагнитное излучение вблизи очага землетрясения

По мере увеличения напряжений в земной коре вблизи очага будущего землетрясения изменяются электрофизические свойства горных пород и, как следствие, возникает широкополосное шумовое электромагнитное радиоизлучение в низкочастотном диапазоне, которое длится довольно короткое время и может быть зарегистрировано как на Земле, так и на борту ИСЗ. По данным экспериментов на ИСЗ "ОГО-6", "ГЕОС-1 и -2", "Космос-1809", "Интеркосмос-19,-24", "Интеркосмос-Болгария-1300", "Ореол-3" перед землетрясением регистрируются аномалии электромагнитного излучения в КНЧ-ОНЧ-диапазонах, имеющие размеры до нескольких тысяч километров вдоль L-оболочки и около тысячи км — вдоль меридианов. При этом большая часть событий приходится на низкоширотную область, где естественные излучения сравнительно слабы и связаны, в основном, со значительным уровнем геомагнитной активности [3]. Анализ экспериментальных данных позволяет сделать следующие некоторые обобщенные выводы:

- над эпицентром готовящегося землетрясения на высотах верхней ионосферы наблюдается увеличение интенсивности (по некоторым оценкам до 20 дБ) ОНЧ-излучения; излучение появляется как после, так и за несколько часов (иногда суток) до землетрясения;

- в дневные часы и при пролетах над эпицентрами глубоководных землетрясений электромагнитных возмущений не наблюдается;

— вероятностные размеры зоны регистрации излучений по отношению к эпицентру землетрясения составляют $\pm 2^\circ$ по широте и от $\pm 6^\circ$ до $\pm 60^\circ$ по долготе; при этом граница области по широте симметрична относительно соответствующей эпицентру L-оболочки;

— наблюдается явления ужесточения спектра шумовых излучений к моменту главного толчка (т.е. в процессе подготовки землетрясения на заключительной его фазе происходит перекачка энергии из низкочастотной части спектра в высокочастотную);

— за несколько часов до начала землетрясения и во время основного толчка могут наблюдаться возмущения магнитного поля

Примером регистрации на борту излучений может служить пролет ИСЗ "Ореол-3" в условиях спокойной геомагнитной обстановки над эпицентром землетрясения, которое произошло 21.01.1982 г. (17:50:26 UT, $M=4.6$) за 4 ч. 48 мин

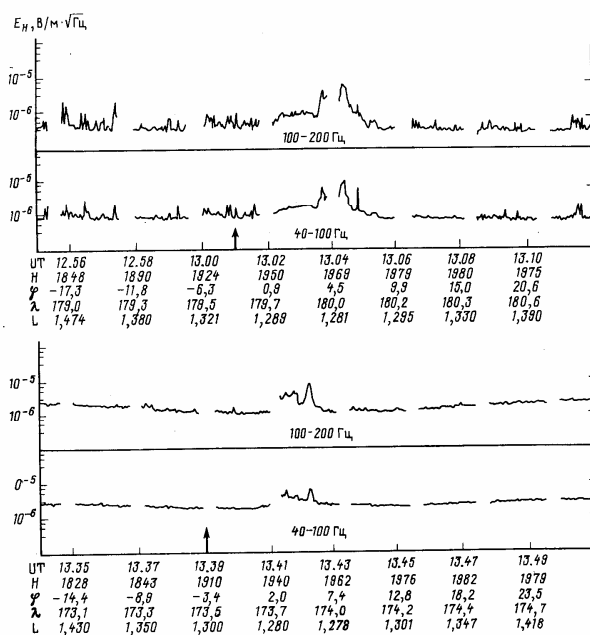


Рис. 3. Временной ход вариаций интенсивностей КНЧ-излучений по данным ИСЗ "Ореол-3" за несколько часов до главного толчка (а) и за 2 суток. Стрелка — момент, когда орбита ТСЗ была вблизи эпицентра готовящегося землетрясения

до главного толчка. На рис. 3 приведен временной ход горизонтальной состав-

ляющей КНЧ-излучения на частотах 40...100 Гц и 100...200 Гц и данные по пролету вблизи эпицентра за двое суток до землетрясения. Отчетливо видно, что низкочастотное излучение регистрируется, по крайней мере, за несколько часов до главного удара [5].

3. Связь электромагнитных излучений и потоков частиц радиационных поясов Земли

Как было показано выше, готовящееся землетрясение может вызывать локальные изменения в структуре ионосферы, низкочастотном электромагнитном излучении, в потоках заряженных частиц. И если изменения в ионосфере и излучении волн регистрируются непосредственно над областью будущего землетрясения, то изменения в потоках частиц (увеличение) может быть зарегистрировано вне области будущего землетрясения вследствие их долготного дрейфа. Таким образом, изучение распределения потоков частиц в ОКП позволит указать на геомагнитную долготу, на которой необходимо искать другие предвестники. Спектр аномальных потоков частиц будет различен, поскольку излучение от землетрясений и взрывов представляет собой широкополосное шумовое излучение, а спектр энергичных частиц меняется при изменении величины L -оболочки. С целью определения диапазонов регистрации волн и частиц рассмотрим более детально механизм взаимодействия излучаемых при сейсмической активности волн с частицами радиационных поясов.

Большая часть излучаемой энергии распространяется по волноводу Земля-ионосфера, некоторая ее часть через ионосферу может проникать в магнитосферу Земли. При этом возможно два основных типа распространения в магнитосфере волн в свистовой моде: каналированное (квазипродольное) и неканалированное. Первый тип распространения может быть связан с наличием в магнитосфере вытянутых вдоль силовой линии слабых неоднородностей повышенной концентрации, второй тип — может существовать лишь в случаях повышенных градиентов концентрации. На низких широтах ($L < 2$) спутниковые наблюдения ОНЧ-сигналов могут быть достаточно удовлетворительно объяснены неканалированным распространением волн. Хотя каналированное распространение является весьма редким и составляет лишь ~1 % (по некоторым оценкам до 10 % при определенных условиях), оно играет весьма существенную роль в динамике распределения потоков частиц в ионосфере, т.к. лишь такие сигналы могут проходить от области генерации через магнитосферу в магнитосопряженную область, когда возможно усиление исходного сигнала при прохождении его через область взаимодействия вблизи экваториальной плоскости.

В общем виде условие резонансов для протонов и электронов записывается в виде:

$$k_{\parallel} \cdot v_{\parallel} - \omega = m \cdot \omega_{e,p} (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (1)$$

где k_{\parallel} — составляющая волнового вектора, параллельная магнитной силовой линии, v_{\parallel} — составляющая скорости, параллельная магнитному полю B , ω —

частота волны, $m_{e,p}$ — масса электрона (протона), c — скорость света,

$$\omega_{e,p} = \frac{e \cdot B}{m_{e,p} \cdot c} \text{ — циклотронная частота электрона (протона).}$$

1) $m=1$ — соответствует основному циклотронному резонансу, при котором рассеяние частиц идет практически без изменения энергии частиц:

$$k_{\parallel} \cdot v_{\parallel} - \omega = \omega_{e,p}$$

2) $m=2,3,\dots$ — соответствует кратным циклотронным резонансам, возникающим, когда волны распространяются под углом к \vec{B} , не равным нулю.

Условие $m=0$ соответствует черенковскому резонансу, который в данной работе не рассматривается, т.к. он наиболее эффективен плазмосферы. При черенковском рассеянии энергия частиц существенно меняется.

Для волны, взаимодействующей с электронами ($\omega_e > \omega \gg \omega_p$), связь между ω и k записывается в виде:

$$\omega = \omega_e \cdot \frac{c^2 k^2 \cdot \cos \chi}{\omega_0^2 + c^2 k^2} \quad (2)$$

где χ — угол между волновым вектором и силовой линией, $\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n}{m_e}}$ — плазменная электронная частота.

Из выражений (1) и (2) для электронного циклотронного резонанса получаем:

$$\omega = \frac{\omega_e}{\omega_0^2} m^2 \left(\frac{c}{v_{\parallel}} \right)^2 \quad (3)$$

Здесь $v_{\parallel} = v \cdot \cos \alpha$, где α —pitch-угол частиц, $v = c \sqrt{1 - \left(\frac{E_0}{E_0 + E_k} \right)^2}$, $E_0 = mc^2$,

E_k — энергия частицы, МэВ. Для значений вблизи экватора $B = \frac{0.303}{L^2}$,

$N = \frac{10^5}{L^4}$ (L — в радиусах Земли), для линейной резонансной частоты $f = \frac{\omega}{2\pi}$

получаем:

$$f = \frac{2.02 \cdot 10^4}{L^5} \cdot \frac{1}{\left(E_k^2 + 1.22 \cdot E_k \right) \cdot \left(1 - \frac{1.331}{L^3 \sqrt{4 - \frac{3.3}{L}}} \right)} \quad (4)$$

Для волны, взаимодействующей с протонами ($\omega \leq \omega_p$),

$$\omega = k \cdot V_a \quad (5)$$

где $V_a = \frac{B}{\sqrt{4\pi N \cdot m_p}}$ — альвеновская скорость, n — концентрация частиц холодной плазмы.

Рассмотрим нерелятивистский случай ($E_k = c \sqrt{\frac{2E_k}{E_0}}$). Тогда для тех же значений B и N , которые использовались для вывода формулы (4), получаем для случая встречного движения волны и протона:

$$f = \frac{69.78}{\sqrt{E_k} \cdot L^4 \left[1 - \frac{1.331}{L^3 \sqrt{4 - \frac{3.3}{L}}} \right]^{1/2} \left\{ 1 - \frac{0.151}{L \sqrt{E} \left[1 - \frac{1.331}{L^3 \sqrt{4 - \frac{3.3}{L}}} \right]^{1/2}} \right\}} \quad (6)$$

При $m \geq 1$ возможно взаимодействие протона со свистовой модой ОНЧ-излучения [6]. В этом случае имеем:

$$f = \frac{2/02 \cdot 10^4}{L} E_k + \frac{9.24 \cdot 10^2}{L^3} \quad (7)$$

На рис. 4 приведены рассчитанные по формулам (4), (6), (7) значения резонансной частоты в зависимости от номера L-оболочки и энергии частиц.

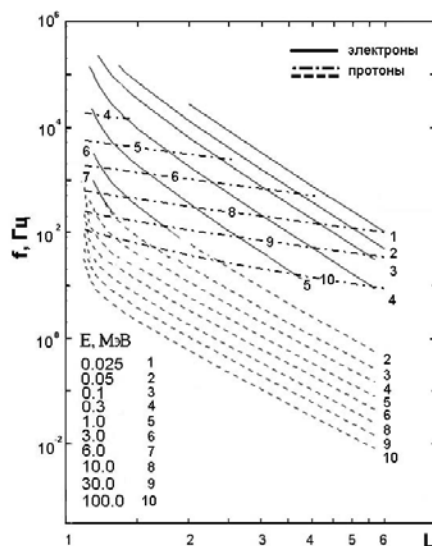


Рис.4. Зависимость резонансной частоты электронов и протонов от L и энергии частицы

На высоких широтах выделить на спутнике на фоне естественных процессов явления, связанные с готовящимся землетрясением, достаточно затруднительно. Поэтому поиск предвестников землетрясений целесообразен на средних и низких широтах ($L < 2$), вне области Южно-Атлантической аномалии, где:

— появление электромагнитных излучений связано, в основном, только с геомагнитными возмущениями;

— землетрясения носят достаточно частый характер;

— появление потоков электронов носит либо спорадический во времени характер, либо они локализованы в определенных долготных и широтных интервалах;

— протоны с энергией в десятки кэВ–единицы МэВ локализованы только в области геомагнитного экватора.

Из рис.4 видно, что на $L < 2$ для протонов наиболее приемлемой является регистрация волн в УНЧ-КНЧ-диапазонах (единиц Гц до ~200 Гц), а для электронов — в ОНЧ-диапазоне (300 Гц до 20–30 кГц). В настоящее время в НИИЯФ МГУ разработан комплекс аппаратуры, который позволяет получать спектральные характеристики потоков заряженных частиц в диапазонах энергий: электронов — 0.1–1.2 кэВ; >50 кэВ, 0.1–1.0 МэВ; 2–10 МэВ; протонов — 0.1–10.0 МэВ; >50 МэВ; 20–200 МэВ; а также ядер с зарядом $Z > 2$. Этот диапазон энергий охватывается несколькими приборами, причем большое внимание уделено

увеличению светосилы приборов. Масса аппаратуры — не более 7–8 кг, в т.ч. блока электроники — 2кг, энергопотребление — не более 8–10 Вт, информационные потоки — 1–3 Мбайт/сутки. Предусмотрены различные режимы регистрации потоков частиц. Возможен оперативный анализ на борту КА возмущений параметров ионосферы. В детектирующей системе используются газоразрядные счетчики, полупроводниковые детекторы различной толщины и площади, сцинтилляционные детекторы, электростатический анализатор. Основные элементы прибора прошли натурные испытания в составе бортовой аппаратуры различных орбитальных объектов. Приборы разрабатывается с учетом специфики регистрации слабых потоков заряженных частиц на низких и средних широтах.

Литература

1. Никонов А.А. Землетрясения...Прошлое, современность, прогноз // 1984. М. "Знание".
2. Шейдеггер А.Е. Физические аспекты природных катастроф // 1981. М. "Недра". С.49.
3. Бирюков А.С., Григорян О.Р., Кузнецов С.Н. и др. Космическая физика и экология: эффекты от землетрясений на ионосферных высотах // *Инженерная экология*. 1996. 5. 92.
4. Асатрян Г.А., Асатрян Гр.А., Бябаян В.Х. и др. Скачок интенсивности ионизирующей компоненты космических лучей в стратосфере в период Спитакского землетрясения 7 декабря 1988 г. // *Изв. АН СССР. Сер. физическая*. 1991. 55. 500.
5. Гальперин Ю.И., Гладышев В.А., Джорджио Н.В. и др. Высыпание энергичных захваченных частиц в магнитосфере над эпицентром готовящегося землетрясения // *Космич. исслед.* 1992. 30. 89.
6. Гоцелюк Ю.В., Кузнецов С.Н., Кузнецова В.А., Кудела К. Рассеяние протонов радиационного пояса на свистовой моде ОНЧ-излучения. // *Космич. исслед.*, 1985. 23.729.

МОДИФИКАЦИЯ МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ОКРЕСТНОСТИ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ

Марьин¹ Б.В., Новиков¹ Л.С., Тельцов¹ М.В., Савельев² М.А., Фейгин² В.М.,
Ходненко³ В.П.

¹НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ; ²НЦ оперативного мониторинга Земли Росавиакосмоса; ³Всероссийский научно-исследовательский институт электромеханики

Введение

При взаимодействии искусственных спутников Земли (ИСЗ) с окружающей магнитосферной плазмой происходит их электрическое зарядение, в результате

которого величины потенциалов ИСЗ по отношению окружающей плазме могут достигать 20–30 кВ. Поскольку поверхность современных ИСЗ в значительной степени покрыта нетокопроводящими материалами, а конфигурация ИСЗ весьма сложна, происходит так называемое дифференциальное заряджение ИСЗ, при котором отдельные элементы конструкции и участки поверхности могут иметь разные потенциалы. Вследствие этого структура собственного электрического поля заряженного ИСЗ имеет сложный характер. В зависимости от величин потенциалов, возникающих на поверхности ИСЗ, и от параметров окружающей магнитосферной плазмы собственное электрическое поле ИСЗ может проникать в плазму на большие или меньшие расстояния, вызывая тем самым существенные изменения параметров плазмы в окрестности ИСЗ. На высоких орбитах, в частности на широко используемой для создания космических систем радиосвязи, телевидения и навигации геостационарной орбите, расстояние проникновения собственного электрического поля заряженного ИСЗ в окружающую плазму измеряется километрами, т.е. модификация магнитосферной плазмы происходит в значительном объеме пространства, окружающего ИСЗ. В настоящей работе представлены результаты расчета структуры электрических полей в окрестности ИСЗ и данные экспериментальных исследований электрического заряджения геостационарного ИСЗ «Электро», выполненных с помощью бортовых спектрометров электронов и ионов в диапазоне энергий 0,1–12 кэВ.

Расчетные и экспериментальные данные по электризации высокоорбитальных ИСЗ

На рис.1а, б представлены результаты расчета структуры собственного

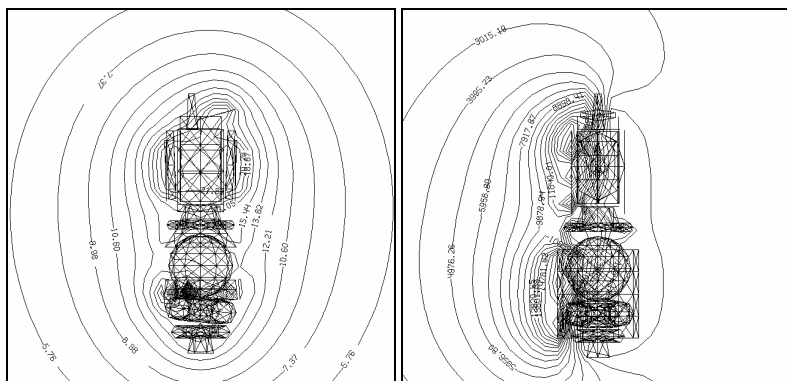


Рис. 1. а) Структура электрического поля дифференциально заряженного ИСЗ в отсутствие освещения б) Структура электрического поля дифференциально заряженного ИСЗ при частичном освещении поверхности. Направление освещения показано стрелкой

электрического поля геостационарных ИСЗ при зарядении их в горячей магнитосферной плазме. Рис. 1а относится к случаю нахождения ИСЗ в тени Земли, вследствие чего конфигурация эквипотенциалей электрического поля определяется главным образом формой поверхности ИСЗ. На рис. 1б показаны результаты расчета для случая частичного освещения поверхности ИСЗ Солнцем, что вызывает сильную асимметрию электрического поля. Важно отметить, что в области геостационарной орбиты собственные электрические поля проникают в окружающую плазму на расстояния в несколько сотен метров от ИСЗ.

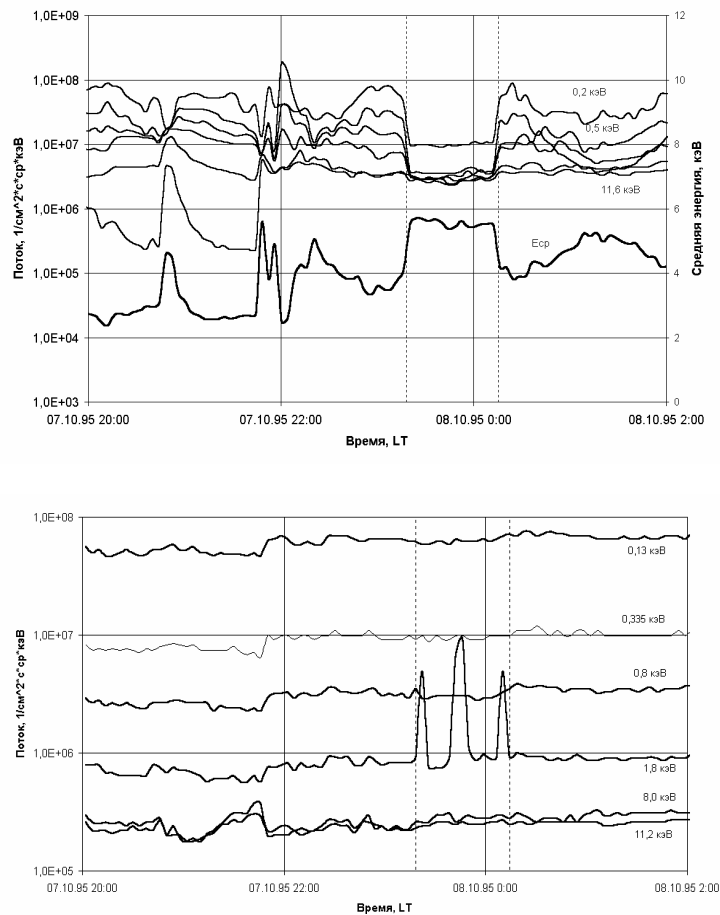


Рис.2. Временной ход потоков электронов и ионов с различными энергиями

Последующие рисунки иллюстрируют взаимную связь исходных характеристик плазмы, окружающей ИСЗ, и электрических полей, создаваемых заряженными спутниками.

На рис. 2 показано изменение во времени потоков электронов (верхняя часть) и протонов (внизу) горячей магнитосферной плазмы с разными энергиями в диапазоне 0,1–11,6 кэВ, регистрируемых бортовыми спектрометрами геостационарного ИСЗ «Электро». На обеих частях рисунка вертикальными пунктирными линиями показан интервал времени прохождения геостационарного ИСЗ через тень Земли. Видно, что в показаниях как электронного, так и протонного спектрометров в этот период времени наблюдается характерное изменение показаний, обусловленное зарядением ИСЗ до высокого отрицательного потенциала (порядка 3 кВ) в отсутствие освещения Солнцем. Следует обратить внимание, что незадолго до входа ИСЗ в тень Земли наблюдается резкое возрастание потока электронов с энергией 11,6 кэВ.

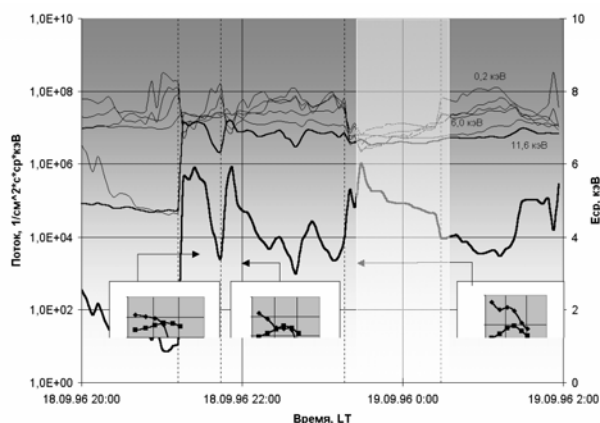


Рис. 3. Временной ход потока электронов при наличии резкого возрастания потока с энергией 11,6 кэВ

Аналогичные данные для электронов представлены на рис. 3. В этом случае следует отметить, что подобная реакция в показаниях спектрометра на резкое возрастание потока с энергией 11,6 кэВ наблюдается даже на освещенной части орбиты. В нижней части рис. 3 показано характерное изменение энергетических спектров регистрируемых электронов, вызываемое зарядением ИСЗ.

Рис. 4 интересен тем, что в данном случае резкое возрастание потока электронов с энергией 11,6 кэВ произошло во время нахождения ИСЗ в тени Земли, вследствие чего характерный «провал» в показаниях спектрометра сформировался только перед выходом ИСЗ из тени.

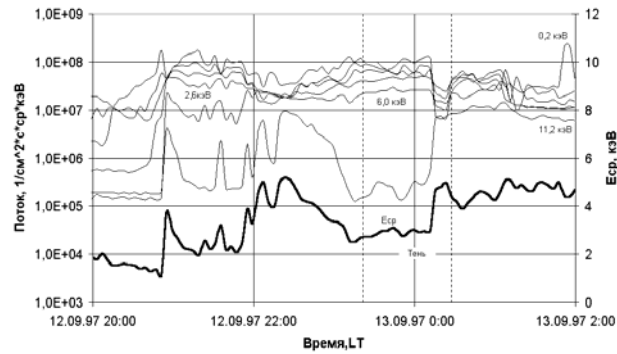
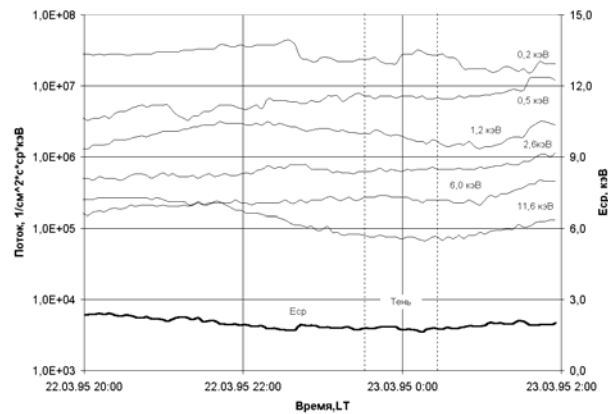


Рис.4. Случай резкого возрастания потока электронов с энергией 11,6 кэВ в период выхода ИСЗ из тени Земли

Анализ и обсуждение экспериментальных данных

Для установления более точной связи величин потенциалов и параметров электрических полей ИСЗ был проведен дополнительный анализ. На рис. 5 показаны два примера временного хода показаний электронного спектрометра в часы, предшествующие прохождению геостационарного ИСЗ «Электро» через тень Земли, во время пересечения тени и после выхода из нее. Потоки электронов с энергией 11,6 кэВ невысоки, и несмотря на то, что во втором примере ИСЗ пересекает плазменный слой, что видно по возрастанию потоков электронов в период времени между 20:00 и 22:00 LT, прохождение через область тени не сопровождается заметными изменениями энергетических спектров.



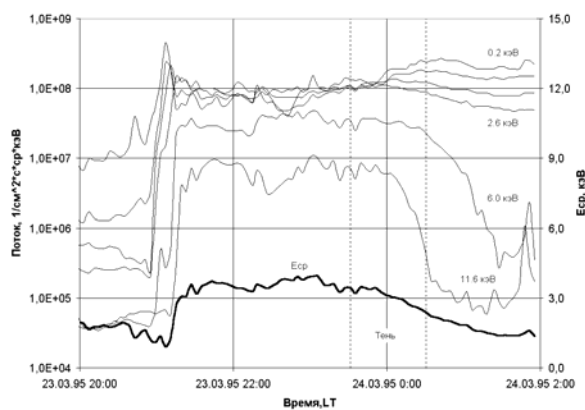


Рис.5. Примеры временного хода показаний спектрометра электронов в отсутствие заряжения ИСЗ

На рис. 6 показаны типичные энергетические спектры электронов для всех описанных выше случаев. Две левые группы спектров соответствует временному ходу потоков электронов рис. 5. Третья группа спектров характерна для случаев, когда потоки электронов с энергией 11,6 кэВ возрастают перед входом в тень Земли или в тени (рис. 2, 3, 4). Четвертая группа соответствует случаям, когда «провалы» в показаниях спектрометра наблюдаются даже не в тени Земли (рис. 3).

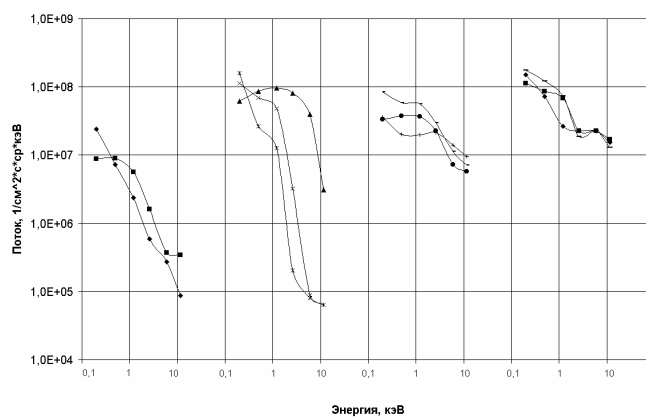


Рис. 6. Энергетические спектры электронов окружающей плазмы для разных случаев заряжения ИСЗ

Таким образом, на основании полученных экспериментальных данных можно сделать вывод о существовании непосредственной связи между величинами потенциалов, возникающих на ИСЗ вследствие электризации, и характеристиками окружающей космической плазмы. Появление высоких отрицательных потенциалов возможно только в случаях, характеризующихся так называемыми «жесткими» энергетическими спектрами частиц плазмы, т.е. спектрами, в которых достаточно высок поток электронов с энергией $\sim 5\text{--}10$ кэВ. В качестве параметра, характеризующего «жесткость» энергетических спектров удобно использовать значение средней энергии частиц $E_{\text{ср}}$, которое приводилось на обсуждавшихся выше рисунках.

Как уже отмечалось, на высоких орбитах ($\sim 20\text{--}50$ тыс. км.), где радиус дебаевского экранирования велик, собственное электрическое поле заряженного ИСЗ проникает в окружающую космическую плазму на расстояния в несколько км от поверхности ИСЗ. Следовательно, электрическое поле ИСЗ оказывает возмущающее воздействие на окружающую космическую плазму в значительном объеме пространства. Такие возмущения окружающей плазмы могут оказывать влияние как на функционирование собственных систем ИСЗ, так и на процессы, протекающие в магнитосфере Земли. Хотя влияние указанных локальных возмущений плазмы на магнитосферные процессы на первый взгляд представляется достаточно слабым, в действительности оно может реализовываться через посредство известных «триггерных» механизмов. Последние характеризуются тем, что сравнительно слабые в энергетическом отношении воздействия могут приводить к развитию широкомасштабных магнитосферных процессов. Подобные явления пока недостаточно изучены, дальнейшее исследование возмущающего воздействия собственных электрических полей ИСЗ на окружающую магнитосферную плазму является одним из путей их изучения.

Выводы

1. Представлены расчетные и экспериментальные данные, характеризующие электрическое зарядение высокоорбитальных ИСЗ в магнитосферной плазме.

2. Показано, что величины потенциалов, возникающих на ИСЗ, непосредственно связаны с характеристиками окружающей плазмы. Появление высоких потенциалов возможно лишь в случаях достаточно «жестких» энергетических спектров частиц плазмы.

3. Для высоких орбит ($\sim 20\text{--}50$ тыс. км.) расстояние проникновения собственного электрического поля ИСЗ в окружающую плазму составляет несколько километров.

4. Возмущающее воздействие электрического поля на магнитосферную плазму в окрестности ИСЗ может оказывать влияние как на функционирование собственных систем ИСЗ, так и на процессы, протекающие в магнитосфере Земли.

ДОЛГОСРОЧНОЕ ПРОГНОЗИРОВАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ОСОБЕННОСТИ ТЕКУЩЕГО 11-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА

Храмова М.Н.¹⁾, Красоткин С.А.²⁾, Кононович Э.В.³⁾

Дальневосточный государственный университет, Владивосток; НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва; Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ, Москва

Долгосрочное прогнозирование климатических, геофизических, гидрологических и других природных процессов в последнее время становится одной из наиболее актуальных тем. Также не подлежит сомнению и тот факт, что солнечная активность (СА) влияет на всевозможные земные процессы [4, 12]. Отсюда следует необходимость изучения солнечной активности, а также совершенствование методов ее прогнозирования.

Существует достаточно много методов долгосрочного и сверхдолгосрочного прогноза СА, большинство из которых основывается на ряде чисел Вольфа (достаточно подробный обзор методов можно найти, например, в монографиях [1, 3]). Практически все методы прогноза приводят к существенно различным максимальным значениям этого параметра.

Цикл СА 23 преподнес множество сюрпризов, показав, насколько еще не полны наши знания о механизмах солнечной активности. Для текущего цикла были выполнены десятки прогнозов, охватывающие практически весь диапазон возможных максимальных значений чисел Вольфа [2, 7, 8, 11, 13, 14, 15, 16].

В настоящей работе предлагается новый метод сверхдолгосрочного прогноза СА, примененный к классическому индексу — числам Вольфа. Этот метод основан на одношаговой экстраполяции значений чисел Вольфа, соответствующих одинаковым фазам цикла. Также проанализированы особенности текущего 11-летнего цикла.

Метод фазовых средних (ФС)

В качестве исходных данных для выполнения прогноза цикла СА 23 были использованы среднемесячные несглаженные значения чисел Вольфа (цюрихский ряд) W за период, охватывающий 22 солнечных цикла, то есть с 1755 до середины 1996 года. Таким образом, на начало 2001 г. делался прогноз первой половины цикла 23 и прогноз второй его половины. Продолжительность каждого цикла выделялась как интервал времени между двумя последовательными минимумами.

Массив W для каждого цикла делился последовательно на $k=1, 2, 3 \dots 16$ одинаковых частей, в пределах которых значения чисел Вольфа усреднялись. Таким образом, получались **фазовые средние** (ФС) значения W_{nk}^i , где $n=1, 22$; $k=1, 16$, $i=1, k$, причем k — номер разбиения, i — номер ФС значения внутри данного разбиения, n — номер цикла. Затем рассчитывалась корреляционная матрица R_{nk}^i размерности 22×136 . Для элементов этой матрицы была обнаружена высокая корреляция между многими коэффициентами (около 70 % коэффициентов корреляции превышают значение 0,85). Поэтому для получения предварительного прогноза достаточно использовать только последние шестнадцать ФС для каждого цикла $W_{n,16}^i$ (то есть значения, полученные при делении каждого цикла на шестнадцать равных промежутков). Разбиение циклов на меньшее

число частей необходимо для уточнения прогноза и проверки его самосогласованности. Для этого в исходную матрицу ФС W_{nk}^i добавляется строка, соответствующая ФС значениям для прогнозируемого цикла, и вновь вычисляются коэффициенты корреляции между элементами новой матрицы $W_{(n+1)k}^i$, которые сравниваются с исходными.

Предлагаемый метод прогноза основан на использовании зависимости ФС от номера цикла $W_{16}^i(n)$. Значение для цикла $(n+1)$ находится экстраполяцией соответствующих зависимостей на одно значение вперед. Принципы, на основании которых можно сделать такую экстраполяцию, будут изложены ниже. Несомненным преимуществом данного метода сверхдолгосрочного прогноза является то, что прогноз получается на основе одношаговой экстраполяции, что позволяет избежать накопления ошибки к концу прогнозируемого интервала. Другим преимуществом является возможность выявления свойств циклов в зависимости от фазы цикла, то есть более уверенное выделение критических точек, а также простота получения прогноза [10].

Временная привязка полученного прогноза осуществлялась при помощи уравнений регрессии между длиной ветви роста T_r и максимальным фазовым средним значением за цикл W_{16}^{\max} , а также между длиной ветви роста T_r и асимметрией A по Чистякову [12]. Асимметрия определяется как $A = (T - T_r)/T_r$, где T — длина цикла. В результате получены следующие уравнения регрессии (в скобках указаны соответствующие коэффициенты корреляции)

$$T_r = 7,366 - 0,027W_{16}^{\max}, \quad (r = -0,84), \quad (1)$$

$$A = 3,324 - 0,398T_r, \quad (r = -0,88). \quad (2)$$

Эти связи изменяются со временем, в частности, с вековым циклом [12].

Средняя погрешность составляет $\pm 0,3$ года в определении T_r и $\pm 0,7$ года в определении T , что сопоставимо с погрешностями определения этих параметров другими методами.

На первом шаге разработки прогноза из исходных рядов ФС выделяется тренд. Это очень ответственная операция, так как она существенно влияет на получаемый результат. Заметим, что в будущем вряд ли следует ожидать резкое возрастание уровня солнечной активности, поэтому тренд должен удовлетворять определенным условиям. Функция тренда должны быть гладкой, без резких скачков и отражать сверхвековой ход уровня солнечной активности (в том числе и его повышение в XX столетии).

Использованная в настоящей работе форма тренда имеет вид

$$W_{kr}^i(n) = A_k^i + B_k^i \ln \left((n - C_k^i) + \sqrt{1 + (n - C_k^i)^2} \right) \quad (3)$$

и удовлетворяет указанным выше условиям.

Коэффициенты в формуле (3) могут иметь следующий смысл. Коэффициент C_k^i определяет номер цикла, начиная с которого возрос уровень солнечной активности. B_k^i есть среднее значение числа Вольфа с точностью до A_k^i . Аналитическая функция для выделения тренда из исходных рядов фазовых средних выбиралась на основании исследования рядов с помощью алгоритма «Гусеница» [9].

Такое задание тренда отражает долговременные изменения уровня солнечной активности (в частности, его увеличение в XX столетии, ряд высоких циклов, начиная с цикла 18), но при этом мало возрастает при увеличении номера цикла.

На следующем этапе производится вычитание тренда из исходного ряда, после чего выделяется вековой цикл

$$W_{k\text{cent}}^i(n) = D_k^i \cos\left(\frac{2\pi n}{T_k^i}\right) + E_k^i \sin\left(\frac{2\pi n}{T_k^i}\right), \quad (4)$$

причем $D_k^{i2} + E_k^{i2} = M_k^{i2}$, а $\arctg(E_k^i/D_k^i) = \varphi_k^i$, где M_k^i — амплитуда вековых изменений, φ_k^i — фаза, T_k^i — период векового цикла, выраженный количеством 11-летних циклов.

Амплитуды, соответствующие более коротким циклам солнечной активности с периодами от 30 до 60 лет, значительно меньше амплитуды, соответствующей вековому циклу. Поэтому на фоне вековых изменений солнечной активности эти циклы выделяются неуверенно. Исключение составляет 22-х летний цикл, об особенностях которого будет сказано ниже.

После исключения векового цикла необходимо выполнить проверку рядов остатков на нормальность распределения. Заметим, что реально не удается получить строгое нормальное распределение. Поэтому мы ограничились «почти нормальным» распределением остатков.

Из анализа рядов данных видно, что вековые изменения проявляются на любой фазе 11-летнего цикла, а не только в его максимуме. Кроме того, по-видимому, корректнее говорить не о точной продолжительности векового цикла, исчисляемой в годах, а о представлении длины векового цикла числом 11-летних циклов ($N \approx 9$). Часть значений ФС прогнозируется не очень уверенно, например, W_{16}^2 , W_{16}^{13} , W_{16}^{14} . Объяснить это можно следующим образом. Как известно, новый солнечный цикл зарождается в недрах старого, приблизительно за 1,5–2 года до его окончания, когда начинают появляться высокоширотные группы солнечных пятен, принадлежащие новому циклу. Точно также и старый цикл заканчивается уже после начала нового. Все это приводит к «сбою» в поведении фазовых средних значений, но в то же время позволяет установить моменты реальных начала и окончания 11-летнего цикла. Также анализ поведения перечисленных ФС помогает определять критические точки циклических кризисов.

Анализ рядов ФС выявил, что правило Гневнышева-Оля [6] может быть применено для всех рассматриваемых рядов. При этом отмечается несколько

особенностей. Правило Гневнышева-Оля как чередование высот соседних циклов в паре четный–нечетный выполняется на фазе роста и на фазе максимума векового цикла. На фазе спада векового цикла могут происходить «сбои», которые можно объяснить механизмом генерации векового цикла. Из четырех 11-летних циклов, образующих ветвь роста векового цикла, каждый последующий оказывается выше предшествующего. Фаза максимума векового цикла охватывает один бицикл (например, циклы 8–9, 19–20). Как отмечалось выше, на фазе спада векового цикла могут наблюдаться «сбои» в правиле Гневнышева-Оля, например, пары циклов 4 – 5, 22 – 23.

Прогноз циклов 23–24 и особенности текущего 11-летнего цикла

На рис. 1 показан прогноз чисел Вольфа на циклы 23–24, выполненный методом ФС, а также для сравнения приведены циклы 19–22. На рис. 2 отдельно выделен цикл 23 с сопоставлением теоретических и наблюдаемых ФС на ветви роста текущего цикла.

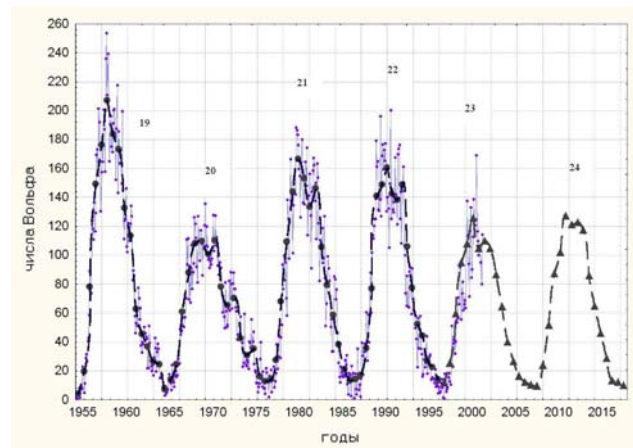


Рис. 1. Прогноз солнечных циклов 23 и 24 (треугольники). Для сравнения на рисунке приведены также ФС для циклов 19 – 22 (кружки). Тонкая линия с точками – среднемесячные значения чисел Вольфа

Обратимся к рассмотрению особенностей цикла активности 23.

Как видно, максимальное прогнозируемое фазовое среднее значение для цикла 23 равно $W_{16}^{\max}(23)=126$ с эпохой главного максимума, приходящейся на апрель–октябрь 2000 г. Цикл 24 достигнет максимума $W_{16}^{\max}(24)=127$ в первой половине 2011 г.

Особенности предыдущего цикла 22 сделали его уникальным среди изученных солнечных циклов. Учитывая, что прошедший цикл был самым боль-

шим четным 11-летним циклом, можно было предположить, согласно правилу Гневешева-Оля, что цикл 23, образующий с циклом 22 физическую пару, будет очень высоким. Однако развитие цикла 23 в первые годы показало, что этот цикл не может быть слишком большим.

Необычность текущего цикла SA проявилась уже в его начале: первая группа пятен появилась непосредственно в точке минимума, в мае 1996 г., тогда как во всех других изученных циклах первые группы пятен появлялись не менее чем за полтора года до минимума. Начало фазы роста цикла 23 приходится на сентябрь 1997 г. ($W=51.3$, $F_{10.7}=96.2$), когда на видимом диске Солнца появились первые две большие группы пятен с площадями > 500 м.д.п. В феврале 2001 г. произошла окончательная переполюсовка общего магнитного поля Солнца, и уже можно было с уверенностью говорить о том, что главный максимум текущего цикла пройден.

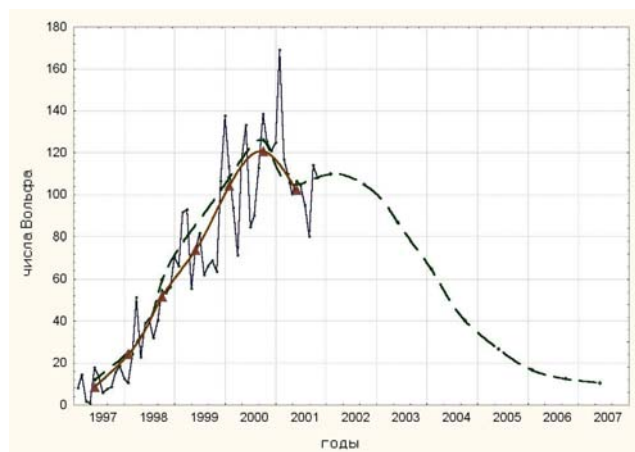


Рис. 2. Цикл солнечной активности 23. Треугольниками обозначены наблюдаемые ФС значения на ветви роста текущего цикла. Тонкая линия — среднемесячные значения за уже истекшую часть цикла. Пунктир — прогноз. Сплошная линия — эпигноз

Особенностью текущего солнечного цикла является также количественный недостаток активных областей по сравнению с предыдущими солнечными циклами, но в то же время — превышение по количеству корональных дыр. Сами группы пятен меньше по размерам, менее сложные, с более медленным темпом развития и большим временем жизни. Это характерные признаки стабильных активных областей, которые могут указывать на более слабую циркуляцию в солнечной конвективной зоне в текущем цикле по сравнению с несколькими предыдущими (череда высоких циклов 18–22).

Первый период мощных солнечных вспышек — события начала ноября 1997 г., когда в активной области южного полушария Солнца произошли первые протонные вспышки текущего цикла. В конце ноября активизировалось и северное полушарие (которое является более активным в настоящем цикле СА), где активная область произвела три большие вспышки. Наиболее замечательное событие фазы роста текущего цикла — это большая гелиосферная буря конца апреля–начала мая 1998 г. Она была вызвана большими вспышечными событиями в двух группах пятен южного полушария, разнесенных по долготе почти на 190 градусов. Кроме четырех протонных событий от вспышек в этих областях Земля не менее пяти раз подвергалась воздействию межпланетных ударных волн, после которых в магнитосфере Земли произошли одна большая и три малых магнитных бури.

В дальнейшем вплоть до первой декады июня 2000 г. вспышечная активность была на среднем уровне, большие вспышки были достаточно редки.

Вторая по мощности солнечная вспышка текущего цикла СА, оказавшая сильное воздействие на околоземное космическое пространство произошла 14 июля 2000 г. Протонное событие от этой вспышки было одним из самых больших за всю историю наблюдений (с 1956 г.). В сентябре по видимому диску Солнца проходила вторая по площади в текущем цикле группа солнечных пятен. Группа была достаточно спокойной, в ней не наблюдалось новых магнитных потоков практически все прохождение, и как следствие, больших вспышек. Однако перед уходом за западный лимб Солнца она активизировалась, и уже за лимбом в ней произошли две большие вспышки.

В конце марта 2001 г. из-за восточного лимба Солнца появилась большая группа солнечных пятен AR 9393, которая с 25 марта стала быстро развиваться и к 29 марта стала самой большой группой текущего цикла СА ($S_p = 2440$ м.д.п.). Быстрое развитие данной активной области повлекло развитие в ней большой вспышки, после которой в околоземном космическом пространстве развилась очень большая магнитная буря (31 марта–1 апреля).

В конце мая 2001 г. пятнообразовательная деятельность Солнца, по видимому, увеличится из-за третьего появления с востока группы пятен AR 9393. Тогда оправдается наш прогноз (рис. 2) в части осуществления вторичного максимума к лету 2001 г. (так называемого максимума мощности Гневышева [5]). Анализ изменения числа групп пятен с различными средними и максимальными площадями показал, что доля мощных групп пятен постепенно возрастает от минимума цикла к максимуму, но достигает своего наибольшего значения не в максимуме чисел Вольфа, а примерно через 1–2 года после него. Таким образом, максимум Гневышева является максимумом мощности, связанным не с увеличением числа новых групп пятен, а с многократным прохождением по видимому диску Солнца одних и тех же рекуррентных групп. Надо отметить, что большинство солнечных циклов обнаруживают эту важную особенность.

Еще одной особенностью текущего цикла является четко выраженное наличие двух активных долгот не одинаковой мощности. Это приводит к сложной картине 27-дневных вариаций, в которых проявляется двухнедельный ритм. По-

этому чаще возникает неустойчивость гелиообусловленных геофизических (в частности, метеорологических) явлений. Примером могут служить частые аномалии метеоусловий в Европе, США и особенно в Сибири, то есть регионах повышенной геомагнитной чувствительности. Начиная с 1999 г. особенно часто из этих регионов поступают сведения об аномальных (для данного места) значениях температуры воздуха, количества осадков, мощности паводков и условий ледоставов.

Заключение

Солнечная активность может оказывать влияние на энергетический баланс нижней атмосферы Земли, что приводит к вполне заметным экологически значимым последствиям. Особенностью текущего цикла солнечной активности является четко выраженное наличие двух активных долгот не одинаковой мощности, что, по-видимому, вызвало ряд экологических последствий, проявившихся в частых сменах циркуляционных режимов в атмосфере, во многих метеорологических аномалиях (температурные аномалии, особенно в равноденственные эпохи и зимнее время; исключительно высокий уровень осадков в некоторых регионах и т.п.).

Для анализа особенностей и прогнозирования 11-летних солнечных циклов предложен метод фазовых средних. Этим методом выполнен прогноз циклов 23–24. Эпигноз для ветви роста цикла 23 показал хорошее согласие теории и данных наблюдений. Предложенный метод дополняет и уточняет результаты, полученные другими авторами, и с этой точки зрения может быть применен для уточнения долгосрочных прогнозов и прогнозов средней срочности на основе полученных уравнений регрессии между отдельными фазовыми средними.

Литература

1. *Витинский Ю.И.* Цикличность и прогнозы солнечной активности. – Л.: Наука, 1973. – 258 с.
 2. *Витинский Ю.И.* Прогноз главных параметров 23-го цикла солнечных пятен. // СД. Статьи и сообщения 1995–1996. – СПб., 1997. – С. 25–32
 3. *Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В.* Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. – М., 1986–286 с.
 4. *Владимирский Б.М., Темуриянц Н.А.* Влияние солнечной активности на биосферу и ноосферу (Гелиобиология от А.Л. Чижевского до наших дней). – М.: Изд-во МНЭПУ, 2000. – 374 с.
 5. *Гневышев М.Н.* Корона и 11-летний цикл солнечной деятельности. // АЖ. 1963. Т. 40. – С. 401–412
 6. *Гневышев М.Н., Оль А.И.* О 22-летнем цикле солнечной активности. // АЖ. 1948. Т. 25. – С. 18–20
 7. *Кононович Э.В., Красоткин С.А., Чумак О.В.* Прогноз предстоящих циклов солнечной активности 23–24. // СД. Статьи и сообщения 1995–1996. – СПб., 1997. – С. 33–37
 8. *Куклин Г.В.* Отображение Пуанкаре и солнечные циклы. // СД. 1993. № 6. – С. 61–66
-

9. Храмова М.Н., Кононович Э.В. О возможности применения метода «Гусеница» для прогноза солнечной активности. / В сб.: региональная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по физике. 22–24 ноября 2000 г. Тезисы докладов. – Владивосток: Изд-во Дальневосточного государственного университета, 2000. – С. 26–28
 10. Храмова М.Н., Красоткин С.А., Кононович Э.В. Метод фазовых средних для сверхдолгосрочного прогноза солнечной активности на примере цикла 23. – Там же. – С. 29–31
 11. Чистяков В.Ф. Прогноз солнечной активности до 2030 года. // СД. 1983. № 1. – С. 97–100
 12. Чистяков В.Ф. Солнечные циклы и колебания климата. – Владивосток: Дальнаука, 1997. – 156 с.
 13. Kulkarni D.R., Pandya A.S., Parikh J.C. Modeling and predicting sunspot activity – state space reconstruction + artificial neural network methods. // Geophys. Res. Letters. 1998. V. 25, no. 4. – p. 457–460
 14. Mendoza B., Ramirez J. A straightforward estimation of the maximum sunspot number for cycle 23. // Ann. Geophysicae. 1999. V. 17, no. 5. – p. 639–641
 15. Obridko V.N. Some comments the problem of solar cycle prediction. // Sol. Phys. 1995. V. 156. – p. 179–190
 16. Schatten K., Mayers D.J. Solar activity forecast for cycle 23. // Geophys. Res. Letters. 1996. V. 23, no. 6. – p. 605–608.
-

СЕКЦИЯ 2

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИИ ГИДРОСФЕРЫ

О КОЛЕБАНИЯХ ДИАМЕТРА ЯДРА ИНТЕНСИВНЫХ КОНВЕКТИВНЫХ ВИХРЕЙ

Анисимова Е.П., Сперанская А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Атмосферные интенсивные конвективные вихри (ИКВ) типа тропических циклонов (ТЦ) играют существенную роль в глобальных процессах тепло и влагообмена в системе океан–атмосфера. Однако степень их изученности все еще недостаточна для понимания тех механизмов, которые формируют такие вихревые системы. Проведение натурных измерений в реальных ТЦ связано со значительными трудностями и весьма рискованы. Одним из методов исследования ИКВ является физическое моделирование. Цель физического моделирования — создание моделей вихревых систем, в которых воспроизводятся процессы, имеющие место в реальных ИКВ, что позволяет исследовать отдельные механизмы, обуславливающие ту или иную структуру моделируемого природного феномена. Такие работы ведутся на физическом факультете МГУ. Анализ полученных экспериментальных материалов позволил предложить физическую модель тепло и влагообмена в воздушных ИКВ [1].

Модельные вихри реализуются на экспериментальной установке, в которой воспроизведены основные условия, необходимые для существования ТЦ: наличие водной подстилающей поверхности с достаточно высокой температурой; существование фоновой завихренности, превышающей некоторое значение; наличие эффекта конденсации с выделением тепла. Подробное описание экспериментальной установки дано в [2]. В модельных вихрях были инструментально измерены тангенциальная V_ϕ и радиальная V_r скорости, температура t и удельная влажность q воздуха на разных расстояниях от центра вихря и на различных высотах. Поле вертикального компонента скорости V_z рассчитывалось по уравнению неразрывности. Выполненный на основе данных измерений критериальный анализ показал, что 1) модельные вихри можно считать физической моделью нижней тропосферы в центральной части ТЦ (без слоя оттока); 2) критерием, определяющим структуру модельных ИКВ, является тепловое число Фруда $Fr^* = \frac{V_\infty^2}{gR(\Delta T/T_\infty)}$, которое может трактоваться как отношение центробежной силы на периферии вихря к силе, обусловленной радиальным градиентом давления в нем (V_∞ — горизонтальная составляющая скорости на периферии вихревой системы, g — ускорение силы тяжести, R — радиус вихря, $\Delta T = T_0 - T_\infty$, T_0

и T_∞ — температура подстилающей поверхности в центре вихря и на его периферии).

В процессе экспериментов выполнялась киносъемка поперечных разрезов вихрей на различных горизонтах. Визуальные наблюдения и киносъемка показали, что диаметр ядра ИКВ подвержен квазипериодическим колебаниям. Как известно, квазипериодические колебания свойственны и природным мощным ИКВ (тропическим циклонам) [3]. В результате обработки кинофильмов были получены цифровые ряды значений диаметра ядра вихрей и по ним рассчитаны функции спектральной плотности колебаний последнего. Полученные спектры имеют четко выраженный достоверный максимум.

На основе сопоставления полученных экспериментальных данных с данными натурных наблюдений за ТЦ показано, что влажным ИКВ присущ взрывной механизм тепло и влагоотвода. Непрерывная реализация плотностной неустойчивости, нарастающей, главным образом, вследствие выделения тепла конденсации, сдерживается гидродинамическими силами, действующими в центральной части ИКВ [1]. При этом разрешение плотностной неустойчивости происходит в виде теплового пробоя пограничного слоя при достижении неустойчивостью некоторой критической величины, что и обуславливает взрывной характер вертикального тепло и влагопереноса в вихре. Попытаемся показать, что взрывной характер процессов тепло- и влагоотвода является одной из причин квазипериодических колебаний диаметра ядра влажных ИКВ.

Предположим, что в начальный момент времени температура воздуха в вихре по вертикали выровнена и равна значению t_0 на его периферии. Температуру подстилающей поверхности будем считать не меняющейся во времени и равной t_{\max} . Действие механизма теплопроводности и процесса конденсации приводит к формированию в центральной части вихревой системы специфического вертикального распределения температуры [1], характеризующегося значительной неустойчивостью у подстилающей водной поверхности, слоем инверсии и локализующейся над ним зоной плотностной неустойчивости, которую назовем вторичной. Общая неустойчивость такого профиля будет расти во времени до некоторого критического состояния, после чего реализуется в результате теплового пробоя. Будем считать, что после этого вертикальный профиль температуры вернется к первоначальному и процесс будет повторяться. Формирование вертикального распределения температуры воздуха происходит в результате действия, главным образом, градиентного механизма тепло и влагопереноса и процесса конденсации, а в момент теплового пробоя работает и значительно более интенсивный конвективный механизм тепловлагоотвода. Киносъемка показала, что время разрешения плотностной неустойчивости много меньше времени ее нарастания, и, следовательно, за средний период автоколебаний температуры во влажном конвективном вихре можно принять только время нарастания плотностной неустойчивости.

Вертикальный поток тепла в вихревой системе, обусловленный всеми действующими в вихре механизмами теплопереноса по вертикали (за исключением молекулярного механизма теплопроводности), запишем в виде

$$c_p \rho \overline{(t'v_z')}$$

(здесь c_p и ρ — удельная теплопроводность и плотность воздуха, t' — пульсации температуры, обусловленные всеми действующими в вихревой системе механизмами теплопереноса, v_z — пульсации вертикальной составляющей скорости в вихре.

Рассмотрим область радиусов в конвективной вихревой системе, где нисходящий в центре воздушный поток трансформируется в восходящий, и средняя вертикальная скорость близка к нулю (эта область примыкает к ядру вихря), и в пренебрежении молекулярным теплопереносом будем решать одномерную нестационарную задачу:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial z} \overline{(t'v_z')} \quad (1)$$

(τ — время)

с начальными условиями:

$$t(z, 0) = t_0 \quad (2)$$

и граничными условиями:

$$t(0, \tau) = t_{\max}; \quad \overline{t'v_z'} = 0; \quad t(\infty, \tau) < \infty. \quad (3)$$

Будем считать, что тепловые пробои в конвективной вихревой системе происходят в случайные моменты времени независимо друг от друга. При этом колебания температуры в вихре могут рассматриваться как пуассоновский случайный процесс, для которого средние значения какой-либо величины определяются следующим образом:

$$\langle f(z) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^{\infty} e^{-\tau/T} f(z, \tau) d\tau, \quad (4)$$

где T — средний период колебаний величины f (в рассматриваемом случае — температуры). Подобная модель использовалась в ряде работ: при описании процесса колебаний вязкого подслоя в динамическом пограничном слое [4], колебаний подслоя вблизи поверхности раздела газ-жидкость [5], а также при расчете периода автоколебаний температуры воздуха в условиях свободной конвекции [6].

Если осреднение (4) применить к уравнению (1) и провести несложные преобразования, получим:

$$\frac{1}{T} \left(e^{-\tau/T} t \right) \Big|_0^{\infty} + \frac{1}{T} \langle t(z) \rangle = \frac{\partial}{\partial z} \langle \overline{(t'v_z')} \rangle \quad (5)$$

С учетом начальных условий (2) будем иметь следующее уравнение:

$$\frac{\partial}{\partial z} \langle \overline{t'v_z'} \rangle = \frac{1}{T} \langle t(z) \rangle + \frac{1}{T} t_0 \quad (6)$$

с граничными условиями:

$$\langle t(0) \rangle = t_{\max}; \quad \langle \overline{t'v_z'} \rangle \Big|_{z=0} = 0 \quad \langle t \rangle < \infty \quad (7)$$

Проинтегрируем уравнение (6) от $z = 0$ до z :

$$\langle \overline{t'v_z'} \rangle \Big|_{z=0}^z = \frac{1}{T} \int_0^z \langle t(z) \rangle dz + \frac{1}{T} \int_0^z t_0 dz \quad (8)$$

и с учетом граничных условий уравнение примет вид:

$$\langle \overline{t'v_z'} \rangle \Big|_z = \frac{1}{T} \int_0^z \langle t(z) \rangle dz + \frac{t_0}{T} z \quad (9)$$

Из соотношения (9) можно найти выражение для среднего периода автоколебаний температуры в конвективном вихре:

$$T = \frac{\int_0^z \langle t(z) \rangle dz + t_0 z}{\langle \overline{t'v_z'} \rangle \Big|_z} \quad (10)$$

Полученные экспериментальные данные позволили рассчитать по формуле (10) величину периода колебаний температуры в центральной части модельных ИКВ, характеризующихся различными значениями теплового числа Фруда Fr^* . При этом интеграл в (10) определялся численными методами с использованием данных измерений вертикальных распределений температуры и влажности воздуха в вихрях на различных расстояниях от центра. Величина $\langle \overline{t'v_z'} \rangle$, которая характеризует поток тепла на фиксированных горизонтах, определялась из рассмотрения баланса тепла в вихревой системе [7]. Для примера в таблице приведены данные расчета величины T для нескольких горизонтов в вихре, для которого $Fr^* = 0,050$. Вертикальная координата z нормирована на высоту слоя втока воздуха $z_{вт}$, которая определялась по измеренным на периферии вертикальным профилям радиальной составляющей скорости. Значение $t_0 = 30^\circ C$.

Высота $z/z_{вт}$	0,60	0,80	1,00
Период T по (10), с	1,60	1,20	1,20

Рассчитанные по формуле (10) значения периода T колебаний температуры согласуются с периодом автоколебаний диаметра ядра вихря, определенного по функциям спектральной плотности этих колебаний, построенным по результа-

там кино съемки поперечных сечений вихревой системы. Для указанного выше режима вихря ($Fr^*=0,050$) этот период составляет 1,25 с (частота максимума на спектре равна 0,8 Гц).

Таким образом, можно считать, что квазипериодические колебания диаметра ядра влажной конвективной вихревой системы обусловлены действием взрывного механизма конвективного тепло- и влагоотвода в вихре. Как упоминалось выше, квазипериодические колебания свойственны “глазу” развитого урагана. С учетом аналогии в структуре полей температуры и влажности в реальных ураганах и в физической модели влажного конвективного вихря [2] можно допустить, что колебания диаметра “глаза” природных ураганов могут иметь ту же природу, что и в модельных ИКВ.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект № 99–05–64048).

Литература

1. *Анисимова Е.П., Милехин Л.И., Сперанская А.А.* О механизме формирования теплового ядра в тропическом циклоне. Вестник МГУ, сер. Физика, Астрономия, 2001, N 1, с.
2. *Анисимова Е.П., Сперанская А.А.* Механизмы обмена теплом, массой и энергией в интенсивных атмосферных конвективных вихрях. В сб. Взаимодействие в системе литосфера-гидросфера-атмосфера. М., Недра, 1996, с. 209–222.
3. *Shimada K.* On the periodic changes in hurricane eye characteristic. Geophysic magazine, 1976, v. 37, No. 4, pp. 335–359.
4. *Городцов В.А., Шандин В.С.* О модельном описании пристенной турбулентности в вязкой жидкости. Вестник МГУ, сер. Физика, Астрономия, 1976, т. 17, N 2.
5. *Danckward P.V.* Significante jf liquid coefficient in gas absordcy. Ind. Ing. Нем., 1951, v. 45, N 6
6. *Анисимова Е.П., Сперанская А.А.* Расчет периода автоколебаний в воздухе над водной поверхностью в режиме свободной конвекции. Изв. АН СССР, ФАО, 1977, т. X111, N 10, с. 1105–1108
7. *Милехин Л.И.* Исследование процессов тепло- и влагопереноса в конвективных вихревых системах. Диссер. Канд. Физ-мат. Наук, М., МГУ, 1985, 133 с.

ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ТЕЧЕНИЙ ЗАМКНУТЫХ МОРЕЙ И КРУПНЫХ ОЗЕР

Бондаренко А. Л., Жмур В. В., Щевьев В. А.

*Институт водных проблем РАН,
Институт океанологии им. П.П. Шишова РАН*

Рассматриваемые течения замкнутых морей и крупных озер играют важнейшую роль в формировании поля солёности, взвесей, наносов, загрязнений, вертикальной циркуляции, экологии вод.

Динамика течений замкнутых морей и крупных озер определяется разными причинами (явлениями) и имеет сложную пространственно-временную изменчивость, составляющие которой изменяются в широком диапазоне периодов от нескольких часов до нескольких лет. Поэтому очень трудно дать описание течений, используя только натурную информацию о них, ибо практически невозможно получить ее в достаточном объеме. Обычно исследователи имеют какие-то представления о физике течений (реальные или ложные), обоснованные данными специальных исследований или же просто умозаключениями. В свете этих представлений, используя зачастую весьма ограниченную информацию о течениях и часто только в отдельных пунктах бассейна, они распространяют ее с корректировкой на весь бассейн в целом. Естественно, надежность описанных исследователями течений бассейна во многом будет зависеть от достоверности представлений об их физике. Этими принципами со специальными натурными исследованиями руководствовались и авторы работы.

С учетом пространственно-временной изменчивости течений принято разделять их на переменные (ПТ) и квазипостоянные (КТ) [3]. К ПТ относят течения, скорость и направление которых меняются во времени квазициклическим образом, к КТ — течения, направление которых неизменно во времени, имеют в целом по бассейну циклоническую направленность вдоль берега и кромки шельфа, но скорость может изменяться и существенно [4, 6, 11, 12] (рис. 1). Общепринято, что в ПТ доминируют ветровые (экмановские) течения [9, 13, 21]. В некоторых исследованиях отвергается существование в морях и озерах КТ и высказывается мнение о существовании ПТ с годовым циклом, т.н. сезонных течений (СТ) [2, 19]. Последние не были обнаружены в морях экспериментально, а получены путем моделирования с помощью диагностических моделей. Имеются три точки зрения по поводу природы ПТ, КТ или СТ: течения ветровые, плотностные, представляют комбинацию ветровых и плотностных течений [2, 15, 19, 21].

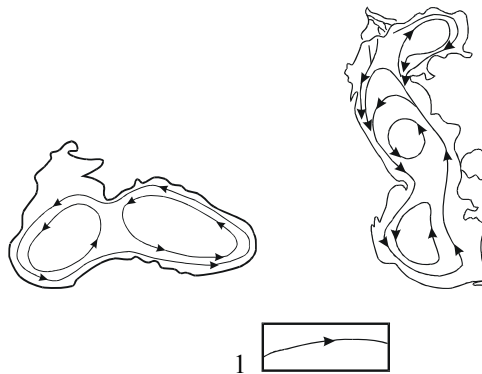


Рис. 1 Схема квазипостоянных течений Черного и Каспийского морей. Обозначения: 1 — линии токов течений, А, Б, С — пункты наблюдений течений

В 1970–80 гг. были выполнены исследования течений в океанах и морях, по которым [16, 23, 24, 25] можно судить о доминировании в области с периодом порядка суток течений инерционных (ИВ) и приливных волн, а в диапазоне периодов около недели в зоне, близкой к берегу до глубин порядка 2000 м — захваченных берегом волн (ЗБВ), называемых часто континентальными шельфовыми волнами.

В эксперименте “ПОЛИМОДЕ” и других экспериментах [8] в открытой глубоководной части океана были выполнены измерения течений продолжительностью около года. Когда из этих измерений были исключены высокочастотные колебания течений с периодом сутки, четко обнаружилось колебание течений с амплитудой 5–20 см/с и периодом от недели до двух месяцев, которые, как считается, принадлежат волнам Россби, образующих вихри [8, 16]. Судя по этим измерениям, в течениях с периодом от суток и до двух месяцев доминируют течения этих волн, а других течений доказательно авторам обнаружить не удалось. Течения с периодами больше двух месяцев, естественно, присутствуют, но для исследования структуры и природы этих течений необходимы измерения продолжительностью более года.

Казалось бы, эти исследования должны поставить под сомнение правильность принятой концепции доминирования ветровых (и плотностных) течений хотя бы в области переменных течений океана или моря. Однако этого не произошло. Обычно, когда речь заходит о течениях, и особенно, об их моделировании большинство ученых придерживаются принятой концепции доминирования в течениях ветровых и плотностных течений [2, 15, 19].

В результате анализа многочисленных высокоточных измерений течений Каспийского и Черного морей и синоптической обстановки над ними авторам удалось показать, что в ПТ доминируют течения инерционных (ИВ) и захваченных берегом волн (ЗБВ) (1993 г), а не ветровых, как ранее считалось [3, 5, 6, 10]. ИВ в Каспийском и Черном морях имеют период 17.5 ч, а ЗБВ в Каспийском море: 140 ч, в Черном: 240 ч. Аналогичные волны, как отмечалось ранее, многократно регистрировались в океанах [23, 24, 25]. Впоследствии (1999 г.) при участии авторов было установлено, что КТ представляют собой некий волновой перенос (ВП) ЗБВ [6, 7].

Оценен энергетический вклад рассматриваемых процессов в течения моря. Показано, что удельная энергия течений ИВ, ЗБВ, КТ составляет ~40 %, ~30 %, ~30 %, а ветровых ~1 % течений моря, то есть, в течениях моря доминируют волновые, а не ветровые (и плотностные) течения [6].

Теперь об этом более подробно. Ветровые, плотностные и течения волн — принципиально разные процессы, различающиеся свойствами, параметрами и характером связи с источником энергии.

Теория ветровых течений была разработана В.В. Экманом и до сих пор не претерпела серьезных изменений. Согласно этой теории, “влекущее” действие ветра создает дрейфовые течения, а неравномерное перемещение масс воды в пространстве приводит к наклону поверхности моря и возникновению градиентных течений. Связь скоростей течений с ветром определяется по измерениям параметров этих

процессов в естественных условиях. По таким измерениям преимущественно в Балтийском море в 30-х гг. была получена зависимость скорости дрейфовых течений U_D , от скорости ветра W для широты места φ в виде [22]:

$$U_D = KW = (0.127/\sin\varphi) W. \quad (1)$$

Ветровой коэффициент — K определяется экспериментально по данным наблюдений U и W в естественных условиях.

Согласно (1), K для Каспийского и Черного морей должен быть равен ~ 0.015 , но в действительности принят ~ 0.030 [13]. В [6] показано, что ветровые течения исследователями существенно завышаются и в реальности они должны быть меньшими, $K \sim 0.003$. Отсюда, для среднемесячной скорости ветра над Каспийским или Черным морем ~ 5 м/с течения должны быть равны всего 1,5 см/с, вместо принятых 20 см/с. Ветровые течения принято рассматривать как квазивынужденный процесс. Время их жизни и возбуждения соизмеримо с продолжительностью процесса и для Каспийского и Черного морей оценивается величиной около суток. Таким образом, процесс ветровых течений быстро получает и расходует энергию.

Плотностные течения. Поле плотности моря может быть сформировано стоком рек, испарением с поверхности моря и самими течениями. В предположении, что течения геострофические, их скорости определяются по плотности воды с помощью известных соотношений [3, 16].

Для Черного моря скорости таких течений оцениваются величиной ~ 30 см/с [15]. Из дальнейшего станет ясным, что эта величина явно завышена, минимум на порядок. Согласно [15] время их жизни соизмеримо с величиной 1–2 года.

Инерционные волны, соответственно и ИТ, довольно хорошо изучены и описаны, в частности, в [5, 14, 16]. Их период T равен инерционному периоду, зависящему от широты места, и определяется по формуле:

$$T = 12\pi/\sin\varphi. \quad (2)$$

Обычно в функциях спектральной плотности течений морей и океанов ИТ выделяются в виде внушительного максимума энергии на инерционном периоде. Амплитуды колебаний скорости ИТ в Черном, Каспийском морях и океанах приблизительно одинаковы и изменяются во времени и пространстве в диапазоне величин 10–50 см/с.

Впервые существование ЗБВ во внутренних морях было установлено в Каспийском (1989 г.) и в Черном (1991 г.) морях [3, 10]. Такие волны были зарегистрированы многократно ранее в разных прибрежных районах мирового океана [23, 24, 25]. Можно допустить, что они наблюдаются и в крупных озерах [19]. Считается, что они описываются моделями континентальных шельфовых волн или бароклинных волн Кельвина, по названию которых названы и сами волны [23, 24, 25]. Однако данные натурных наблюдений различных свойств и

параметров этих волн плохо описываются этими моделями. Поэтому авторы [10] и мы решили называть их просто ЗБВ.

Сейчас трудно утверждать, что с точки зрения физики (и математики) представляют собой ЗБВ, то ли это волны, то ли образования, сочетающие в себе свойство волн и вихрей, и здесь мы чисто условно называем их волнами, как принято.

ИВ принято считать источником энергии ЗБВ и ИВ флуктуации атмосферного давления, ветер или же и то и другое.

Несмотря на то, что нет полной ясности относительно природы ЗБВ, наука располагает достаточно полной информацией об их параметрах и свойствах.

В морях и океанах они имеют периоды около недели, амплитуды колебания скорости течений 10–20 см/с [3, 10, 14, 24, 25]. Волны распространяются вдоль берега и в целом по бассейну циклонически с фазовой скоростью $\sim 0,5$ м/с. Около побережья п-ва Флорида строго экспериментально были определены основные параметры ЗБВ: фазовая скорость 0.17 м/с, период 10–13 суток, длина 170 км, амплитуда колебания скорости течения 17 см/с [25]. Согласно [3] в Каспийском море параметры ЗБВ такие: фазовая скорость 0.36 м/с, длина волны 160 км, период 140 ч, амплитуда колебания скорости течений 10–20 см/с [3], в Черном море в эксперименте [10] были определены их период и амплитуда колебания скорости течения: 240 ч, 15–20 см/с. Период ЗБВ зависит от морфометрии всего бассейна в целом и неизменен во времени и в пространстве. Поэтому, если в Каспийском и Черном морях регистрируются колебания течений соответственно с периодом 140 ч, 240 ч, то их следует отнести к ЗБВ.

ЗБВ и ИВ являются свободными, энергоемкими образованиями, охватывающими весь (или почти весь) бассейн моря. Последовательность волн, как во времени, так и в пространстве, представляет собой непрерывный ряд волн, сформированных в группы (биения) малых–больших–малых и т.д. волн. Свойство этих волн приобретать групповое строение присуще многим типам волн, и оно связано не с усилением или ослаблением действия источника энергии, а с неким внутренним взаимодействием волн между собой, механизм которого еще не изучен [5, 16].

Есть основание считать, что время возбуждения и жизни ИВ и ЗБВ большое, соизмеримое со 100 периодами волн, а дозы поступающей энергии от источника, предположим за период волны, малы по сравнению с энергией волн и поэтому незаметны в их развитии [5]. Энергия передается волнам малыми дозами и в течение длительного времени, но в силу того, что потери энергии волн малы, она накапливается в волнах, и поэтому они обладают большой энергией. Отсюда “сиюминутная” корреляционная связь амплитуд колебаний скорости течений волн с активностью источника энергии должна отсутствовать.

Квазипостоянные течения (КТ) часто называются круговыми, постоянными, крупномасштабной циркуляцией. В Черном море они названы Основным Черноморским течением (ОЧТ). Согласно представлениям Н.М. Книповича, в эти течения вовлечены воды почти всего моря, а их наибольшие скорости наблюдаются у кромки шельфа [11]. Исследования [10] свидетельствуют: скоро-

сти течений уменьшаются от берега в море и даже на шельфе. По многочисленным исследованиям можно сделать вывод — средние скорости КТ в Каспийском и Черном морях около кромки шельфа равны соответственно 10–20, 15–25 см/с, а в крупных озерах около 5 см/с [20]. Согласно информации приведенной в [18], КТ в Черном море охватывает слой воды от поверхности до горизонта 200–300 м и имеют скорости на всех горизонтах 10–20 см/с. Течения с такими скоростями были зарегистрированы далеко от шельфа на глубинах 1000–2000 м.

Выдвигалось семь гипотез природы КТ (или СТ), согласно которым они возбуждаются стоком рек (1); порождаются действием ветра на водную поверхность (2); создаются действием на массы вод бассейна сил, связанных с неравномерным распределением плотности воды и уклонов ее поверхности (3); возникают вследствие вертикальной циркуляции вод в прибрежной зоне моря (апвеллинга, даунвеллинга) возбуждаемой ветром (4); генерируются за счет передачи энергии пульсаций в течениях волн (волновые течения) среднему течению, т.е. в нашем случае квазипостоянным или сезонным течениям (явление отрицательной вязкости) (5); являются Лагранжевым переносом масс воды внутренних волн Кельвина за счет их нелинейности (6) и волновым переносом масс воды ЗБВ (7) [1, 3, 4, 11, 15, 17, 19, 20, 21, 26].

Авторы настоящей статьи считают, что в естественных условиях реализуется гипотеза (7) [3, 4]. Это будет показано ниже. В [3, 4], так же как в настоящей статье нет математического описания механизма волнового переноса. Считается, что это некий перенос масс воды, обусловленный ЗБВ, качественно похожий на Лагранжев перенос. Допускается, что волновой перенос — более широкий класс движений, куда входит и Лагранжев перенос.

Указанные выше течения ИВ, ЗБВ и КТ хорошо прослеживаются в “записях”, в данном случае течений Каспийского моря (рис. 2), и в функциях спектральной плотности течений (рис. 3) с максимумами энергии на периодах: 17,5 ч, 140 ч, 260 ч и 1000 ч. Из рис. 2 видно, что течения ИВ и ЗБВ имеют групповое строение. Функции спектральной плотности были построены по измерениям течений продолжительностью два месяца (рис. 3а) и один год (рис. 3б). Для получения подобных измерений и функций спектральной плотности течений, на которых хорошо выделялись бы ИВ, ЗБВ, КТ, необходимо производить корректные измерения течений, что далеко не всегда обеспечивается исследователями [3, 6].

КТ, как отмечалось, авторами идентифицируются с волновым переносом ЗБВ. Это подтверждается наличием тесной корреляционной связи ($R = 0.88$) скорости квазипостоянных течений U с амплитудой колебания скорости течения захваченных берегом волн V :

$$U = KV. \quad (3)$$

Здесь $U = \sqrt{D_U}$, $V = \sqrt{2D_V}$, D_U , D_V — дисперсия КТ и течений ЗБВ, $K \sim 1$.

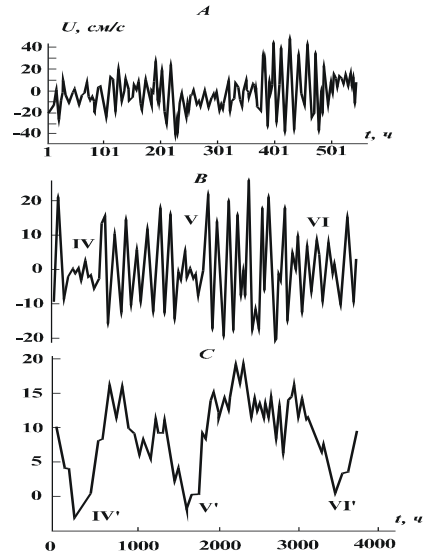


Рис. 2. Графики изменения во времени вдоль береговой составляющей скорости течения: инерционных волн (А), захваченных берегом волн (В), квазипостоянных течений (С)

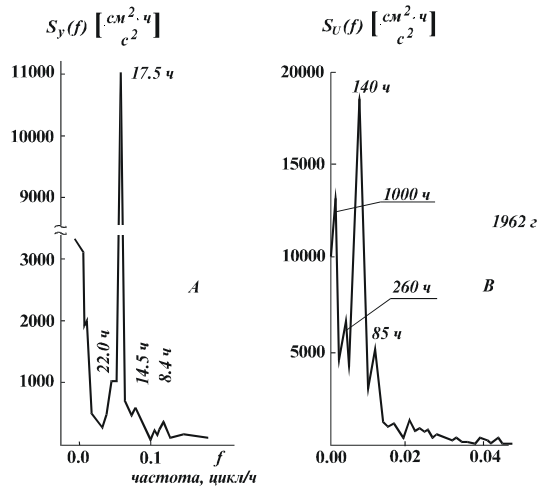


Рис. 3. Функции спектральной плотности течений. Выделяются максимумы плотности энергии течений инерционных волн с периодом 17.5 ч, захваченных берегом волн с периодом 140 ч, переменной части квазипостоянных течений с периодами 1000 ч и 260 ч

Авторы допускают, и это подтверждается наблюдениями, что для различных районов моря и разных морей K может быть отлично от единицы. Так, например, из наблюдений на Черном море следует: на глубокой воде $K \sim 1,5$, а у берега $K \sim 0,5$.

Можно допустить, что все вышеперечисленные причины формирования КТ (1–6) имеют право на существование, но генерируемые ими течения должны быть малы.

По “записям” (рис. 2) и функциям спектральной плотности (рис. 3), течения ИВ, ЗБВ, КТ выделяются хорошо, но невозможно выделить ветровые или плотностные течения в силу их малости. Оценки скорости ветровых течений по величине нагона приведены в [6]. Удельная энергия скорости ветровых течений, как отмечалось, составляет всего около 1 % от энергии всех течений.

Резюме

Динамика замкнутых морей и крупных озер определяется преимущественно длинноволновыми, а не ветровыми и плотностными течениями. В течениях доминируют переменные квазипериодические течения, которые образованы знакопеременными движениями воды в инерционных и захваченных берегом волнах, и квазипостоянные течения, являющиеся волновым переносом захваченных берегом волн. Предполагаем, что процессы течений и в океанах развиваются подобным образом.

Литература

1. Блатов А.С., Курочкин С.В., Ульянова В.И. Численные исследования устойчивости шельфовых волн при наличии струйного вдольберегового течения// Моделирование гидрофизических процессов и полей в замкнутых водоемах и морях. М.: Наука. С. 132–139.
 2. Блатов А.С., Косарев А.Н., Русинов В.М., Стасев Е.В. Сезонные особенности и энергетика циркуляции вод Черного моря по данным численных экспериментов// Моделирование гидрофизических процессов и полей в замкнутых морях. М.: Наука. 1989. С. 64–71.
 3. Бондаренко А.Л. Течения Каспийского моря и формирование поля солёности вод Северного Каспия// М.: Наука. 1933. 122 с.
 4. Бондаренко А.Л. О природе квазипостоянных течений Каспийского моря// Водные ресурсы. 1998. Т. 25. № 2. С. 252–254.
 5. Бондаренко А.Л., Ведев Д.Л. Инерционные волны Каспийского моря// Водные ресурсы. 1998. Т. 25. № 3. С. 366–369.
 6. Бондаренко А.Л. О ветровых течениях в морях// Водные ресурсы. 2001. Т. 28. № 1. С. 110–113.
 7. Бондаренко А.Л., Жмур В.В., Филитов Ю.Г., Щевьев В.А. Захваченные берегом волны и квазипостоянные течения в замкнутых морях. Труды У1 Международной научно-технической конференции “Современные методы и средства океанологических исследований”, М.и-т океанологии РАН. 2000. С. 182–186.
-

8. *Виноградова К.Г., Фомин Л.М., Щербинин А.Д.* О волновом строении океанских мезомасштабных вихрей// *Океанология*. 2001. Т. 41. № 1. С. 21–28.
 9. *Залогин Б.С., Косарев А.Н.* *Моря*. М.: Мысль, 1999. 400 с.
 10. *Иванов В.А., Янковский А.Е.* Локальный динамический эксперимент в шельфовой зоне Южного берега Крыма//*Океанология*. 1993. Т. 33. № 1. С. 49–55.
 11. *Книпович Н.М.* Гидрологические исследования в Каспийском море в 1914–1915 гг// *Тр. Каспийской экспедиции 1914–1915 гг. Пт.; 1921*. 960 с.
 12. *Книпович Н.М.* Глава X. Течения в Черном море// *Тр. Азово-Черноморской научно-исследовательской экспедиции*. 1933.: Вып. 10. 272 с.
 13. *Косарев А.Н.* *Гидрология Каспийского и Аральского морей*. М.: Изд.-во МГУ, 1975. 272 с.
 14. *Ле Блон П., Майсек Л.* *Волны в океане*. М. Мир. 1981. Ч. 1. 480 с.
 15. *Марчук Г.И., Корзадзе А.А., Скиба Ю.Н.* Расчет основных гидрологических полей Черного моря// *Физика атмосферы и океана*. Т 11. № 4. С. 379–393.
 16. *Монин А.С., Каменкович В.М., Корт В.Г.* *Изменчивость мирового океана*. Л.: Гидрометеиздат. 1974. 262 с.
 17. *Старр В.* *Физика явлений с отрицательной вязкостью*. М.: Мир. 1971. 260 с.
 18. *Титов В.Б.* О характере циркуляции и вертикальной структуре течений в восточной части Черного моря// *Океанология*. Т. XX. Вып. 3 С. 425–431.
 19. *Тужилкин В.С., Косарев А.Н., Трухчев Д.И., Иванов Д.П.* Сезонные особенности общей циркуляции вод глубоководной части Каспийского моря// *Метеорология и гидрология*. № 1. 1997. С. 91–99.
 20. *Филатов Н.Н.* *Динамика озер*. Л Гидрометеиздат. 1983. 168 с.
 21. *Штокман В.Б.* *Избранные труды по физике моря*. Л.: Гидрометеиздат. 1970. 336 с.
 22. *Шулейкин В.В.* *Физика моря*. М. наука. 1968. С. 1083.
 23. *Brink K.H., Chapman D.C.* Programs for computing properties of coastal-trapped waves and wind driven motions over the continental shelf and slope (second edition). Woods Holl Oceanogr. Inst. June 1987. Technical report Rep. N. WHO187–24. P. 119.
 24. *Brimk R.H.* Coastal-tropped waves and wind-driven currents over the continental shelf.// *Annu. Rev. Fluid Mech.* Vol. 23, 1991, p. 289–412.
 25. *Schott F., Duing W.* Continental shelf waves in the Florida straits. // *J. Of Physical Oceanography*., V. 6, № 4. Yuly, 1976, p. 451–460.
 26. *Wunsh C.* On the mean drift in large lake. *Limnol., Oceanogr.* Vol. 18. 1973, p. 793–795.
-

ВОЛНЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ФЛОТИРУЮЩЕЙ СУСПЕНЗИИ

Глебова О.А., Селиверстов С.В., Шелковников Н.К.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Теория нелинейных волн на поверхности флотирующей жидкости создана С.А. Габовым [1], который сформулировал основные уравнения и исследовал их свойства. В настоящей работе мы обобщим теорию [1] на случай учета взвешенных частиц, которые могут находиться не только на поверхности воды, но и внутри жидкости, получим точные решения основного нелинейного эволюционного уравнения и сравним результаты теоретических расчетов с данными специальных лабораторных экспериментов.

Выберем систему координат с началом расположенным на дне ($z = 0$) и направим ось z вверх, а ось x — вдоль направления распространения волны. Возмущение уровня поверхности воды η будем отсчитывать вверх от уровня $z = H$ (где H — глубина), считая, что $\eta = z - H$. Уравнения движения суспензии (то есть жидкости, несущей взвешенные частицы с относительным объемом s) запишем в виде [2], опустив все внешние силы за исключением гравитации Земли, порождающей свободные волны

$$\partial_x u + \partial_z w = -a\sigma \partial_z s, \quad (1)$$

$$d_t u = -(1/\rho) \partial_x p; \quad d_t w = -(1/\rho) \partial_z p + (1 + \sigma s)g. \quad (2)$$

Здесь u и w — составляющие скорости по осям x и z , соответственно, p — давление, $d_t = \partial_t + (\overline{v \nabla})$ — оператор Эйлера производной, a — скорость гравитационного оседания взвешенных частиц в неподвижной жидкости, $\rho = \rho_w(1-s) + \rho_s$ — плотность суспензии, ρ_w — плотность воды, ρ_s — плотность взвешенных частиц, $\sigma = (\rho_s - \rho_w)/\rho_w$ — относительная плотность.

Считая величину s заданной, мы можем ввести вместо ускорения силы тяжести g гравитационное ускорение $\gamma = (1 + \sigma s)g$, учитывающее наличие взвеси. Кроме того, удобно переопределить вертикальную скорость $W = w + a\sigma s$. Тогда уравнения (1), (2) принимают вид традиционных уравнений динамики волн на воде [1, 3]

$$\partial_x u + \partial_z W = 0, \quad (3)$$

$$d_t u = -(1/\rho) \partial_x p; \quad d_t W = -(1/\rho) \partial_x p + \gamma, \quad (4)$$

а эффект флотирующих веществ учитывается видоизменением динамического условия на поверхности жидкости $z = H + \eta$:

$$\left\{ b \partial_n [\partial_t \Phi + (1/2) |\nabla \Phi|^2]^2 + \partial_t \Phi + (1/2) |\nabla \Phi|^2 + \gamma \eta + \gamma b [1 + (\partial_x \eta)^2]^{-1/2} - \gamma b \right\}_\Sigma = 0 \quad (5)$$

Здесь n — внешняя нормаль n к поверхности жидкости Σ , $b = m(\rho \Sigma)^{-1} = \text{const}$ и m — масса флотирующего вещества, Φ — потенциал скоростей: $\vec{v} = \vec{\nabla} \Phi$, [1]. Кинематическое условие на поверхности жидкости имеет вид обычного условия непротекания:

$$z = H + \eta, \quad w = \partial_t \eta + u \partial_x \eta, \quad (6)$$

а на дне имеет место условие прилипания:

$$z=0, \quad w=0. \quad (7)$$

Систему уравнений (3)–(7) можно, используя метод Лагранжевых приближений [1, 3, 4], свести к одному нелинейному эволюционному уравнению для уровня

$$\partial_t \eta + c_* \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\eta}{H} \right) \partial_x \eta + c_* \left(\frac{H^2}{6} + \frac{bH}{2} \right) \partial_{xxx} \eta = 0, \quad (8)$$

в котором $c_* = \sqrt{\gamma H}$ — фазовая скорость длинных волн в суспензии. Разыскивая решение (8) в виде волн $\eta = H \Theta(\xi)$, $\xi = x - ct$, движущихся с фазовой скоростью c , запишем (8) в виде

$$\frac{H^2}{6} f d_\xi^3 \Theta + \frac{3}{4} d_\xi \Theta^2 - v d_\xi \Theta = 0 \quad (9)$$

где $f = 1 + (3b/H)$, $v = 2[(c/c_*) - 1]$.

Интегрируя (9), дважды, получим

$$\frac{H^2}{3} f (d_\xi \Theta)^2 = -\Theta^3 + v \Theta^2 - 4C_1 \Theta - 4C_2 = 0, \quad (10)$$

где C_1 и C_2 — постоянные интегрирования.

Уравнение (10) подстановкой $\Theta = y + (v/3)$ приводится к виду

$$\begin{aligned}
-\Theta^3 + v\Theta^2 - 4C_1\Theta - 4C_2 &= -\left(y + \frac{v}{3}\right)^3 + v\left(y + \frac{v}{3}\right)^2 - 4C_1\left(y + \frac{v}{3}\right) - 4C_2 = \\
-y^3 + y\left(-\frac{v^2}{3} - 4C_1\right) + \frac{2}{27}v^3 - 4C_1\frac{v}{3} - 4C_2 & \\
f\frac{H^2}{3}(d_\xi y)^2 &= -y^3 + py + q, \quad (11)
\end{aligned}$$

где

$$p = \frac{v^2}{3} - 4C_1, \quad q = \frac{2}{27}v^3 - \frac{4}{3}C_1v - 4C_2$$

разделяя переменные и интегрируя (11), найдем

$$\int_0^y \frac{dy}{\sqrt{(-1)(y-y_1)(y-y_2)(y_3-y)}} = \frac{\xi}{H} \sqrt{\frac{3}{f}}, \quad (12)$$

где y_1 , y_2 и y_3 — корни кубического трехчлена в правой части (11). Уравнение (12), с помощью новой переменной φ , связанной с y соотношением

$$y = \frac{1}{2}(y_1 + y_2) + \frac{1}{2}(y_1 - y_2) \cos 2\varphi \quad (13)$$

$$dy = (y_2 - y_1) \sin 2\varphi d\varphi$$

После несложных преобразований получаем

$$y = y_1 \cos^2 \varphi + y_2 \sin^2 \varphi$$

$$y - y_1 = \sin^2 \varphi (y_2 - y_1)$$

$$y - y_2 = \cos^2 \varphi (y_1 - y_2)$$

Подставляя в (12) имеем

$$2 \int_0^\varphi \frac{(y_2 - y_1) \sin 2\varphi d\varphi}{(y_1 - y_2) \sin 2\varphi \sqrt{(y_1 - y_3)(1 - k^2 \sin^2 \varphi)}} = - \frac{\xi}{H} \sqrt{\frac{3}{f}}$$

далее выражение преобразуется к виду

$$\int_0^{\varphi} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}} = -\frac{\xi}{2H} \sqrt{\frac{3(y_1 - y_3)}{f}}. \quad (14)$$

В левой части (14) стоит эллиптический интеграл первого рода в тригонометрической форме, в котором φ амплитуда и

$$k^2 = \frac{y_1 - y_2}{y_1 - y_3} \quad (15)$$

модуль интеграла. Подстановкой $e = \sin \varphi$, левая часть уравнения (14) приводится к форме Лежандра

$$\int_0^e \frac{de}{\sqrt{(1 - e^2)(1 - k^2 e^2)}} = -\frac{\xi}{2H} \sqrt{\frac{3(y_1 - y_3)}{f}},$$

причем ее обращение есть эллиптический синус Якоби [5]

$$e = \sin \varphi = -sn \left[\frac{\xi}{2H} \sqrt{\frac{3(y_1 - y_3)}{f}} \right] \quad (16)$$

Используя (16), (13), а также связи с Θ с u и Θ с η запишем решение эволюционного уравнения (8) в виде

$$\eta = \frac{vH}{3} + y_2 H + (y_1 - y_2) H c n^2 \left[\frac{\xi}{2H} \sqrt{\frac{3(y_1 - y_3)}{f}} \right]. \quad (17)$$

Поскольку (17) содержит эллиптический косинус Якоби cn , полученное решение принадлежит к классу кноидальных волн [6–8], модифицированных в данном случае влиянием взвеси и флотации. Остается определить постоянные y_1 , y_2 и y_3 в решении (17) и постоянные C_1 , C_2 , p и q в уравнениях (10), (11).

Прежде всего, сравнивая (11) и (12) выпишем систему уравнений, связывающую постоянные

$$y_1 + y_2 + y_3 = 0,$$

$$y_1 y_2 + y_2 y_3 + y_1 y_3 = -p, \quad (18)$$

$$y_1 y_2 y_3 = q.$$

Максимальное значение уровня η_0 (соответствующее удвоенной амплитуде) достигается при $cn = 1$ и из (17) следует $\Theta_{\max} = \alpha$, $y_1 = \alpha - v/3$, где $\alpha = \eta_0 / H$. Минимальное значение $\eta = 0$ соответствует $cn = 0$ и из (17) следует

$\Theta_{\min} = 0$, $y_2 = -v/3$. Промежуточное значение Θ_{mes} выберем равным $\alpha - \beta$, где $\beta^2 = H^2/L^2$ — аздовая дисперсия [1, 3], в которой L — характерный размер волн. Тогда $y_3 = \alpha - \beta - (v/3)$ и из первого равенства (18) находим скорость кноидальных волн

$$c = c_* \left(1 + \frac{2\alpha - \beta}{2}\right) \quad (19)$$

из (15) находим модуль $k = \sqrt{\alpha/\beta}$, из второго равенства (18) постоянную C_1 , а из третьего равенства (18) — постоянную C_2 . Кроме того, решение (17) принимает элегантный вид

$$\begin{aligned} \eta &= Hy + \frac{vH}{3} = Hy_2 + H(y_1 - y_2)cn^2 \left[\frac{\xi}{2H} \sqrt{\frac{3(y_1 - y_3)}{f}} \right] + \frac{vH}{3} = \\ &= H(\alpha)cn^2 \left[\frac{\xi}{2H} \sqrt{\frac{3\beta}{f}} \right] \\ \eta &= \eta_0 cn^2 \left[\frac{\xi}{2H} \sqrt{\frac{3\beta}{f}} \right]. \end{aligned} \quad (20)$$

Фазовая дисперсия β и характерная длина L являются функциями от заданных величин η_0 , H , $\alpha = \eta_0/H$ и длины волны λ , которая определяется формулой

$$\lambda = 2H \sqrt{\frac{f}{3}} \int_0^{\alpha} \frac{d\Theta}{\sqrt{(\alpha - \Theta)\Theta(\Theta - \alpha + \beta)}} = 4H \sqrt{\frac{f}{3\beta}} F(\alpha, k) \quad (21)$$

(длина волны есть удвоенное значение расстояния от максимального значения безразмерного уровня $\Theta_{\max} = \alpha$ до минимального $\Theta_{\min} = 0$). В формуле (21) $F(\alpha, k)$ — полный эллиптический интеграл первого рода [5]. Задавая конкретными значениями η_0 , H , σ , λ , a , s , t и Σ мы вычисляем, обращая формулу (21), дисперсию β и соответствующую ей характерную длину $L = \sqrt{H^2/\beta}$. Затем, по формулам (19) и (20) находим скорость кноидальных волн c и колебания уровня поверхности жидкости η . Частота волн ω определяется дисперсионным соотношением $\omega = c \kappa$, где $\kappa = 2\pi/\lambda$ — волновой вектор. Из (21) видно, что наличие флотирующих масс растягивает кноидальные волны, увеличивая их длину λ и период $T = 2\pi/\omega$. Присутствие же взвеси внутри жидкости $s \neq 0$, $\gamma > g$, наоборот, увеличивает фазовую скорость кноидальных волн c и их частоту ω .

В случае малых амплитуд волн η или больших глубин H , амплитудная дисперсия $\alpha \rightarrow 0$, модуль $k \rightarrow 0$ и уравнение (10) имеет вид

$$\frac{H^2}{3} f(d_\xi \Theta)^2 = \Theta(\alpha - \Theta)\beta ; \quad (22)$$

поскольку $\Theta \leq \alpha < \beta$. Разделяя в (22) переменные и интегрируя, найдем

$$\Theta = \frac{\alpha}{2} + \frac{\alpha}{2} \sin \left(\sqrt{\frac{3\beta}{f}} \frac{\xi}{H} + const \right). \quad (23)$$

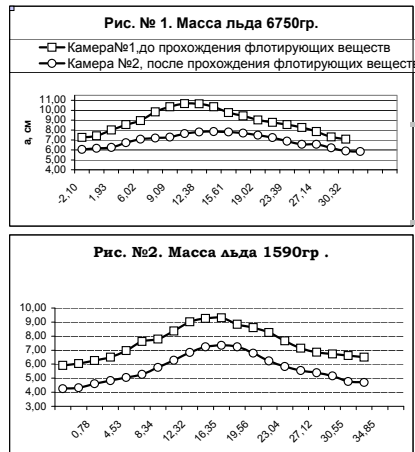
Кроме того, из (19) следует

$$c = c_* \left(1 - \frac{\beta}{2} \right). \quad (24)$$

Выберем в (23) и (24) $const = \pi/2$ и $\kappa = \sqrt{3\beta/(fH^2)}$. Тогда

$$\eta = \frac{\eta_0}{2} + \frac{\eta_0}{2} \cos(\kappa x - \omega t), \quad (25)$$

$$\omega = c\kappa = c_* \kappa \left(1 - f \frac{\kappa^2 H^2}{6} \right). \quad (26)$$



Мы получили точные соотношения для расчета длинных гармонических волн во флотирующей суспензии. Наличие флотирующих масс приводит к смещению спектра волн в сторону малых волновых чисел и низких частот. Данный вывод объясняет наблюдения Робина [9], который обнаружил с помощью судового волнографа исчезновение из спектра поверхностных волн, попадающих из чистой воды в поля пакового льда, всех коротковолновых и высокочастотных составляющих. Для длинноволновых и длиннопериодных составляющих спектра волн, заметной потери энергии в паковых льдах не происходит.

В другом предельном случае $\alpha \rightarrow \beta$, $k \rightarrow 1$ и из формул (19)–(21) следует $\lambda \rightarrow \infty$ и

$$c = c_* \left(1 + \frac{\eta_0}{2H} \right), \quad (27)$$

$$\eta = \eta_0 \operatorname{sech}^2 \left[\sqrt{\frac{3\eta_0}{4H^3 f}} (x - ct) \right]. \quad (28)$$

Это решение определяет уединенную волну во флотирующей суспензии.

Для верификации формул (28), (29) мы провели серию экспериментов в лабораторных каналах. В прямоугольном канале глубина жидкости варьировалась от 3 см до 7 см, а солитоны генерировались волнопродуктором поршневого типа. Перед опытами поверхность воды покрывалась флотирующими пластинами, вырезанными из дерева. Пластины заполняли канал горизонтально — однородно, так что величины b и f оставались неизменными в течение всего эксперимента. Регистрация уединенных волн производилась с помощью съемки видеокамерой на фоне координатной сетки, укрепленной на прозрачной стенке канала. Для случая, когда $S=0$, т.е. нет суспензии и на поверхности находились кусочки льда, нами было показано, что при флотации амплитуда волны уменьшается, а длина увеличивается. Мы исследовали зависимость этих параметров от массы флотирующего вещества. На рис. 1 и рис. 2 показаны результаты двух экспериментов с различной массой флотирующих веществ. Как видим, предсказываемое теорией расплывание солитонов во флотирующей жидкости действительно имеет место и наблюдается удовлетворительное согласие теории и эксперимента.

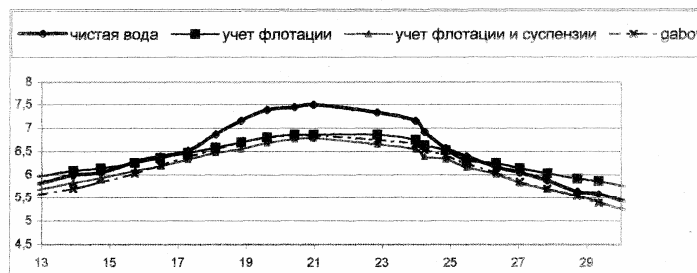


Рис. 3

В другой серии экспериментов была определена зависимость изменения параметров волн от относительного объема взвешенных частиц и флотирующего вещества в жидкости. Для выбранного нами объема суспензии изменение амплитуды было незначительным рис. 3.

Литература

1. *Габов С.А.* Новые задачи математической теории волн на воде. М.: Наука, 1998. 448 с.
2. *Арсеньев С.А.* Вопросы теории течений в устьях рек. // В кн.: «Гидрофизика Северного Каспия». Под ред. *Воропаева Г.В.* М.: Наука, 1985. С. 125–147.
3. *Арсеньев С.А.* К теории длинных волн на воде // ДАН, 1994. Т. 334. № 5. С. 635 – 638.
4. *Овсяников Л.В., Макаренко Н.И., Налимов В.Н.* и др. Нелинейные проблемы теории поверхностных и внутренних волн. Новосибирск: Наука, 1985.
5. *Лаврентьев М.А., Шабат Б.В.* Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1987. 688 с.
6. *Уизем Дж.* Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 622 с.
7. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 528 с.
8. *Сретенский Л.Н.* Теория волновых движений жидкости. М.: Наука, 1977. 816 с.
9. *Robin G. de Q.* Wave propagation through fields of pack ice. // Phil. Trans. Roy. Soc. 1963. Ser. A. V. 225. No. 1057. P. 313–339.
10. *Арсеньев С.А., Селиверстов С.В., Шелковников Н.К.* Полуторное приближение в теории длинных волн и его экспериментальная проверка // Океанология. 1997. Т. 237. № 6. С. 842–846.

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕЧЕНИЙ УЕДИНЕННЫМИ ВОЛНАМИ НА ВОДЕ

Глебова О.А., Селиверстов С.В., Шелковников Н.К.

МГУ им. М.В. Ломоносова

О течениях порождаемых волнами известно к настоящему времени немного. Объясняется это тем, что течения могут возникать только под действием нелинейных волн, которые начали интенсивно изучаться сравнительно недавно: во второй половине XX века [1–4]. Исключением являются волны на воде, для которых Стокс еще в XIX веке получил формулу, описывающую средние течения в нелинейных волнах конечной (но небольшой, по сравнению с глубиной) амплитудой [5]. Попытку применить теорию Стокса к описанию реальных течений в прибрежной зоне сделал В. Манк [6]. Она оказалась безуспешной, так как ряды Стокса оказались очень медленно сходящимися, да и амплитуды волн в прибрежной зоне не малы. Несмотря на это, В. Манку удалось, используя теорию Мак-Коуэна [7], получить соотношения пригодные для прогноза высоты разбивающихся волн, которые оказались в соответствии с наблюдениями в океане, хотя и имелся значительный разброс точек. В связи с этим, В. Манк [6, с. 433] указывает на необходимость детальных лабораторных исследований, в которых можно избежать сильной изменчивости пришей волнам в природных условиях. Эти задачи будут решаться в данной работе.

Нас интересуют здесь течения, генерируемые сильно нелинейными волнами типа цунами, для которых уместной является теория кноидальных и уединенных волн Кортевега -де Фриза [5, 7, 8]. В данной статье мы выведем соответствующие формулы и проверим их на данных лабораторных экспериментов.

Будем исходить из уравнений Буссинеска в первом приближении [9] для уровня поверхности воды Θ и средней по глубине скорости течения S

$$\partial_T \Theta + \partial_X S + \alpha \partial_X (\Theta S) + O(\beta^2) = 0, \quad (1)$$

$$\partial_X \Theta + \partial_T S + \alpha S \partial_X S - \left(\frac{\beta}{3}\right) \partial_{XXT}^3 S + O(\beta^2) = 0. \quad (2)$$

Здесь обозначено $\partial_T \Theta = \partial \Theta / \partial T$, $\partial_X S = \partial S / \partial X$, Уравнения (1), (2) записаны в безразмерных переменных.

$$\begin{aligned} \Psi &= c_0 \Phi / \lambda g a, & Z &= z / H, & \alpha &= a / H, & \beta &= H^2 / \lambda^2, \\ X &= x / \lambda, & T &= t c_0 / \lambda, & \Theta &= \eta / a, & c_0 &= (gH)^{1/2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Размерная средняя скорость V связана с безразмерной скоростью S соотношением $V = g a S / c_0$, в котором a — амплитуда волны. В (3) также обозначено: H — глубина невозмущенной жидкости, Φ — потенциал, λ — длина солитона. Начало координат расположено на дне бассейна, ось z направлена вертикально вверх, ось x — вдоль направления распространения волны.

Разыскивая решение системы (1), (2) в виде

$$S = \Theta + \alpha A + \beta B + O(\beta^2), \quad (4)$$

мы получаем [9] для возмущения уровня Θ уравнение

$$\partial_T \Theta = -\partial_X \Theta - \left(\frac{3}{2}\right) \alpha \Theta \partial_X \Theta - \left(\frac{\beta}{6}\right) \partial_{XXX}^3 \Theta, \quad (5)$$

причём оказывается, что

$$A = \left(-\frac{1}{4}\right) \Theta^2, \quad B = \left(\frac{1}{6}\right) \partial_{XX}^2 \Theta. \quad (6)$$

Уравнение (5) имеет решение в виде солитона

$$\Theta = \operatorname{sech}^2 \left(X - \frac{c}{c_0} T \right), \quad (7)$$

движущегося со скоростью c :

$$c = c_0 \left(1 + \frac{a}{2H} \right). \quad (8)$$

Переменные X и T в формулах (3), (7) нормированы на длину волны

$$\lambda = 2H \sqrt{\frac{H}{3a}}. \quad (9)$$

Подставим формулы (6)–(9) в (4). Возвращаясь к размерным переменным с помощью формул (3), получим:

$$V = \frac{ac_0}{H} \left(1 + \frac{a}{2H} (1 - 2 \sec^2 h^2 p) \right) \sec^2 h^2 p, \quad (10)$$

$$p = \sqrt{\frac{3a}{4H}} \left(\frac{x - ct}{H} \right), \quad (11)$$

причем p — фаза волны. Соотношения (10), (11) определяют среднюю по глубине скорость течения в волне с максимальным значением

$$V_{\max} = \sqrt{gH} \left(\frac{a}{H} \right). \quad (12)$$

На рис. 1 сверху показана рассчитанная по формуле (10) зависимость средней скорости течения в уединённой волне от горизонтальной координаты x в момент времени $t = 1$ с применительно к лабораторным экспериментам, где $H = 6$ см и $a = 3$ см. Нижняя кривая рассчитана по формуле (7) и соответствует изменениям уровня поверхности воды при этих же условиях.

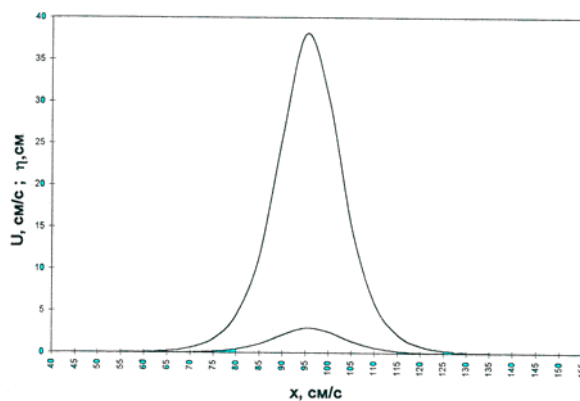


Рис. 1

Решение (10) позволяет получить информацию о траектории движения частиц воды в уединённой волне, поскольку, $\int_0^t V dt = \int_0^t \frac{dL}{dt} dt = L - L_0$, где L_0 — начальное положение частицы, которое выделяет её из всего массива подобных частиц в воде. Интегрируя по времени (10) при нулевых начальных условиях, получим

$$L = L_0 + \frac{ac_0}{H} \left\{ \left(1 + \frac{a}{2H} \right) \left[-\frac{H}{c} \sqrt{\frac{4aH}{3}} (th\gamma - th\gamma_0) \right] + \right. \\ \left. + \frac{a}{H} \frac{H}{c} \sqrt{\frac{4aH}{3}} \left[th\gamma - \frac{th^3\gamma}{3} - th\gamma_0 + \frac{th^3\gamma_0}{3} \right] \right\} \\ L = L_0 - \frac{c_0}{c} \sqrt{\frac{4aH}{3}} \left(1 - \frac{a}{6H} (3 - 2th^2 p) \right) thp. \quad (13)$$

На рис. 2 показана траектория частицы в момент времени $t = 1$ с, при $H = 6$ см и $a = 3$ см в зависимости от горизонтальной координаты x , рассчитанная по формуле (13). Мы видим, как частица переходит из одного положения в другое по траектории, имеющей форму волны переключения (кинка).

Определим максимальную длину пробега $th\gamma = -1$

$$L_{\max} = L_0 + \frac{c}{c_0} \sqrt{\frac{4aH}{3}} \left\{ 1 - \frac{a}{6H} \right\} = L_0 + 2 \sqrt{\frac{aH}{3}} \frac{1 - a/6H}{1 + a/2H}$$

L_{\max} является координатой частицы, чтобы получить длину пробега необходимо вычесть конечное положение частицы из начального

$$R = L_1 - L_2 = \frac{c_0}{c} \sqrt{\frac{4aH}{3}} \left(1 - \frac{a}{6H} \right) \\ R = 4 \sqrt{\frac{aH}{3}} \left[\frac{1 - (a/6H)}{1 + (a/2H)} \right], \quad (14)$$

Формула (14) устанавливает зависимость длины пробега частицы в уединённой волне от амплитуды волны a и глубины невозмущённой жидкости H . Подобную зависимость получил также В. Манк, используя другие соображения [6].

$$R_m = 4 \sqrt{\frac{aH}{3}}, \quad (15)$$

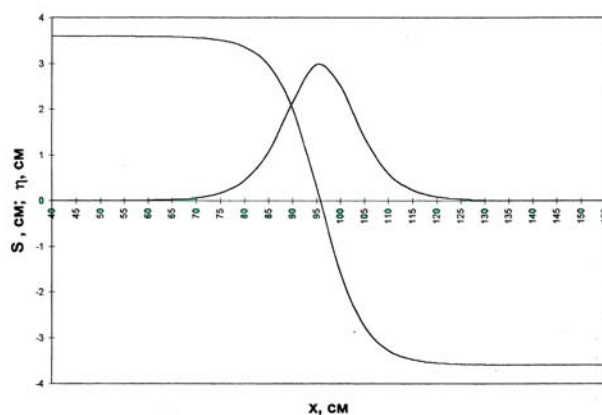


Рис. 2

Для проверки формулы (14) авторами проведены на физическом факультете МГУ специальные лабораторные эксперименты, в которых с помощью видео съёмки и компьютерного анализа были измерены пробеги частиц нейтральной плавучести в уединённых волнах разных амплитуд. Эксперименты проводились в канале длиной 330 см, высотой 30 см и шириной 15 см, имеющем прозрачные боковые стенки, через которые производилась видео съёмка. На одном из концов канала расположен волногаситель, на другом поршневой генератор уединённых волн описанный в [10]. Как видим из рис. 3 с ростом амплитуды a и глубины жидкости H длина пробега частиц L в уединённой волне увеличивается. Таким образом, соотношение (14) уточняет полученную ранее формулу Манка (14).

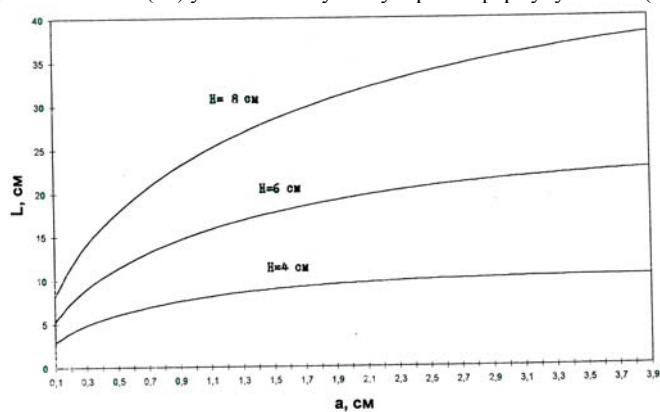


Рис. 3

Знание средней скорости (10) позволяет вычислить продольную составляющую скорости течения

$$u = V + \frac{1}{2} \left(\frac{H^2}{3} - z^2 \right) \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}, \quad (16)$$

поскольку [9]

$$\Psi = \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \frac{z^{2m}}{(2m)!} \frac{\partial^{2m} F_0}{\partial x^{2m}} (\beta^m). \quad (17)$$

$$s = \frac{\partial \Psi}{\partial X} = s_0 - \frac{Z^2}{2} \beta \frac{\partial^2 s_0}{\partial X^2} + O(\beta^2), \quad (18)$$

$$s_0 = \frac{\partial F_0}{\partial X} = S + \frac{\beta}{6} \frac{\partial^2 S}{\partial X^2} + O(\beta^2) \quad (19)$$

Подставляя в (16) формулу (10), получим

$$u = \frac{ac_0}{H} \left(1 + \frac{a}{2H} (1 - 2 \operatorname{sech}^2 p) \right) \operatorname{sech}^2 p - \frac{3a^2 c_0}{4H^4} \operatorname{sech}^2 p \left[\left(1 + \frac{a}{2H} \right) (3 \operatorname{sech}^2 p - 2) - \frac{2a}{H} \operatorname{sech}^2 p (5 \operatorname{sech}^2 p - 4) \right] \left[\frac{H^2}{3} - z^2 \right]. \quad (20)$$

Аналогично вычисляется и вертикальная составляющая скорости течения

$$W = \frac{\partial \Psi}{\partial Z} = -\beta Z \frac{\partial}{\partial X} s_0 + O(\beta^2) \quad (21)$$

Имеем

$$w = -\frac{3}{2} \frac{c_0 a^2 z}{H^3} \left(1 + \frac{a}{2H} - \frac{2a}{H} \operatorname{sech}^2 p \right) \operatorname{sech}^2 p \cdot \operatorname{th} p. \quad (22)$$

Согласно формуле (20) горизонтальная составляющая u максимальна на поверхности $z=H$, квадратично уменьшаясь при приближении ко дну $z=0$. Аналогично, в соответствии с (22), вертикальная составляющая скорости максимальна на поверхности воды $z=H$, линейно спадает при приближении ко дну, где и исчезает: $w(z=0)=0$. Интересной особенностью является также наличие двух максимумов в распределении скорости $u(x)$. Это связано с тем, что тече-

ния в солитонах возникают только там, где $\partial\eta/\partial x \neq 0$. Между тем, на вершине волны градиент уровня η обращается в ноль. Поэтому здесь исчезают и течения.

В заключении оценим скорости течений в реальном солитоне цунами, наблюдавшемся в бухте Литуя (Аляска) [11]: $H=122$ м, $a = 61$ м. Формула (12) дает значение максимальной средней скорости течения равное 17 м/с. Подобные, очень быстрые течения наблюдаются при сбросах больших массивов осадочных геопород с континентальных склонов в океане [12]. Вертикальная скорость течения w в солитонах, в соответствии с соотношением (22), в значительной степени зависит от глубины бассейна H . При малых глубинах вертикальные скорости течений w всего лишь на порядок и менее отличаются от значений горизонтальной скорости течения u . Это позволяет объяснить наблюдаемый в прибрежной мелководной зоне океана при шторме интенсивный подъем со дна твердых мелкозернистых осадков, ответственный за разрушение берегов в осенне-зимний период [6, 12].

Литература

1. Ахманов С.А., Хохлов Р.В. Проблемы нелинейной оптики. М., 1964.
2. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. М., 1975.
3. Филлипс О.М. // Современная гидродинамика. Успехи и проблемы. М., 1984. С.297.
4. Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. М., 1976.
5. Шулейкин В.В. Физика моря. М., 1968.
6. Манк В. // Основы предсказания ветровых волн, зыби и прибоя. М., 1951. С. 403.
7. Ламб Г. Гидродинамика. М.-Л., 1947.
8. Узем Дж. Линейные и нелинейные волны. М., 1977.
9. Арсеньев С.А. // Доклады Академии Наук. 1994. 334, № 5. С. 635.
10. Арсеньев С.А., Вахрушев М.М., Селиверстов С.В., Шелковников Н.К. // Океанология. 1997. 37, № 6. С. 842.
11. Арсеньев С.А., Селиверстов С.В., Шелковников Н.К. // Вестник Моск. ун - та. Физ. Астрон. 1997. № 6. С. 57.
12. Weyl P.K. Oceanography. An introduction to the marine environment. New York, 1970.

ЭВОЛЮЦИЯ ПРОФИЛЯ СТРАТИФИКАЦИИ НА ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛНАХ

Губарь А.Ю. Конюшко В.В.

*Институт Водных проблем РАН, МГУ им. М.В. Ломоносова,
физический факультет*

Во многих приложениях гидрофизики и гидрологии важно знать информацию о «медленной» изменчивости величины ρ , являющейся характеристикой

жидкой частицы и имеющей в заданный момент времени t_0 некоторое распределение $\rho_0(z)$ по глубине ($0 < z < H$). Это может быть плотность, концентрация примеси, температура, энтропия, или иная физическая величина, удовлетворяющая уравнению:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + V \nabla \rho = 0, \quad (1)$$

где V — поле скоростей. Применимость (1) накладывает следующие ограничения на характерные пространственные (L) и временные (T) масштабы рассматриваемых процессов:

$$\frac{L}{C} \ll T \ll \frac{L^2}{D}, \quad (2)$$

где C — скорость звука, D — коэффициент молекулярной диффузии.

В жидкости, обычно, происходит некоторое детерминированное движение от внешнего источника энергии и имеет место ряд случайных возмущений (образующих поле турбулентности), вообще говоря, сложным образом взаимодействующих с основным процессом, и задачей является получение осредненных уравнений для ρ , описывающих эволюцию начального («равновесного») профиля в некотором масштабе времени T (удовлетворяющего (2)) в зависимости от конкретного вида детерминированного движения. К приложениям этой задачи относится классическая теория вовлечения [5], а также круг вопросов, связанных с эрозией термо/галоклина под действием локальной волновой активности. Важное значение для экологической обстановки в регионах может иметь вопрос о поведении радиоактивных осадков/захоронений на дне водоемов под действием ветровой или иной волногенной активности.

В статистической теории турбулентности [3] среднее значение $\langle V \nabla \rho \rangle$ находится из некоторых общих представлений о структуре поля турбулентности и соображений подобия. Известно, что эта теория имеет ряд принципиальных трудностей, связанных с замыканием системы уравнений. К тому же, на этом пути весьма затруднительно получить явную зависимость коэффициентов осредненных уравнений (например, коэффициента вертикальной диффузии K_3) от амплитудно-частотных характеристик волновых процессов. В работе предложен и реализован иной подход, основанный на сочетании динамического и стохастического подходов. В двумерном случае, когда распространяется одна энергонесущая волновая компонента в направлении x с фазовой скоростью $c = \omega/k$, частотой ω и амплитудой смещения частиц жидкости a , перейдем к безразмерным переменным: x, z будем измерять в единицах k^{-1} , t — в единицах ω^{-1} , а функцию тока ψ — в единицах $a\omega/k$. Основная волна:

$$\psi^{(1)} = A^{(1)}(z, t) \exp(i\zeta(1)) + c.c., \quad (3)$$

где $\zeta(1) = x - t$, $A^{(1)}(z, t) = s(1, z) a^{(1)}(t)$, может эффективно взаимодействовать с некоторыми N компонентами:

$$\Psi^{(k_j)} = A^{(k_j)}(z, t) \exp(i\zeta(k_j)) + c.c., \quad (4)$$

где $\zeta(k_j) = k_j x - \omega_j t$, $A^{(k_j)}(z, t) = s(k_j, z) a^{(k_j)}(t)$, из спектра возмущений лишь при наличии синхронизма по волновым числам и частотам [5]; $N=2$ — квадратичное (трехволновое) взаимодействие, $N=3$ — кубичное (четырёхволновое) взаимодействие и т.д. Решение для ρ ищется в виде:

$$\rho = \rho^{(0)}(z, t) + \alpha B^{(k_j)} \exp(i\zeta(k_j)), \quad (5)$$

и для $\rho^{(0)}$ удается получить уравнение вида:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho^{(0)}}{\partial t} &= \alpha^2 \frac{\partial}{\partial z} \Pi \left(\frac{\partial}{\partial t} \left| a^{(k_j)} \right|^2; \rho^{(0)} \right), \\ \Pi(e(k_j); \rho) &\equiv \sum_{m=0}^N L_m [e(k_j)] g_m(z) \left(\frac{\partial}{\partial z} \right)^{(m)} \rho, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где L_m — некоторые линейные формы, $g_m(z)$ алгебраически зависят от $s(k_j, z)$ и их производных.

В большинстве случаев трех- и четырехволнового взаимодействия имеют место лишь тривиальные биения гармоник $a^{(k_j)}(t)$ [5] (и соответственно $\rho^{(0)}$). Экспоненциальный рост возмущений при любых начальных значениях амплитуд и фаз возможен лишь при специфическом виде четырехволнового взаимодействия — неустойчивость Бенджамена-Фейра [1]. Причем такое поведение возможно в некотором интервале волновых чисел k_j , что в значительной мере усугубляет эффект. В работе подробно рассмотрен именно этот случай и предложен общий сценарий, возникающий из неустойчивости возмущений основной волны на некотором множестве ненулевой меры. Если уравнения движения при конкретной реализации начальных условий $\Omega_0 = \{a_0^{(k_j)}, k_j\}$ в момент времени $t_0=0$, допускают экспоненциальный рост амплитуд при $t \rightarrow \infty$:

$$\left| a^{(k_j)} \right|^2 = A_\infty^2 e^{(k_j)}(\Omega_0) \exp(qt), \quad \sum_{k_j \neq 1} e^{(k_j)} = 1, \quad (7)$$

где $q = O(\alpha^{N-1}) > 0$, $k_j \neq 1$, то эти возмущения будут расти лишь до некоторого момента $t_c(\Omega(t_0))$, после которого существенную роль станут играть члены более высокого порядка малости по α и вязкость, тормозящие этот рост. В моменты $t_k = t_{k-1} + t_c(\Omega(t_{k-1}))$ происходит «мягкое» разрушение возмущений с потерей информации о фазах, которое может быть записано в виде некоторого ограничения на амплитуду и крутизну волн:

$$A_\infty^2(\Omega(t_{k-1})) \exp(qt_c) = \alpha^{n_c} a_c \equiv K_c, \quad (8)$$

где n_c, a_c — некоторые универсальные константы. Затем процесс повторяется из начальной точки $\Omega(t_k)$. Если с учетом (6)–(8) составить разностную производную

$(\rho^{(0)}(t_k, z) - \rho^{(0)}(t_{k-1}, z))/t_c$ и усреднить полученный результат по ансамблю $\Omega(t_{k-1})$, то и будет получено искомое уравнение вертикальной диффузии для заданного детерминированного волнового процесса с локальной неустойчивостью:

$$\frac{\partial \rho^{(0)}}{\partial t} = \alpha^2 K_c \frac{\partial}{\partial z} \left\langle \frac{\Pi(e(k_j; \Omega); \rho^{(0)})}{t_c(\Omega)} \right\rangle, \quad (9)$$

имеющее лишь один скалярный параметр K_c , который может быть найден из наблюдений. В работе получен конкретный вид оператора $\langle \Pi \rangle[\rho]$ для неустойчивости Бенджамина-Фейра, и проведено сравнение решения (9) с экспериментальными данными об эволюции начального профиля солёности под воздействием волн, распространяющихся от волнопродуктора [6]. Результаты экспериментов хорошо вписываются в предложенную новую модель турбулентной диффузии.

Сходные подходы реализованы в [2] для «виброгенной» диффузии и в [4], где вычисляется «трансляторный коэффициент переноса» на звуковых волнах.

Литература

1. Бенджамен Т.Б. Неустойчивость периодических цугов волн в нелинейных системах с дисперсией. В кн.: «Нелинейная теория распространения волн» (ред. Баренблатта Г.И.). М.: «Мир», 1970, с. 81–104.
2. Зеньковская С.М. О возникновении конвекции многокомпонентной жидкости при действии высокочастотной вибрации. М. Известия АН. Физика атмосферы и океана. 1998, том 34., № 1, с. 68–77
3. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. (Т.1). С.-Петербург: «Гидрометеиздат», 1992, 695 с.
4. Филиппов А.И., Филиппов К.А. О влиянии акустических полей на процессы переноса. Тезисы межд. конф. «Ломоносов-98», секция «физика». М.: МГУ, физический факультет, 1999, с. 136–138.
5. Филлипс О.М. Динамика верхнего слоя океана. М.: «Мир», 1969, 268 с.
6. Конюшко В.В., Исаев С.В., Шелковников Н.К. Исследование процесса вовлечения в двухслойной жидкости М., ВИНТИ, 1997, № 1657–В97, 17 с.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПРИРОДНЫХ КАТАСТРОФИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ АЗОВО-ЧЕРНОМОРСКОГО РЕГИОНА

Доценко С. Ф., Сперанская Ю. Ю.

Морской гидрофизический институт НАН Украины

Дана общая характеристика опасных гидрометеорологических явлений Азово-Черноморского бассейна. В их число входят интенсивные колебания уровня, ураганные ветры, штормовое волнение, цунами, тягун в портах, вход солёных вод в устья рек, аномальные ледовые условия, осадкообразование и туман, сероводородное заражение моря и

др. Представлены данные о таких событиях в 1990–1996 гг. Описаны критерии оценки уровня чрезвычайной ситуации, вызванной природным катастрофическим явлением.

Введение

Под природными катастрофами (ПК), приводящими к возникновению чрезвычайных ситуаций, понимаются опасные крупномасштабные геолого-геофизические, метеорологические, гидрологические явления, деградация грунтов и недр, природные пожары, изменения состояния воздушного бассейна, инфекционные заболевания людей и животных, массовое заражение сельскохозяйственных растений болезнями или вредителями, изменение состояния водных ресурсов и др. [1, 2].

Проблема прогноза, мониторинга и снижения негативных последствий ПК важна для многих стран мира, что привело к провозглашению в 1989 г. на 44-й сессии Генеральной Ассамблеи ООН последнего десятилетия XX века Международным десятилетием уменьшения опасности стихийных бедствий [2]. Решение вызвано быстрым временным ростом ущерба и числа пострадавших от стихийных бедствий.

Результаты анализа 5200 значимых ПК, произошедших в 92 странах мира в 1962–1992 гг., были представлены в 1994 г. в Иокагаме на Всемирной конференции по уменьшению опасности стихийных бедствий. Наводнения, тропические ураганы, засухи и землетрясения преобладают по числу событий и негативным последствиям [2, 3]. Их доля составляет соответственно 32, 30, 22 и 10 % от общего числа ПК с высоким экономическим ущербом. Выявлен устойчивый рост числа значимых ПК на Земле, оцениваемых по экономическому ущербу (возрос в 4,1 раза), числу пострадавших (возросло в 3,5 раза) и числу погибших (возросло в 2,1 раза) людей.

В [3] приведены данные, показывающие, что в последнее десятилетие в России наблюдается тенденция, аналогичная мировой: при колебаниях общего числа опасных природных явлений от 350 до 500 в год отчетливо выражен рост общего числа опасных природных явлений, приведших к чрезвычайным ситуациям.

Не свободен от ПК и Азово-Черноморский бассейн. Здесь неоднократно наблюдались природные явления, сопровождавшиеся значительными потерями для черноморских государств [4]. Проблема сбора данных и анализа физико-статистических характеристик ПК, прогнозирования и оценки степени риска ПК в регионе в последние годы приобретает особую актуальность, благодаря усилению экономической деятельности стран региона и расширению транспортных потоков через Черное море.

Для решения проблемы необходимо располагать перечнем наиболее опасных для региона природных явлений, шкалами измерения их интенсивности, критериями возникновения чрезвычайных ситуаций и вытекающими из них пороговыми значениями магнитуд явлений, необходимых для придания событию статуса ПК [1, 2].

Опасные природные явления Азово-Черноморского бассейна

Перечень явлений Азово-Черноморского бассейна, которые сопровождались ощутимыми негативными последствиями для экономики и экологии региона, здоровья людей весьма обширен [4]. Он кардинально отличается от составленного по мировым данным. К важным для региона можно отнести следующие гидрометеорологические, геолого-геофизические, гидрохимические и гидробиологические явления:

- аномальные стонно-нагонные колебания уровня моря;
- ураганные ветры при прохождении над регионом атмосферных, как правило, средиземноморских циклонов;
- штормовое волнение;
- волны цунами, генерируемые сейсмическими источниками;
- тягун в портах;
- аномальные ледовые режимы и раннее образование припая;
- аномальные гидрологические режимы в прибрежной зоне и проливах, распространение соленых вод в устья рек;
- аномальные температурные режимы воздушной среды, новороссийская и крымская бора;
- осадкообразование, туманы;
- смерчи, пылевые бури;
- подводные землетрясения, грязевой вулканизм, оползни;
- эрозия берегов, транспорт донных наносов;
- аномальные гидрохимические режимы;
- сероводородное заражение моря;
- аномальные гидробиологические режимы.

В тех случаях, когда магнитуда, площадь воздействия и продолжительность явления таковы, что оно привело или может привести к человеческим жертвам, экономическому ущербу и (или) ощутимым негативным последствиям для экологии района, явление классифицируется как особо опасное, создающее чрезвычайную ситуацию. Повторяемость явлений высокой интенсивности характеризует степень риска событий.

Критерии особо опасных гидрометеорологических явлений на Черном и Азовском морях и в морских устьях рек (пороговые значения характеристик) даны в табл. 1. Они используются при анализе данных наблюдений [5].

Обобщенные данные о числе особо опасных гидрометеорологических явлений в Азово-Черноморском бассейне (включая устья рек) за шестилетний период наблюдений (1990–1996 гг.) приведены на рис. 1. База данных, подготовленная Морским отделением УкрНИГМИ (Севастополь), включает 111 гидрометеорологических событий. Лидерами опасных природных событий в регионе являются пять гидрометеорологических явлений: сильные ветры (39 %), обильные дожди (16 %), подъемы и опускания уровня моря выше и ниже критических отметок (11 %), штормовые волны (10 %) и туманы (10 %).

Таблица 1. Критерии особо опасных гидрометеорологических явлений

Гидрометеорологическое	Критерий особой опасности	Возможные негативные последствия
------------------------	---------------------------	----------------------------------

явление 1	явления 2	события 3
Ветер	Средняя скорость или порывы свыше 25 м/с	Сильное волнение в море, возрастание ветровых нагрузок на суда и береговые сооружения
Смерч	Размеры в поперечнике до 50 м, высота 100-150 м	Усиление ветра в смерче до 50-70 м/с, разрушение сооружений и надстроек небольших плавсредств
Туман	Видимость 100 м и менее, длительность 12 ч и более	Столкновение судов, исключает эксплуатацию портовых сооружений, вертолетное обслуживание буровых платформ
Обледенение	Скорость 0,7 см/ч и более	Уменьшение остойчивости судов, опрокидывание
Дождь, снег	Сумма осадков за 12 ч равна 30 мм и более	Уменьшение видимости, зимой обледенение судов и платформ. Высокие паводки на побережье, затопление населенных пунктов
Уровень моря	Колебания уровня выше или ниже критических отметок	Подтопление населенных пунктов или береговых сооружений, осушка береговой полосы, обмеление подходных каналов, прекращение судоходства
Волнение моря	Высота волн более 5 м	Разрушение береговых сооружений, опрокидывание малых судов
Напор морских льдов	Наличие разрушений на берегу	Разрушение береговых сооружений
Береговой припай	Толщина 80 см и более	На южных морях прекращается судоходство, все виды работ на побережье
Течения	Прибрежные со скоростью более 1 м/с, в проливах более 2 м/с	Снос судов, зимой сильный дрейф льда
Тягун	Факт наличия	Повреждения судов, стоящих у причалов
Температура воды	Повышение или снижение на 3-5° и более за 6 ч	
Галоклин в устьях рек	Распространение к водозаборам воды солёности более 3 ‰	Прекращение водоснабжения населенных пунктов и орошения полей
Осолонение устьевых водоемов	Повышение солёности на 5-7 ‰ продолжительностью 15-20 сут	Гибель живых организмов и растительности

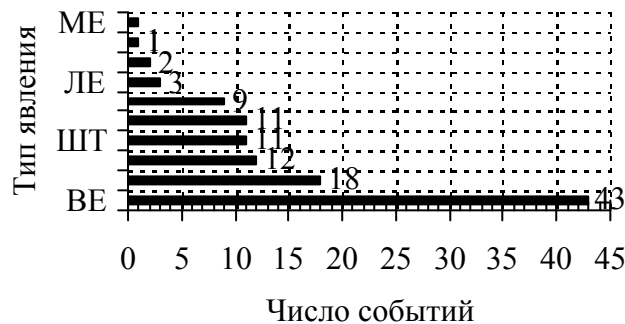


Рис. 1. Число особо опасных гидрометеорологических явлений Азово-Черноморского региона, зарегистрированных подразделениями Госкомгидромет Украины в 1990-1996 гг. Обозначения: ВЕ — ветер; ДО — дождь; УР — подъем или опускание уровня моря; ШТ — шторм; ТУ — туман; СО — вхождение соленых вод в устья рек; ЛЕ — раннее образование льда; ГР — град; СН — снег; МЕ — метель

Штормовой ветер и волнение 18 января 1986 г. Они вызваны циклоном, пришедшим из зоны Средиземного моря. 18 января в 00 ч его центр располагался над Керченским полуостровом, а к 6 ч сместился к низовьям Дона. Быстрое перемещение вызвало штормовой ветер западного и северо-западного направлений силой 15–20 м/с с порывами до 28 м/с.

Резкое усиление ветра привело к сильному волнению и особо опасному подъему уровня в юго-восточной и восточной частях моря. На севере моря (Бердянск) сгон сменился со временем нагоном. На западном побережье в районе Генгическа отмечен опасный сгон. В Должанской сгон длился сутки, в районе Опасного — 45 мин. Особо опасные изменения уровня произошли в одно и то же время (6–7 ч утра); в Таганрогском заливе максимум уровня зафиксирован лишь в 13–14 ч и это запаздывание связано с обособленностью залива.

В 1986–1996 гг. на Черном и Азовском морях отмечено четыре выдающихся особо опасных гидрометеорологических явления, вызвавших большие экономические потери.

Шторм причинил немалый экономический ущерб. В Темрюке наблюдался подъем уровня воды до 6,52 м. Несмотря на то, что западный ветер до 17–23 м/с продолжался всего 1 ч 15 мин, началось наводнение, в результате которого были повреждены базы отдыха, затоплены мосты, размыты дороги, повреждены рыбацкие станы. Общий материальный ущерб оценен в 1 млн. руб. В Приморско-Ахтарске к 7 ч утра уровень поднялся до отметки 7,2 м, что на 2 м выше нормы. Наводнением затопило причалы, склады, дома, размыло железнодорожное полотно, разрушило оборудование. Ущерб составил 145 тыс. руб. В районе Ясенской переправы отмечен особо опасный уровень воды — 6,3 м. Затоплен поселок, поврежден причал рыбцеха, сильным западным ветром повреждены крыши домов. В Бердянске резкая перемена ветра с юго-западного на западное и северо-западное направления со скоростями до 29 м/с вызвала сгонно-

нагонные колебания уровня. Во время кратковременного понижения уровня до 3,88 м некоторые суда на рейде сели на грунт. Сгон длился менее часа, за ним последовал кратковременный подъем уровня до 4,51 м. Отмечено подтопление пляжа и косы.

Проникновение соленых вод в устья Южного Буга и Днестра 4 сентября 1986 г. и 7–9 сентября 1994 г. Исключительно дальнейшее проникновение соленой воды в устье Южного Буга наблюдалось 4.09.1986 г. Анализ распределения солености в Днепро-Бугском лимане показал, что вода с соленостью 8 ‰, а это в 2,7 раза больше порогового значения 3 ‰, достигла Николаева. Соленость воды в поверхностном слое колебалась в пределах 0,65–6,62 ‰. Наиболее соленая вода располагалась в центральной части лимана. В придонной области халоклин распространился в устьевой участок реки на 7,6 км. В целом, соленая вода поднялась по Южному Бугу на 23 км и это вызвало прекращение водоснабжения населенных пунктов и орошения сельскохозяйственных угодий.

Второй случай (7–9.09.1994 г.) — типичен для региона. В этот период проявилось влияние на распределение солености в Днепро-Бугской устьевой области пониженного стока Днестра. При слабых ветрах (2–7 м/с) переменных направлений (С,Ю,ЮВ) попуски Каховской ГЭС колебались от 508 до 561 м³/с, что ниже среднемноголетнего за сентябрь в 1,4 раза. Соленость в устьевой области в поверхностном слое изменялась в пределах 0,31–1,1 ‰. В это же время у дна значения солености резко возрастают, достигая 8,33 ‰ на мористом участке дельты Днестра. В придонном слое вода соленостью выше 1 ‰ распространилась в устье Днестра на 18 км. В придонном слое халоклин распространился вверх по реке на 27,7 км.

Штормовой ветер и волнение 14–15 ноября 1992 г. Во время шторма наблюдался ветер юго-западного направления. Позже он изменил направление на западное и охватил Черное и Азовское моря. Его скорость по всей площади достигала 25–35 м/с, на Южном берегу Крыма 40 м/с. Высота волн во многих районах достигала критических значений. В районе Туапсе волны зыби 15 ноября в 14 ч 30 мин имели высоты 9 м, с 12 ч 30 мин 15 ноября до 7 ч 30 мин 16 ноября в порту отмечен тягун. В районе Геленджика высота волн была 6,5 м.

Стремительно развивался шторм в районе Южного берега Крыма. Его пик наступил в 4–7 ч 15 ноября. По визуальным наблюдениям высота волн в Ялтинском заливе превысила 6 м, нагонное повышение уровня в Ялте составило 0,34 м. Волнами и ветром разрушен мол грузового порта, повреждены причалы и портовые сооружения. В результате столкновений затонуло 8 маломерных судов, большие суда получили повреждения.

Сильный штормовой ветер вызвал резкие колебания уровня по всему Азовскому морю. У западных берегов отмечен сгон, на юге и на севере — нагон. Многим пунктам побережья моря нагон нанес немалый материальный ущерб.

В прибрежной зоне имелись разрушения в нескольких населенных пунктах. В с. Заветное к 12 ч дня ветер юго-западного направления достиг наибольшей силы — 28 м/с. Уровень моря был 5 м, высота волн достигала 1,5 м. Ветром оборваны линии электропередач, поломаны деревья, кое-где сорваны крыши

домов. В Керчи при ветре ЮЮЗ направления уровень моря поднялся до отметки 5,08 м. Высота волн составила 1 м. В с. Опасное максимальная скорость ветра достигла 24 м/с. Отмечен спад уровня до отметки 3,88 м. Высота волн составила 1,0 м. В с. Мысовое юго-западный ветер скоростью 28 м/с вызвал сгон воды до 4,25 м. В Геническе максимальные значения скорости ветра западного направления достигали 34 м/с. В результате этого уровень понизился до отметки ниже особо опасной на 0,45 м и сохранялся таким около суток. Наступило кратковременное обмеление канала и прекращение судоходства. В Бердянске утром южный ветер достиг скорости 26 м/с. Наблюдался нагон, уровень при котором достиг отметки 5,45 м, высота волн 1,5 м. Волнами смыты часть пляжа и дамбы. Погиб один человек.

Сильный туман 16–17 марта 1993 г. Явление наблюдалось в северо-западной части Черного моря. Наибольшей интенсивности туман достиг в районе Белгорода Днестровского, где продолжался с 17 ч 20 мин 16 марта до 12 ч 20 мин 17 марта. Видимость уменьшилась до 50 м. Работы в порту прекратились, остановилось судоходство. Такие туманы здесь образуются чаще всего при малоградиентном барическом поле, преобладающем в это время года.

Наиболее часто туманы над Черным морем наблюдаются в апреле-мае и в конце осени. В весенние месяцы температура поверхностного слоя воды ниже температуры воздуха над ним, наблюдается сравнительно высокая относительная влажность и небольшие скорости ветра.

Северо-западный район характеризуется наибольшим на Черном море числом дней с туманом (38–60 сут). Средняя суммарная продолжительность туманов за год по станциям северо-западного района равна: в Очакове — 358 ч, на станции Тендровский маяк — 272 ч, в Одессе — 242 ч. На остальных станциях северо-западного района средняя суммарная за год продолжительность туманов обычно не превышает 200 ч.

География природных катастроф в регионе

Все районы Азово-Черноморского региона подвергались в различные периоды времени воздействию опасных природных явлений [4]. Ограничимся только краткой характеристикой географической распространенности некоторых типов ПК.

Колебания уровней Черного и Азовского морей. По данным срочных наблюдений в 1923–1990 гг. наиболее высокие и наиболее низкие положения уровня наблюдаются в районе северо-западного шельфа Черного моря. Здесь размах колебаний уровня моря достигает 3 м. Особенно велик он в районе Одессы, что в сочетании с процессом тектонического оседания суши приводит к затруднениям хозяйственной деятельности.

Обычно, самые низкие и самые высокие положения уровня связаны со сгонно-нагонными явлениями, вызванными штормовыми ветрами. Совместное влияние конфигурации береговой черты, рельефа дна и преобладающих ветров во многом определяет эффективность образования сгонов и нагонов. Показателен район Одессы, где под влиянием северо-восточных штормовых ветров возникают устойчивые дрейфовые течения, направленные на запад, которые соз-

даются нагон в устьях Дуная и Днестра. Ветер противоположного направления вызывает сгон.

Разность абсолютных экстремумов уровня составляет около 3 м и уменьшается в восточном направлении. Она равна около 1 м у Крымского побережья, далее у берегов Кавказа она опять увеличивается до 1,5–2 м. Как правило, процессы сгона и нагона кратковременны и это делает их опасными для хозяйственной деятельности в прибрежной зоне. Так, 26 ноября 1964 г. уровень в районе Одессы в течение 7 ч понизился на 1,75 м. Конечно, такие случаи происходят редко, но подъемы (опускания) уровня на 1 м являются обычными для северо-западной части. Сгонно-нагонные колебания уровня наиболее значительны в осенне-зимний период. Общая характеристика пространственно-временной изменчивости уровня Черного моря представлена в [6].

Азовское море относится к числу "беспокойных" внутренних морей, где в среднем в год число дней со штормовыми ветрами достигает 40–60 на западе моря и 80–100 на востоке [7]. Опасные сгонно-нагонные колебания уровня здесь довольно частое явление. Они приводят к нарушениям судоходства, разрушению судов и строений, затоплению прибрежных территорий. Многие подобные катастрофические события в Азовском море описаны в [4]. Событие в конце октября 1969 г. в юго-восточной части моря относится к одному из наиболее значимых: в районе Темрюка территория была затоплена на 17 км от берега, а подъемы уровня превысили 5 м.

Сгонно-нагонные колебания в Керченском проливе, через который осуществляется водобмен между Черным и Азовским морями, связаны с изменениями уровня в этих бассейнах [8]. В частности, кривая годового хода уровня в Керчи располагается между кривыми уровня Азовского и Черного морей. Однако, эта связь не является четко выраженной. Проходящая через пролив нагонная волна подвергается значительным искажениям, связанным с генерацией сейшевых колебаний в зоне пролива.

Сгонно-нагонные колебания могут сопровождаться подъемом холодных вод. В рекреационных зонах Черноморского побережья подобные события имеют крайне негативные экономические последствия. Яркий пример — сгонно-нагонные колебания уровня Черного моря в конце августа–начале сентября 1947 г., охватившие побережье от Одессы до Батуми [9]. Температура воды в Одессе понизилась за это время с 19,5 до 10,9°, в Кацивели — с 22,3 до 8,8°, в Ялте — с 22,3 до 9,4°, в Феодосии — с 18,3 до 11,4°, в Сочи — с 26,3 до 19,7°, в Батуми — с 27,5 до 22,1°.

Вхождение соленых вод в устья рек. Явление неоднократно наблюдалось в устьях рек юга Украины, впадающих в Черное море, а также в р. Кубань, впадающей в Азовское море. Параметры двух таких событий были описаны выше.

Аномальные ледовые условия — нередкое явление для северо-западной части Черного моря и акватории Азовского моря [4, 6]. Отмечены случаи проникновения льдов в пролив Босфор и полного нарушения судоходства в Азовском море. По оценке Морского отделения УкрНИГМИ, основанном на анализе данных за период с 1926 по 1995 гг., аномальные ледовые сезоны, угрожающие

безопасности мореплавания, случаются в северо-западной части Черного моря не реже одного раза в 10 лет. Наиболее суровые зимы наблюдались в 1929, 1954 и 1985 гг.

Сейсмичность Черноморской впадины по данным за 1900–1986 гг. описана в работах [10, 11]. Наиболее разрушительными подводными землетрясениями XX века в Крыму остаются Ялтинские события 26 июня и 11 сентября 1927 г. с магнитудами $M=6,0$ и $6,8$ соответственно и эпицентрами в Крымской сейсмоактивной зоне. Полная информация об этих событиях содержится в недавней работе [12]. Два наиболее сильных подводных землетрясения магнитудой $M=6,0$ произошли в 1945 и 1951 гг. в западной части моря [11].

Черноморские цунами возбуждались в результате сейсмической активности. Это явление за последние два тысячелетия наблюдалось в Азово-Черноморском регионе около двух десятков раз. Для четырех землетрясений XX века цунами с высотами до 1,0 м зарегистрированы мареографами вдоль Болгарского, Крымского, Кавказского и Турецкого участков побережья Черного моря. Некоторые цунами древних времен имели по описательной и геологической информации высоты до 3–5 м и являлись разрушительными. Характеристика исторических цунами для региона дана в работах [3, 4, 6, 13, 14]. Цунами вызывались подводными и "сухопутными" землетрясениями.

Грязевой вулканизм. Грязевые вулканы широко распространены во многих областях Земли, преимущественно в нефтегазоносных районах мира [15]. На земном шаре известно более 700 грязевых вулканов, что сопоставимо с числом (около 800) ныне действующих магматических вулканов. Грязевые вулканы зафиксированы в пределах Альпийского, Гималайского и Тихоокеанского подвижных поясов. Они широко развиты в Азербайджане, Ставропольском и Краснодарском краях, Туркмении, Дагестане, Грузии, в Крыму, Черном и Азовском морях.

Керченско-Таманская область относится к классическим областям развития современного грязевого вулканизма и по масштабам проявления занимает после Азербайджана второе место в мире. Грязевые вулканы существуют в зоне Черного моря, прилегающей к Керченско-Таманской области с юга. Недавно они обнаружены и в глубоководной части моря, к югу и юго-западу от Крымского полуострова [16, 17].

Яркий пример — подводный грязевой вулкан Голубицкий у побережья Азовского моря близ Темрюка [15]. Он чаще всего извергался со взрывными явлениями и выбросами высотой до 100 м (1988 г.) и это привело к образованию временного острова. Его максимальные размеры таковы: длина — 80 м, ширина — 40 м, высота 2,5 м. Подводные склоны острова пологие и прослеживались на расстоянии 250–300 м. Остров неоднократно оживал и в последующем, но извержения носили спокойный характер.

Тягун в портах проявляется в сильных колебаниях уровня моря. Он приводит к горизонтальным перемещениям судов у причалов и представляет определенную опасность для них. Явление может наблюдаться в даже хорошо защищенных от внешних волн портах в периоды высокой атмосферной актив-

ности. В Черном море это явление отмечено вдоль Кавказского побережья, в портах Туапсе, Батуми и Поти [18]. Наиболее часто тягун наблюдается в зимний период.

Сероводородное заражение Черного моря. Воды Черного моря обладает весьма редкой особенностью: ниже горизонта 60–150 м практически по всей акватории моря располагается зона сероводородного заражения [19]. Ближе всего к поверхности моря она приближается в центральных районах восточной и западной частей моря. Критерий катастрофичности для этого явления (критическая глубина залегания верхней границы сероводородной зоны, при которой возникает угроза химического заражения региона при выходе сероводорода на поверхность) пока не определен. В настоящее время океанологи склоняются к мысли, что глубина залегания верхней границы сероводородной зоны не имеет постоянного однонаправленного тренда и скорее всего совершает колебательные движения со временем.

Бора— холодная масса воздуха с резким фронтом, свергающаяся мощным потоком с гор. Явление наблюдается на Кавказском побережье между Анапой и Туапсе и известно как новороссийская бора [4]. Такие события нарушают судоходство и функционирование хозяйственных объектов, что приводит к значительным экономическим потерям. Анализ данных многолетних измерений в районе Южного берега Крыма (1936–1998 гг.) позволяет утверждать, что явление, аналогичное новороссийской боре, регулярно возникает к югу от Крымских гор [20].

Водяные смерчи наблюдаются вдоль Кавказского побережья Черного моря. Сильный смерч в 1991 г. в районе Туапсе привел к разрушению ряда поселков [4].

Пылевые бури отмечены в зоне Азовского моря и северной части Черноморского региона [4]. Это явление сопровождается гибелью сельскохозяйственных культур и ухудшением плодородия земель. Выпадение осадков в Азовское море, связанное с черными бурями, по оценкам составляет около 4 мм/год.

Уровни катастрофичности природных явлений

Разнообразие природных и антропогенных катастроф, сложный характер их взаимосвязи с порождающими процессами и многофакторное воздействие на сферу хозяйственной деятельности привели к относительной неразвитости этой области знаний. Принципы оценки интенсивности ПК, а также их последствий для экологии не разработаны по многим типам явлений.

В настоящее время катастрофичность ПК оценивается по объему экономического ущерба, числу пострадавших и погибших людей. При анализе статистики ПК на мировом уровне используются критерии А, Б и В, приведенные в табл. 2 [2, 3]. При выполнении одного из них событие считается существенным.

Таблица 2. Категории и критерии, используемые ООН

для выделения значимых природных катастроф в мире

Категория	Критерий
А. Значительные масштабы ущерба	$\geq 1\%$ от валового годового продукта страны
Б. Число пострадавших людей	$\geq 1\%$ от численности населения страны
В. Число погибших	≥ 100 человек

Таблица 3. Категории стихийных бедствий в рамках российской программы "Безопасность" (упрощенный вариант)

Категория	Название	Число жертв	Ущерб, \$ США
I	Всемирное бедствие	31 млн. – 3 млрд.	151 млрд. – 15 трил.
II	Континентальное	301 тыс. – 30 млн.	1,51 млрд. – 150 млрд.
III	Национальное	3001 – 300 тыс.	15,1 млн. – 1,5 млрд.
IV	Региональное	31 – 3000	151 тыс. – 15 млн.
V	Районное	1 – 30	1,6 – 150 тыс.
VI	Местное	нет	< 1,5 тыс.

Таблица 4. Критерии возникновения чрезвычайных ситуаций регионального и общегосударственного масштабов в Украине для водоемов (1) и населения (2)

Критерий	Единица измерения потерь	Пороговое значение потерь
1		
А. Площадь акватории или объем водоема, подвергшиеся ПК	доля площади в %	10–15% (региональный уровень), >15% (общегосударственный)
Б. Экономический ущерб	доля годового бюджета региона в %	<1% (региональный уровень), $\geq 1\%$ (общегосударственный)
2,а		
А. Число людей, потерявших временно или постоянно трудоспособность	Человек	50–300 (региональный уровень), >300 (общегосударственный)
Б. Число погибших	Человек	3–5 (региональный уровень), >5 (общегосударственный)
В. Число людей, оставшихся без крова	Человек	300–3000 (региональный уровень), >3000 (общегосударственный)
2,б		
А. Размер компенсационных выплат	доля годового бюджета региона в %	<1% (региональный уровень), $\geq 1\%$ (общегосударственный)

В России опасные явления вызывают чрезвычайные ситуации при выполнении одного из трех условий: а) число жертв 4 человека и более; б) число пострадавших 10–15 человек и более; в) экономический ущерб свыше 0,5 млн. руб. (в ценах 1992 г.) [21]. В рамках общегосударственного российского проекта "Безопасность" выделяют шесть категорий стихийных бедствий, определяемых по числу жертв и суммарному материальному ущербу (табл. 3). Для каждой категории определен административный уровень принятия решений [22].

В Украине для определения уровня чрезвычайной ситуации предложено использовать три группы факторов [1]: а) площадь территории, подвергшейся действию ПК; б) масштаб материальных и людских потерь; в) классификационные признаки, учитывающие интенсивность явления. Для территориального фактора в условиях возникновения или ожидания ПК выделено три уровня принятия решений: а) объектовый; б) местный; в) региональный; г) государственный. Автономная Республика Крым и Севастополь отнесены к региональному и общегосударственному (при нехватке региональных ресурсов) уровням.

Градации ПК введены для различных сфер и объектов хозяйственной деятельности: а) сельского хозяйства; б) лесного хозяйства; в) зон рекреации, заповедных территорий и объектов природоохранного значения; г) водоемов; д) хозяйственных объектов, транспорта и жилищно-коммунального хозяйства; е) населения. В табл. 4 приведены выдержки из [1], относящиеся только к поверхностным и подземным природным водным объектам, а также населению региона.

Критерии, предложенные для определения уровней катастрофичности природных явлений, опираются на оценки экономического ущерба и людских потерь, а поэтому в наибольшей степени относятся к уже произошедшим ПК. Понятно, что для прогноза степени риска ПК крайне необходимо изучение общих физических закономерностей самих природных явлений.

Методология изучения опасных природных явлений

Критерии, положенные в основу градации катастрофичности явлений, опираются на оценки уровней экономического ущерба и людских потерь от ПК. В настоящее время предложена трехзвенная модель описания воздействия ПК на техносферу [22], включающая порождающее чрезвычайную ситуацию явление, его воздействие на область размещения техносферы и собственно бедствие, то есть вызванные событием потери. Характеристика ПК не может ограничиваться только анализом третьего звена. Для оценки риска необходимо максимально полное представление о характере порождающих ПК процессов, что невозможно сделать только на основе данных о последствиях ПК.

Количественное описание катастроф необходимо для оценки степени риска явления и предполагает существование системы отсчета для произведения таких оценок. В работе [22] предлагается оценивать катастрофы, используя термин "магнитуда", а воздействие характеризовать балльностью (по аналогии с землетрясениями). Для количественной оценки катастроф, как объектов исследования, применяются различные шкалы магнитуд. Ряд из них, указанных ниже, получил широкое распространение:

— землетрясения — шкалы магнитуд и балльности;

- ветер — шкала Бофорта;
- ветровое волнение — шкала балльности;
- ураганы — шкалы Саффир-Симпсона;
- торнадо — шкалы Фуджиты и Парсона;
- цунами — шкалы Ииды и Соловьева;
- извержения вулканов — индекс VEI, шкала Федотова;
- оползни — шкалы по объему и скорости;
- снежные лавины — классификация по условиям движения и превышению лавинного очага.

Вопрос о том, что понимать под нормальным состоянием природной среды Азово-Черноморского региона или нормальным режимом протекания природного явления, требует специального обсуждения.

Методология изучения ПК схематически показана на рис. 2. Для разработки теоретико-экспериментальных методов прогноза ПК необходим анализ архивных материалов с целью выделения, количественного и качественного описания событий. Это позволит создать базу данных о ПК региона, выполнить физико-статистический анализ причинно-следственных связей различных полей при протекании ПК, оценить частоту их возникновения в регионе и дать оценки инженерного и экологического риска для зоны морехозяйственной деятельности черноморских государств.

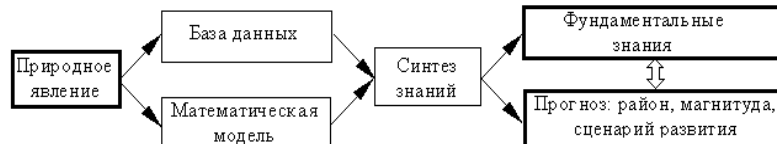


Рис. 2. Схема проведения комплексных исследований опасных природных явлений

В настоящее время различными организациями причерноморских государств созданы базы данных о состоянии Азово-Черноморского бассейна [23]. В Украине такие данные, полученные на береговых станциях и в экспедиционных наблюдениях Госкомгидромета, аккумулируются в Морском отделении УкрНИГМИ. Массивы спутниковой информации и океанографических наблюдений накапливаются в Морском гидрофизическом институте НАН Украины. В России подобные базы данных существуют в ВНИИГМИ-МЦД, ГОИН, Южном отделении Института океанологии РАН; в Болгарии — в Института океанологии; в Турции они подготовлены в рамках проектов BSEP и NATO TU Black Sea. Эти базы данных могут быть использованы для выборки информации о ПК в регионе. В настоящее время такая работа не проведена.

В силу весьма ограниченной информации, изучение ПК невозможно без привлечения методов математического моделирования опасных морских явлений. Математические прогностические модели позволяют приближенно описать процесс развития опасного явления для исторических и возможных источников

генерации, определить балльность ПК в различных районах Азово-Черноморского бассейна, а в итоге оценить степень риска различных природных явлений. Знание процесса развития дает реальную возможность снижения риска ПК [21]. Синтез результатов анализа натуральных данных и математического моделирования позволяет (рис. 2) получить новые фундаментальные знания о природных явлениях в регионе, выполнить районирование бассейна по балльности ПК и определить наиболее подверженные воздействию стихии и уязвимые для опасных явлений географические районы Азово-Черноморского бассейна.

Мониторинг природных катастроф

В Украине начато создание Государственной системы мониторинга окружающей среды [24]. Это система включает получение, сбор, обработку, передачу, хранение и анализ информации об окружающей среде, прогнозирование ее изменений и выработку научно обоснованных рекомендаций для принятия решений по предупреждению негативных изменений состояния среды и обеспечению экологической безопасности.

Сбор текущей и штормовой информации в Украине осуществляет Гидрометцентр Черного и Азовского морей. Она поступает с 19 станций и 5 морских гидрометеорологических постов, а в зимнее время и с 7 ледовых постов, расположенных на украинском побережье Азово-Черноморского бассейна [24].

Важным элементом системы наблюдения за состоянием Азово-Черноморского региона являются спутники на полярной орбите и геостационарные спутники (американские METEOSAT и NOAA, украинский "Січ", российский "Океан"), которые в настоящее время осуществляют в квазиоперативном режиме измерения ветрового волнения, поверхностной температуры воды, ветра у поверхности моря, ледовых условий, антропогенного загрязнения акватории нефтепродуктами, биопродуктивности и др. Прием и передачу этой информации осуществляют центры Национального космического агентства Украины в Киеве, Чернигове, Харькове и Евпатории, а также центры других ведомств в Севастополе, Днепропетровске, Керчи и Одессе.

Рассматриваемый бассейн сравнительно мал по масштабам, что делает трудновыполнимым мониторинг быстро протекающих опасных явлений, основанный на информации с береговых измерительных комплексов. В подобных случаях наиболее эффективны аэрокосмические средства контроля состояния морской среды. Методы спутниковой диагностики и мониторинга различных типов ПК в Азово-Черноморском бассейне и прилегающих к нему районах находятся в стадии разработки.

Литература

1. Про порядок кваліфікації надзвичайних ситуацій // Постанова Кабінету Міністрів України від 15 липня 1998 р. № 1099. 21 с.
 2. *Осипов В.И.* Природные катастрофы в центре внимания ученых // Вестник Российской АН. 1995. **65**, № 6. С. 483–495.
 3. *Трухин В.И., Показеев К.В., Куницын В.Е., Шрейдер А.А.* Основы экологической геофизики. М.: Физический факультет МГУ, 2000. 292 с.
-

4. Шнюков Е.Ф., Митин Л.И., Цемко В.П. Катастрофы в Черном море. Киев: "Манускрипт", 1994. 296 с.
 5. Положение о порядке составления и передачи предложений о возникновении стихийных (особо опасных) гидрометеорологических и гелиографических явлений и экстремально высоком загрязнении природной среды. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 30 с.
 6. Проект "Моря СССР". Гидрометеорология и гидрохимия морей СССР. Т. IV. Черное море. Вып. 1. Гидрометеорологические исследования. С.-Петербург: Гидрометеиздат, 1991. 429 с.
 7. Шереметевская О.И. Сгонно-нагонные колебания уровня Азовского моря, методы их расчетов и прогнозов. Обнинск: ВНИИГМИ-МЦД, 1977. 39 с.
 8. Кропачев Л.Н., Шайтан О.И. Некоторые особенности колебаний уровня моря в Керченском проливе // Океанология. 1961. 1, вып. 5. С. 837–845.
 9. Богданова А.К., Кропачев Л.Н. Сгонно-нагонная циркуляция и ее роль в гидрологическом режиме Черного моря // Метеорология и гидрология. 1959. № 4. С. 26–33.
 10. Чекунов А.В. Сейсмическая эмиссия и разноэтажная тектоника в Черноморском регионе // Доклады АН УССР. Сер. Б. 1990. № 11. С. 27–31.
 11. Пустовитенко Б.Г., Кульчицкий В.Е. Сейсмичность Черноморской впадины // Геофизический журнал. 1991. № 3. С. 14–19.
 12. Скляр А.М., Князева В.С., Королев В.А. Макросейсмический эффект землетрясений 26 июня и 11 сентября 1927 года в Крыму // Сейсмологический бюллетень Украины за 1998 год. Симферополь: ИГФ НАН Украины, 2000. С. 90–119.
 13. Никонов А.А. Цунами на берегах Черного и Азовского морей // Известия Российской АН. Физика Земли. 1997. № 1. С. 86–96.
 14. Доценко С.Ф. Оценка уровня цунамиопасности Черного моря // Вестник МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. 1998. № 4. С. 19–23.
 15. Шнюков Е.Ф., Гнатенко Г.И., Нестеровский В.А., Гнатенко О.И. Грязевой вулканизм Керченско-Таманского региона. Киев: Наукова думка, 1992. 200 с.
 16. Иванов М.К., Конюхов А.И., Кульчицкий Л.М., Мусатов А.А. Грязевые вулканы в глубоководной части Черного моря // Вестник МГУ. Сер. 4. Геология. 1989. № 3. С. 48–54.
 17. Геология Черного моря (По результатам геологических и геофизических исследований 5-го рейса НИС "Киев"). Киев: ОМГОР ННПМ НАН Украины, 1997. 189 с.
 18. Рабинович А.Б. Длинные гравитационные волны в океане: захват, резонанс, излучение. С.-Петербург: Гидрометеиздат, 1993. 325 с.
 19. Eretniev V.N., Suvorov A.M., Godin E.A., Khaliulin A.Kh. et al. Hydrochemistry and dynamics of H₂S zone in the Black Sea. UNESCO: Paris, 1996. 150 p.
 20. Бибилова Т.Н., Журба Е.В. Условия возникновения ураганных ветров в Крыму // Физические проблемы экологии (Экологическая физика). Третья всероссийская конференция. Тезисы докл. М.: МГУ, 2001. С. 10–11.
-

21. Григорьев А.А., Кондратьев К.Я. Природные и антропогенные экологические катастрофы: проблема риска // Известия Русского географического общества. 1998. 130, вып. 4. С. 1–9.

22. Родкин М.В., Шебалин Н.Б. Проблема измерения катастроф // Известия Российской АН. Сер. географическая. 1993. № 5. С. 105–115.

23. Концепция Национальной системы гидрометеорологического обеспечения безопасности судоходства (проект). Киев: Госкомгидромет, 1998. 37 с.

24. Про державну систему моніторингу довкілля. Постанова Кабінету Міністрів України від 30 березня 1998 р. № 391. 21 с.

ФОРМИРОВАНИЕ СВОБОДНЫХ ИЗЛУЧИН НА РЕКАХ ПЕРВЫХ ПОРЯДКОВ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОЙ АНТРОПОГЕННОЙ НАГРУЗКИ (НА ПРИМЕРЕ РЕКИ ИНСАРА)¹⁾.

Завадский А.С., Злотина Л.В.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Реки первых порядков занимают особое положение в структуре гидрографической сети, отличаясь спецификой русловых процессов. Если рассматривать их в общей иерархии водотоков разных порядков, то они относятся к малым рекам, выделение которых само по себе является достаточно спорным и разными авторами трактуется неоднозначно. Это связано с различиями в принципах подхода при разделении рек на малые, средние и большие. Если в основу закладываются общегеографические взгляды на строение и развитие речной системы, то под малыми реками обычно принимают водотоки с площадями водосборов, не превышающими 5 тыс. км². Однако, если рассматривать гидролого-морфологические аспекты формирования русел на реках разных порядков, то как показали последние исследования (Завадский А.С., 2001; Пахомова О.М., 2001), переход реки из категории малой в среднюю происходит в интервале площадей водосборов от 10 до 20 тыс. км², что, примерно, соответствует 9–11 порядку реки.

Изучение малых рек существенно осложняется вследствие чрезмерной генерализации очертаний русла даже самых крупномасштабных карт. В результате, рисунок русла отображается недостоверно, что не позволяет выделять отдельные русловые формы. Обычно, водотоки подобных размеров отмечаются на картах, как имеющие прямолинейное русло, хотя в реальных условиях это характерно только для самых их истоков (первые километры), когда водоток имеет не более чем 1–2 порядок. В том случае, если река берет свое начало не на плакоре и эрозионных склонах, а на равнинной заболоченной территории, ее русло может иметь

¹⁾ Работа выполнена по гранту РФФИ №00-05-64690

бочажинный характер, обусловленный малыми уклонами и специфическим характером болотистой растительности.

Кроме особой специфики русловых процессов, реки первых порядков отличаются наибольшей восприимчивостью к изменению условий руслоформирования, вызванных, в том числе, и антропогенными факторами. Инсар является типичной малой рекой, на русловые деформации которой существенное влияние оказывает техногенное заиление русла.

При проведении исследований была получена возможность работать с картографическим материалом крупного масштаба, который позволил проанализировать изменение форм русла и интенсивность русловых переформирований Инсара от самых его истоков. Река Инсар является притоком Алатыря (бассейн Волги), протекает по территории Мордовии, имеет площадь водосбора 3860 км^2 и длину — 168 км . Норма стока воды в среднем составляет в устье $0,45 \text{ км}^3$. Русло Инсара свободно меандрирует практически от самых верховьев до устья. Благодаря экспедиционным исследованиям, выполненным сотрудниками лаборатории эрозии почв и русловых процессов им. Н.И. Маккавеева (МГУ), были получены, наряду с планами русла необходимой точности, гидрологические сведения об изменении водоносности реки по ее длине. Средний многолетний расход воды в устье равен $14 \text{ м}^3/\text{с}$, на г.-п. Саранска (96 км от устья, площадь водосбора 1630 км^2) — $5,5 \text{ м}^3/\text{с}$. Наибольший объем стока приходится на весеннее половодье (около 80 %). Средний максимальный расход воды в Саранске составляет $310 \text{ м}^3/\text{с}$, в устьевом створе — более $700 \text{ м}^3/\text{с}$. Минимальные расходы воды составляют $1\text{--}3 \text{ м}^3/\text{с}$ и наблюдаются во время летне-осенней или зимней межени.

Бассейн Инсара располагается в пределах Токмовского поднятия Волго-Уральского свода. Долина реки выработана в юрских отложениях, представленных глинами, реже мергелями, и заполнена рыхлыми четвертичными ледниковыми, водно-ледниковыми, аллювиальными и аллювиально-делювиальными отложениями.

Орографическая извилистость долины невелика — около 1,2. Это означает, что нет никаких структурно или литологически обусловленных поворотов долины. Лишь ниже Рузаевки (40 км от истока) река меняет свое общее направление течения с восточного на северное.

В верхнем течении (до поворота долины) дно ее очень узкое, склоны пологие. Начиная от Саранска правый борт долины становится круче левого, дно долины расширяется до $1\text{--}2$, перед устьем до 3 км . На этом фоне отмечается чередование слабо выраженных сужений и расширений долины.

Верхние 5 км русло Инсара имеет прямолинейные очертания. Большие уклоны способствуют повышенной эрозионной деятельности потока, в процессе которой происходит его интенсивное врезание. Однако со снижением вниз по течению уклонов начинает происходить частичная аккумуляция продуктов эрозии, что способствует формированию грядовых форм руслового рельефа и развитию свободных излучин, которые в среднем и нижнем течении становятся наиболее распространенной формой русла. По мере нарастания водоносности происходит закономерное изменение их размеров. В табл. 1 приведены характеристики русла и

параметры свободных излучин на участках Инсара, выделенных по местам впадения наиболее крупных притоков. На нарастание интенсивности развития процесса меандрирования кроме снижения уклонов, сказывается также увеличение ширины поймы от верхних участков к устью. Если в верхнем и среднем течении непосредственно на свободные излучины приходится в среднем 25–30 % общей длины русла, то на нижних участках эта величина уже превышает 50 %. В этом же направлении увеличивается общая извилистость русла и средние значения степени развитости излучин. Этому также способствует снижение высоты поймы с 5–6 в верхнем до 3–4 метров в нижнем течении, а также трансформация по длине реки состава руслового аллювия: в верхнем течении реки он представлен песками с примесью гравия, гальки и щебня, ниже Рузаевки (40 км от истока) грубая примесь исчезает из состава аллювия, а в районе Саранска и ниже его по течению преобладают мелко- и среднезернистые пески.

Таблица 1. Изменение характеристик русла и параметров свободных излучин по длине русла Инсара

№	Участок	Уклон, %0	Ширина русла в межень, м	Кол-во излучин	Шаг излу- чин, м	Радиус кривиз- ны, м	Степень разв-ти излу- чин, l/L
	Расстоя- ние от устья, км						
1	168–163	5,5	1,5	0	---	---	---
2	163–151	2,0	3,3	21	80	45	1,42
3	151–135	0,9	10	25	150	65	1,36
4	135–117	0,9	10	40	160	85	1,53
5	117–100	0,6	10	9	200	120	1,52
6	100–85	0,4	22	18	200	130	1,66
7	85–51	0,3	17	34	210	120	1,63
8	51–33	0,2	21	32	200	110	1,66
9	33–26	0,2	23	12	200	110	1,64
10	26–0	0,2	23	36	230	120	1,74

Отмеченные особенности приводят к формированию более крутых форм свободных излучин на нижних участках. Если в верховьях преобладают сегментные пологие излучины, степень развитости которых $l/L=1,1-1,4$ (l — длина излучины; L — ее шаг), что в целом не характерно для малых рек, то начиная с участка 6 наибольшее распространение получают сегментные развитые излучины ($l/L=1,4-1,7$). Увеличивается также доля омегавидных и синусоидальных излучин ($l/L>2,0$), доля которых достигает 25–30 %, по сравнению с 10 % на верхних участках.

Кроме свободных излучин широкое распространение на Инсаре получают адаптированные формы русла — вынужденные и адаптированные излучины, формирующиеся при подходе потока к трудноразмываемым коренным берегам. Наиболее широко они представлены в верхнем течении, где ширина поймы не превышает 1 км, и где они в комплексе с адаптированным прямолинейным руслом составляют морфологически однородные участки. В нижнем течении ширина поймы увеличивается до 2–3 км, и формы адаптированного русла встречаются реже.

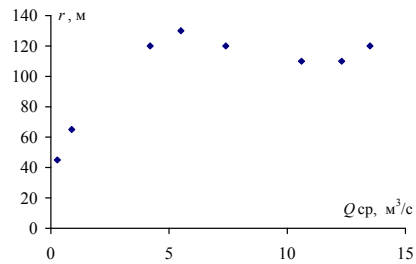


Рис. 1. Зависимость радиуса кривизны свободных излучин от среднегодового расхода воды для Инсара

Изменение размеров свободных излучин Инсара обусловлено увеличением водоносности по длине русла. При анализе связи параметров свободных излучин (радиуса кривизны r) со среднегодовым расходом воды (Q_{cp}) была получена зависимость $r=f(Q_{cp})$, имеющая степенной характер (рис. 1). При этом с достижением определенной величины расходов воды (начиная с участка 5) характерные значения параметров излучин перестают существенно изменяться.

Отличительной особенностью внутригодового распределения стока на малых реках и, особенно, на реках первых порядков, является существенная дифференциация между расходами воды в межень и в период прохождения половодья. На Инсаре эти различия составляют несколько порядков. В связи с этим, в русловых деформациях основная роль принадлежит расходам воды малой обеспеченности. Меженный поток протекает по сформированному в половодье руслу и практически не участвует в развитии русловых форм, вследствие своей малой величины и недостаточной эрозионной способности, в отличие от более крупных рек. Именно поэтому, наблюдается несоответствие между соотношением среднегодовых расходов воды и параметров излучин на Инсаре и, например, на малых реках бассейна средней Оби, имеющих аналогичные по размерам излучины (табл. 2). На последних, излучины с радиусами кривизны около 100–130 м формируются при величинах среднегодовых расходов воды, в 5–10 раз превышающих Q_{cp} на Инсаре.

Таблица 2. Значения среднегодовых расходов воды на участках малых рек бассейна средней Оби и Инсара, имеющих близкие по размерам свободные излучины

Участок реки (расстояние от устья, км)	Характерный радиус кривизны, r (м)	Средний годовой расход воды, Q_{cp} , м ³ /с
Инсар (117–0)	110 – 130	4 – 14
Нюролька (208–0)	100	32
Парабель (224–0)	190	75
Чая (171–131)	130	53
Чижалка (275–215)	100	30
Чузик (209–0)	90	30

Для водотоков первых порядков это явление, когда «русло управляет потоком» (по Великанову М.А., 1958), носит достаточно распространенный харак-

тер. Протекая по самому дну сформированного во время паводка или половодья русла, водный поток практически не деформирует его берега. При этом в днище русла могут формироваться извилины динамической оси второго порядка, которые по своим параметрам соответствуют гидравлическим характеристикам меженного потока.

Использование в качестве ведущего фактора, влияющего на формирование русла, величины среднемаксимального расхода воды Q_{\max} , также не позволяет получить достоверных результатов. Его увеличение (более чем в два раза) в среднем и нижнем течении Инсара (от Саранска до устья) не приводит к изменению параметров русла (ширины) и размеров русловых форм (излучин). Определенная тенденция прослеживается только для верховьев реки. Ниже Саранска широкая пойма, затопляемая в половодье, отвлекает на себя подавляющую часть водного потока. Этому также способствует общее снижение высоты пойменных отметок относительно меженного русла. Вследствие этого, удельный расход в русле остается практически неизменным на всем протяжении среднего и нижнего течения реки, что и объясняет отсутствие связи форм русла с характерными расходами воды на этом участке.

Отмеченные особенности формирования извилистого русла на реке, представляющей верхнее звено русловой сети, отличаются от общих закономерностей развития русловых форм, присущих малым рекам в широком смысле этого слова. В частности, об этом говорит отсутствие устойчивой связи параметров свободных излучин с показателями водоносности и достаточно слабое развитие меандрирующего русла в верхнем течении Инсара, что не характерно для малых рек в целом. Таким образом, для самых малых рек (рек первых порядков) представляется необходимым разработка особых методов изучения, а также выделение их в отдельный вид в иерархии русловой структуры с точки зрения русловых процессов, наряду с малыми, средними, крупными и крупнейшими реками.

Еще одной отличительной особенностью русла Инсара является существенное снижение интенсивности русловых деформаций, вызванное антропогенным (градопромышленным) заилением русла. Проявления на пойме следов меандрирования, особенно в среднем и нижнем течении, позволяет говорить об интенсивных русловых переформированиях в голоцене. Однако современные горизонтальные деформации русла очень незначительны, следы размывов берегов встречаются только на вогнутых берегах отдельных излучин, причем скорости их не превышают 0,5– м/год. На большей части протяжения реки берега как прямолинейного, так и извилистого русла заросшие, без следов отступления. Обусловлено это накоплением в русле Инсара огромных объемов техногенных илов (по ориентировочным оценкам от 0,5 до 1 млн. м³), формирование которых связано с загрязнением реки промышленными, бытовыми и сельскохозяйственными стоками. Они формируются, в первую очередь, за счет поступления из различных источников с городской территории Саранска, который вытянут вдоль реки примерно на 15–20 км. Илы широко распространены в русле Инсара на всем протяжении среднего и нижнего течения; их мощность колеблется от 20–30 до 100–120 см, местами, в пределах Саранска, достигая 250 см. Таким об-

разом, они практически полностью перекрывают естественный русловой аллювий и нивелируют русловой рельеф. Отжим иловой воды и электростатическое взаимодействие частиц приводит к постепенному уплотнению илов. Лишь верхний горизонт отложений находится в текучем состоянии, представляя собой суспензию. Под этим слоем расположены уплотненные илы значительной мощности. Их размыв может происходить только при скоростях течения порядка 1,5–2,0 м/с, что на Инсаре наблюдается крайне редко. В результате существенно замедляются темпы развития свободных излучин. Их вогнутые берега на 50–70 км ниже Саранска вообще не несут следов размыва, плотно зарастают растительностью и относительно пологи. Поэтому, наиболее активно, в настоящее время, развиваются излучины в верхнем течении Инсара, где отложения техногенных илов незначительны, несмотря на менее благоприятные для этого физико-географические условия (большая высота поймы, более крупный, по сравнению с нижним течением, состав руслового аллювия).

Таким образом, сброс в реку сильно загрязненных и химически активных сточных вод способен существенно изменить характер русловых деформаций. В первую очередь это относится к наиболее уязвимым к антропогенному вмешательству звеньям русловой сети — рекам первых порядков, к которым относится Инсар. Его русло, благодаря накоплению техногенных илов, превращается в практически недеформируемый канал, по которому загрязненные воды и дисперсные частицы наносов легко перемещаются на большое расстояние. Важную роль также играет строительство на Инсаре и его притоках плотин и полупрудов, в результате чего снижается эффективность санитарной промывки русла в период прохождения половодья. Вследствие этого река представляет собой экологически неблагоприятный водный объект, что создает реальную угрозу для таких отраслей как рыболовство, водоснабжение, рекреация.

Литература

1. *Завадский А.С.* Гидролого-морфологический анализ свободного меандрирования русел равнинных рек. Дисс. канд. геогр. наук. М.: МГУ. 2001.
2. *Пахомова О.М.* Изменение морфометрических характеристик русла и параметров свободных излучин на реках различных порядков // *Динамика потоков и эрозионно-аккумулятивные процессы.* М.: МГУ. 2000.
3. *Великанов М.А.* Русловой процесс. М.: Госфизматиздат. 1958.

ВОЗМОЖНОСТЬ ОЦЕНКИ ВЕТРОВОГО ПЕРЕНОСА ПОВЕРХНОСТНЫХ ЗАГРЯЗНЕНИЙ МОРЯ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ДИНАМИЧЕСКОЙ ТОПОГРАФИИ МЕЛКОВОДЬЯ СЕВЕРО-ЗАПАДНОГО КАСПИЯ

Караваева Е.В., Юшков В.П., Курбатов Г.А., Панферов М.В.
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Район Северо-западного Каспия является уникальным природным объектом. Нарастающее хозяйственное освоение природных ресурсов, особенно связанное с расширением добычи нефти на шельфе, представляет несомненную опасность для всей экосистемы, в первую очередь для популяции осетровых и мест их кормления. Территория, принадлежащая Российской Федерации на Каспии, представлена Астраханской областью (дельта Волги), а также республиками Калмыкия и Дагестан. Ближайшие соседние государства — при хозяйственном освоении, является множественность частных интересов при эксплуатации природных богатств региона. В этих условиях несомненной становится необходимость практической оценки источников и объема загрязнения поверхностных вод Северного Каспия, определения виновников загрязнения окружающей среды и степени их ответственности.

Одним из основных путей переноса загрязняющих веществ является поверхностный перенос нефтяных пленок и сопутствующих химических соединений.

Отличительной особенностью Северо-западного Каспия является малая глубина моря на большей части акватории (менее 3 метров) и как следствие — формирование и постоянная изменчивость мелководий, затянута камышом и другой растительностью. Примерно посередине Северо-западной части Каспийского моря проходит судоходный канал, по которому идет основной сток Волги, «берега» этого канала (возникшие вследствие работы дноуглубительной техники) образуют цепь вытянутых островов с небольшими проходами.

Математическое описание распространения загрязнений в этих условиях с использованием гидродинамических моделей становится малоэффективным. Во-первых, рассчитываемые поля течений сильно отличаются от наблюдаемых, а во-вторых, использование наблюдений для коррекции или вычисления параметров моделей сильно зависит от локальных особенностей мест проведения наблюдений.

Еще одна немаловажная особенность этого региона — постоянно изменяющийся уровень Каспийского моря, что существенно влияет на топографию дна и географию бассейна. Уровень Каспийского моря определяется тремя основными циклическими процессами различных временных и пространственных масштабов L : многолетние (климатические) колебания уровня — размах этих колебаний за последние 100 лет достигал 1.5– м. В связи с этим встал вопрос о необходимости критического подхода к накопленным за 70 лет результатам наблюдаемых и модельных течений в этом регионе. В каждом случае надо иметь в виду при каких условиях решалась задача на построение поля течений и какие это течения: поверхностные, придонные или средние; сезонные колебания (зависящие от снеготалы на Европейской территории России и динамики осадков в водосборе Волги), при современном высоком уровне Каспия сезонные миграции береговой черты достигают 3–5 км. Ветровые сгонно-нагонные явления, при штормовых нагонах береговая линия в Северо-западной части Каспия (на Прикаспийской низменности) может заходить на сушу на 20 и более км (от средней границы берега).

В связи с вышеизложенным задача переноса поверхностных загрязнений в

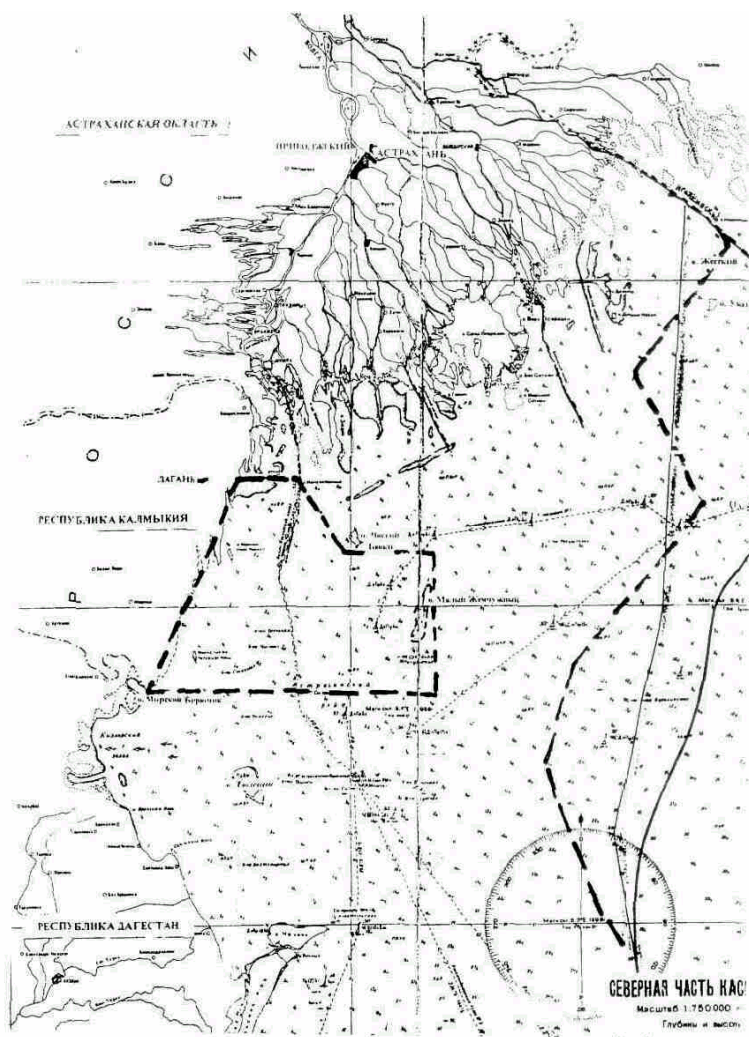


Рис.1. Район проведения комплексных экспедиций в 2000 г.

мелководной зоне Северо-западного Каспия с помощью полных гидродинамических моделей представляется трудноразрешимой. Возникает необходимость

разработки практической методики определения поверхностного переноса воды по данным регистрации простых наблюдений.

В летне-осенний период 2000 года кафедра физики атмосферы МГУ приняла участие в комплексной экспедиции на Северный Каспий (район работ показан на рис. 1), целью которой была оценка возможного воздействия на окружающую среду строительства и эксплуатации промышленных объектов нефтяного комплекса. Задача, поставленная перед кафедрой, состояла в исследовании возможности использования метеорологической информации для изучения, мониторинга и прогноза сгонно-нагонных явлений и поверхностного переноса загрязнений на Северном Каспии, а также обеспечения метеорологической поддержки наблюдений других исследовательских групп экспедиции.

Основным инструментом проводимых метеорологических наблюдений была автоматическая метеостанция VITEL (США), имеющая автоматический блок регистрации и независимое аккумуляторное питание, а также стандартизированные и поверенные метеорологические приборы: барометр-анероид, психрометр Асмана, чашечный анемометр.

Метеостанция VITEL имеет в своем составе датчики:

давления — от 800 до 110 mbar. Погрешность абсолютных измерений — 1 mbar, относительных — 0.1 mbar.

температуры — от -35 до 70 °С. Погрешность абсолютных измерений — 0.4 °С, относительных — 0.1 °С.

направления ветра — от 0 до 360° . Погрешность относительных измерений — 10° .

скорости ветра — от 0.2 до 50 м/с. Абсолютная погрешность — 0.1 м/с при скорости ветра более 1 м/с.

относительной влажности — от 20 до 100 %. Абсолютная погрешность — 5 %.

Погрешность относительных измерений — 1 % при влажности от 40 до 96 %.

Измерения относительного уровня моря проводились с помощью водомерных реек с интервалом не менее 6 часов (август) или автоматических уровнемеров (ноябрь). Цена деления рейки — 1 мм, погрешность относительных наблюдений — 2 мм.

Наблюдения, выполненные нами в августе и ноябре на островах Чистая банка и Морской Иван Караул (с одновременными наблюдениями в береговой зоне — г. Лагани) показали, что относительное изменение топографии моря в отмелой зоне легко достигает 60 см и более (рис.2), при этом локальные особенности топографии дна (заливы, искусственное углубление) не оказывает влияния на изменение уровня поверхности. Это позволяет проводить измерения в единообразных условиях вне зависимости от местоположения пункта наблюдения. Из наших данных можно заключить, что относительное изменение уровня моря чутко реагирует на изменение направления, продолжительность и силу ветрового переноса. При этом, в силу инерционности ветровых течений уровень моря оказывается нечувствительным к турбулентным флуктуациям ветра, энергия которых многократно превосходит энергию среднего потока. В тоже время инерционность относительного изменения уровня не превосходит нескольких

часов, что позволяет четко определять изменение направления ветра по изменениям уровня моря.



Рис. 2. Изменение направления ветра и относительного уровня моря на о. Чистая Банка, (август 2000 г.)

В качестве первого приближения, до развития сети станций наблюдения по всей акватории Северного Каспия, можно предположить, что уровень моря является плоскостью, наклон которой формируется под действием ветровых нагрузок. При этом учет внутри суточной изменчивости стока Волги, в силу больших размеров площади Северного Каспия, вполне можно пренебречь. Такое упрощение позволяет ограничиться измерениями уровня (с помощью автоматических уровнемеров с точностью определения уровня не менее 1 см) в нескольких (минимум в трех) пространственно разнесенных точках. Уровнемеры могут стоять на участках, защищенных от ветровых волн (у островов) или иметь механизм усреднения данных (инерционность) за несколько минут. Для этих целей можно было бы использовать сеть островов на границе республики Калмыкия и Астраханской области. К существующим в системе Росгидромета водомерным *постам* (с. Оля, о-ва Тюлений, Искусственный) можно было бы добавить посты на островах Малый Жемчужный, Морской Иван Караул. По разнице показаний уровнемеров относительно среднего уровня можно определить средний наклон и направление движения поверхностной воды. Регулярное проведение измерений наклона поверхности моря позволит построить простую линейную эмпирическую связь с направлением ветра, его силой и продолжительностью.

Дополнительным фактором, стимулирующим мониторинг именно поверхностного переноса, является то обстоятельство, что описание подповерхностных, течений в условиях мелкого моря неоднородной глубины сильно затрудне-

но. В программу экспедиции на Северный Каспий входили измерения течений в различных характерных участках моря. В процессе работ выяснилось, что имеется ряд факторов, осложняющих использования аппаратуры для автономного наблюдения течений в мелком море. Оказалось, что существенная часть измерений на мелководье невозможна из-за низких скоростей течения (менее 3 см/с) и образования локальных форм циркуляции под влиянием горизонтальных границ — островов и отмелей. В результате измерений были выявлены две тенденции — на достаточных глубинах и вдали от отмелей течения на Северном Каспии определяют два фактора: поверхностное напряжение трения и квазипостоянный сток Волги, формирующий причудливую картину течений между островами. Однако дополнительным фактором, требующим дальнейшего более детального учета, является подповерхностное течение динамического происхождения. В силу условия неразрывности, поверхностные течения, создаваемые ветровым напряжением, должны компенсироваться придонным противотечением. Возникающая при этом вертикальная циркуляция существенно зависит от граничных условий, то есть геометрии задачи: топографии дна и наличия островов. Адекватное решение этой задачи, во-первых, весьма трудоемко, а во-вторых, бессмысленно, так как под действием «твердого» стока Волги топография дна на Северном Каспии постоянно меняется и штормовые нагоны привносят в этот процесс свой значительный вклад (размывы и наносы отмелей).



Рис. 3. Изменение направления ветра и относительного уровня моря. (г. Лагань ноябрь 2001 года)

Классические представления гидродинамики о ветровых нагонах при открытой береговой линии основаны на условии баланса двух сил — напряжения

ветра и силы Кориолиса /1/. Поскольку сила Кориолиса является гироскопической, то стационарное течение будет перпендикулярно ветровому напряжению, точнее разнице между ветровым и придонным напряжениями трения. На мелководье придонное трение достаточно велико, поэтому скорость возникающих течений не перпендикулярна ветровому напряжению (этим ситуация с нагонами на мелководном Каспии отличается, скажем, от нагонов в Северном море, где глубины гораздо больше).

Однако, оценить напряжение придонного трения при разной глубине заросшего камышом моря и разных скоростях ветра — весьма трудная задача. В любом случае, следует отличать направление стационарного течения от направления нагона, т.е. наклона уровня моря. В простейшей локальной задаче они просто перпендикулярны.

Сравнение полученных нами результатов наблюдений с данными многолетних наблюдений, выполненных на Каспийском море Государственным океанографическим институтом /2, 3/, показало весьма хорошее согласие между направлением и скоростью ветра и величиной нагона (относительным уровнем моря).

Таким образом, предложенная нами методика оценки поверхностного переноса по наклону уровня моря представляется весьма простой и эффективной.

В заключение, авторы хотят выразить благодарность ОАО «Калмнефть» за организацию и финансирование комплексных экспедиций на Северный Каспий, а также ГОИНу за предоставление архивных и научных материалов по Каспийскому морю.

Литература

1. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. М.: Мир, 1986.
2. Гидрометеорологическое состояние акватории Северного Каспия в районе республики Калмыкия. Обзор. М.:ГОИН, 2000.
3. Скриптунов Н.А., Горелиц О.В. Ветровые нагоны и сгоны у западного побережья Северного Каспия. Тр.ГОИН, 2000, вып. 207. с. 204–223.

ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ И ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТИ

Коломиец С.М.

НПО «Тайфун»

Рассмотрен оптический метод определения параметров капиллярных волн на поверхности исследуемой жидкости. Этот метод дает возможность одновременного измерения различных физических характеристик поверхностного слоя жидкости (отношения коэффициента поверхностного натяжения к плотности, вязкости, скорости движения) при относительной погрешности не хуже 10^{-3} . Измерения являются бесконтактными, причем

собственно измерительная поверхность может быть весьма малой (10^{-2} см²) и располагаться на значительном расстоянии (единицы и даже десятки сантиметров) от стенок сосуда.

Введение

Коэффициент поверхностного натяжения и вязкость являются одними из основных характеристик любой жидкости. В частности, коэффициент поверхностного натяжения может существенно зависеть от содержания в ней разного рода веществ.

Известные методы определения этих характеристик, в подавляющем большинстве, основаны на контроле параметров жидкости, находящейся в непосредственном контакте с соответствующими механическими деталями и узлами — капилляром, подложкой, подвижным элементом и т.д. Это значительно ограничивает области применения, а также предъявляет достаточно высокие требования к указанным деталям и узлам, в частности, при анализе расплавов и жидких металлов.

Существенно, что при этом измеряют либо только поверхностное натяжение, либо только вязкость (измерения основаны на различных физических принципах). То есть, для одновременного измерения обоих параметров необходимы два различных прибора. Кроме того, частота измерений не превосходит, как правило, 1 Гц. Это не позволяет исследовать динамику сравнительно быстрых процессов.

В то же время, скорость и затухание капиллярных волн на поверхности жидкости явным образом зависят, соответственно, от коэффициента поверхностного натяжения и вязкости [1]. То есть, зная скорость и затухание волн, нетрудно найти и указанные параметры жидкости. Ниже рассматриваются возможности оптических (бесконтактных) методов применительно к этой задаче [2, 3].

1. Капиллярно-гравитационные волны на поверхности жидкости

Капиллярно-гравитационная волна, бегущая в некотором направлении Ox , имеет вид:

$$H = \Delta H \cos(\Omega t - Kx + \varphi), \quad (1)$$

где H — текущая высота жидкости над равновесным положением в точке x в момент времени t ; ΔH — амплитуда волны (амплитуда смещений в направлении Oz , перпендикулярном «невозмущенной» поверхности); Ω , K , φ — частота, волновое число и начальная фаза волны соответственно. Здесь $K = 2\pi/\Lambda$; Λ — длина волны; $\varphi = Kx_0(t)$, $x_0(t)$ — расстояние в момент времени t от начала координат до некоторой плоскости $X = 0$. Амплитуда ΔH волны полагается малой: $K \Delta H \ll 1$.

Зависимость $K(\Omega)$ в общем случае определяется известным соотношением [1]:

$$\Omega^2 = gK + (\sigma/\rho)K^3, \quad (2)$$

где g — ускорение силы тяжести; ρ , σ — плотность и коэффициент поверхностного натяжения жидкости. Фазовая скорость волны C имеет вид: $C = \Omega/K$, причем $C^3[1 - g/(C\Omega)] = \sigma\Omega/\rho$.

Для капиллярных волн выполняются соотношения: $K^2 \gg \rho g/\sigma$; $(\Omega^4 \sigma/\rho g^3)^{1/3} \gg 1$. При этом $\Omega^2 \approx (\sigma/\rho)K^3$, и фазовая скорость C волны имеет вид: $C^2 \approx (\sigma/\rho)K$. В частности, для воды $K \geq 12 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda \leq 0,5 \text{ см}$); $\Omega \geq 337 \text{ с}^{-1}$ ($f = \Omega/2\pi \geq 54 \text{ Гц}$).

Рассмотрим фазу волны $\Phi = Kx - \varphi$. Практический интерес представляет разность фаз $\Delta\Phi$ в двух точках пространства (с координатами x , $x + L$): $\Delta\Phi = KL$. Тогда из (2) получим:

$$\sigma/\rho = \Omega^2 (L/\Delta\Phi)^3 - g(L/\Delta\Phi)^2. \quad (3)$$

В частности, для капиллярных волн второе слагаемое в правой части (3) много меньше первого. То есть, зная $\Delta\Phi$, Ω , L , по (3) можно найти и σ/ρ — отношение коэффициента поверхностного натяжения к плотности жидкости.

Рассмотрим теперь амплитуду волны. В (1) волна неявно полагается плоской. Однако и в этом случае амплитуда ΔH зависит от x : $\Delta H = (\Delta H)_0 \exp\{-\alpha x\}$, где $(\Delta H)_0 = \Delta H(x=0)$, α — показатель ослабления волны. При этом $\alpha = 2\nu\Omega/(\sigma/\rho)$, где ν — кинематическая вязкость жидкости [1].

Пусть известны значения амплитуды волны в двух точках с координатами x и $x + L$. Тогда, как нетрудно видеть,

$$\nu = (\sigma/\rho) \ln[\Delta H(x)/\Delta H(x+L)]/(2\Omega L). \quad (4)$$

Итак, по параметрам волны (фазе, амплитуде) можно определить и характеристики поверхностного слоя жидкости (отношение коэффициента поверхностного натяжения к плотности, кинематическую вязкость).

Рассмотрим теперь вопрос об определении указанных параметров волны по параметрам интенсивности отраженных от поверхности жидкости световых пучков.

2. Дифракция света на капиллярных волнах

Для света капиллярная волна представляет фазовую дифракционную решетку, причем с практической точки зрения диаметр светового пучка и период решетки (длина капиллярной волны) являются величинами одного порядка. В этом случае, по аналогии с дифракцией света на ультразвуке [2], капиллярная волна модулирует кривизну фазового фронта (т.е. расходимость) светового пучка. В результате световой пучок, отраженный от поверхности жидкости (или прошедший через нее), модулирован по интенсивности гармониками частоты капиллярной волны. То есть, по параметрам переменной составляющей интенсивности светового пучка можно определить и параметры волны.

Рассмотрим, по аналогии с [2], количественные соотношения, описывающие дифракцию света на капиллярных волнах. Положим, что на поверхности исследуемой жидкости возбуждена капиллярная волна (1). Положим также, что световой пучок распространяется в направлении OZ , причем профиль интенсив-

ности является гауссовым, а фазовый фронт — плоским при $Z = 0$. Таким образом, поверхность жидкости представляет собой плоский фазовый экран.

В дальней зоне (зоне Фраунгофера) диаграмма направленности по мощности отраженного пучка содержит постоянную составляющую и набор переменных составляющих с различными гармониками частоты Ω . В частности, для угла регистрации, совпадающего с направлением распространения отраженного пучка, сигнал на выходе каждого фотоприемника содержит лишь четные гармоники.

Для наиболее «значимой» второй гармоники электрический сигнал на выходе соответствующего фотоприемника, по аналогии с [2], имеет вид:

$$U = U_2 \cos[2(\Omega t + \varphi)], \quad (5)$$

$$U_2 = 2aP_{00} [bJ_1^2 - 2 \sum_{m=1}^{\infty} (b^m)^m J_{m+1} J_{m-1}].$$

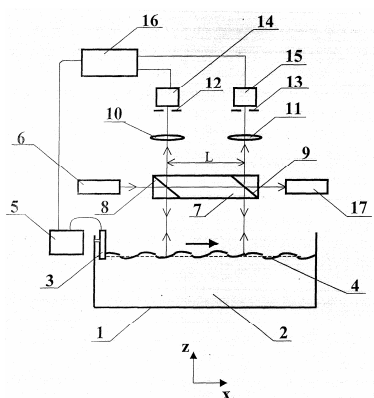


Рис. 1. Схема опико-электронного измерителя поверхностного натяжения и вязкости жидкости 1 — сосуд; 2 — исследуемая жидкость; 3 — побудитель; 4 — капиллярная волна; 5 — генератор электрических колебаний; 6 — источник света (например, полупроводниковый лазер); 7 — призма; 8 и 9 — полупрозрачные грани; 10 и 11 — объективы; 12 и 13 — диафрагмы; 14 и 15 — фотоприемники; 16 — блок обработки; 17 — светоловушка

Здесь a — некоторый численный коэффициент, определяемый чувствительностью фотоприемника и размерами установленной перед ним диафрагмы; P_{00} — мощность исходного светового пучка; $b = \exp\{-(K\sigma)^2\}$; 2σ — диаметр пучка; $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны света; $J_m = J_m(A)$ — функция Бесселя порядка m ; $A = k\Delta H$.

Из (5) следует, что в определенном диапазоне значений $K\sigma$ модуляция фазового фронта исходного светового пучка капиллярной волной приводит к модуляции интенсивности (мощности) этого пучка "естественным" образом, без каких либо дополнительных оптических элементов. Следовательно, оптическая схема соответствующего устройства может быть предельно простой: осветитель — «возбужденная» поверхность исследуемой жидкости — фотоприемник.

Итак, измерив параметры выходных сигналов (5) — разность

фаз; отношение амплитуд — можно определить и характеристики поверхностного слоя жидкости по соотношениям (3), (4).

Выше рассматривалась неподвижная среда. Если же $V = dx_0/dt$ — скорость движения поверхностного слоя жидкости относительно оси пучка, точнее говоря, проекция этой скорости на направление распространения волны, то за счет эффекта Доплера частота выходного сигнала изменится; $\Omega t + \varphi \Rightarrow (\Omega + KV)t = \Omega (1 + V/C)t$, где C — скорость распространения капиллярной волны. При этом полагается, что положительное направление скорости совпадает с направлением распространения волны.

При номинальном угле наблюдения 90° эффект Доплера обусловлен расходимостью пучка. Если же исходить из модели периодического изменения кривизны фазового фронта светового пучка, то частота изменится за счет изменения скорости перемещения фазовой решетки относительно пучка. То есть, по измерению частоты выходного сигнала, можно определить и скорость движения поверхностного слоя жидкости.

Если на поверхность жидкости направить два световых пучка, разнесенных на заданную величину L в направлении распространения капиллярной волны, то по сдвигу фазы $\Delta\Phi$ между переменными составляющими интенсивности отраженных пучков нетрудно найти скорость (или волновое число), а по отношению амплитуд указанных оставляющих — затухание капиллярной волны. Одна из возможных схем такого рода представлена на рис. 1.

3. Некоторые численные оценки

Амплитуда сигнала (5) существенно определяется параметром b . Она максимальна при $b \approx 0,5$. В частности, $U_2 = 0$ в предельных случаях ($b = 0$; $b = 1$). Определенный выше диаметр 2σ есть диаметр по уровню интенсивности e^{-1} . В то же время, обычно "на глаз" диаметр пучка определяется по уровню, равному $0,1 \approx e^{-2}$. Поэтому если исходить из диаметра D по уровню e^{-2} , то $K\sigma = (\pi/2)^{1/2} D/\Lambda$. В этом случае максимальная амплитуда сигнала будет иметь место при $\Lambda/D \approx 3$.

Как видно из (5), амплитуда сигнала существенно зависит и от сдвига $A = k\Delta H$. Если $A < 1$, то $U_2/2aP_{00} \approx (A^2/2)b(1-b) \approx A^2/8$. В этом случае в (4) можно положить $\Delta H(x)/\Delta H(x+L) \approx [U_2(x)/U_2(x+L)]^{1/2}$. Соответственно,

$$v = (\sigma/\rho) \ln [U_2(x)/U_2(x+L)]/(4\Omega L). \quad (6)$$

Пусть $k = 10^5 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ — длина волны He-Ne лазера). Тогда значение $A = 1$ достигается при весьма малых амплитудах капиллярной волны $\Delta H = 0,1 \text{ мкм}$. Следует отметить, что реально могут быть реализованы и существенно более высокие амплитуды волны. В этом случае $A \gg 1$; $U_2/2aP_{00} \approx 2/(\pi A)$.

Оценки показывают, что, при мощности светового пучка $P_{00} = 1 \text{ мВт}$, световой сигнал второй гармоники может регистрироваться обычным фотодиодом, если $\Delta H \geq 0,001 \text{ мкм}$. Верхний предел с практической точки зрения определяется условием $K\Delta H \ll 1$.

Положим, что $D = 1$ мм, тогда $\Lambda = 3$ мм, $K = 20$ см⁻¹. В этом случае условие «капиллярности» волн $K^2 \gg \rho g/\sigma$ выполняется при $\sigma/\rho \geq 25$ см³/с². Отметим, что для подавляющего большинства чистых жидкостей 20 см³/с² $< \sigma/\rho < 400$ см³/с². В этом случае частота волн $\Omega = [(\sigma/\rho)K^3]^{1/2}$: 400 с⁻¹ $< \Omega < 1790$ с⁻¹ (64 Гц $< \Omega/2\pi < 285$ Гц). В частности, для воды при нормальных условиях $\sigma/\rho = 73$ см³/с², так что $\Omega/2\pi = 122$ Гц.

Итак, предлагаемый способ позволяет обеспечить измерение σ/ρ для подавляющего большинства чистых жидкостей (в том числе, и расплавленных металлов). Вопрос об измерении малых σ/ρ (например, при исследовании различных растворов) требует отдельного рассмотрения.

Оценим возможные погрешности определения σ/ρ . В случае капиллярных волн из (3) получим:

$$\delta(\sigma/\rho)/(\sigma/\rho) = 2\delta\Omega/\Omega + 3[\delta L/L + \delta(\Delta\Phi)/(\Delta\Phi)],$$

где $\delta(\sigma/\rho)$, $\delta\Omega$, δL , $\delta(\Delta\Phi)$ – абсолютные погрешности измерения соответствующих величин. Если $\delta\Omega/\Omega = 10^{-6}$; $\delta L/L = \delta(\Delta\Phi)/(\Delta\Phi) = 10^{-4}$, то $\delta(\sigma/\rho)/(\sigma/\rho) = 6 \cdot 10^{-4}$.

Отметим, что для воды при изменении температуры на 1 градус относительное изменение σ/ρ составляет примерно $2 \cdot 10^{-3}$.

Рассмотрим теперь определение вязкости. Режим бегущей волны может иметь место, лишь в случае $\alpha\Lambda = 4\pi\nu(\Omega/K)/(\sigma/\rho) \ll 1$. А поскольку $\Omega/K = (K\sigma/\rho)^{1/2}$, то из этого следует ограничение на максимальное значение вязкости: $\nu \ll (\sigma/\rho)^{1/2}/(4\pi K^{1/2})$. В частности, если $K = 20$ см⁻¹; $\sigma/\rho = 73$ см³/с², то $\nu \leq 0,015$ см²/с. То есть, для выбранного K вязкость жидкости не должна превышать вязкость воды ($\nu = 0,01$ см²/с).

Нижний предел измерений по вязкости, как показывают оценки, может быть на три-четыре порядка меньше. Однако столь малые вязкости могут иметь место лишь при температуре жидкости, близкой к критической температуре. Соответственно, при этом существенно уменьшается σ/ρ , так что этот случай требует особого рассмотрения.

Для погрешности определения вязкости, исходя из (6), получим:

$$\delta\nu/\nu = \delta\Omega/\Omega + \delta(\sigma/\rho)/(\sigma/\rho) + \delta L/L + 2\delta U_2/U_2.$$

При этом полагается, что $\delta U_2(x)/U_2(x) = \delta U_2(x+L)/U_2(x+L) = \delta U_2/U_2$; кроме того, $\ln [U_2(x)/U_2(x+L)] \approx 1$. То есть, в данном случае $\delta\nu/\nu$ фактически представляет собой приведенную погрешность. Положим, что $\delta\Omega/\Omega = 10^{-6}$; $\delta(\sigma/\rho)/(\sigma/\rho) = 6 \cdot 10^{-4}$; $\delta L/L = 10^{-4}$; $\delta U_2/U_2 = 10^{-4}$. Тогда $\delta\nu/\nu = 10^{-3}$.

Отметим, что для воды при изменении температуры на 1 градус относительное изменение вязкости составляет примерно $2 \cdot 10^{-2}$.

В случае определения скорости движения поверхностного слоя жидкости, как показывают оценки, нижний предел измерений составляет всего лишь 0,1 мкм/с. Верхний предел измерений, с одной стороны, ограничен условием $V \ll$

C , (практически $V \leq 1$ см/с), а с другой – ламинарностью движения (т.е. зависит от размеров сосуда).

Отметим, что для воды скорость термокапиллярного движения, обусловленного градиентом температуры 1 град/см (и соответствующим градиентом коэффициента поверхностного натяжения), по порядку величины составляет 1 мкм/с.

Выше рассматривался режим бегущей волны. Для стоячей волны также возможно определение указанных характеристик жидкости, однако, погрешности измерений в этом случае могут быть существенно выше.

Заключение

Предлагаемый метод дает возможность одновременного измерения различных физических характеристик поверхностного слоя жидкости (отношения коэффициента поверхностного натяжения к плотности, вязкости, скорости движения) при относительной погрешности не хуже 10^{-3} . Измерения являются бесконтактными, причем собственно измерительная поверхность может быть весьма малой (10^{-2} см²) и располагаться на значительном расстоянии (единицы и даже десятки сантиметров) от стенок сосуда.

Соответственно, существенно снижаются требования к конструкции механических блоков и узлов устройства для реализации способа, и расширяется класс жидкостей, для исследования которых этот способ может быть использован (в том числе, и для жидких металлов). Помимо этого, оказывается возможным исследование локальных неоднородностей указанных характеристик. Эти неоднородности, в частности, могут быть обусловлены неоднородностями температуры на поверхности жидкости.

Частота измерений может быть достаточно высокой — до десятков герц (что позволяет исследовать динамику сравнительно быстрых процессов).

Применительно к измерению только лишь скорости предлагаемый способ дает возможность исследования и гомогенных жидкостей (в которых концентрация взвешенных частиц пренебрежимо мала), причем нижний предел измерений по скорости может составлять 10–1 мкм/с.

Рассмотренный метод может использоваться для самых разных задач, в том числе, для определения содержания в жидкости поверхностно-активных веществ.

Литература

1. *Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1986. - 733 с.
 2. *Коломиец С.М.* Измерение скорости движения прозрачной жидкости методами акустооптики. Известия РАН. Серия «ФАО», 2000. – Т. 36, № 6. – С. 847–852.
 3. *Коломиец С.М.* Дифракция света на капиллярных волнах. VII Международный симпозиум «Оптика атмосферы и океана». Материалы симпозиума. Томск: Институт оптики атмосферы СОРАН, 2000. - С. 61.
-

ЭНЕРГЕТИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ ОКЕАНОМ И АТМОСФЕРОЙ
В ЗОНЕ ДЕЙСТВИЯ ФЕНОМЕНА ЭЛЬ-НИНЬО.

Нелепо А.Б., Калашников Р.Н., Хунджуа Г.Г.

МГУ им.М.В.Ломоносова, физический факультет

В последние годы в печать и средства массовой информации поступало много тревожных сообщений о погодных аномалиях, охвативших практически все континенты Земли. Часть ученых приписывала эти грозные природные явления общему потеплению климата Земли. При этом главным виновником всех климатических и социальных неурядиц назывался непредсказуемый феномен Эль-Ниньо, представляющий собой теплое течение, вызывающее потепление поверхности восточной части Тихого океана. Более того, некоторые ученые рассматривали этот феномен как предвестник еще более радикальных климатических изменений. Какими данными располагает наука на сегодняшний день о загадочном течении Эль-Ниньо?

Феномен Эль-Ниньо заключается в резком повышении температуры (на 5–9° С) поверхностного слоя воды на востоке Тихого океана (в тропической и центральной частях) на площади порядка 10^6 км² (рис. 1).

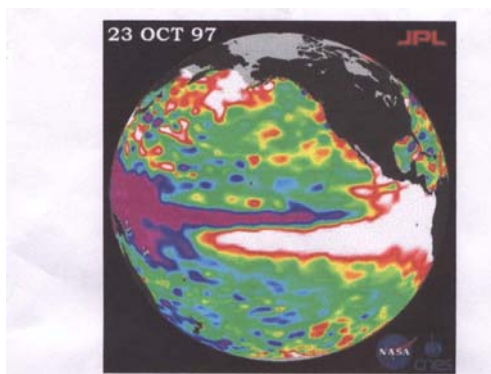


Рис. 1. Карта температуры поверхности океана во время Эль-Ниньо, построенная по данным ИК радиометрии со спутника. Белый цвет — увеличение ТПО относительно средних значений на 5–6°С

В последние годы в результате применения новой технологии в морских научных исследованиях, когда впервые использовалась сеть закрепленных в океане автономных буев, дистанционно регистрирующих и передающих по спутниковым каналам связи значения температуры, скорости ветра и другие ме-

теопараметры атмосферы и океана, появилась возможность построить более совершенные модели феномена Эль-Ниньо.

По этой схеме процессы формирования самого сильного теплого течения в океане представляется следующим образом. В обычных погодных условиях, когда фаза Эль-Ниньо еще не наступила, теплые поверхностные воды океана транспортируются и удерживаются восточными ветрами — пассатами в западной зоне тропической части Тихого океана, где формируется так называемый тропический теплый бассейн (ТТБ). Глубина этого теплого пласта воды достигает 100–200 метров. Формирование такого огромного резервуара тепла — главное необходимое условие перехода к режиму Эль-Ниньо. В результате нагона воды, уровень океана у берегов Индонезии становится на два фута выше, чем у берегов Южной Америки. При этом температура поверхности воды на западе в тропической зоне составляет в среднем 29–30°C, а на востоке 22–24°C. Небольшое охлаждение поверхности на востоке, это результат апвеллинга — подъема глубинных подводных вод на поверхность океана при подсосе воды пассатными ветрами. Одновременно, над ТТБ в атмосфере образуется большая область тепла и влаги с обильными осадками и западными ураганскими ветрами.

Все указанные выше факторы — градиент температуры поверхностных вод между западной и восточной частями Тихого океана и система пассатных ветров совместно создают состояние метастабильного равновесия в системе океан-атмосфера (когда все силы уравновешены и ТТБ неподвижен).

По неизвестным пока причинам, с интервалом в 3–7 лет пассаты ослабевают, нарушается баланс, и теплые воды западного бассейна устремляются на восток, создавая одно из самых сильных теплых течений в Мировом океане. На огромной площади на востоке Тихого океана в тропической и центральной экваториальной частях происходит резкое повышение температуры поверхностного слоя океана. Это и есть наступление фазы Эль-Ниньо. Его начало отмечено длительным натиском шквальных западных ветров, служащих пусковым механизмом новой фазы. Они сменяют обычные слабые пассаты над теплой западной частью Тихого океана и препятствуют подъему на поверхность холодных глубинных вод. В результате происходит блокировка апвеллинга.

Теплый западный бассейн обычно через год после Эль-Ниньо вступает в противоположную фазу, так называемую Ла-Нинья, когда восточная часть Тихого океана охлаждается. Фазы потепления и охлаждения перемежаются с нормальным состоянием, когда идет накопление теплоты в ТТБ и восстанавливается состояние метастабильного равновесия. Встает вопрос, — в чем секрет глобального воздействия Эль-Ниньо на климат Земли? Климатолог П-Дж. Вебстер считает, что «прежде всего — в нелинейности и неравновесности климатической системы. Эль-Ниньо не может вызвать мгновенных изменений в самой атмосфере, но феномен влияет на стохастический выбор наиболее вероятного состояния возмущенной атмосферы» [1].

Проведенные в последние годы исследования по изучению изменчивости среднемесячной температуры поверхности океана в зоне Эль-Ниньо за многолетний период (1900–2000гг.) [2] выявили интересную особенность явления.

Оказалось, что так называемые теплая и холодная фаза являются частью более общего явления, получившего название Pacific Decadal Oscillation (PDO). Если типичное Эль-Ниньо (или El-Nino Southern Oscillation) длится от 6 до 18 месяцев, то период действия PDO составляет 20–30 лет. На рис. 2 представлен график изменения среднемесячных отклонений от средних значений температуры поверхности океана за период 1890–2000 гг.

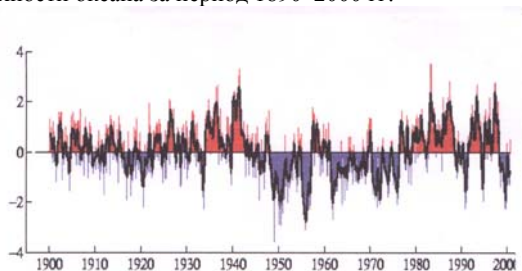


Рис. 2. График изменения среднемесячных отклонений от средних значений температуры поверхности океана за период 1820–2000 гг.

Из него видно, что «холодная фаза» превалировала в период с 1890 по 1924 годы и с 1947 по 1976 годы, а «теплая фаза» доминировала с 1925 по 1946 и с 1977 по конец 90-ых годов. К сожалению механизм этого явления и его причины в настоящее время неизвестны.

Хотя сами процессы, развивающиеся при фазе Эль-Ниньо региональны, тем не менее, их последствия носят глобальный характер. Эль-Ниньо обычно сопутствуют экологические катастрофы: засухи, пожары, ливневые дожди, вызывающие затопление огромных территорий густонаселенных районов, что приводит к гибели людей и уничтожению скота и урожая в разных районах Земли. Эль-Ниньо оказывает заметное влияние на состояние мировой экономики. По данным американских специалистов в 1982–83 гг. экономический ущерб от последствий Эль-Ниньо составил 13 миллиардов долларов, а по оценкам ведущей страховой компании мира Munich Re ущерб от природных катаклизмов в первой половине 1998 года оценивается в 24 млрд. долларов.

По убеждению многих специалистов, основной причиной происходящих катаклизмов является глобальное потепление климата в результате действия «парникового эффекта» из-за техногенного освоения Земли и накопления парниковых газов в атмосфере (водяного пара, двуокиси углерода, метана, закиси азота, озона, хлорфторуглеродов).

Метеоданные о температуре приземного слоя атмосферы, собранные за последние пятьдесят лет показывают, что климат на Земле потеплел на 0.5° С. Однако неуклонное повышение температуры было нарушено кратковременным похолоданием в 1940–1970 гг., после чего потепление возобновилось.

Хотя повышение температуры согласуется с гипотезой «парникового эффекта», существуют и другие факторы, влияющие на потепление (извержение вулканов, океанические течения и др.). Установить однозначность причины потепления можно будет после поступления новых данных в ближайшие 10–15 лет. На рис. 3 показаны диапазоны величин глобального потепления, предсказанные различными компьютерными моделями, которые примерно соответствуют архивным данным. Все модели предсказывают, что в ближайшие десятилетия потепление значительно усилится. Отсюда можно заключить, что частота наступления Эль-Ниньо и его интенсивность будут увеличиваться [3].

Океан и атмосфера являются открытыми, неравновесными, нелинейными системами, между которыми идет постоянный обмен теплом и влагой. Указанные процессы необратимы, а движение в водной и воздушной средах турбулентно. Для таких систем характерна самоорганизация диссипативных структур [4]. Примером таких структур являются тропический циклон (ТЦ), а также атмосферная циркуляция, которые транспортируют тепло и влагу на большие расстояния.

Нам представляется, что недостаточное знание физики процессов формирования диссипативных структур с учетом нелинейности и обратных связей ограничивает возможность построения совершенных прогностических моделей. Все это говорит, во-первых, о необходимости проведения качественного анализа для описания явлений в целом и, во-вторых, о необходимости поиска ключевых метеорологических параметров, определяющих энергообмен в климатических системах. Такими ключевыми параметрами, безусловно, являются потоки тепла и влаги. Однако, насколько нам известно, в настоящее время все еще отсутствуют количественные оценки величин потоков тепла и влаги между океаном

и атмосферой, полученные по результатам натуральных наблюдений или теоретических расчетов для феномена Эль-Ниньо.

Между тем, начиная с 1980-х гг. кафедрой физики атмосферы физического факультета МГУ при проведении студенческой практики, в ежегодных морских экспедициях в разные районы Мирового океана с борта судов велись инструментальные измерения суммарной плотности потока тепла q_{Σ} , представляющего алгебраическую сумму всех трех составляющих теплообмена между океаном и атмосферой: $q_{\Sigma} = q_{и} + F_{эфф} + q_{к}$, (где $q_{и}$ — поток на испарение, $F_{эфф}$ — эффективное ИК излучение поверхности океана и $q_{к}$

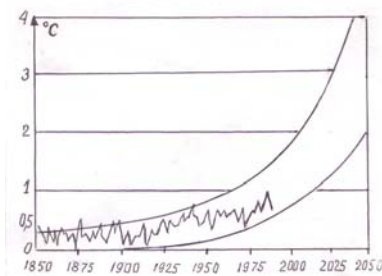


Рис. 3. Диапазоны величин глобального потепления по данным различных компьютерных моделей, а также архивные данные о температуре за 120 лет

— контактный поток теплопередачи.) Эти измерения проводились тогда еще новым методом микронзондирования [5].

По результатам инструментальных регистраций профиля температуры в холодной пленке океана и миллиметровом по толщине инверсионном слое воздуха, проведенных в разное время в энергоактивных зонах при штормовых ветрах, была построена модель зависимости суммарной плотности потока тепла q_2 от скорости ветра v (рис. 4).

Найденная кривая дает возможность по данным о скоростях ветра в энергоактивных районах определить плотность суммарного потока тепла, в частности в зоне действия Эль-Ниньо.

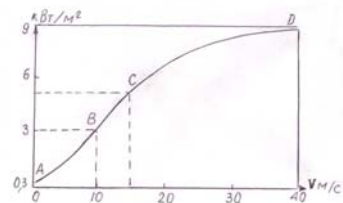


Рис. 4. Кривая зависимости суммарной плотности потока от скорости ветра

Рассмотрим теперь процессы накопления теплоты в ТТБ и время его формирования. Как указывалось выше, необходимым условием перехода процессов ТМО к режиму феномена Эль-Ниньо является накопление в западной части Тихого океана огромного слоя теплой воды в поверхностном квазиоднородном слое океана (толщиной 100–150 м).

Из многочисленных инструментальных наблюдений известно, что на формирование ТТБ в среднем уходит 3–7 лет. Сам механизм накопления теплоты под поверхностью океана заключается в следующем): пассаты переносят поверхностный тонкий слой воды с востока на запад со скоростью 1.5 м/с (от берегов Южной Америки к берегам Индонезии). Этот перенос приводит к подъему уровня воды на западе на 2 фута. Так как температура поверхностного слоя воды квазиоднородна, то повышение уровня воды из-за нагонных процессов приводит к последовательному погружению поверхностного слоя и формированию ТТБ на западе с однородной температурой. Работа на перенос поверхностного слоя через океан совершается за счет части механической энергии пассатов. Из наблюдений также известно, что температура в поверхностном слое к этому моменту повышается от 25 до 30°C за счет поглощения части солнечной энергии при пассатном переносе вод на запад. Поскольку заполнение ТТБ происходит поверхностными теплыми водами, то температура всего резервуара на 5°K выше нижележащих океанических вод. Проведенный детальный анализ процессов накопления тепла в ТТБ [6] позволил оценить энергию, аккумулированную в термодинамической структуре. Она оказалась равной для режима нагрева поверхности воды на 5°C

$$Q = 5.6 \cdot 10^{21} \text{ Дж.}$$

Накопленная в ТТБ энергия огромна. Чтобы представить степень энергонасыщения указанной структуры, сравним ее с энергией тропического циклона (ТЦ).

Средняя энергия ТЦ по оценкам, приведенным в [7], равна энергии, освобождающейся при одновременном взрыве четырехсот 20-мегатонных ядерных или термоядерных зарядов. Так как теплота взрыва тротила равна $4.2 \cdot 10^6$ Дж/кг, то выделенная при взрыве энергия четырехсот зарядов составит

$$Q = 20 \text{ Мт} \cdot 4.2 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг} \cdot 400 = 2 \cdot 10^{10} \text{ кг} \cdot 4.2 \cdot 10^6 \cdot 400 \sim 4 \cdot 10^{19} \text{ Дж.}$$

Это количество энергии равно также всей электроэнергии, используемой в США в течение шести лет.

Вышеизложенное дает основание оценить максимально возможное число ТЦ по энергоресурсам феномена Эль-Ниньо. Поскольку по оценкам энергия Эль-Ниньо за год равна $5.6 \cdot 10^{21}$ Дж, то максимальное число возможных ураганов составит $5.6 \cdot 10^{21} \text{ Дж} / 4 \cdot 10^{19} \text{ Дж} \sim 160$ ТЦ в год феномена Эль-Ниньо. По среднестатистическим данным в год Эль-Ниньо в тропической части Тихого океана зарождается около 15 крупных ураганов, следовательно запас энергии в ТТБ намного больше, чем затраты на питание ураганов теплом.

Литература

1. Webster P.J., Palmer T., Nature, v. 390, N 6660, p. 562 (1997)
2. Zhang Y., Wallace J.M., Battisti D.S. 1997, ENSO-like interdecadal variability 1900–1993 J.Climate, 10 1004–1020
3. Джоунс Ф.Д., Уигли Т. В мире науки 10 с. 62–70 (1990)
4. Пригожин И. От существующего к возникающему. (М.:Наука, 1985) Гл. 5
5. Хунджуа Г.Г., Андреев Е.Г. ДАН 208 N 4 с. 841–843 (1973)
6. Хунджуа Г.Г., Нелено А.Б. Препринт физ.фак. МГУ, № 9/2001, 10 с
7. Вайсберг Дж. Погода на Земле. Л. Гидрометеоздат, 1980.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЦУНАМИ В СЖИМАЕМОМ ОКЕАНЕ ПЕРЕМЕННОЙ ГЛУБИНЫ

Носов М.А., Колесов С.В.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Механизм возбуждения цунами подвижками дна различных типов в сжимаемом океане постоянной глубины исследовался нами ранее в рамках аналитических моделей [1–4]. В большинстве случаев глубина океана претерпевает заметные изменения вдоль очага цунами, следовательно, модель океана постоянной глубины является ограниченной. Аналитическое решение задачи о движении сжимаемой жидкости в бассейне с неровным дном сопряжено со значительными сложностями, а в общем случае и невозможно. В настоящей работе методом конечных разностей исследуется задача о возбуждении упруго-гравитационных волн при подвижках дна в бассейне произвольной топографии.

Математическая модель

Будем рассматривать слой идеальной сжимаемой жидкости, ограниченный сверху свободной поверхностью и снизу абсолютно жестким дном. Начало прямоугольной системы координат Oxz (плоская задача) поместим на невозмущенной свободной поверхности. Ось Oz направим вертикально вверх, ось Ox — горизонтально. Будем полагать, что глубина бассейна H является функцией горизонтальной координаты. В качестве источника волн будем рассматривать малые смещения дна бассейна, происходящие в нормальном к дну направлении. Пространственно-временной закон движения дна определим функцией $\eta(x, t)$.

Линеаризованные уравнения гидродинамики легко сводятся к волновому уравнению, относительно потенциала скорости течения F [5]:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial t^2} - c^2 \Delta F = 0, \quad (1)$$

где c — скорость звука в воде. Уравнение (1) дополним граничными условиями на свободной поверхности

$$\frac{\partial^2 F}{\partial t^2} = -g \frac{\partial F}{\partial z}, \quad z = 0, \quad (2)$$

и на дне

$$\frac{\partial F}{\partial \vec{n}} = \frac{\partial \eta}{\partial t}, \quad z = -H(x), \quad (3)$$

где g — ускорение свободного падения, \vec{n} — нормаль к поверхности дна и $\eta(x, t)$ — пространственно-временной закон движения дна. Граничное условие (2) является обычным для линейной теории гравитационных волн в жидкости [5], а граничное условие (3) означает равенство нормальной к дну компоненты скорости жидкости и скорости движения дна.

Расчетная область являлась ограниченной по горизонтали. В этой связи на левой и правой границах области ставились условия свободного прохода второго порядка (для упругих волн) [6]

$$c \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial t} - \frac{\partial^2 F}{\partial t^2} + \frac{c^2}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = 0, \quad x = x_{\min}, \quad x_{\max}. \quad (4)$$

Перед выполнением вычислений уравнение (1) и граничные условия (2)–(4) приводились к безразмерному виду в соответствии с формулами

$$(x^*, z^*) = (x, z) H_{\max}^{-1}, \quad t^* = t H_{\max}^{-1} c,$$

где H_{\max} — максимальная глубина бассейна.

Задача (1)–(4) решалась методом конечных разностей на прямоугольной сетке с фиксированными шагами по горизонтали и вертикали. На “входе” мо-

дель имела два текстовых файла, определяющих распределение глубин и пространственно-временной закон движения дна (подвижку). При заданном распределении глубин можно было варьировать горизонтальную протяженность расчетной области и максимальную глубину. Заданный закон движения дна оставлял возможность “перемещать” подвижку по расчетной области (в горизонтальном направлении) и менять ее горизонтальную протяженность и временную продолжительность. При этом значения глубин и скоростей смещения дна в узловых точках, непосредственно используемые моделью для расчетов, определялись методом линейной интерполяции.

На “выходе” модели по потенциалу скорости течения F рассчитывались следующие величины:

— динамическое давление $p = -\rho \frac{\partial F}{\partial t}$;

— скорость течения $\vec{v} = \vec{\nabla} F$;

— смещение свободной поверхности $\xi = -g^{-1} \frac{\partial F}{\partial t} \Big|_{z=0}$;

— вектор смещения частицы в толще жидкости $\vec{\xi} = \int \vec{v} dt$;

— составляющие энергии системы

$W_k = \rho \iiint \frac{v_x^2 + v_z^2}{2} dx dz$ — кинетическая энергия,

$W_p = \frac{1}{c^2 \rho} \iiint \frac{p^2}{2} dx dz$ — упругая потенциальная энергия,

$W_g = \rho g \int \frac{\xi^2}{2} dx$ — гравитационная потенциальная энергия,

$W_0 = c\rho \iiint \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} \right)^2 dx dt$ — энергия, сообщенная системе.

Величины 1–4 могли выводиться в виде скалярных (векторных) полей в фиксированные моменты времени (с заданной дискретностью по времени и пространству) и как функции времени в конечном числе фиксированных пространственных точек. Составляющие энергии системы выводились в виде временных рядов.

Проверка корректности работы модели заключалась в сопоставлении результатов численных расчетов с полученными нами ранее аналитическими решениями аналогичных задач для сжимаемой и несжимаемой жидкости в случае бассейна постоянной глубины. Отметим, что аналитическое решение задачи получается в виде однократного (для несжимаемой жидкости) и двукратного (для сжимаемой

жидкости) интегралов, вычисление которых, в свою очередь, требует применения численных методов и является достаточно трудоемким вычислительным процессом, особенно для второго случая. Однако если учесть, что при определенных условиях (продолжительная подвижка, малая глубина бассейна или упругие волны уже успели покинуть данную область) сжимаемая жидкость ведет себя практически как несжимаемая, то становится очевидной возможность сопоставления с теорией несжимаемой жидкости.

Для проверки работоспособности модели в расчетной области переменной глубины, проводилось сопоставление с численным решением задачи в рамках линейной теории длинных волн (несжимаемая жидкость). Численное решение одномерной задачи линейной теории длинных волн является элементарным и на него можно всецело положиться.

Тестирование модели подтвердило ее работоспособность и позволило определить число узлов сетки по вертикали и горизонтали, обеспечивающее необходимую точность расчетов.

Результаты и их обсуждение

Для расчетов было выбрано распределение глубин, имитирующее переход от шельфовой зоны через материковый склон к абиссали (Рис. 1а). Параметр $L = 80$ км не менялся. Глубины H_1 и H_2 варьировались в пределах от 0.5 до 8.5 км. Т.о. максимальная крутизна склона составляла 1:10. Очаг цунами располагался на склоне и представлял собой подвижку с остаточным смещением. Соответствующий пространственно-временной закон $\eta(x,t) = X(x)T(t)$ представлен на Рис. 1б. Продолжительность подвижки в тех случаях, где это не оговорено особо, была выбрана $\tau = 10$ с.

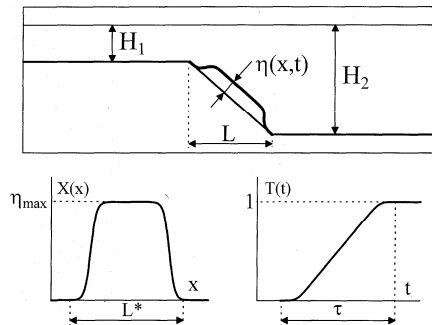


Рис. 1. Форма расчетной области. Пространственно-временной закон движения дна

На Рис. 2. показано смещение свободной поверхности, рассчитанное в момент времени $t=1000$ с для различных вариантов топографии дна (значения H_1 и H_2 указаны на рисунке).

На Рис. 2. показано смещение свободной поверхности, рассчитанное в момент времени $t=1000$ с для различных вариантов топографии дна (значения H_1 и H_2 указаны на рисунке).

Видно, что волновое возмущение поверхности состоит из медленной гравитационной и быстрой акустической компонент.

В случае плоского дна ($H_1 = H_2 = 4.5$ км) упругие колебания водного слоя над областью очага происходят достаточно длительное время: даже при $t=1000$ с они имеют значительную амплитуду, при этом акустическое возмущение поверхности вне области очага относительно невелико. Этот эффект связан с тем, что дно бассейна является идеально ровным, а подвижка дна происходит в вер-

тикальном направлении. В таком случае волновые лучи сохраняют близкое к вертикальному направление и энергия упругих колебаний водного слоя оказывается захваченной очаговой областью.

Появление даже очень незначительного уклона дна (1:160 при $H_1 = 4.25$ км, $H_2 = 4.75$ км) меняет картину кардинально. Акустический предвестник значительной амплитуды бежит в сторону большей глубины, а упругие колебания водного слоя непосредственно над очагом к моменту времени $t=1000$ с уже заканчиваются. Дальнейшее увеличение крутизны склона приводит к исчезновению акустического предвестника в мелководной части бассейна. Отсюда становится очевидной невозможность регистрации акустического предвестника на побережье по изменению уровня моря.

В тоже время увеличение крутизны склона сопровождается удалением (для фиксированного момента времени) области максимальных амплитуд акустического предвестника в глубоководную часть. Отметим, что речь идет именно об области максимальных амплитуд, передний фронт акустического возмущения распространяется, разумеется, со скоростью звуковой волны.

Длина волн акустического предвестника в глубоководной части увеличивается от фронта к "хвосту". Этот эффект является прямым следствием условий формирования волн на наклонном дне: источник высокочастотных колебаний (мелководная область) "включается" быстрее, чем его низкочастотный аналог (глубоководная область).

Что касается гравитационных волн, то на них изменение профиля дна не оказывает столь сильное влияние. Тем не менее заметно, что в мелководную часть распространяется волна большей амплитуды. Впрочем, волна, уходящая в глубоководную часть, обладает большей энергией.

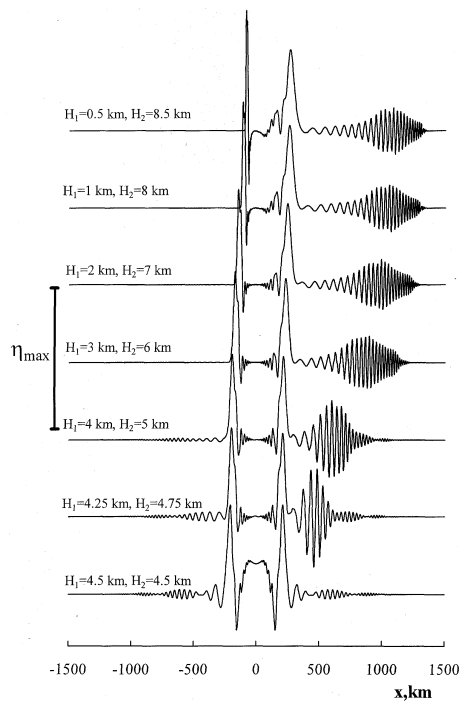


Рис. 2. Смещение свободной поверхности в момент времени $t=1000$ с

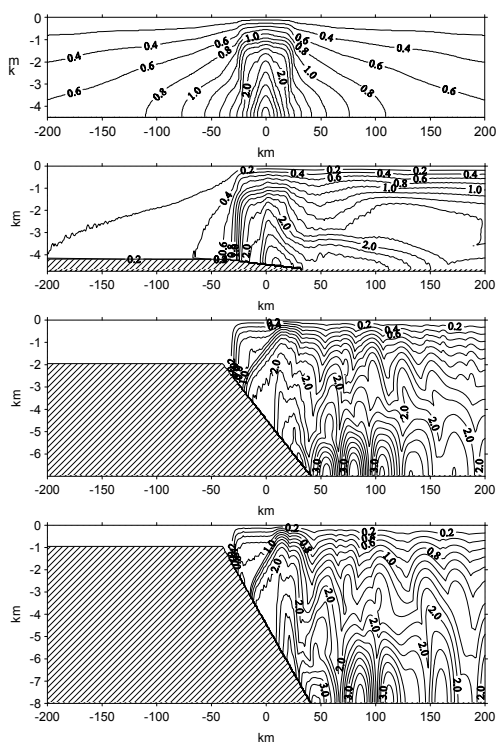


Рис. 3. Пространственное распределение максимального динамического давления ($p_{\max} / \rho c v_{\max}$)

На Рис. 4а представлена характерная временная зависимость составляющих энергии сжимаемого водного слоя: кинетической W_k , упругой потенциальной W_p и гравитационной потенциальной W_g . Видно, что по завершении подвижки сумма означенных энергий W_{Σ} выходит на некоторое постоянное значение, величина которого не превышает проинтегрированный по времени поток энергии упругих волн, излучаемых подвижным дном W_0 . На Рис. 4 б представлена зависимость суммарной энергии сжимаемого водного слоя как функция продолжительности подвижки для трех различных распределений глубин. При быстрых подвижках ($\tau < 10$ с) вся энергия, излучаемая подвижным дном переходит в

На Рис. 3 представлено пространственное распределение максимального динамического давления. Видно, что область максимальных давлений всегда расположена вблизи дна. В случае плоского дна область максимальных давлений локализована непосредственно над источником, причем амплитуда сигнала быстро падает при удалении от очага.

Увеличение угла наклона дна приводит к смещению области максимальных давлений в сторону больших глубин. Распространение акустического сигнала в мелководную область сильно подавлено. Дело в том, что, водный слой, ограниченный свободной поверхностью сверху и жестким дном снизу является волноводом, в котором не могут распространяться волны с длиной превышающей $4H$. В нашем случае характерная длина волны $\lambda \sim c\tau \sim 15$ км.

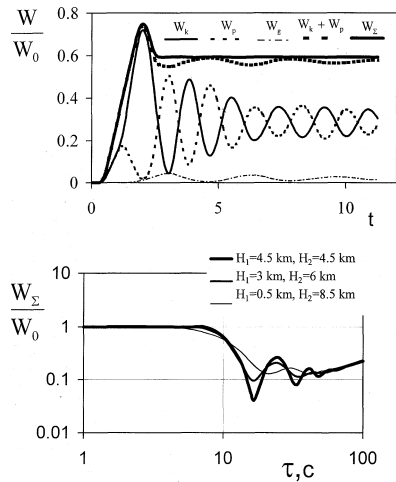


Рис.4. Зависимость компонент энергии от времени (а). Полная энергия системы как функция продолжительности подвижки (б)

водный слой. При увеличении продолжительности подвижки зависимость ведет себя немонотонно, что является следствием резонансных свойств слоя сжимаемой жидкости, ограниченного снизу жестким дном и сверху свободной поверхностью (четверть-волновой резонатор). При увеличении наклона дна в области источника “резонатор расстраивается” и максимумы и минимумы на рассматриваемой зависимости становятся менее выраженными. Интересно отметить тот факт, что в диапазоне наиболее вероятных продолжительностей подвижки (~10 с) количество энергии, перешедшее от подвижного дна к сжимаемому водному слою сильно зависит от продолжительности подвижки (возможны изменения более чем на порядок).

Разработанную численную модель в дальнейшем планируется использовать в качестве первого приближения для оценки роли нелинейных эффектов при генерации цунами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 01–05–64547.

Литература

1. Носов М.А. Возбуждение цунами подвижками дна с учетом сжимаемости воды. Вулканология и сейсмология. 1998 № 6 С. 116–124.
2. Носов М.А., Саммер К. Возбуждение цунами бегущей подвижкой дна с учетом сжимаемости воды. Вестник Московского университета, серия 3, Физика, Астрономия. 1998. № 6 С. 55–57.
3. Nosov M.A. Tsunami Generation in Compressible Ocean. Phys. Chem. Earth (B), Vol. 24, No. 5, pp. 437–441, 1999.
4. Носов М.А. О возбуждении цунами в сжимаемом океане вертикальными подвижками дна. Известия РАН Физика атмосферы и океана 2000, № 5 Т. 36, С. 718–726.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Т. 4. Гидродинамика. М.: Наука. 1988. С. 736.
6. Марчук Ан.Г., Чубаров Л.Б., Шокин Ю.И. Численное моделирование волн цунами. Новосибирск, 1983.

СВЕЧЕНИЕ ХИМИЧЕСКИ ЧИСТОЙ ВОДЫ В ШИРОКОПОЛОСНОМ
ДИАПАЗОНЕ С ЭФФЕКТОМ НАКОПЛЕНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ
УФ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРА

Першин С.

*Институт общей физики РАН, Научный центр волновых исследований,
Москва*

Экспериментально обнаружено широкополосное (300–600 нм) свечение дважды дистиллированной и деионизированной воды при ее облучении импульсами четвертой гармоники Nd:YAG лазера. Амплитуда свечения возрастает с увеличением числа импульсов облучения и частоты их следования. Так, при 100 импульсах облучения с частотой 4 Гц амплитуда свечения в области 300–310 нм превышала 40 % от величины сигнала комбинационного рассеяния лазерных импульсов в воде и уменьшалась до фонового уровня с включением прокачки воды в кювете или после паузы более 2 минут.

Введение

Проблема загрязнения воды с каждым годом усугубляется и весьма быстрыми темпами В России уже сейчас каждый второй житель вынужден лить воду, не отвечающую гигиеническим требованиям [1] Так, по оценкам экспертов около трети населения Земли будет испытывать дефицит питьевой воды через 20–25 лет, которое будет вызвано как засушливыми сезонами, так и масштабным загрязнением природных вод. Если этот прогноз подтвердится, то его можно расценивать как глобальную экологическую катастрофу В этой связи развитие различных методов экспрессной оценки качества воды является актуальным

Методы лазерно-индуцированной флюоресценции (ЛИФ) природных вод широко используются для экологического мониторинга степени их загрязнения Особое внимание уделяется поиску новых подходов в дистанционной диагностике состояния акваторий в реальном времени Прежде всего, следует отметить совершенствование лидарных методов измерения толщины нефтяной пленки, идентификации источника, сорта нефти и продуктов ее перегонки [2], так как масштабы загрязнения акваторий нефтью и топливом бывают особенно значительными при авариях танкеров, трубопроводов и хранилищ. Последние сообщения о загрязнении р. Лены при ее разливе весной 2001 г аварийным сбросом запасов топлива (более 10 тысяч тонн) в г. Ленске, повлекшее даже закрытие водозабора в г. Якутске, лишь подтверждают актуальность такого мониторинга

Очевидно, что после таких и других природных или антропогенных катастроф особенно важным становится оценка качества питьевой воды, которая может контролироваться различными методами Среди оптических методов наибольшую чувствительность (до 10^{-18} моль/л) имеют биолюминесцентные методы [3]. Методы ЛИФ, обладая меньшей чувствительностью [4] (до 10^{-15} моль/л), дают возможность проведения анализа, в отличие от биолюминес-

центных, в реальном времени и дистанционно [5], без отбора пробы, по спектрам флюоресценции воды в видимой и УФ области спектра при ее облучении УФ светом. Одной из возможных причин снижения чувствительности ЛИФ-анализа является остаточное свечение самой воды, как дистиллированной [6], так и дидистиллированной [7]. Слабое свечение чистой воды наблюдалось при ее облучении УФ лампами на 280 и 310–330 нм, а также импульсами четвертой гармоники (266 нм) Nd:YAG лазера [4], природа которого остается пока не выясненной. Тем не менее, в [4] предлагается ввести критерий степени очистки воды по величине отношения (F/R), сигнала флюоресценции на 340 нм (F) к амплитуде полосы комбинационного рассеяния (КР) на 294.3 нм (R), используя сигнал КР как внутрений репер [5]. Причем, если отношение $R/K < 0.1$, как было зарегистрировано в бидистиллированной воде [4], то степень очистки воды можно считать высокой, а ее пригодной для потребления.

Недавно нами обнаружено более интенсивное ($F/R > 0.4$) широкополосное (300–600 нм) свечение химически чистой воды (бидистиллированная вода дополнительно отфильтрованная и деионизованная в колонке системы Aquaag MLW, Германия, с миллипорами размером 0.22 мкм) при ее облучении импульсами четвертой гармоники Nd:YAG лазера. Некоторые спектральные особенности флюоресценции, установленные в эксперименте, не позволяют объяснить это свечение простым присутствием органических примесей в воде, которые могли остаться после ее очистки или их абсорбцией в ходе измерений, приводящей к ухудшению ее качества, как это предполагается в [4].

Эксперимент

Первоначальной целью эксперимента было исследование с помощью УФ импульсов (266 нм) физической природы деформации контура полосы спонтанного комбинационного рассеяния (КР) на валентных O–H колебаниях молекулы воды, которое было установлено нами при увеличении частоты следования импульсов второй гармоники (532 нм) Nd:YAG лазера [8]. Обнаруженный тогда сдвиг центра полосы КР не мог быть обусловлен, как было показано позднее [9], только абсорбционным и стрикционным (электрокалорическим) механизмом нагрева воды. Было предположено, что использование УФ импульсов позволит подчеркнуть вклад абсорбционного механизма нагрева из-за 8-кратного увеличения показателя поглощения воды (0.4 м^{-1}) на 266 нм по сравнению с его значением 0.05 м^{-1} на 532 нм [10].

Кварцевая кювета длиной 2 см с водой комнатной (22°C) температуры (без прямого контакта с воздухом) облучалась пучком четвертой гармоники Nd:YAG лазера диаметром около 2 мм с энергией импульса 4 мДж и длительностью 8 нс. Излучение флюоресценции собиралось сбоку (90° схема) и передавалось по оптическому кварцевому волокну длиной 2 м на вход оптического многоканального анализатора с усилителем яркости. Оптический многоканальный анализатор спектра на основе CCD линейки с 1024 элементами обеспечивал параллельный прием спектра в полосе от 250 до 800 нм. Максимальная спектральная чувствительность CCD линейки достигалась в области 300–400 нм и понижалась в длинноволновой части спектра (не более чем в 1.5 раза

на 600 нм). Коррекция спектров на чувствительность приемника, поглощение воды и кварцевого волокна в нашем случае не проводилась.

Частота следования импульсов (средняя мощность излучения, проходящая через образец) могла изменяться в ходе измерений от 0,5 до 5 Гц. При выбранной частоте следования импульсов доза облучения, пропорциональная числу импульсов усреднения, изменялась с шагом, кратным 10: 1, 10 или 100 импульсов усреднения. Интервал между сериями измерений с одной частотой повторения импульсов не превышал 2 минут. Управление параметрами эксперимента и запись сигналов проводилась с помощью компьютера. В некоторых случаях, для сравнения эффективности флюоресценции в единицах КР проводилась нормировка спектров на амплитуду сигнала КР [5].

Результаты и их обсуждение

Разрушение кластеров жидкой воды. Характерный спектральный отклик, отражающий изменение соотношения колебательной энергии сильно- и слабосвязанных структур в ансамбле молекул жидкой воды, проявляемый в деформации полосы стоксовой компоненты КР на О–Н колебаниях при повышении частоты следования импульсов, показан на рис. 1а. Все спектры на рис. 1а были записаны при одинаковом усреднении по 100 импульсам. Вертикальная линия на рис. 1а отмечает спектральную компоненту с максимальной амплитудой в полосе КР при частоте следования импульсов 0,5 Гц. Контур из точек соответствует частоте следования импульсов — 5 Гц. Отметим несколько

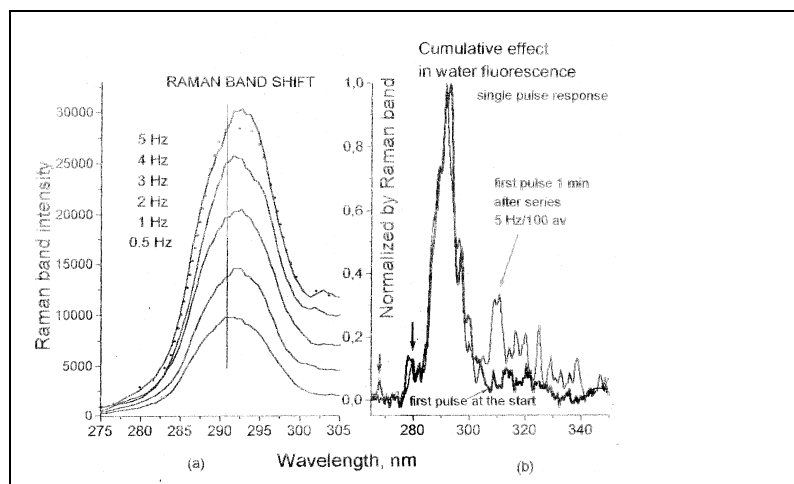


Рис. 1. Смещение центра полосы КР с повышением средней мощности облучения воды УФ импульсами (а). Спектр рассеяния одного УФ импульса в воде: до облучения и 1 минуту спустя после серии из 100 импульсов с частотой 5 Гц (тонкая линия)

ко специфических особенностей этих спектров. механизма нагрева из-за 8-кратного увеличения показателя поглощения воды (0.4 м^{-1}) на 266 нм по сравнению с его значением 0.051 м^{-1} на 532 нм [10].

Кварцевая кювета длиной 2 см с водой комнатной (22°C) температуры (без прямого контакта с воздухом) облучалась пучком четвертой гармоники Nd:YAG -лазера диаметром около 2 мм с энергией импульса 4 мДж и длительностью 8 нс. Излучение флюоресценции собиралось сбоку (90° схема) и передавалось по оптическому кварцевому волокну длиной 2 м на вход оптического многоканального анализатора с усилителем яркости. Оптический многоканальный анализатор спектра на основе CCD линейки с 1024 элементами обеспечивал параллельный прием спектра в полосе от 250 до 800 нм. Максимальная спектральная чувствительность CCD линейки достигалась в области 300–400 нм и понижалась в длинноволновой части спектра (не более чем в 1.5 раза на 600 нм). Коррекция спектров на чувствительность приемника, поглощение воды и кварцевого волокна в нашем случае не проводилась.

Частота следования импульсов (средняя мощность излучения, проходящая через образец) могла изменяться в ходе измерений от 0.5 до 5 Гц. При выбранной частоте следования импульсов доза облучения, пропорциональная числу импульсов усреднения, изменялась с шагом, кратным 10: 1, 10 или 100 импульсов усреднения. Интервал между сериями измерений с одной частотой повторения импульсов не превышал 2 минут. Управление параметрами эксперимента и запись сигналов проводилась с помощью компьютера. В некоторых случаях, для сравнения эффективности флюоресценции в единицах КР проводилась нормировка спектров на амплитуду сигнала КР [5].

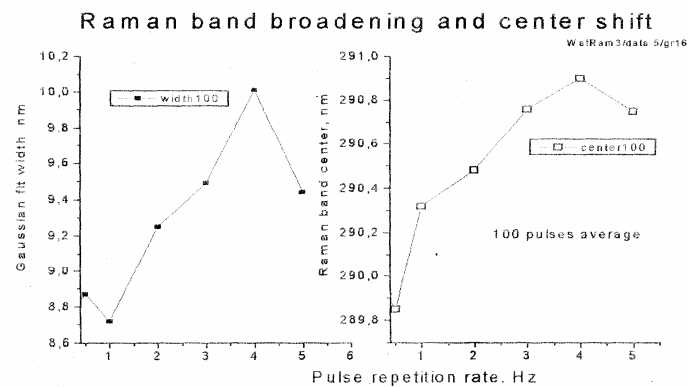


Рис. 2. Зависимость ширины и центра гауссовского контура аппроксимации полосы КР от частоты следования импульсов четвертой гармоники (266 нм) Кс1:УАС лазера

На Рис. 2б представлена зависимость сдвига центра гауссовского контура, который использовался для аппроксимации огибающей полосы КР от частоты следования импульсов. Из рисунка следует, что максимальное изменение соотношения колебательной энергии — обеднение низкочастотных компонент структурных образований с одновременным обогащением высокочастотных компонент (характерных для структур с меньшей концентрацией водородных связей) — в ансамбле молекул происходит при увеличении частоты вдвое: от 0,5 до 1 Гц (нижние кривые на рис. 1а). Здесь наблюдается почти "скачок" (до 50 см^{-1}) центра полосы КР. Затем, при частотах 1–4 Гц, темп сдвига замедляется в несколько раз (до 60 см^{-1} при 4-кратном изменении средней мощности), а при частоте 5 Гц сдвиг центра полосы КР меняет знак, что может рассматриваться как проявление эффекта насыщения. Таким образом, прогнозируемое 8-кратное увеличение сдвига центра полосы (в [8] сдвиг $\sim 7.5 \text{ см}^{-1}$), пропорциональное коэффициенту поглощения [10], оказался ($\sim 110 \text{ см}^{-1}$) больше ожидаемого.

Ширина гауссовского контура полосы КР (см. рис. 2а) ведет себя более причудливым образом. Сначала, при частотах 0.5–1 Гц, происходит сужение полосы, затем уширение (1–4 Гц) и снова сужение при 5 Гц. Сужение полосы КР при одновременном смещении центра в сторону высокочастотного крыла (при 0.5–1 Гц) может быть интерпретировано как явно выраженная декластеризация или разрушение структурных форм (уменьшение концентрации водородных связей [11, 12]) объемной воды. Последующее уширение полосы, скорее всего, обусловлено другим удивительным явлением — широкополосной флюоресценцией воды, вклад которой в уширение полосы КР при 5 Гц уменьшается (см. уменьшение коэффициента Р/К для контура из точек при 5 Гц и линия — 4 Гц на рис. 1а). При этом и сдвиг центра полосы меняет знак (см. рис. 2а).

Очевидно, что обнаруженная лазерно-индуцированная флюоресценция воды вносит свой вклад и в сдвиг центра полосы КР. Таким образом, зарегистрированный гигантский ($\sim 110 \text{ см}^{-1}$) сдвиг обусловлен влиянием обоих факторов, как флюоресценцией, так и разрушением кластеров воды. Последнее предположение подтверждается наблюдаемой корреляцией изменения ширины полосы и сдвига ее центра: дополнительный сдвиг вправо всегда сопровождается относительным сужением полосы, несмотря на наличие флюоресценции, и может быть обусловлено уменьшением вклада колебательной энергии кластерных форм воды в спектр КР под действием УФ импульсов лазера, энергия квантов которых (466 эВ) немного меньше потенциала прямой диссоциации (511 эВ), но уже попадает в край полосы поглощения. Возможно также предположить, что диссоциация обусловлена оптически-индуцированным пробоем пузырьков в поле УФ импульсов или их стрикционном сжатием, как в предполагаемом механизме солюминесценции [13].

Заметный перегиб в области 330 нм и локальный максимум в области 320 нм можно также рассматривать как характерные признаки спектров свечения, постольку они проявляется практически на всех спектрах.

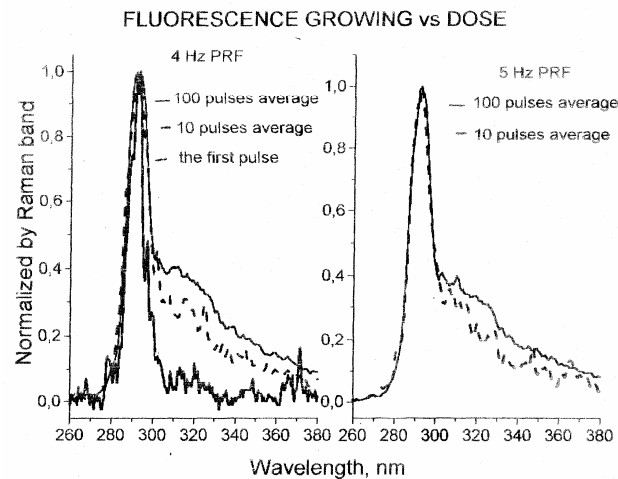


Рис. 3. Спектр свечения воды при усреднении по 1, 10 и 100 импульсам при частоте следования импульсов 4 Гц – (а) и 5 Гц – (б)

Весьма интересным следует считать то, что первый импульс облучения (Рис. 1б, толстая линия) не вызывает заметной флюоресценции воды. Ее уровень в единицах КР не превышает здесь 0.1 величины и является характерным для бидистиллированной воды [4]. Однако, уже после 10 или 100 импульсов облучения с частотой (0.5–5) Гц в воде происходят какие-то изменения. Эти изменения сохраняются некоторое время в воде и после облучения. Например, эти изменения проявляются в наличие спектра флюоресценции (тонкая линия на Рис. 1б), зарегистрированного при рассеянии одного пробного импульса через 1 минуту после облучения (100 импульсов/5 Гц), амплитуда которой выше, чем на контрольном спектре от первого импульса вначале измерений (толстая линия на Рис. 1б)

Не менее важным фактом является подавление упругого рассеяния в воде на частоте накачки (266 нм) при увеличении, как дозы, так и мощности облучения. Так, первый импульс накачки рассеивается вбок с эффективностью до 0.08 К. (см. пик 266 нм на Рис. 1б), который либо уменьшается с повышением частоты следования импульсов (ср. Рис. 4а и б), либо отсутствует совсем (см. Рис. 1б, тонкая линия).

Следует также отметить наличие эффекта насыщения сигнала флюоресценции по мере увеличения средней мощности накачки. Так, относительный прирост амплитуды флюоресценции на длине волны 310–320 нм заметно уменьшается при частотах 3–4 Гц по сравнению с частотами 0.5–2 Гц, а при 5 Гц становится даже меньше чем при 4 Гц (см. Рис. 4).

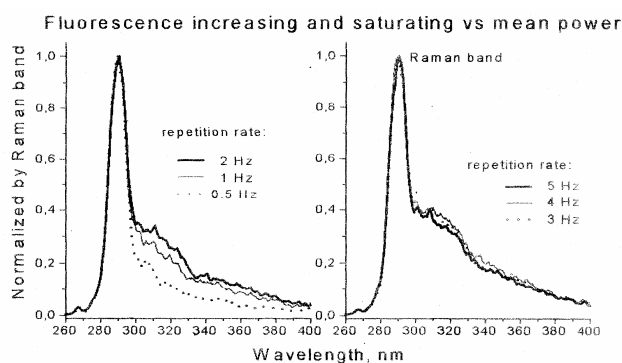


Рис. 4. Насыщение эффективности флюоресценции воды при увеличении средней мощности УФ излучения: (а) — 0.5; 1 и 2 Гц, (б) — 3; 4 и 5 Гц при усреднении по 100 имп.

Кроме этого, было установлено, что включение непрерывной прокачки воды в кювете приводило к снижению амплитуды свечения до фонового ($F/R < 0.1$) уровня. Подобный эффект снижения амплитуды свечения наблюдался при увеличении интервала между импульсами более 2 минут. Поэтому одиночные импульсы в начале каждой серии, которая начиналась с интервалом более 2 минут после предыдущей, не давали заметного вклада в сигнал флюоресценции.

Такая кинетика флюоресценции может быть результатом лазерно-индуцированного процесса, вызывающего какие-то изменения воды, модификацию ее состояния с генерацией источников флюоресценции и конвективных потоками, уменьшающими эффект накопления. Эта конвекция обеспечивает приток новой, не модифицированной порции воды в объем взаимодействия с лазерным пучком с характерным временем несколько минут.

Выводы

Обнаружена широкополосная (300–600 нм) флюоресценция бидистиллированной и деионизованной воды при ее облучении импульсами четвертой (266 нм) гармоники Nd:YAG- лазера. Экспериментально установлено, что

- 1) амплитуда свечения в полосе 330 нм сравнима (более 40 %) с амплитудой КР на валентных колебаниях O–H;
- 2) свечение воды обладает кумулятивным признаком с эффектом накопления, пропорциональным как дозе, так и средней мощности облучения;
- 3) эффективность свечения стремится к насыщению при увеличении мощности (частоты следования импульсов) облучения;
- 4) время существования такого состояния воды в канале, ограниченном 2 мм пучком лазера и в кювете без прокачки воды не превышает 2-3 минут при комнатной температуре, что характерно для конвективного замещения этой порции воды новой;

5) в спектре флюоресценции присутствуют локальные пики в области длин волн, характерной для излучения на электронно-колебательных переходах радикала О–Н.

Совокупность приведенных и других спектральных особенностей обнаруженной флюоресценции воды являются весьма убедительными аргументами, чтобы не считать ее результатом свечения органических соединений, которые могли остаться после очистки воды. Скорее можно предположить, что под действием УФ импульсов происходит модификация воды (сдвиг центра полосы КР), возможна даже ее диссоциация на радикалы при стрикционном сжатии микропузырьков [9] в оптическом поле, как и в явлении сонолюминесценции, или туннельного эффекта. В этом случае можно объяснить насыщение сигнала флюоресценции уменьшением концентрации таких микропузырьков в области взаимодействия или рекомбинацией радикалов. Причем, излучение первого импульса упруго рассеивается на относительно больших микропузырьках, размер которых и количество затем могут уменьшаться, что приводит к снижению эффективности рассеяния с увеличением числа импульсов облучения. Очевидно, что обнаруженное свечение чистой воды может существенно исказить спектр флюоресценции органических примесей, особенно при их малых концентрациях, при дистанционном зондировании акваторий, например, в Антарктиде [17]. Несомненно, что это явление должно учитываться при изучении физических свойств воды, водных растворов солей и биологических субстанций, а также при разработке экологического критерия чистой воды по спектрам флюоресценции.

Литература

1. *Михеев Н.Н.*, Экология и жизнь, № 1» 1, 32–36, 2000.
 2. *Patsaeva S.* EARSeL Advancees in Remote Sensing V. 3, № 3, 170–178, 1995
 3. *Шумихин В.Н., Данилов В.С., Малое Ю.А., Егоров Н.С.*, Биохимия, т. 45, № 9, 1576–1581, 1980.
 4. *Майоров Ф., Мешалкин Ю., Политова Ю.*, Оптика атмосферы и океана, т. 13, № 10, 914, 2000.
 5. *Фадеев В.В.* Докт. дис. М., МГУ, физический факультет, 1983, 455 с.
 6. *Лобышев В.И., Рыжиков Б.Д., Шихлинская Р.Э.*, Биофизика, т. 43, в. 4, 710–715, 1998.
 7. *Кувичкин В.В., Новиков В.В., Алюшев Ф.К., Еремин С.М., Марков И.А., Тен Ю.А.*, Биофизика, т. 46, в. 1, 43–45, 2001.
 8. *Першин С.М., Бункин А.Ф.* Оптика и Спектроскопия, т. 87, 409–412, 1999.
 9. *Андреева Н.П., Бункин А.Ф., Першин С.М.* Оптика и Спектроскопия, 2001.
 10. *Smith R.C., Baker K.S.* Appl. Opt. V. 20, No. 2, p. 177–184, 1981.
 11. *D'Arrigo G., Maisano G., Mallance F., Miglaro P., Wanderling F.* Raman scattering and structure of normal and supercooled water, J.Chem.Phys. 75(9), 4264–4270, 1981
 12. *Фесенко Е.Е., Терпугов Е.Л.* О необычных спектральных свойствах воды в тонком слое. Биофизика, т. 44(1), 5–9, 1999.
 13. *Didenko Y., McNamara W., Suslick K.*, Nature, V. 407, 877, 2000.
-

14. Frenzel H, Schultes H., Z.Phys. Chem. 27B, 421, 1934.
15. Бункин Н.Ф., Бункин Ф.В. Бабсоны — стабильные газовые микропузырьки в сильно разбавленных растворах электролитов. ЖЭТФ, 1992, Т. 101. Вып. 2. С. 512–527.
16. Габуда С.П. Связанная вода. Факты и гипотезы. Новосибирск: «Наука», 1982, 156 с.
17. Fantoni R., De Dominicis I., Giorgi M., Sidorov-Biryukov D.A., Apice M.D., Giannartinin S. Application of degenerate four wave mixing spectroscopy to combustion monitoring: NO and OH detection. Proc. Of II Italian-Russian Symposium on Ultrafast Optical Physics, ItaRus`99 172–192.

ВЗАИМОСВЯЗИ ЯВЛЕНИЙ ЭЛЬ-НИНЬО И ТРОПИЧЕСКОГО ЦИКЛОГЕНЕЗА В СЕВЕРО–ЗАПАДНОЙ ЧАСТИ ТИХОГО ОКЕАНА

Пудов В.Д., Петриченко С.А.

Институт Экспериментальной метеорологии, г. Обнинск

1. Введение

Эль-Ниньо 1997–98 гг. было сильнейшим, после Эль-Ниньо 1982–83 гг., из зарегистрированных в XX столетии. Оно дополнительно подтвердило установленные в [1, 2] взаимосвязи между явлением Эль-Ниньо и интенсивностью тропического циклогенеза в северо-западной части Тихого океана.

Зарождение и развитие тропических циклонов (ТЦ) существенным образом зависит от теплосодержания верхнего слоя океана (ВСО). Высокая ТПО (не ниже 26–27° С) и глубокий квазиоднородный слой, т.е. высокое значение теплосодержания ВСО, наряду с такими факторами как малый вертикальный сдвиг ветра, высокая влажность тропосферы и др. (см.[3]) полностью определяют зарождение и жизненный цикл ТЦ, включая его траекторию. Явление Эль-Ниньо, как следует из определения SCOR [4], также связано с термическим состоянием океана (гипотеза Виртки [5], волновая теория Эль-Ниньо [6, 7]) и проявляется в виде резкого повышения температуры поверхности в экваториальной и тропической части на юго-востоке Тихого океана.

На существование дальних связей между Эль-Ниньо и изменением термического режима экваториального пояса Тихого океана через крупномасштабное взаимодействие атмосферы и океана указывал Бьеркнес еще в 1969 году [8]. Определяющую роль термического состояния западной тропической части океана в формировании Эль-Ниньо подтверждают и современные исследования. В частности, в [9] высказывается мысль, что высокая поверхностная температура океана в Австрало-Азиатском регионе вплоть до 150° в.д. определяет возникновение Эль-Ниньо.

Однако, работ по взаимосвязи тропического циклогенеза с явлением Эль-Ниньо очень мало. В работах [10, 11] на модели общей циркуляции атмосферы изучается влияние Эль-Ниньо/Южные колебания (ENSO) на формирование ТЦ не только в Тихом океане, но и в Индийском и Атлантическом океанах. Обнаружена высокая степень корреляции между аномалиями ТПО на востоке экваториальной части Тихого и в северо-западной части Атлантического океанов. В Индийском океане эта связь имеет сезонную зависимость. В работе [12] показано, что в годы Эль-Ниньо уменьшается количество ураганов, выходящих на территорию США.

В настоящей работе выполнен анализ этих взаимосвязей с 1970 по 1998 гг. В дополнение к результатам работ [1, 2] проведен анализ зависимости индекса Южных колебаний от явления Эль-Ниньо и интенсивности тропического циклогенеза на западе океана. Представлена также рабочая гипотеза, акценты в которой несколько отличаются от изложенного в [1, 2].

2. Рабочая гипотеза взаимосвязей тропического циклогенеза на западе океана с явлением Эль-Ниньо

Тропические циклоны и Эль-Ниньо являются элементами реализации избытка термической энергии западной тропической зоны Тихого океана (Филиппинского моря) с различными пространственно-временными масштабами. Тропические циклоны — внутригодовая реализация термической энергии верхнего слоя океана с масштабами в сотни километров. Эль-Ниньо — межгодовая реализация с масштабами в тысячи километров. Их взаимосвязи обусловлены влиянием величины теплосодержания верхнего слоя в северо-западной части Тихого океана на развитие процессов формирования как явления Эль-Ниньо, так и тропического циклогенеза. Ниже приводятся основные доводы в пользу этой гипотезы.

В северо-западную часть Тихого океана Пассатные течения транспортируют гигантское количество тепла (перенос тепла только северным Пассатным течением в слое 0–500 метров составляет $10\text{--}12 \cdot 10^{15}$ Вт [13]). Радиационный баланс поверхности океана в этой акватории положителен и достигает в летние месяцы $180\text{--}190$ Вт/м² [14]. Поэтому температура поверхности океана зачастую превышает 30°C , а теплосодержание до глубины изотермы 26.5°C (температура воды, ниже которой ТЦ не зарождаются) достигает $8 \cdot 10^8$ Дж/м². Именно здесь зарождается максимальное количество наиболее интенсивных циклонов ("гнездо тайфунов"). Причем с увеличением (межгодовым) теплосодержания этой акватории возрастает и интенсивность циклогенеза. Хотя в тайфунах потоки явного и скрытого тепла от океана могут достигать $4\text{--}5$ Квт/м², все же они не могут сбалансировать полностью приток тепла. Охлаждая поверхность океана, в основном, за счет вызванного ими турбулентного вовлечения глубинных вод и апвеллинга, а теплые поверхностные воды загоняя вглубь на своей периферии [15], они блокируют зарождение новых ТЦ. С ростом теплосодержания ВСО растет уровень поверхности на западе океана, не только за счет нагона вод Пассатным течением, но и за счет термического расширения воды (например, повышение на 0.7°C температуры воды верхнего 500-метрового слоя приводит к

повышению уровня поверхности на 10 см только за счет термического расширения). Далее работает сценарий Виртки. Интенсифицируются Куроисио и Северо-Тихоокеанское течение. Увеличивается перенос тепла в высокие широты. Последнее уменьшает меридиональные градиенты ТПО, следствием чего является уменьшение интенсивности Пассатов. С ростом уровня океана на экватории Филиппинского моря и ослаблением Пассатных ветров скорость северного Пассатного течения падает. На наш взгляд, с этого момента начинается формирование Эль-Ниньо. Оно обусловлено уменьшением дивергенции северного Пассатного течения, что приводит к ослаблению или полному прекращению как экваториального, так и прибрежного апвеллинга в восточной части океана.

Экспериментальные исследования экваториального апвеллинга на полигоне Тихого океана (в акватории 1.5 N–1.5 S; 163.25–167 W), выполненные с борта НИС "Дмитрий Менделеев" [16], показали, что скорость апвеллинга составляет $2.32 \cdot 10^{-3}$ см/с на нижней границе верхнего 50 метрового слоя и $4.33 \cdot 10^{-3}$ см/с на глубине 150 м. При этом среднее значение градиента температуры в слое 0–150 м составляет примерно 0.05 °C/м. Отсюда легко оценивается поток "холода" к поверхности океана, определяемый апвеллингом. Среднее значение уменьшения теплосодержания в верхнем слое океана составляет около 900 Вт/м². Поскольку экваториальный апвеллинг охватывает полосу шириной от 3° S до 3° N и протяженностью от 100° W до 150° W, то в этой полосе сток тепла (приток холодных вод к поверхности океана за счет апвеллинга) составляет примерно $3 \cdot 10^{15}$ Вт. Таким образом, апвеллинг представляет собой исключительно мощный механизм охлаждения поверхности океана в его экваториальной зоне. Прекращение или ослабление апвеллинга приводит к повышению ТПО вдоль экватора. Поскольку он обусловлен дивергенцией Пассатного течения, то апвеллинг весьма чувствителен к изменчивости величины Пассатного течения.

После ослабления Пассатного течения уменьшается приток тепла на запад океана. Возникает отрицательная аномалия ТПО в Филиппинском море, в том числе, и за счет воздействия ТЦ. Эта отрицательная аномалия переносится в высокие широты. Вновь усиливаются Пассаты и Пассатное течение. Цикл повторяется.

3. Характерные особенности последних наиболее сильных Эль-Ниньо

Эль-Ниньо 1982–83 гг., самое сильное за столетие, начиналось в виде повышения ТПО вдоль экватора в июле 1982 г. в районе 120° з.д. Затем оно охватило экваториальную полосу до 150° з.д. и распространилось на восток, заблокировав прибрежный апвеллинг. Это произошло уже в феврале 1983 г., когда Эль-Ниньо достигло своего максимума. Тогда ТПО у берегов Эквадора превысила среднемесячную более, чем на 6° C. Эль-Ниньо 1994–95 гг также начиналось в экваториальной зоне в районе 140° з.д.

Уникальной особенностью Эль-Ниньо 1997–98 гг. является наличие двух максимумов в его интенсивности (рис.1). Первый наступил в августе 1997 г., когда температура воды у берегов Эквадора превысила многолетнюю среднемесячную температуру на 5°С, а второй — в начале февраля 1998 года. Тогда температура воды там же превысила среднемесячную на 4.5°С. Эль-Ниньо 1997–98 гг., в отличие от

Эль-Ниньо 1982–83 гг, начало формироваться за счет ослабления апвеллинга между 82° и 90° з.д. у берегов Эквадора (между Галапагосским архипелагом и побережьем Эквадора), и лишь затем ослабели Чилийско-Перуанский и экваториальный апвеллинги. Аналогичная эволюция зарождения и развития Эль-Ниньо наблюдалась в 1972–73 гг. Однако, объяснения причин различия районов начала проявления тех или иных конкретных явлений Эль-Ниньо до сих пор, на сколько известно авторам, не существует.

4. Исходные данные для анализа, анализ и обсуждение результатов

Для анализа взаимосвязей интенсивности тропического циклогенеза в северо-западной части Тихого океана с явлением Эль-Ниньо использовался банк данных по ТЦ этого региона за период с 1970 по 1998 гг, созданный авторами и описание которого дано в [2].

При анализе использовались также среднемесячные значения индексов, характеризующих интенсивность Эль-Ниньо. Индекс Эль-Ниньо (Multivariate ENSO Index — MEI) представляет собой компиляцию с некоторыми весовыми коэффициентами следующих шести параметров: температуры поверхности океана, атмосферного давления на уровне моря, меридиональной и зональной компонент скорости приземного ветра, общей облачности и температуры воздуха на уровне судовых измерений. Методика расчета MEI дана в [17, 18]. Графики годового хода MEI для конкретных Эль-Ниньо взяты на WEB-странице NOAA (www.cdc.noaa.gov/enso/). Кроме того, использованы также среднемесячные значения Индексов Южных Колебаний (ИЮК): $IЮК = 10(P_{dif} - P_{difav})/SD$, где P_{dif} — разность среднемесячных значений приземного атмосферного давления на острове Таити и в г. Дарвин (Австралия), P_{difav} — среднее многолетнее значение P_{dif} (тренд), SD — стандартное отклонение среднемесячных значений P_{dif} .

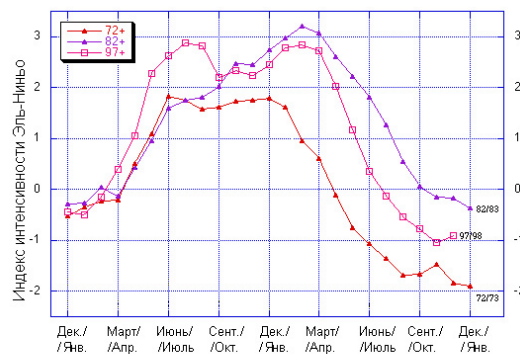


Рис. 1. Временная изменчивость индексов интенсивности трех сильнейших Эль-Ниньо

Поскольку Эль-Ниньо начинает формироваться на западе океана ближе к второй половине года, а заканчивается в его юго-восточной части в первой половине следующего года, то далее мы будем оперировать словами "год начала" и "год окончания" Эль-Ниньо.

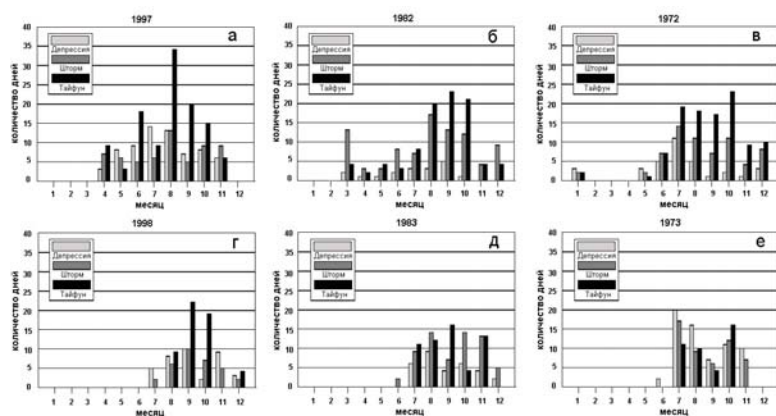


Рис. 2. Распределение по месяцам количества дней с депрессиями, штормами и тайфунами в годы начала (а, б, в) и окончания Эль-Ниньо (г, д, е)

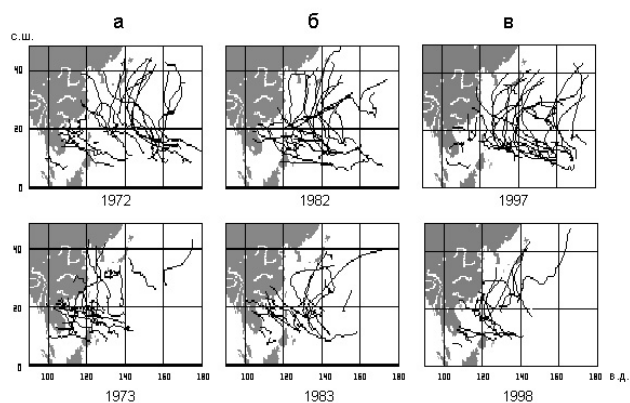


Рис. 3. Траектории тропических циклонов в годы Эль-Ниньо: 1972–73 (а); 1982–83 (б); 1997–98 (в)

На рис. 1, в виде временной зависимости индексов Эль-Ниньо представлена эволюция во времени трех самых сильных явлений: Эль-Ниньо: 1972–73 гг,

1982–83 и 1997–98 гг. На примере этих Эль-Ниньо рассмотрим их взаимосвязи с тропическим циклогенезом в северо-западной части Тихого океана.

В год начала Эль-Ниньо, как следует из изложенной выше гипотезы, в Филиппинском море теплосодержание ВСО достигает максимально высоких значений. Поэтому следует ожидать, что количество мощных ТЦ и, соответственно, количество штормовых и ураганных дней в этом году должно быть заметно больше, чем в год окончания Эль-Ниньо. Это хорошо видно на рис. 2, где в виде гистограмм представлено количество дней с депрессиями, со штормами и тайфунами, распределенных по месяцам года. Видно также, что тропический циклогенез в годы начала Эль-Ниньо начинается заметно раньше, чем в годы окончания. Так, в 1997, 1982 и 1972 гг ТЦ начали зарождаться в апреле, марте и ян-

варе соответственно (рис. 2 а,б,в). В годы же окончания Эль-Ниньо — в 1998, 1983 и 1973 гг — в июле, июне и июне соответственно (рис. 2 г,д,е). Соотношение количества суммарных дней со штормами и тайфунами в годы начала и окончания составили соответственно: 1997/98 гг. — 174/86; 1982/83 гг. — 182/120; 1972/73 гг. — 172/92. При этом, общее количество дней с ТЦ (включая депрессии) составляло соответственно: 1997/98 гг. — 242/123; 1982/83 гг. — 200/152; 1972/1973 гг. — 206/158. Необходимо также отметить, что суммарное количество штормовых и ураганных дней увеличивается к началу каждого Эль-Ниньо с ростом теплосодержания ВСО, и, в среднем, это количество за последние 30 лет имеет тенденцию к росту.

Таким образом, в годы начала Эль-Ниньо количество штормовых и ураганных дней почти в 2 раза превышает количество таких дней в годы их окончания. При этом очень важно отметить, что траектории ТЦ в годы начала и окончания явления существенно отличаются между собой. На рис. 3 представлены траектории ТЦ в указанные выше годы. Хорошо видно, что в годы начала Эль-Ниньо траектории главным образом направлены на север, северо-восток по течению

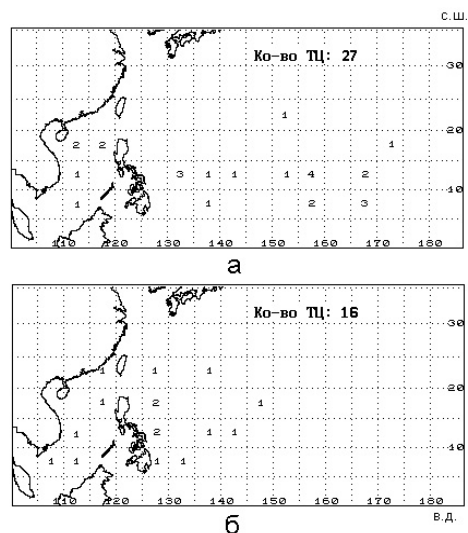


Рис. 4. Распределение районов зарождения ТЦ в 1997 (а) и 1998 (б) годах

Курисио (рис. 3 а,б,в). В годы окончания — большая часть ТЦ направлены на запад, северо-запад и выходят на побережье Южной Кореи, Китая и Вьетнама. Отметим также, что районы зарождения ТЦ в годы начала Эль-Ниньо охватывают существенно большую акваторию — вплоть до 170° в.д. Анализ явлений Эль-Ниньо с 1970 г. по 1998 г. показал, что в годы начала Эль-Ниньо количество мощных ТЦ существенно больше, чем в годы окончания. А средняя долгота зарождения всех ТЦ в годы начала и окончания Эль-Ниньо отличается порой на 18 градусов долготы. Для иллюстрации этого на рис. 4 приведены районы зарождения ТЦ в год начала (а) и окончания (б) последнего Эль-Ниньо 1997–1998 гг. (цифрами указано количество ТЦ, зародившихся в соответствующих 5-ти градусных квадратах). Все это обусловлено, как следует из вышеизложенной гипотезы, аномально высокими значениями тепла в ВСО на западе океана к началу Эль-Ниньо. При этом акватория океана с аномально высокими значениями теплосодержания ВСО охватывает все большую площадь, распространяясь на восток. В годы же окончания Эль-Ниньо теплосодержание ВСО на западе океана существенно уменьшается, как из-за уменьшения транспортировки тепла Пассатным течением, так и из-за воздействия на океан мощных ТЦ в предшествующем году. Интенсивность циклогенеза существенно снижается и носит более выраженный сезонный характер. Следует также отметить полное отсутствие связи между циклогенезом Южно-Китайского моря и Эль-Ниньо. По-видимому, это обусловлено замкнутостью моря. Теплосодержание его верхнего слоя не подвержено влиянию изменчивости Пассатного течения, в том числе и в годы Эль-Ниньо.

Были проанализированы корреляционные связи между ИЮК и явлениями Эль-Ниньо. Самая высокая степень корреляции оказалась между годами начала Эль-Ниньо и осредненными за июль, август и сентябрь месяцы (период максимального значения теплосодержания ВСО в северо-западной части Тихого океана) значениями ИЮК (–0.66). В годы начала Эль-Ниньо — 1972, 76, 82, 87, 94 и 97 — значения ИЮК равны или меньше минус 12. Это значение может служить одним из критериев формирования Эль-Ниньо. Относительно невысокая корреляция между Эль-Ниньо и ИЮК, на наш взгляд, связана с не совсем удачным выбором географических точек, разность атмосферного давления в которых определяет значение ИЮК. Действительно, о. Таити (в районе 16° ю.ш. и 150° з.д.) и г. Дарвин (в районе 13° ю.ш. и 130° в.д.) расположены достаточно далеко от экватора. Максимальное же потепление поверхности океана во время наступления Эль-Ниньо происходит либо вдоль экватора на акватории примерно от 3° с.ш. до 3° ю.ш. западнее Галапагосского архипелага (см. выше), либо между Галапагосами и побережьем Эквадора и северной части Перу. Это более чем на тысячу километров севернее Таити. На наш взгляд, индексы южных колебаний следовало бы определять по данным метеостанций, расположенных, например, на о. Исабель (Галапагосы) и, например, на о. Науру. В этом случае, указанная выше степень корреляции была бы существенно выше и можно было бы более надежно определять наступление Эль-Ниньо.

5. Заключение

Последнее сильное Эль-Ниньо — Эль-Ниньо 1997–98 гг.— окончательно подтвердило наличие связи между тропическим циклогенезом в северо-западной части Тихого океана и явлением Эль-Ниньо, проявляющимся на востоке экваториальной зоны океана. Хотя в данной работе рассмотрены лишь самые сильные Эль-Ниньо, установленные взаимосвязи проявляются и при более слабых явлениях. Установленные взаимосвязи позволяют сделать следующие выводы:

1. Большое количество штормовых и ураганных дней в северо-западной части Тихого океана в первой половине года с большой долей вероятности является предвестником явления Эль-Ниньо. А средняя за июль–сентябрь месяцы величина индекса южных колебаний (ИЮК) может служить прогностическим признаком проявления Эль-Ниньо на востоке экваториальной и южной тропической зон океана в виде резкого повышения температуры его поверхности на весьма значительной площади.

2. Отмеченное ослабление тропического циклогенеза на западе океана в годы окончания Эль-Ниньо дает основание прогнозировать малое количество штормовых и ураганных дней в эти годы в акватории Филиппинского моря.

3. В годы начала Эль-Ниньо вероятность выхода сильных штормов или тайфунов на побережье Китая и/или Вьетнама ниже, чем в годы окончания Эль-Ниньо.

Литература

1. Пудов В.Д., Петриченко С.А. Связь между эволюцией тропических циклонов северо-западной части Тихого океана и явлением Эль-Ниньо. - В сб. "Взаимодействие в системе литосфера–гидросфера–атмосфера", Москва, Физический факультет МГУ, 1999, т. 2, с. 216–222.
 2. Пудов В.Д., Петриченко С.А. Связь между эволюцией тропических циклонов северо-западной части Тихого океана и явлением Эль-Ниньо. - *Океанология*, 1998, т. 38, № 4, с. 496–501.
 3. Gray W.M. Tropical cyclone genesis. - *Atmospheric Science Paper*, Colorado State Univ., 1975, N 234, 119 p.
 4. SCOR Working Group N55 on Prediction of El Nino of the 5th Meeting, Miami, 30 September–2 October 1982. - *SCOR Proc.*, 1983, Vol. 19, Annex 6.
 5. Wirtki K. El-Nino - the dynamic response of the Equatorial Pacific Ocean to atmospheric forcing. - *J. Phys. Oceanogr.*, 1975, Vol. 5, № 4, pp. 572–584.
 6. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. Том 2, М., "Мир", 1986, 416 с.
 7. Hai-Ru Chang and Peter J. Webster. Energy Accumulation and Emanation at Low Latitudes. Part III: Forward and Backward Accumulation. - *J. of the Atmospheric Sciences*, 1995, Vol. 52, № 13, pp. 2384–2403.
 8. Bjerknes J. Atmospheric teleconnections in the equatorial Pacific. - *Mon. Weather Rev.*, 1969, Vol. 97, № 3, p. 163.
 9. Давыдов Г.И., Полянский А.Б. Изменчивость системы океан–атмосфера в Австрало-Азиатском регионе в связи с Эль-Ниньо - Южное колебание. - *Физика атмосферы и океана*, 1996, т. 32, № 3, с. 383–396.
-

10. *Wu Guoxiong*. A numerical study of the relationship between tropical storm formation and ENSO. – Tropical Cyclone Disasters, Proceedings of ICSU/WMO International Symposium, Beijing, China, Peking University Press, 1992, pp. 163–169.
11. *Wu Guoxiong and N.C. Lau*. A GCM simulation of the relationship between tropical storm formation and ENSO. - Mon. Weath. Rev., 1992, Vol. 120, pp. 958–977.
12. *O'Brien J.J., Richards T.S. and Davis A.C.* The effect of El-Nino on U.S. land-falling hurricanes. - Bulletin of the American Meteorological Society.
13. *Пудов В.Д.* Межгодовая изменчивость количества тропических циклонов в северо-западной части Тихого океана. - Морской гидрофизический журнал, 1989, № 2, с. 57–60.
14. *Строкина Л.А.* Тепловой баланс поверхности океана. Справочное пособие. Л., Гидрометеиздат, 1989, 448 с.
15. *Пудов В.Д.* Эволюция аномалий температуры воды в бароклинном слое океана на периферии ТЦ. - Метеорология и гидрология, 1991, № 3, с. 108–111.
16. *Бубнов В.А.* Оценки скорости экваториального апвеллинга в центральной части Тихого океана. - Океанология, 1986, т. 26, № 4, с. 597–602.
17. *Wolter, K.* The Southern Oscillation in surface circulation and climate over the tropical Atlantic, Eastern Pacific, and Indian Oceans as captured by cluster analysis. J. Climate Appl. Meteor., 1987, vol. 26, pp. 540–558.
18. *Wolter, K., and M.S. Timlin.* Monitoring ENSO in COADS with a seasonally adjusted principal component index. 1993, Proc. of the 17th Climate Diagnostics Workshop, Norman, OK, NOAA/N MC/CAC, NSSL, Oklahoma Clim. Survey, CIMMS and the School of Meteor., Univ. of Oklahoma, pp. 52–57.

ВЛИЯНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ФОРМИРОВАНИЕ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР В ЖИДКОСТИ

Пыркин Ю.Г., Петров В.П., Силаев М.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Динамика движения стратифицированных по плотности жидкостей в поле силы тяжести — раздел современной геофизики и гидродинамики, быстро развивающийся в последнее время, весьма интересный в экспериментальном и теоретическом отношении, а также связанный с важными практическими приложениями. К пониманию многих явлений, свойственных широкому классу стратифицированных течений, приводит детальное исследование динамики движения придонных плотностных потоков, представляющих собой течение жидкости, имеющей большую плотность в менее плотных слоях воды. Важную роль в понимании всего круга проблем, связанных с плотностными потоками, играет исследование одной из их разновидностей — придонных мутьевых или

суспензионных потоков, которые часто встречаются в природе. Такие потоки оказывают большое влияние на формирование рельефа дна и донных отложений.

Первые натурные исследования придонных течений были выполнены в Атлантическом океане в 1960 г. [8]. Этот год можно считать началом работ кафе-

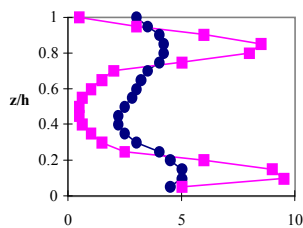


Рис. 1. Распределение по глубине относительного содержания частиц крупностью 10–15 мкм (• — кривая 1) и производства турбулентной энергии (■ — кривая 2)

Чернобыльской АЭС, является вынос радионуклидов с водосборной площади, в том числе на частицах взвешенных наносов. Соответствующие исследования показали, что доля активности, которая приходится на взвешенную форму, достаточно велика и может достигать 50 %. Наиболее загрязненными являются мелкие частицы крупностью менее 50 мкм, обладающие высокими сорбционными свойствами [4].

За более, чем сорокалетнюю историю исследования глубинных и придонных плотностных и, в частности, суспензионных течений в морях, океанах и водоемах суши нами было получено значительное количество оригинальных результатов [8]: впервые в океане на больших глубинах с жесткого основания был измерен вертикальный профиль средней скорости течения, имеющий максимум на незначительном удалении от дна; обнаружено в тонком придонном слое Черного моря колебательное движение вод со скоростью течения до 4 м/с; в водохранилище Нурэкской ГЭС в Таджикистане инструментально детально изучено плотностное течение на всех стадиях его движения от формирования до затухания; впервые в натуральных условиях выполнен цикл работ по экспериментальному исследованию турбулентной структуры плотностного потока и т.д.

Особого внимания заслуживают вертикальные профили относительного содержания в суспензионном потоке частиц крупностью 10–15 мкм (кривая 1 на рис. 1) и производства турбулентной энергии (кривая 2). Эти кривые наглядно свидетельствуют о передаче части энергии турбулентности твердым частицам,

исследования, которые продолжают и по сей день и даже вышли за стены факультета. Так, например, целая школа возникла и активно работает в этом направлении в Калининграде [2]. Организовали ее выпускники кафедры.

Одним из главных факторов, влияющих на дальность распространения суспензионных потоков, является их турбулентная структура [2, 3, 6–9, 14]. Оценка дальности распространения таких течений важна не только с общенаучной точки зрения, но и в связи с возможными техническими и экологическими приложениями. Так, например, известно, что одним из важнейших вопросов, касающихся последствий на

образовавшим сам плотностной поток. Этот процесс приводит к увеличению времени их нахождения во взвешенном состоянии, что в конечном итоге и ведет к увеличению дальности распространения суспензионных потоков.

Только краткое перечисление только некоторых главных результатов исследований придонных плотностных течений свидетельствует о необходимости, кроме исследований в природных условиях, постановки детального лабораторного моделирования этого явления и в частности изучения процессов взаимодействия турбулентности и частиц твердой фазы суспензии. Лабораторное моделирование является еще одной перспективной формой исследования суспензионных потоков. Моделирование таких объектов в лаборатории позволяет выявить физические механизмы, характерные для исследуемых процессов, и детально исследовать их. Причем, как в лабораторных, так и в натуральных условиях ряд физических механизмов, обуславливающих устойчивое состояние суспензионного потока и формирующих его внутреннюю структуру, идентичны [2, 8, 13, 14]. При этом проведенное в лаборатории моделирование позволяет получить высокую репрезентативность экспериментальных данных и исключить ряд побочных явлений, характерных для объектов в природных условиях и не связанных с физикой изучаемых явлений [5, 6, 7, 9–12].

Изучение динамики и внутренней структуры суспензионных потоков в лабораторных условиях развивается в двух основных направлениях. Первым направлением является непосредственное изучение плотностных (в частности

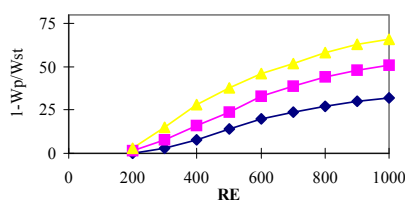


Рис. 2. Зависимость замедления скорости падения частиц от числа Рейнольдса потока (▲) — 2–4 мкм; (■) — 4–8 мкм; (•) — 8–12 мкм

суспензионных) потоков, создаваемых различными способами. Здесь можно отметить работы таких исследователей, как Михайлова, Поборчая, Кулеш, Анучин, Ванони [2, 7, 8, 14]. Нами в течение нескольких десятков лет (как правило параллельно с натурными исследованиями) осуществлялось лабораторное моделирование суспензионного потока [6, 8, 9]. Методика проведения лабораторных исследований позволяла определять: поле средней скорости течения потока и его турбулентную структуру; распределения массовой концентрации

частиц его твердой фазы (как интегральную, так и по отдельным фракциям); скорость падения твердых частиц в потоке в зависимости от его параметров и пр.

Проведенные авторами комплексные лабораторные исследования пространственно-временной структуры суспензионного потока при различных режимах его движения (от ламинарного до турбулентного не минуя и переходной области)

дали возможность проследить поведение частиц разных размеров как вдоль пути распространения потока, так и в его энергоактивных зонах, характеризующихся повышенным уровнем турбулентности (см. рис. 1).

При этом максимумы распределений интенсивности турбулентности и концентраций частиц отдельных фракций (крупность которых определялась режимом движения суспензионного потока) совпадают, этим максимумам соответствуют и максимальные значения величины замедления скорости падения частиц этих фракций в турбулентном потоке по сравнению со стоксовой скоростью, наблюдаемой в ламинарном режиме его движения [9]. Величина же замедления скорости осаждения частиц в потоке, достигающая в его энергоактивных зонах 40–60 % от стоксовой, определяется степенью турбулизованности взвешенного потока (рис. 2)

Важно отметить, что осредненные вертикальные распределения как средней скорости суспензионного потока, так и полной массовой концентрации частиц его твердой фазы имеют типичный для класса плотностных стратифицированных течений вид [2, 8]. При этом распределения вертикальных градиентов этих величин, также как и основных параметров турбулентности и массовых концентраций частиц отдельных фракций обладают четко выраженной зональной структурой, ранее неоднократно наблюдавшейся различными исследователями в природных условиях.

Анализ экспериментальных данных показал, что в толще потока периодически возникают зоны, в которых параметр, характеризующий в области генерации, или порождение турбулентности принимает отрицательные значения. При этом для верхней области потока зона отрицательной генерации достаточно стабильна. В режиме отрицательной генерации должна происходить трансформация энергии пульсационных движений в кинетическую энергию среднего движения потока. Известно, что для реализации такого режима необходим внешний источник энергии. В данном случае таким источником является гравитационное поле Земли. А процесс отбора энергии от внешнего потенциального поля может быть охарактеризован накоплением частиц твердой фазы в энергоактивных зонах потока [6, 9]. Полученные экспериментальные данные и проведенный анализ дали возможность предложить физическую модель энергообмена в суспензионном потоке. Согласно этой модели частицы твердой фазы способствуют отбору энергии от внешнего источника (гравитационного поля): энергия пульсационных движений затрачивается на уменьшение скорости осаждения частиц (их взвешивание), что приводит к их накоплению в соответствующих зонах (см. рис. 1). Локальное увеличение концентрации твердой фазы приводит (за счет дополнительной работы продольной компоненты сил плавучести) к ускорению движения потока. Эта модель хорошо согласуется с уравнениями энергетического баланса. А физически обоснованные взаимосвязи результатов, полученных независимыми методами измерения (скорости потока, концентрации его твердой фазы), подтверждают достоверность представленных выше выводов [6, 9].

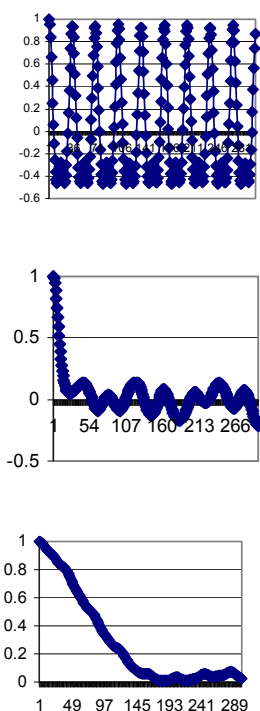


Рис. 3. а) 0–2 см; б) 2–4 см; в) 4–7 см от центра решетки

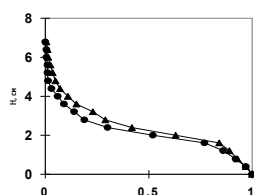


Рис.4. Вертикальные распределения дисперсий для чистой воды (\blacktriangle) и суспензии (\bullet)

Другим направлением лабораторного изучения является моделирование возникновения и развития турбулентности в различных средах. Существует ряд методов моделирования турбулентности в лабораторных условиях (см., например, [2, 3, 5, 7, 13, 14]). Влияние турбулентности на суспензию исследовалось нами на лабораторной установке [1, 10–12], в которой турбулентность генерируется колеблющейся с разными амплитудами и частотами решеткой. Она представляет собой прямоугольный бак из органического стекла с размерами 30x30x60 см. Для турбулизации жидкости использовалась решетка, изготовленная из брусков органического стекла сечением 1x1 см, с расстояниями между центрами брусков 2.8 см. Решетка приводится в колебательное движение двумя эксцентриками, связанными через редуктор с электродвигателем. Конструкцией установки предусмотрено изменение амплитуды и частоты колебаний решетки. Отношение свободной поверхности решетки к ее общей площади равно $C = 0.34$. В этом случае можно считать, что генерируемая колеблющейся решеткой турбулентность будет результатом взаимодействия движущихся через ее окна струй жидкости [5]. Видеофильмы показали, что центральная часть каждой струи периодически поднималась над решеткой на высоту 5–6 см. Боковая же ее часть на высоте 2–3 см от решетки резко закручивалась [1].

Установка оснащена измерительной системой для регистрации модуля скорости турбулентного течения и системой пробоотборников для взятия проб жидкости. В качестве скоростного датчика использован микротерморезистор МТ-54, который обладает малым размером (диаметр около 1 мм) и соответственно небольшой инерцией (постоянная времени

составляет 0.2 с). Однако такой измеритель скорости течения и их пульсаций обладает заметной температурной зависимостью, поэтому нами был введен компенсационный блок, который позволяет исключить это явление при изменении окружающей среды до 10° С. Для оперативного контроля изменения мутности среды изготовлен прибор, регистрирующий поглощение света в воде.

Эксперименты проводились в чистой воде, в солевом растворе и в водной суспензии, содержащей мелкие твердые илистые частицы размером до 30 мкм. Частота колебаний решетки изменялась от 0.3 до 0.8 Гц. Амплитуда колебаний решетки в приводимых результатах в данной работе была постоянной и равной 1.5 см. Данные с датчика скорости поступали на АЦП компьютера и считывались им с частотой 20 Гц. В каждой точке определялось 2000 значений модуля скорости. После компьютерной обработки с помощью программ LA70, Origin и Excel на разных уровнях от решетки вычислялись значения модуля скорости и дисперсии пульсаций модуля скорости. Дисперсия, как известно, является величиной, пропорциональной квадрату скорости (так же, как и величина энергии потока), и ее распределение позволяет судить о распределении пульсационной энергии в жидкости. По пробам суспензии определялась суммарная массовая концентрация частиц и концентрация частиц определенных размеров (фракций). По специальной методике оценивалась скорость падения частиц W_p и рассчитывалась величина их замедления $1 - W_p/W_0$ [3]. Главные из полученных результатов, связанные непосредственно с взаимодействием твердой и жидкой фаз суспензии, могут быть сведены к следующему.

Кривые изменения дисперсии пульсаций модуля скорости в чистой воде, полученные для различных частот колебаний решетки по мере удаления от ее среднего (нейтрального) положения, показали наличие двух ярко выраженных зон. До расстояния 1,5–2 см от среднего положения расположена зона, где преобладает механизм струйного движения жидкости. В этой зоне при частоте 0,8 Гц значения пульсаций модуля скорости максимальны. С уменьшением частоты колебаний решетки величина дисперсии уменьшается [1, 10]. Изменяется также и толщина слоя, охваченная вихревым движением, и величина дисперсии в этом слое. Так, если при частоте 0,8 Гц значения дисперсии модуля скорости течения обращаются в ноль на расстоянии ~8 см от центра решетки, то при частоте колебаний решетки 0,4 Гц – 4 см.

Автокорреляционная функция, представленная на рис. 3а, соответствует чисто гармоническому процессу. Это вполне естественно, поскольку регистрация осуществлялась внутри периодически колеблющейся решетки. По мере удаления от решетки линии тока жидкости, проходящие через ее окна, искривляют свои траектории; начинают образовываться вихри еще на фоне колебательного процесса (рис. 3б). Это переходная зона от гармонического процесса (рис. 3а) к случайному (рис. 3в). Автокорреляционная функция, представленная на рис. 3в является типичной для случайного процесса. Таким образом, происходит формирование турбулентной зоны в установке с гармонически колеблющейся решеткой.

Особый интерес представляло сравнение вертикальных распределений дисперсии пульсаций модуля скорости для однородных жидкостей (пресной и соленой воды) с аналогичными распределениями для суспензии. В первых двух случаях обе жидкости представляют собой классический образец однородной сплошной среды (континуума), отличающиеся только плотностью. Наши эксперименты показали, что с учетом доверительных интервалов в исследуемом диапазоне частот кривые нормированных значений дисперсий модуля скорости течения для пресной и соленой воды практически совпадают для всех горизонтов, считая от нейтрального положения колеблющейся решетки [10–12]. Нормировка на значения дисперсии в среднем положении решетки была произведена для исключения влияния возможных побочных явлений.

Аналогичная кривая дисперсии пульсаций модуля скорости для суспензии расположена заметно ниже кривой, характеризующей дисперсию для пресной и соленой воды (рис. 4).

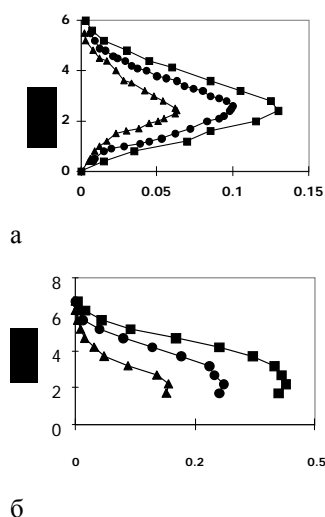


Рис. 5. а). Разность дисперсий для чистой воды и суспензии (■) — 0.8; (•) — 0.6; (▲) — 0.4 Гц; б). Распределение величины замедления скорости падения частиц средней крупности — фракция 3-6 мкм для частот (■) — 0.8; (•) — 0.6; (▲) — 0.4 Гц

Особенно сильное различие в значениях дисперсии наблюдается в переходной и вихревой зонах движения (2–5 см от нейтрального положения решетки). Плотность суспензии, как и плотность соленой воды, превышала плотность пресной воды на величину порядка 1 мг/см^3 . Следует отметить и тот факт, что затухание турбулентности, т.е. уменьшение дисперсии до нуля, в случае суспензии происходит на 1–1.5 см ближе к центру решетки. Эти данные имеют принципиальное значение, убедительно показывая отличие механизмов распространения и затухания турбулентности для случаев сплошной среды и жидкости, содержащей полидисперсную твердую фазу. Такое расхождение обусловлено главным образом тем, что часть турбулентной энергии потока «отбирают» твердые частицы суспензии. Эта энергия идет на замедление скорости осаждения частиц, т.е. на поддержание их во взвешенном состоянии в течение довольно длительного времени. Согласно лабораторным экспериментальным исследованиям авторов, в суспензионных потоках с термохалинной стратификацией интенсивность турбулентности в зонах генерации была большей, чем в суспензионных потоках при той же степени стратификации и числе Рей-

нольдса потока [6]. На следующем рисунке представлены разности нормированных значений дисперсий модуля скорости в чистой воде и суспензии для ряда частот колеблющейся решетки (рис. 5а).

Не трудно заметить, что зонам максимального замедления частиц соответствуют области наибольшего отклонения значений дисперсий, полученных для суспензии от соответствующих значений, полученных для сплошной среды. Это прямо свидетельствует об активном поглощении турбулентной энергии твердыми частицами суспензии, что и приводит к существенному уменьшению их скорости выпадения из вихревой зоны. При этом величина замедления растет с увеличением разности между значениями дисперсий в чистой и мутной воде по мере возрастания частоты колебаний решетки. Полученные оригинальные кривые представляются вполне естественными, так как ранее нами было установлено (см. рис. 2) уменьшение реальной скорости осаждения частиц в турбулизованной жидкости в сравнении со стоксовой по мере роста числа Рейнольдса взвешенного потока. При этом, безусловно, требует уточнения вопрос о той доли энергии, которая идет на поддержание твердых частиц во взвешенном состоянии, на так называемую «работу взвешивания» [3].

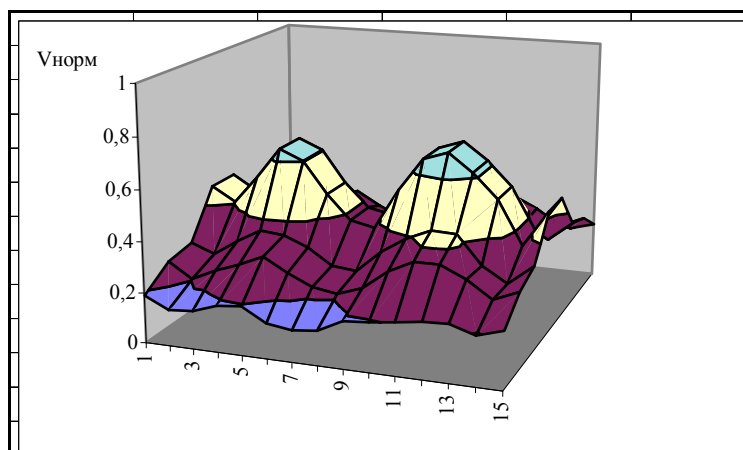


Рис. 6

Изучение влияния турбулентности на водную суспензию илистых частиц показало, что их осаждение в турбулизованной жидкости существенно отличается от аналогичного процесса в покоящейся жидкости. Так, на определенных расстояниях от центра колеблющейся решетки наблюдалось стабильное объемное содержание частиц отдельных фракций, чего нет в покоящейся жидкости. Естественно, что положение и размеры этих фракций определяются параметрами турбулентности [11, 12].

Нами был выполнен также цикл экспериментов, как в чистой воде, так и в суспензии по изучению горизонтальной структуры полей скорости и пульсаций модуля скорости течения, возбуждаемых колеблющейся решеткой (рис. 6).

Они подтвердили ранее полученные результаты о том, что вблизи решетки преобладает струйный механизм движения жидкости; над отверстиями наблюдаются ярко выраженные максимумы параметров скорости а также дисперсии и соответственно минимумы над перегородками решетки. По мере удаления от решетки струйный механизм становится все менее заметен и начинается зона, где преобладают вихревые структуры, которые можно считать аналогом природной турбулентности.

Таким образом, представленные в работе результаты экспериментальных исследований с нашей точки зрения убедительно свидетельствуют об активном энергообмене в турбулентной мелкодисперсной суспензии, в результате которого часть турбулентной энергии расходуется на поддержание твердых частиц во взвешенном состоянии, т.е. на уменьшение их скорости осаждения. В дальнейшем на основе имеющегося экспериментального материала будет проведен совместный анализ спектров размеров частиц и энергетических спектров турбулентности. Возможна также постановка целой серии и других интересных задач.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00-05-64339).

Литература

1. *Аббасов К.Ш., Иванова И.Н., Пыркин Ю.Г., Петров В.П., Силаев М.А.* Исследование влияния турбулентности, генерируемой осциллирующей решеткой, на процесс вовлечения суспензии. - Водные ресурсы, т. 25, № 1, с. 24, 1998.
 2. *Анучин В. Н.* Вихри и турбулентность придонных плотностных потоков. - Докт. дисс. МГИ, С., 1988.
 3. *Великанов М.А.* Динамика русловых потоков. - ГИТТЛ, М., 1955.
 4. *Вишневецкий В.И., Войцехович О.В.* Транспорт взвешенных наносов по речной системе Припяти. - Тез. 4-й конф. «Динамика и термика рек, водохранилищ, внутренних и окраинных морей», ИВП РАН, М., 1994.
 5. *Воропаев С.И.* Лабораторное моделирование процессов перемешивания в верхнем слое океана. - Канд. дисс.-я. ИО РАН, М., 1979.
 6. *Галкин С.В., Пыркин Ю.Г., Силаев М.А.* Экспериментальное исследование энергообмена в турбулентном плотностном течении. - Деп. ВИНТИ, 1988.
 7. *Михайлова Н.А.* Перенос твердых частиц турбулентными потоками воды. - Л., Гидрометеиздат, 1966.
 8. *Пыркин Ю.Г.* Придонные плотностные течения. - Докт. дисс., МГУ, М., 1979.
 9. *Пыркин Ю. Г., Силаев М.А.* Экспериментальное исследование скорости осаждения твердых частиц малой крупности в придонном суспензионном потоке. - Водные ресурсы, с. 738., 1994.
-

10. Иванова И.Н., Пыркин Ю.Г., Петров В.П., Силаев М.А. Лабораторные исследования турбулентности во взвешенном потоке. - Метеорология и гидрология, № 2, с 104, 2000.
11. Пыркин Ю.Г., Петров В.П., Иванова И.Н., Силаев М.А. Влияние твердых частиц суспензии на турбулентность. - Физика атмосферы и океана, 2001 (в печати).
12. Пыркин Ю.Г., Петров В.П., Иванова И.Н., Силаев М.А. О влиянии турбулентности на малые твердые частицы в водной суспензии. - Вестник МГУ, 2001 (в печати).
13. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. - М., Наука, 1969.
14. Vanoni V.A. Fifty years of sedimentation. - J. Hydraul. Eng. 1984. 112, No. 8. P. 1837.

К ВОПРОСУ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИДОННОГО ТЕЧЕНИЯ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ДНА

Руденко А.И.

Калининградский государственный технический университет

В статье предложена простая аналитическая модель определения турбулентного касательного напряжения для распространения затопленной струи по склону дна.

Одним из важнейших факторов циркуляции вод Балтийского моря являются интрузионные течения, порождаемые периодическими затоками в Балтику вод Северного моря. Благодаря своей динамической активности они играют заметную роль в седиментационных системах типа "эрозия-перенос-аккумуляция". Такого рода интрузионные течения являются одним из главных физических факторов экологической системы Балтийского моря.

Посылки

Изучение затопленных потоков весьма актуально в рамках проблемы охраны прибрежной и шельфовой зоны морей от загрязнения. В настоящее время указанная проблема может успешно решаться на основе сочетания полной и глубокой очистки сточных вод и рационально спланированных систем их выпусков в море. Под последним понимается такое пространственное положение выпусков очищенных сточных вод, которое оптимально использует физико-океанографические, гидрохимические и гидробиологические процессы, т.е. использование указанных процессов должно способствовать оптимальному переносу, затоплению и перемешиванию; локализовать нарушение экологического равновесия; ускорить процессы трансформации загрязняющих веществ и максимально использовать самоочищающую способность морских акваторий [1]. В предлагаемой работе автор делает попытку создания простой аналитической модели определения турбулентного касательного напряжения для распространения затопленной струи по склону дна.

Задача

Рассмотрим процесс распространения придонного течения (струи) по склону применительно к теории затопленных струй. Моделируя данное течение как струю, отметим, что на границах возникают силы трения, на преодоление которых затрачивается ее кинетическая энергия. Очевидно, если рассматривать струю как инерционную, то “запас” ее кинетической энергии ограничен. Продвигаясь по склону, благодаря силам трения, струя увлекает частицы жидкости из окружающей среды и передает им часть своей энергии, при чем увлечение водных масс из окружающего пространства происходит не равномерно, а порциями в виде вихрей. Механизм турбулентного течения в струе [5] можно представить в виде следующей упрощенной картины. В струе возникают жидкие комки, каждый из которых обладает собственной скоростью движения на протяжении некоторого расстояния пути перемешивания l , в продольном или поперечном направлении в виде неразрывного целого с сохранением горизонтально составляющей своего импульса.

Для решения данной задачи введем следующие граничные условия: данное течение гомопикнальное, т.е. его плотность сравнима с плотностью окружающей жидкости ($\rho_{ге} \approx \rho_0$), концентрация взвесей в струе не превышает 10^{-4} г/см³, что соответствует распространению нефелоидных потоков; взаимодействие струи с дном хотя и наблюдается, но не значительной степени; течение струи слоистое. Общая схема задачи приведена на рис. 1.

В литературе [2, 3, 4] были сделаны попытки применения теории струйных течений для приближенного расчета распространения речных струй в приемных водоемах. Так, например, Михайловым получена формула, связывающая между собой среднюю скорость распространения струи с коэффициентом трения на боковых поверхностях и по дну [2]:

$$\bar{V} = V_0 \frac{\frac{\bar{f}_2}{z}}{e^{\frac{\bar{f}_2 x}{z}} \left(\frac{2f_1 z}{b_0 z_0} + \frac{\bar{f}_2}{z} \right) - \frac{2f_1 z}{b_0 z_0}}, \quad (1)$$

где b_0 — ширина входного створа струи, f_1 , f_2 — коэффициенты сопротивления на боковых поверхностях струи и дна,

$$\bar{z} = \frac{z_0 + z}{2} \quad (2)$$

z — глубина произвольно выделенного отсека струи. Если пренебречь силами трения на боковых поверхностях, то выражение (1) примет вид [2]:

$$\bar{V} = V_0 e^{-\frac{\bar{f}_2 x}{z}}. \quad (3)$$

Замена коэффициента сопротивления дна f_2 на $\overline{f_2}$ была сделана на основании соображений, что f_2 зависит от глубины и шероховатости дна. С учетом выражения (2), выражение (3) можно переписать

$$\overline{V} = V_0 e^{\frac{2\overline{f_2}x}{z_0+z}}. \quad (4)$$

Принимая во внимание граничные условия, и используя гипотезу подобия Кармана, можно записать зависимость для турбулентного касательного напряжения [5]:

$$\tau = \rho_{gc} \chi^2 \frac{\left(\frac{d\overline{V}}{dz}\right)^4}{\left(\frac{d^2\overline{V}}{dz^2}\right)^2}, \quad (5)$$

где χ — универсальное безразмерное число одинаковое для всех возможных турбулентных течений, при условии, что течение слоистое. Дифференцируя выражение (4) по z , подставим получившееся значения в (5). Тогда

$$\tau = \rho_{gc} \left(\frac{\chi x \overline{f_2} V_0}{x \overline{f_2} - (z + z_0)} \right)^2 e^{\frac{4\overline{f_2}x}{z_0+z}}. \quad (6)$$

Выражение (6) представляет собой эмпирическую зависимость турбулентного касательного напряжения от параметров входного створа струи (z_0 , V_0), геометрических масштабов распространения (x , z) по склону, плотности и коэффициента трения о дно.

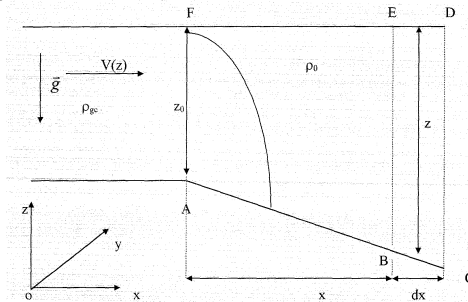


Рис. 1. Схема распространения затопленной струи по склону в вертикальной плоскости, рассматриваемая в данной работе: ABCDEF — геометрия модельного пространства; AF — линия входного, а CD — линия выходного створов, ρ_{gc} — плотность струи; $V(Z)$ — скорость втекающей в модельное пространство струи; ρ_0 — плотность жидкости, заполняющей модельное пространство; $oxyz$ — система координат; g — ускорение силы тяжести

Геологическая роль струйных течений проявляется не только в распределении взвеси, но и в донном микрорельефе (Sivkov, Sviridov, 1995). Так, например, мощные затоки североморских вод в Борнхольмскую впадину (major inflows) оставляют на дне следы в виде каналов и сопутствующих им осадочных тел (прирусловых валов). Дальнейшая консолидация определяет сложную реологическую структуру морского грунта.

Касаясь процесса математического моделирования упруговязкопластических тел, необходимо отметить, чтобы данная модель реально отражала поведение грунта при интенсивных механических нагрузках, а также при воздействии физических полей различной природы. При построении феноменологической модели теоретической основой является постулат макроскопической определенности (Ильюшин, 1963). В случае чисто механических процессов этот постулат заключается в утверждении, что напряженное состояние любой частицы тела определяется историей изменения деформации

$$\sigma = \int_{\tau=-\infty}^{\tau=t} \{F(\tau)\}, \quad F = \frac{\partial x}{\partial X}, \quad (7)$$

здесь X , x — радиус-векторы материальной частицы в отсчетной и актуальной конфигурациях соответственно; F — градиент деформации начальной конфигурации в текущую; σ — тензор напряжения Коши; символ $\int_{\tau=-\infty}^{\tau=t} \{ \}$ означает

функционал, отображающий предысторию его аргументов $-\infty < \tau < t$ на текущую реакцию материала грунта. В случае грунтов придонного сложения возникает дополнительное условие, когда в отсчетной конфигурации материал находится в напряженном состоянии σ_0 . Относительно процесса, приведшего к начальным напряжениям, можно не делать каких-либо предположений (Никитин, 1988). Тогда начальное напряжение σ_0 должно быть самостоятельным параметром, определяющим реакцию грунта. Развитие модели упругого тела на случай учета начальных напряжений в пренебрежении тепловыми эффектами описывается следующими зависимостями (Костров, Никитин, 1963; Никитин, 1983):

$$A = A(F, \sigma_0), \quad \sigma = \rho \left(\frac{\partial A}{\partial F} \right) \cdot F^T. \quad (8)$$

Начальное напряжение σ_0 создает анизотропию грунта в отсчетной конфигурации. Помимо этого, грунт в отсчетной конфигурации обладает врожденной анизотропией, не связанной с σ_0 .

На основании проделанного теоретического анализа динамики геологически сложных сред, была создана методика для проведения экспериментов по испытанию грунтов придонного сложения на сдвиг. Экспериментальную установку представляет собой прибор П10-С (односрезный), основу которого составляют: подвижная каретка, разрезная гильза, шток с поршнем.

Выводы

В работе получена теоретическая зависимость для определения турбулентного касательного напряжения от параметров входного створа и геометрических масштабов распространения. Сделана попытка объединить классический подход, основанный на уравнениях динамики, с полуэмпирическими теориями турбулентных течений. Данный комплексный подход может быть принят при условии, что концентрация взвесей в турбулентном течении не превышает 10^{-4} г/см³.

Были проведены лабораторные эксперименты по определению сдвигающего касательного напряжения. Результаты данных опытов могут позволить проинвестировать прогнозирование механических свойств состояния грунтов придонного сложения, а также выполнить картирование грунтов Балтийского моря.

Литература

1. Зац В.И. Процессы турбулентной диффузии примесей в море. Л.: Гидрометеоздат, 1986.
2. Михайлов В.Н. Динамика речной струи, втекающей в водоем. Труды ГОИН, вып. 45, 1959.
3. Михайлов В.Н. Гидродинамические процессы в устьях рек. М.: ГЕОС, 1997.
4. Самсонов О.И., Кортаев В.Н. Динамика потока и дна устьевого взморья. Труды V Всесоюзного гидрологического съезда. Л.: Гидрометеоздат, 1990.
5. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Иностранная Литература, 1956.

РЕСУРСОСБЕРЕГАЮЩИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ЭНЕРГИИ

Соловьев А.А., Ковешников¹⁾ Л.А., Павловский К.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, географический факультет;

¹⁾ЭОМГИ НАН Украины

Предлагается аналитический способ рассмотрения общих проблем возобновляемой энергетики на основе аппарата термодинамики. Обосновывается подход к использованию в процессе преобразования энергии катализаторных элементов, позволяющих за счет энергетически незначительных возмущений добиваться существенного изменения коэффициента полезного действия. Приводятся примеры ресурсосберегающего преобразования энергии в гидродинамических и биологических системах.

В решении проблем ресурсосбережения значительное место отводится возобновляемым источникам энергии. Между тем, отношение к перспективам преобразователей солнечной энергии до сих пор остается весьма пессимистическим. Низкая диверсификация новых возобновляемых энергоносителей, в известной мере, обусловлена тем, что все энергетические задачи изучаются в рамках узко специализированных исследований. Длительное время считалось, что задачи возобновляемой энергетики могут быть решены чисто техническими средствами. В по-

следние годы появилось понимание того, что без фундаментальных знаний сдвинуть с мертвой точки решение проблем возобновляемой энергетики невозможно [1]. К настоящему времени удалось сформулировать ряд гипотез, на основе которых строятся принципы, определяющие закономерности развития энергетики и общества [2]. Предпринимаются попытки найти количественное выражение взаимосвязи между используемой энергией и основными параметрами, характеризующими состояние как индивидуальных энергопользователей, так и их ассоциаций. Однако общий итог исследовательской деятельности в этом направлении более чем скромный [2]. В качестве возможного варианта рассмотрения динамики развития возобновляемой энергетики нами предложен подход, основанный на распространении основных положений термодинамики и статистической теории к системе «энергетика–общество» [3].

Закон сохранения энергии для элементарного процесса, в течение которого пользователи получают энергию dQ и потребляют ее в количестве dA , оставляя частично на изменение собственной энергии dU , может быть, записан так [4]:

$$dQ - dA = dU.$$

Общие свойства собственной энергии будем характеризовать двумя переменными: численностью N энергопользователей и временем t или обратной величиной $f = 1/t$. Тогда, считая $U = U(N, f)$, имеем:

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial N} \right)_f dN + \left(\frac{\partial U}{\partial f} \right)_N df.$$

Рассматривая состояния, при которых $dU=0$, отсюда получаем:

$$\left(\frac{\partial N}{\partial f} \right)_U = - \frac{\left(\frac{\partial U}{\partial f} \right)_N}{\left(\frac{\partial U}{\partial N} \right)_f} \quad (1).$$

Производным, входящим в дифференциальное равенство (1) можно придать определенную интерпретацию применительно к рассматриваемым процессам. Коэффициент $\alpha = \left(\frac{\partial N}{\partial f} \right)_U$ определяет временной прирост численности населения, использующего энергию из различных источников. С помощью коэффициента $C = \left(\frac{\partial U}{\partial N} \right)_f$ характеризуется энергоемкость сообщества потребителей энергии, которая показывает, какую часть из той энергии, что генерируется и поступает для утилизации, система пользователей, изменяющаяся по численно-

сти, способна потреблять. И, наконец, $W = -\left(\frac{\partial U}{\partial N}\right)_f$ можно интерпретировать как плотность потока энергии. В самом деле, в этом выражении энергию можно отнести к площади S и ко времени t , тогда $W = -\left(\frac{\partial P}{\partial S}\right)_N \cdot \frac{1}{\rho a}$, где $P = U/t$ — мощность, ρ — плотность вещества среды энергоносителя, a — скорость преобразования энергии в форму, доступную для утилизации. С учетом сделанных пояснений и введенных обозначений формула (1) записывается в таком виде:

$$C = \frac{W}{\alpha \rho a} \quad (2).$$

Каждому направлению процесса энергопотребления, начинающегося с определенных значений параметров состояния, должно соответствовать свое собственное значение энергоемкости. Способность утилизировать энергию различным числом пользователей в зависимости от того, каким путем осуществляется ими процесс поглощения энергии, приводит к отличающимся значениям энергоемкости. Процесс энергопотребления может развиваться при следующих условиях:

$$N = const, \quad f = const, \quad U = const, \quad dQ = 0, \quad C = const.$$

Для политропного процесса по аналогии с термодинамическими соотношениями [5] энергоемкость, сохраняющая постоянное значение при конкретной величине показателя политропы n , может быть представлена в виде следующего соотношения:

$$C = \frac{nC_f - C_E}{n-1} \quad (3).$$

Значения энергоемкости, подсчитанные по формулам (2) и (3), различаются для основных типов энергетических процессов (табл. 1).

Таблица 1. Энергоемкость энергетических процессов

Энергетический процесс	C, тунт/чел	n
Дрова, уголь	0,032	0,98
Газ	1,8	1,00
Гидроэнергия	0,007	0,90
Атомная энергия	0,00017	1,46
Фотовольтаические модули	0,00003	1,40
Биомасса	0,0005	1,90
Ветроэнергия	0,001	3,04

Широко используемые источники энергии в виде ископаемых топлив и гидро-энергопреобразователей характеризуются значениями политропного показателя, предполагающегося на левой ветви кривой $C = f(n)$. Это означает, что с течением времени число пользователей, предпочитающих этот вид энергии должно сокращаться. Среди нетрадиционных способов преобразования энергии ближе всего к прогрессирующему временному росту энергопотребления лежит ветроэнергетический процесс. Наиболее оптимальными с точки зрения энергопотребления по отношению к внешним запасам энергии оказываются биологические источники энергии.

Перспективы массового внедрения фотосинтетических преобразователей солнечной энергии следует связывать с возможностями их использования как источников катализаторных эффектов в пищевых энергетических цепях различных трофических уровней. Выполненный нами учет расходной части частично усваиваемой человеком пищевой энергии, исходя из соотношения между скоростью возрастания энтропии и мощностью входящих и выходящих энергетических потоков, показал, что коэффициент полезного действия при утилизации пищевых калорий может быть увеличен до 5 %. А это означает, что на поддержание годовой человеческой жизнедеятельности на Земле можно рассчитывать на высвобождение 0,5 млрд. т.у.т ископаемого топлива.

Новые возможности для снижения нагрузки на добычу традиционного топлива представляются продуктами тропического фотосинтеза, адаптированными к отечественным климатическим условиям [6]. В основе концепции северного экспорта тропических фотосинтетических энергопреобразователей, нами предлагается подход, отличающийся от традиционного. Он связан с широким использованием биодобавок, способных повысить к.п.д биологического механизма энергетических цепей человека. Опыт, полученный в наших исследованиях [6], применительно к высокоурожайным и биохимически и энергетически емким тропическим культурам, например, таким как дынное дерево карика папайя показал, что вклад дополнительных источников биологической энергии в общую энергетическую систему может быть вполне соизмерим с долей традиционной энергетики.

Катализаторные эффекты присущи не только биологическим преобразователям солнечной энергии. Аналогичные явления имеют место в ветроэнергетических преобразователях энергии. До сих пор ветроэнергетические установки рассматриваются как прямые преобразователи кинетической энергии воздушных потоков без учета перехода от потенциального к вихревому характеру течений. В связи с этим необходимо обратить внимание на одно весьма существенное замечание О. Рейнольдса, которое сделано им при анализе условий формирования турбулентности в вихревых течениях [7]. Оно касается деталей механизма обмена энергии между крупномасштабными (средними) и мелкомасштабными (относительными) гидродинамическими (молярными) движениями, с одной стороны, и тепловыми—с двумя типами молярных, с другой стороны. О. Рейнольдс утверждал, что по отношению к молярным движениям тепловое является относительным. Тепловое движение отличает то, что оно не может отсутствовать и, следовательно, наряду с взаимопревращениями энергий среднего и относительного молярного движения, существует одновременно переход энергии молярного движения, как среднего, так и относительного, в энергию тепловую» [7, с. 201]. Из этого следует, что количество диссипирующей энергии является ограниченным,

поскольку тепловое движение является конечным видом движения, а скорость превращения энергии двух видов молярных движений в тепло определяется фиксированной величиной коэффициента вязкости среды. Конечность значения энергии, отводимой из гидродинамических движений в тепло, должна оказывать существенное влияние на характер обмена энергии между гидродинамическими движениями. По большей части в потоке развиваются такие ситуации, при которых молекулярной вязкости вполне достаточно для того, чтобы рассеивать всю поступающую в гидродинамическую систему внешнюю энергию. Но не исключены и такие обстоятельства, когда канал трансформирования энергии гидродинамических движений в тепло, лимитированный значением молекулярной вязкости, не в состоянии справиться с нарастающим поступлением энергии. Тогда в потоке создаются условия для накопления кинетической энергии гидродинамических движений и усиления их интенсивности.

Изложенные соображения нами были взяты за основу при определении интенсификации процесса перехода солнечной энергии, трансформирующейся после теплового нагрева лучистым излучением, в энергию воздушных течений. Рассматривалась следующая схема вихревого преобразователя солнечной энергии. В некотором ограниченном пространстве заданной протяженности (коллекторе) создаются условия для концентрации инфракрасной составляющей солнечного излучения. Воздушные массы в этой области приобретают температуру, отличную от температуры остальной части окружающей среды. Воздух, перемещаемый под действием горизонтального градиента температур, конвергирует к центру коллектора, а затем концентрируется в вертикальный поток, проходящий через трубу, соединенную с коллектором. Движущемуся потоку при его горизонтальном перемещении придается угловой момент.

Исходную систему гидродинамических уравнений для осесимметричного течения с цилиндрическими координатами (r, z) запишем так:

$$\left. \begin{aligned} u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= -\frac{\partial \pi}{\partial z} + \lambda \vartheta + \frac{v'}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial w}{\partial r} \right), \\ u \frac{\partial v}{\partial r} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{uw}{r} &= v' \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial r} \right), \\ u \frac{\partial \vartheta}{\partial r} + w \frac{\partial \vartheta}{\partial z} + Sw &= \frac{v'}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \vartheta}{\partial r} \right), \\ \frac{v^2}{r} &= \frac{\partial \pi}{\partial z}, \quad \frac{\partial ur}{\partial r} + \frac{\partial wr}{\partial z} = 0 \end{aligned} \right\} (4).$$

Здесь — v , u , w соответственно тангенциальная, радиальная и осевая составляющие скорости, $\vartheta = \frac{T_0 - T_\infty}{T_\infty}$ — отклонение температуры от фоновых значе-

ний; π — давление; $\lambda = g/T_\infty$ — параметр конвекции, $S = -dT/dz$ — параметр неустойчивости, ν' — коэффициент турбулентной вязкости.

Граничные условия:

$$\begin{cases} 0 \leq v < v_\infty \\ \pi_0 \leq \pi \leq \pi_{ам} \end{cases} \text{ при } \begin{cases} 0 < r < \infty \\ 0 \leq z \leq h \end{cases}, \quad \Gamma = \Gamma_\infty \text{ при } \begin{cases} r = R \\ z = 0 \end{cases}$$

$$T = T_0 \text{ при } \begin{cases} 0 \leq r \leq R \\ 0 \leq z \leq h \end{cases}, \quad T = T_\infty \text{ при } \begin{cases} r > R \\ z > h \end{cases} \quad (4^*)$$

$$\frac{d\vartheta}{dz} = \frac{T_0 - T_\infty}{T_\infty H} \text{ при } \begin{cases} 0 \leq r \leq r_m \\ 0 \leq z \leq H \end{cases}, \quad \frac{d\vartheta}{dr} = \frac{T_0 - T_\infty}{T_\infty R} \text{ при } \begin{cases} 0 \leq r \leq R \\ 0 \leq z \leq h \end{cases}$$

Здесь $\pi_0, \pi_{ам}$ — давление, соответственно, внутри и вне коллектора, V_∞ — фоновое значение скорости на входе в коллектор, $\Gamma_\infty = vr|_{r \rightarrow \infty} = v_\infty r_\infty$ — фоновое значение циркуляции скорости, T_0 — температура воздуха в коллекторе, T_∞ — температура воздуха вне коллектора. Предполагаем, что через подстилающую поверхность воздух в систему не поступает, т.е. считаем, что расход воздуха от подстилающей поверхности через произвольное горизонтальное сечение равен нулю. Переходим к переменной $\eta = r^2 \sqrt{-\lambda S} / 4a\nu'$, где a — числовой нормировочный коэффициент, который определяется в процессе решения. Скорость, давление и температуру представляем в виде функций, зависящих от переменной η . Решение ищем в виде следующих зависимостей:

$$v = v(\eta), \quad \pi = \pi(\eta), \quad \vartheta = \frac{S}{a} z F'(\eta),$$

$$u = -\frac{2\nu'}{r} F(\eta), \quad w = \frac{\sqrt{-\lambda S}}{a} z F'(\eta).$$

Численное решение системы, пригодное для описания течения в области значений переменной $\eta < 12$, при $a=1,144$ по схеме Л.Н. Гутмана [8] приводит к следующим значениям скорости потока в трубе вихревого преобразователя солнечной энергии:

$$W = 0,13V \sqrt[5]{\ell_*} \cdot \left[1 + 2,5tg^2\theta_0 + 0,06V^2 \cdot \frac{H^2}{\nu'^2} \sqrt[5]{\ell_*^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5),$$

где $\ell_* = 2\pi - (2\pi - 1) \cdot e^{-x^2}$, $x = tg^2\theta / tg^2\theta_0$, θ_0 — значение угла, который составляет вектор скорости потока с радиальным направлением на входе в трубу коллектора, θ — фоновое значение угла вектора скорости потока на входе в коллектор.

Из формулы (5) следует, что зависимость скорости от коэффициента турбулентной вязкости имеет вид кривой с минимумом. Значение турбулентной вязкости, v'_{kr} , при которой скорость W принимает минимальное значение, после исследования на экстремум формулы (5) получается следующим:

$$v'_{kr} = 0,034119 \cdot \left[\frac{Q(1-\alpha)n}{\rho C_p T} \cdot \frac{gRH^4}{h} \cdot \frac{\tilde{\ell}}{(1+2,5tg^2\theta)^{2,5}} \right]^{1/3} \quad (6).$$

Критическое число Рейнольдса $Re_{kr} = \frac{Wkr \cdot R}{\nu}$, подсчитанное по значению критической скорости W_{kr} и коэффициенту молекулярной вязкости ν , оказывается зависящим от геометрических характеристик установки (радиуса и высоты коллектора, высоты трубы, длины пути воздуха в коллекторе), а также от интенсивности, проникающей в коллектор солнечной радиации и физических свойств воздушной среды (теплоемкости, вязкости и плотности):

$$Re_{kr} = \frac{0,051}{\nu} \cdot \left[\frac{Q(1-\alpha)}{\rho C_p T} \cdot \frac{gR^4H}{h} \cdot \tilde{\ell} \left(1 + \frac{2}{\tilde{\ell}^{0,4}}\right) \sqrt{1+2,5tg^2\theta} \right]^{-1/3} \quad (7).$$

В табл. 2 приведены критические значения коэффициента турбулентной вязкости и чисел Рейнольдса, начиная с которых в вихревых преобразователях солнечной энергии различных размеров наступает усиление скорости.

Таблица 2. Критические числа Рейнольдса и турбулентной вязкости v' нормированной на вязкость воздуха ν для различных преобразователей солнечной энергии при угле входа $\theta = 45^\circ$, мощности солнечной инсоляции $Q=1000$ Вт/м²

N п/п	R, м	H, м	h, м	Q, Вт/м ²	v'_{kr} , м ² /с	W_{kr} , м/с	Re_{kr}	Lg v' / ν
1	0,35	1,2	0,05	1000	0,037	0,14	338	2,4
2	2	1,5	0,04	1000	0,096	0,29	4 000	2,8
3	3	6	0,5	1000	0,3	0,22	4 552	3,3
4	122	196	10	1000	39,7	0,92	774 069	5,4
10	300	150	2	1000	64	1,94	4 013 793	5,6

В крупномасштабных вихревых преобразователях энергии критическое значение турбулентного трения почти на два порядка превосходит турбулентную вязкость малогабаритной электростанции. И, следовательно, внешняя турбулиза-

ция в масштабных системах, приводящая к усилению потока, может быть осуществлена с меньшими энергетическими затратами, чем в малогабаритных установках.

Приведенные результаты указывают на чрезвычайно важную роль при интенсификации солнечной энергии в процессе ее аэродинамического преобразования такого параметра как длина пути перемещения воздуха в коллекторе. Особенно выгодно увеличивать траекторию движения воздуха в коллекторе для малогабаритных установок. Подбором наиболее подходящих вариантов управления длиной пути перемещения воздуха в коллекторе, несмотря на рассеянность солнечного излучения можно получать оптимальную аккумуляцию энергии, не прибегая к увеличению размеров системы.

Таблица 3. Скорость W и мощность P потока аэродинамического преобразователя солнечной энергии

Параметры				
Месяц	Q Вт/м ²	T °C	W, м/с	P, кВт
I	120	28,4	4,0	12,8
II	165	31,6	4,5	18,8
III	276	39,3	5,6	34,9
IV	394	47,6	6,4	53,5
V	510	55,7	7,1	72,9
VI	560	59,2	7,4	81,5
VII	566	59,7	7,4	82,6
VIII	487	54,1	7,0	68,9
IX	397	47,8	6,4	54,0
X	255	37,9	5,4	31,7
XI	139	29,7	4,2	15,3
XII	100	27,0	3,7	10,3

Эффективностью преобразования солнечной энергии в аэродинамических установках можно управлять путем подбора оптимального соотношения между площадью и высотой коллектора, диаметром и высотой трубы, а также выбором районов наиболее благоприятных для парникового эффекта. Рост мощности получаемой в вихревой электростанции может быть получен, при снижении высоты коллектора и увеличении высоты и диаметра трубы. Уменьшение высоты коллектора не требует дополнительных затрат и специальных инженерных решений, которые нужны при увеличении геометрических размеров трубы. Поэтому условие оптимальности работы аэродинамических преобразователей энергии следует в первую очередь определять по предельно реализуемой высоте коллектора, создающей относительно высокую температуру воздуха не в ущерб расходу, про-

ходящего через парник потока. В солнечно-ветровой электростанции, построенной в Испании с параметрами, обозначенными в строке 4 табл. 2, выбран далеко не оптимальный вертикальный размер коллектора. Если высоту коллектора понизить с $h=1,85$ м до $h=1$ м, то скорость потока в трубе возрастет с $W=5,6$ м/с до $W=7,2$ м/с, мощность соответственно увеличится с 36 кВт до 75 кВт, а коэффициент полезного действия изменится с $\mu=1,2$ до $\mu=2,5$. Что касается температурного разогрева воздушного пространства в коллекторе, то его изменение оказывается не столь существенным фактором.

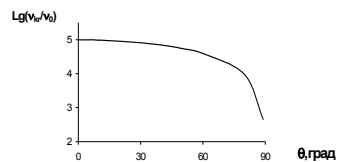


Рис. 1. Зависимость нормированных на молекулярную вязкость воздушной среды критических значений турбулентной вязкости от угла закрутки потока входящего в коллектор лабораторной модели аэротермического преобразователя энергии

Наиболее перспективным фактором при управлении интенсивностью аэродинамического преобразования солнечной энергии является изменение турбулентной вязкости за счет внешних источников. Это, например можно осуществлять путем варьирования угла установки тангенциальных экранов. При этом, однако, изменяется критическое значение турбулентной вязкости. Из представленной на рис. 1 кривой зависимости критической турбулентной вязкости следует, что по мере закрутки потока, ее значение приближается к величине молекулярной вязкости. Это означает, что угловой момент, вносимый в поток, обладает стабилизирующей функцией. При углах закрутки приближающихся к 90° для преодоления турбулентной вязкости, способствующей интенсификации течений не требуется значительных энергетических затрат для создания условий экранировки канала диссипации.

Литература

1. *Катица С.П., Курдюмов С.П., Малинецкий Г.Г.* Синергетика и принцип будущего. М.: Наука, 1997.—285 с.
2. *Макаров А.А.* Мировая энергетика и Евразийское энергетическое пространство. М.: Энергоатомиздат, 1998. —280 с.
3. *Соловьев А.А.* Динамика потребления энергии на основе уравнения состояния.// Энергетика. Изв. высших учеб. заведений и энерг. объединений СНГ, 2000, № 3, с. 76–84.

4. Соловьев А.А. Динамические аналогии в нетрадиционной энергетике. М.: МГУ, 1999. — 56 с.
5. Базаров И.П. Термодинамика. М.: Физматгиз, 1961.
6. Соловьев А.А., Ковешников Л.А., Захарова М.В., Павловский К.П. Папайя — тропический продукт отечественной промышленной биотехнологии. // Труды V Межд. конф. "IT+ME'2001" («Новые информационные технологии в медицине и экологии»), Гурзуф. - 2001, ч. 1, с. 147–148.
7. Рейнольдс О. Динамическая теория движения несжимаемой вязкой жидкости и определение критерия. В кн. Проблемы турбулентности. М-Л.: ОНТИ, 1936, с. 185–227.
8. Гутман Л.Н. Введение в нелинейную теорию мезометеорологических процессов. Л.: Гидрометеиздат. 1969. с. 79–93.
9. Ливерди В.П. Режимные характеристики составляющих теплового баланса прибрежной части Черного моря. // Научные труды ЭОМГИ АН УССР/Деп ВИНТИ АН СССР М. Москва, 1986, № 7483–86. — 36 с.

ФОРМИРОВАНИЕ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ В ТОНКОМ СЛОЕ ВОДЫ У КОНТАКТНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ВОДА–ВОЗДУХ

Сперанская¹⁾ О.А., Анисимова²⁾ Е.П., Петренко²⁾ И.В., Сперанская²⁾ А.А.

¹⁾Институт Океанологии РАН; ²⁾МГУ им. М.В. Ломоносова

Методом лабораторного эксперимента продолжают исследования процесса самоорганизации пограничных слоев, характерных для геофизических объектов. Рассматривается свободно-конвективное движение в тонком поверхностном слое воды как модель для изучения механизма зарождения, развития и взаимодействия гидродинамических неустойчивостей, участвующих в формировании пограничного слоя. Показано, что термокапиллярная конвекция Марангони, реализующаяся в воде в первые секунды от начала охлаждения водной поверхности, интенсифицирует плотностную неустойчивость, чем подготавливает и ускоряет появление термогравитационной конвекции Рэлея различных временных масштабов. Анализируется изменение числа Рэлея в воде за первые 12 минут от начала охлаждения водной поверхности.

Введение

Изучение пограничных слоев, формирующихся на геофизических объектах, является одной из центральных задач при решении современных проблем экологии. Это объясняется тем, что именно через пограничные слои осуществляется обмен любой информацией между оболочками Земли — атмосферой, гидросферой и литосферой. При исследовании пограничных слоев особое внимание следует обращать на сверхтонкие пограничные слои, непосредственно примыкающие к контактными поверхностям. Именно здесь, на микромасштабах формируются макрообменные процессы, реализующиеся в водной и воздушной оболочках Земли.

Работа посвящена дальнейшему исследованию общих принципов, управляющих возникновением и развитием самоорганизующихся систем, каковыми являются пограничные слои /1/.

В качестве конкретного объекта изучения выбран миллиметровый пограничный слой в воде у поверхности контакта вода–воздух в условиях возникновения и развития свободно-конвективного движения — одного из основных механизмов обмена в системе океан–атмосфера.

Аппаратура и методика проведения эксперимента

Опыты проводились в теплоизолированном сосуде со съёмной крышкой, заполненном неаэрированной водой с пятисантиметровой воздушной прослойкой между водной поверхностью и крышкой.

Конвекция в воде формировалась в результате охлаждения водной поверхности при теплообмене с воздухом помещения и испарения.

В центре установки на фиксированных горизонтах в пятимиллиметровом приповерхностном слое была смонтирована гирлянда термисторов МТ-67. Точность измерения температуры воды составила $0,01^{\circ}\text{C}$. Методом тепловидения /AGEMA/ исследовалось поле температуры водной поверхности, а поле конвективных скоростей в воде изучалось с помощью РН-индикатора. Температура основной массы воды в установке $/T_w/$ за время эксперимента не изменялась и определялась по ртутному термометру с ценой деления $0,01^{\circ}\text{C}$.

Эксперимент начинался с момента снятия крышки с установки /2, 3/.

Результаты эксперимента и их анализ

В работах /2, 3/ показано, что с момента контакта воздуха помещения с нагретой водной поверхностью на последней возникает неоднородное поле температуры и реализуется термокапиллярная неустойчивость, приводящая к развитию конвекции Марангони, охватывающей миллиметровый поверхностный слой воды.

При перепадах температуры в системе вода–воздух $/\Delta T_{wa}/$ от 0°C до 12°C , что соответствовало перепаду температуры между основной массой воды и ее поверхностью $/\Delta T_{ws}/$ от $0,1^{\circ}\text{C}$ до $2,2^{\circ}\text{C}$, на водной поверхности в первые секунды от начала ее охлаждения отмечен микроконвективный рисунок в виде неправильных многоугольников с числом сторон $6+/- 1$. Число таких микроячеек быстро увеличивается, образуя плотную ячеистую упаковку. Это позволяет рассматривать миллиметровый поверхностный слой воды при свободной конвекции как специфический фильтрационный слой водоема.

Струйки холодной воды, опускающиеся с водной поверхности в вихревых стоках конвективных микроячеек Марангони, собираются в виде капель, соединенных протоками, образуя слой жидкости более низкой температуры. В подповерхностном слое воды формируется два слоя, характеризующиеся плотностной неустойчивостью — один непосредственно под водной поверхностью и второй — на глубине порядка 1 мм. Когда плотностная неустойчивость слоя на глубине 1 мм достигает критического состояния, отдельные капли отрываются и опускаются вниз, образуя термики. Этот момент, по-видимому, можно рассматривать как начало формирования термогравитационной конвекции Рэлея. Затем отрыв отдель-

ных капель-термиком приобретает массовый характер. Этот этап в развитии свободно-конвективного движения следует трактовать уже как начало становления конвекции Рэлея большего масштаба.

Таким образом, термокапиллярная конвекция Марангони, возникающая в тонком приповерхностном слое воды, остывающей со свободной поверхности, является механизмом, ускоряющим формирование термогравитационной неустойчивости, приводящей к возникновению конвекции Рэлея.

Приведенные факты получены методом РН-индикатора поля конвективных скоростей и визуализации поля температуры водной поверхности с помощью тепловизора /AGEMA/ /2, 3/.

Путем серии опытов по выявлению тонкой структуры вертикального распределения температуры в приповерхностном слое воды термографическим методом /гирлянды терморезисторов МТ-67/ установлено, что в подповерхностном слое воды вертикальный профиль температуры характеризуется наличием инверсии: от поверхности воды до глубины 0,5 мм градиент температуры имеет положительный знак, затем до глубины 0,8–1,0 мм знак градиента меняется, еще глубже знак градиента снова становится положительным /рис. 1/.

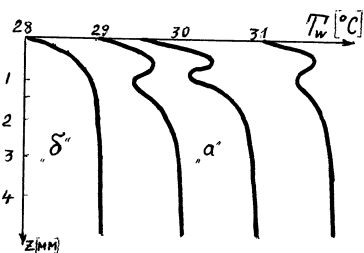


Рис. 1

Необычный вертикальный профиль температуры в приповерхностном слое воды /рис. 1/ удалось зафиксировать, когда наблюдалась только конвекция Марангони, а конвекция Рэлея отсутствовала. Для сравнения на рис. 1 «б» приведен вертикальный профиль температуры, измеренный в той же установке в условиях развитой квазистационарной свободной конвекции Рэлея. В этом случае минимум температуры в подповерхностном слое не наблюдался.

Из сравнительного анализа вертикального профиля температуры в приповерхностном слое воды /рис. 1/ и вертикального масштаба конвекции Марангони /Игорь/ следует, что выхоложенный слой на вертикальном профиле температуры расположен непосредственно под термокапиллярными конвективными ячейками и формируется в результате перекачки охлажденной воды со свободной поверхности на уровень, расположенный под слоем, охваченным конвекцией Марангони.

В исследовании роли гидродинамических неустойчивостей различной этиологии в становлении свободно-конвективного движения особое внимание следует обратить на изучение числа Рэлея, отражающего соотношение сил инерции и вязко-молекулярных сил.

Экспериментальные данные, которыми мы располагаем, позволяют рассчитать число Рэлея для различных этапов становления термогравитационной конвекции в воде, остывающей с поверхности.

Для расчета воспользуемся формулой /4/:

$$Ra = g\alpha/k\nu (\Delta T)_{ws}^4 / (\partial T/\partial Z)_{z \rightarrow 0}^3 \quad (1)$$

Где g — ускорение силы тяжести, α — термический коэффициент расширения воды, ν и k — кинематическая вязкость воды и коэффициент температуропроводности при температуре водной поверхности. За масштаб температуры принята величина ΔT_{ws} — перепад температуры между поверхностью / T_s / и основной массы воды в установке / T_w /. За масштаб длины взята приведенная толщина холодной пленки h :

$$h = \Delta T_{ws} / \partial T / \partial Z \Big|_{z \rightarrow 0} \quad (2)$$

Градиент температуры $\partial T / \partial Z \Big|_{z \rightarrow 0}$ и температура водной поверхности определялись по синхронным записям температуры воды на горизонтах 0,00 и 0,05мм под водной поверхностью.

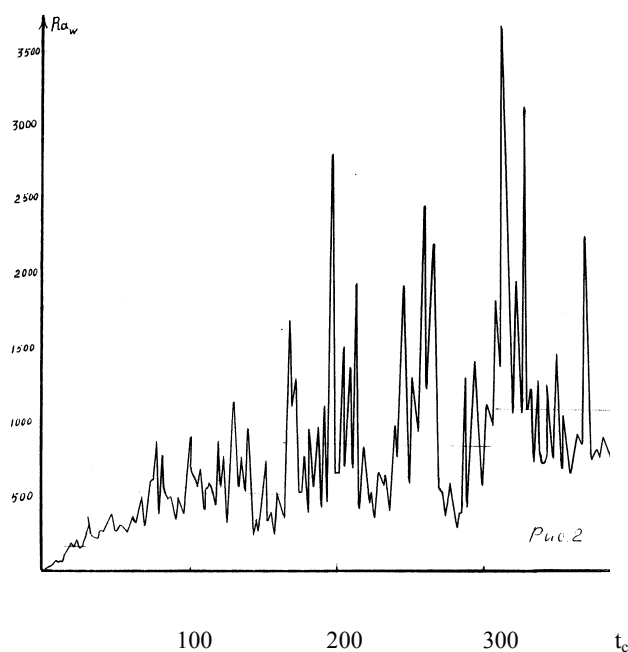


Рис. 2

Температура основной массы воды, необходимая для вычисления масштаба температуры ΔT_{ws} , фиксировалась, как уже отмечалось, с помощью ртутного термометра с ценой деления 0,01°C. За время одного эксперимента эта температура оставалась неизменной.

Расчет по формуле /1/ показал, что на начальном этапе остывания водной поверхности число Рэля в воде имеет порядок единиц и растет со временем. Выявлен колебательный характер изменения числа Рэля во времени, что согласуется с квазипериодической структурой свободно-конвективного движения в целом /1, 5/.

Замечено, что со временем число Рэля увеличивается не монотонно, а скачкообразно, непрерывно пульсируя при этом около некоторых растущих во времени значений. Назовем эти значения «ступеньками роста» числа Рэля /рис. 2/. На рис. 2 «ступеньки роста» числа Рэля отмечены отрезками прямых, параллельных оси времени. Число Рэля осреднялось за времена, характерные для каждой из выявленных «ступенек роста».

На рис. 3 представлены результаты расчета \bar{Ra} за 12 первых минут развития свободной конвекции.

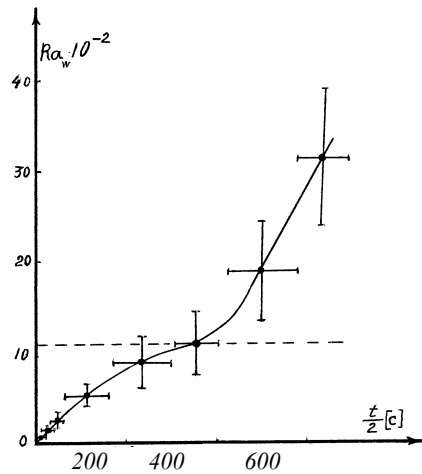


Рис. 3

Как видно из рисунка, длительность во времени отдельных «ступенек» сначала увеличивается, а затем выходит практически на постоянное значение. Размах же колебаний числа Рэля около каждой из последующих «ступенек роста» растет на протяжении всего времени наблюдений.

Характер роста числа Рэля со временем меняется в точке критического для данного эксперимента значения / $\bar{Ra} = 1100$ /, заметно ускоряясь при $\bar{Ra} \geq 1100$ (рис. 3).

Таким образом, выполненные эксперименты показали, что процесс формирования свободно-конвективного движения в воде, охлаждающейся с поверхно-

сти, проходит несколько этапов, на протяжении которых пространственно-временной масштаб плотностной неустойчивости в приповерхностном слое воды растет.

С начала охлаждения в поверхностном слое воды развивается термокапиллярная конвекция Марангони, подготавливающая и ускоряющая появление термогравитационной конвекции Рэлея первого пространственно-временного масштаба. Затем развивается термогравитационная конвекция большего масштаба, причем число Рэлея растет как бы скачками, а, следовательно, скачками увеличивается и масштаб плотностной неустойчивости. Когда число Рэлея достигает критического для данных условий значения $/Ra = 1100/$, характер роста числа Ra меняется.

Литература

1. *Сперанская А.А.* Пограничные слои в геофизической гидродинамике. Автореферат дисс. Москва, 1982.
2. *Петренко И.В.* Исследование механизма становления свободной конвекции в охлаждающейся с поверхности жидкости. Автореферат дисс. Москва, 1990.
3. *Анисимова Е.П., Дикарев С.Н., Петренко И.В., Сперанская А.А., Сперанская О.А.* К вопросу о механизмах возникновения и развития свободно-конвективного движения в воде, охлаждающейся с поверхности. Океанология (в печати).
4. *Гинзбург А.И., Зацепин А.Г., Федоров К.Н.* Тонкая структура термического пограничного слоя в воде у поверхности раздела вода-воздух. Изв. АН СССР, ФАО, 1977, т. 13, № 12.
5. *Анисимова Е.П.* Конвективный тепло- и влагообмен в системе вода-воздух. Автореферат дисс., Москва, 1990.

ИСТОЧНИКИ ТЕПЛОТЫ, ПИТАЮЩИЕ ПРОЦЕССЫ ФЕНОМЕНА ЭЛЬ-НИНЬО

Хунджуа Г.Г., Нелепо А.Б.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Феномен Эль-Ниньо заключается в резком повышении температуры (на 5–9° К) поверхностного слоя воды на востоке тропической зоны Тихого океана на площади порядка 10^7 км². Этот эффект быстрого нагрева предполагает наличие мощных и долгодействующих источников теплоты.

Однако согласно общепринятой модели радиационного и теплового баланса системы океан-атмосфера, приходные и расходные части баланса энергии в годовом цикле компенсируют друг друга. Следовательно, накопления энергии в

годовом цикле тепломассообмена (ТМО) в системе нет. В частности этим обеспечивается стационарность климата Земли.

В связи с указанным встает вопрос: за счет какой энергии повышается температура поверхностного слоя океана в зоне действия Эль-Ниньо?

Как показывают зональные исследования, интенсивность составляющих ТМО проявляет тенденцию сильной функциональной зависимости потоков энергии от локальных режимов обмена: ветра, температуры поверхности океана (ТПО), наличия взвесей в воде, загрязнения океана поверхностно-активными веществами (ПАВ) и др.

По сценарию, построенному в последние годы, началу феномена Эль-Ниньо предшествует фаза накопления теплоты в западной части тропического пояса Тихого океана. По этой схеме поверхностные воды океана транспортируются и удерживаются восточными ветрами-пассатами в западной зоне в районе Индонезии. При своем движении на запад поверхностные слои воды нагреваются проникающей в океан солнечной радиацией (в основном ИК составляющей солнечного спектра). К моменту достижения западной части Тихого океана температура поверхностного слоя воды достигает 29–30° С на западе и 22–24° С на востоке. Небольшое похолодание на востоке-результат апвеллинга (подъема глубинных холодных вод).

В результате ветрового нагона вод уровень океана у берегов Индонезии поднимается на два фута по сравнению с уровнем у берегов Южной Америки. Это приводит к натеканию и погружению поверхностного теплого слоя и образованию так называемого теплого тропического бассейна (ТТБ), глубиной 100–200 метров и температурой воды 29–30° С. Работа на подтопление поверхностного теплого слоя и перенос через океан совершается за счет механической энергии пассатов. Формирование такого огромного резервуара теплоты — главное необходимое условие перехода обычного режима ТМО к режиму феномена Эль-Ниньо.

Примечательно, что одновременно в атмосфере над ТТБ образуется большая область теплоты и влаги с обильными осадками и западными ураганскими ветрами.

Все вышеуказанные факторы — градиенты температуры поверхностных вод между западной и восточной частями Тихого океана и пассатные ветры совместно создают состояние метастабильного равновесия в системе океан-атмосфера (когда все силы уравновешены и ТТБ неподвижен).

По неизвестным пока причинам с интервалом от 3 до 7 лет пассаты ослабевают. Это ведет к нарушению баланса и теплые воды ТТБ устремляются на восток, создавая одно из самых сильных теплых течений в Мировом океане. Это и есть наступление фазы Эль-Ниньо. ТТБ обычно через год после Эль-Ниньо вступает в противоположную фаз, так называемую Ла-Нинья, когда восточная часть Тихого океана охлаждается [1], [2], [3].

Тем не менее, в приведенной выше модели, к сожалению, не были рассмотрены процессы накопления тепла в ТТБ. Таким образом, вопрос об источниках теплоты остается открытым.

По нашим представлениям накопление теплоты в ТТБ происходит в результате изменения составляющих теплообмена в зоне накопления энергии, в частности эффективного излучения — $F_{эфф}$ и контактной теплопередачи — q_k . На рис. 1 представлена схема изменения ТМО в зоне накопления энергии.

Эффективное излучение представляет алгебраическую сумму теплового ИК излучения поверхности океана U_n и ИК противоизлучения атмосферы — G_o , то есть $F_{эфф} = U_n - \varepsilon G_o$, где ε — степень черноты океана.

Примечательно, что спектр противоизлучения совпадает со спектром излучения поверхности океана U_n за исключением так называемого атмосферного «окна прозрачности», где атмосфера в диапазоне длин волн 8–13 мкм не поглощает и не излучает ИК радиацию.

На рис. 2(а) приведены кривые спектрального распределения ИК излучения океана при 300К (пунктирная кривая) и спектр противоизлучения атмосферы (сплошная кривая), где в интервале 8–13 мкм видно «окно прозрачности». На рис. 2(б) приведен спектр $F_{эфф}$ излучения поверхности океана для безоблачной атмосферы. Г. Больцом [4] было показано, что при облачности (капельная жидкость) атмосферное «окно прозрачности» перестает пропускать длинноволновое излучение. На рис. 2(б) точками показана степень (уровень) закрытия «окна прозрачности» для разной облачности и уменьшения $F_{эфф}$.

Как было указано выше, над ТТБ в атмосфере формируется теплая и влажная область с развитой облачностью. Наличие облаков приводит к изменению радиационного обмена между океаном и атмосферой. Закрывается «окно прозрачности» атмосферы и поверхность океана начинает нагреваться.

Согласно среднегодовой радиационной модели атмосферы (СРМА) океан на поддержание эффективного излучения затрачивает 28 % энергии, поступающей в систему океан–атмосфера. Плотность потока поступающей энергии равна примерно 240 Вт/м². При этом 19 % расходуется на нагрев атмосферы (в ИК области), а оставшиеся 9 % уходят в Космос [5].

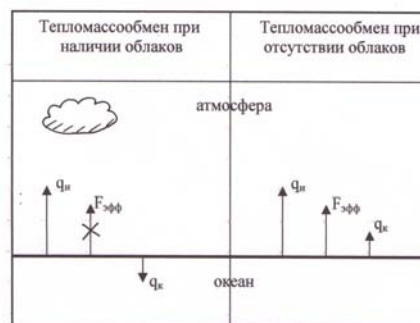


Рис. 1. Схема изменения теплообмена в зоне накопления энергии

Таким образом, при фазе ТТБ ИК канал обмена теплом закрыт (или сильно уменьшен). Указанный фактор перераспределения составляющих ТМО в состоянии обеспечить процесс накопления и формирования ТТБ мощным источником энергии (мощность потока $F_{эфф}$ составляет величину $\sim 240 \text{ Вт/м}^2 \cdot 28 \% = 67 \text{ Вт/м}^2$).

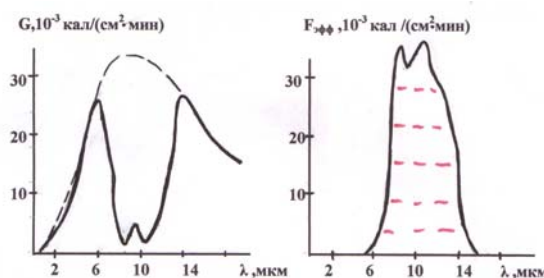


Рис. 2. А) кривые спектрального распределения ИК излучения океана при 300К (пунктирная кривая) и спектр противозлучения атмосферы (сплошная кривая); б) спектр излучения поверхности океана при безоблачной атмосфере (сплошная кривая) и при различной облачности (пунктирная кривая)

Другим источником теплоты, питающий накопление ТТБ, является контактный теплообмен с атмосферой. Еще в 80-ые годы в работах группы по изучению взаимодействия океана и атмосферы физфака МГУ было показано, что в результате формирования слоя инверсии на начальном участке приводного слоя атмосферы (ПСА) контактный поток направлен от атмосферы в океан. Среднегодовые значения этого потока составляют 6 % [6].

Таким образом, в результате изменения режима ТМО в области фазы накопления ТТБ происходит перестройка составляющих потоков: уменьшение потерь океана на ИК излучение и изменение направления контактного потока тепла.

Из наблюдений известно, что температура воды в ТТБ на $5-9^\circ \text{C}$ выше температуры соседних слоев водных масс. К моменту заполнения ТТБ объем его составляет $V = a \cdot b \cdot z$, где a — расстояние между западной долготой 180° и берегом Индонезии, равное $4.4 \cdot 10^3 \text{ км}$, b — ширина потока, которую принято считать равной 10^3 км , z — глубина, равная по инструментальным измерениям 150 метрам. Таким образом, объем ТТБ к моменту заполнения составит

$$V_6 = 4.4 \cdot 10^6 \text{ м} \cdot 10^6 \text{ м} \cdot 1.5 \cdot 10^2 \text{ м} = 6.6 \cdot 10^{14} \text{ м}^3.$$

Следовательно, масса ТТБ будет равна

$$M = \rho V_6 = 6.6 \cdot 10^{17} \text{ кг},$$

где ρ — плотность воды.

Проведем расчет времени заполнения ТТБ. Время заполнения ТТБ выражается в виде

$$t_3 = V_6 / v_{oc}$$

где V_6 — объем бассейна, v_{oc} — объемная скорость, равная $v_{oc} = v_c \cdot b \cdot h$. Здесь v_c — скорость частицы жидкости, b — ширина потока, h — глубина канала.

В работе [7] по данным натуральных наблюдений было показано, что среднесуточная глубина дневного слоя моря равна 3 метрам (рис. 3).

Так как скорость жидкости в пассатном потоке можно положить равной 1 м/с, то объемная скорость составит величину, равную

$$v_{oc} = 1 \text{ м/с} \cdot 10^6 \text{ м} \cdot 3 \text{ м} = 3 \cdot 10^6 \text{ м}^3/\text{с}$$

а время заполнения будет

$$t_3 = V_6 / v_{oc} = 6.6 \cdot 10^{14} \text{ м}^3 / (1 \text{ м/с} \cdot 10^6 \text{ м} \cdot 3 \text{ м}) = 2.2 \cdot 10^8 \text{ с} = 7.3 \text{ года.}$$

При усилении ветра увеличится среднесуточная глубина дневного слоя, что приведет к увеличению объемной скорости. Так при скорости частицы воды $v = 1.5$ м/с и глубины $z = 4$ м объемная скорость будет

$$v_{oc} = 1.5 \text{ м/с} \cdot 10^6 \text{ м} \cdot 4 \text{ м} = 6 \cdot 10^6 \text{ м}^3/\text{с}$$

и время заполнения составит

$$t_3 = V_6 / v_{oc} = 6.6 \cdot 10^{14} \text{ м}^3 / 6 \cdot 10^6 \text{ м}^3/\text{с} = 1.1 \cdot 10^8 \text{ с} = 3.3 \text{ года.}$$

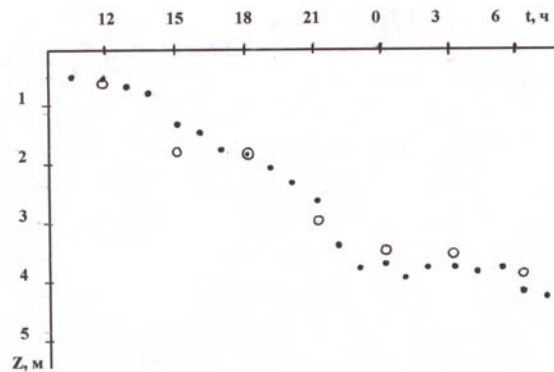


Рис. 3. Сравнение хода нижней границы однородного слоя (точки) с положением границы нулевой устойчивости (кружки)

Из изложенного видно, что оценки времени заполнения ТТБ, полученные расчетным путем совпадают со среднестатистическими данными натуральных наблюдений.

Знание процессов формирования ТТБ и определение массы теплой воды дает возможность оценить энергию, аккумулированную в сформировавшейся термодинамической структуре ТТБ. Она равна для режима нагрева поверхности воды на 5°C:

$$\Delta Q = cm\Delta\theta = 4.2 \cdot 10^3 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{°C)} \cdot 6.6 \cdot 10^{17} \text{ кг} \cdot 5^\circ \text{C} = 1.4 \cdot 10^{22} \text{ Дж.}$$

Указанная энергия будет выброшена в атмосферу за время действия Эль-Ниньо в течение одного года.

Как было показано [8], основная энергия в условиях феномена Эль-Ниньо сосредоточена в потоке на испарение $q_{\Sigma} \approx q_{\text{и}}$ (так как $q_{\text{и}} > F_{\text{эфф}} > |q_{\text{к}}|$). Тем не менее для получения нижней оценки потока влаги рассмотрим распределение составляющих ТМО, принятое в СГРМ, где поток на испарение $q_{\text{и}}$ составляет 40 %, на эффективное излучение $F_{\text{эфф}}$ — 28 %, и на контактный обмен $q_{\text{к}}$ — 6% от поступающей в систему плотности потока, равному 240Вт/м².

Тогда энергия, поступающая в атмосферу на испарение $\Delta Q_{\text{исп}}$ составит

$$\Delta Q_{\text{исп}} = 1.4 \cdot 10^{22} \text{ Дж} \cdot 40\% = 5.6 \cdot 10^{21} \text{ Дж.}$$

Следовательно, количество водяного пара, поступающего в атмосферу при полном расходе теплоты $\Delta Q_{\text{исп}}$ будет равно

$$m_{\text{эн}} = \Delta Q_{\text{исп}} / L = 5.6 \cdot 10^{21} \text{ Дж} / 2.5 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг} = 2.2 \cdot 10^{15} \text{ кг.}$$

Выводы

1. Накопление теплоты в ТТБ происходит в результате изменения эффективного излучения из-за закрытия окна прозрачности капельной жидкостью и изменения знака контактного потока.

2. Накопление теплоты в ТТБ во всех случаях происходит до достижения своего максимума, равного $\sim 10^{22}$ Дж, после чего система переходит от накопления к выбросу энергии в атмосферу и началу фазы Эль-Ниньо.

3. ТТБ представляет собой огромный бассейн-термостат, где на боковых и нижней жидкой границах перенос теплоты близок к молекулярным значениям (малые горизонтальные градиенты и устойчивая вертикальная стратификация), а на границе с атмосферой в поверхностном слое потери на эффективное излучение малы из-за закрытия атмосферного “окна прозрачности”.

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 98–05–64113.

Литература

1. Webster P.J., Palmer T., Nature, v. 390, N 6660, p. 562 (1997)
2. Джоунс Ф.Д., Уигли Т. В мире науки 10 сб. 2–70 (1990)
3. Тимофеев Н.А., Юровский А.В. Иссл. Земли из космоса, № 5 с. 31–40 (1999)
4. Bolz H.H. Zeitehr. fur Meteorologie 1949
5. Иванов А.А. Введение в океанографию (М.: Мир, 1978) с. 252–256

6. Хунджуга Г.Г., Андреев Е.Г., Аксенов В.Н., Романченко А.Н., Караваева Е.В., Нелено А.Б. Изв. АН. ФАО 33 с. 298–303 (1997)

7. Восканян и др. Экспериментальные исследования температурного режима и турбулентного теплообмена в поверхностном слое моря. Океанология, т. 10 № 4 с. 588 (1970)

8. Хунджуга Г.Г., Нелено А.Б. Препринт физ.фак. МГУ, № 4 -2000

ГИДРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БАРЬЕРНОЙ ЗОНЫ РЕКА ПРЕГОЛЯ–БАЛТИЙСКОЕ МОРЕ

Чубаренко И.П.

Атлантическое отделение институт океанологии РАН

Введение

Барьерные зоны, расположенные между морями и впадающими в них реками, являются предметом особого интереса исследователей, как из-за сложности и комплексности протекающих здесь процессов, так и в связи с проблемами антропогенной нагрузки на прилежащие морские акватории, вопросами динамики вод в районах судоходства, портового строительства, рыболовства и рекреации.



Рис. 1. Вислинская лагуна связана с Балтийским морем единственным нешироким (400 м) проливом, расположенным в районе порта Балтийск. От Балтийского пролива до Калининграда (50 км) тянется узкий, защищённый островами дамбы судоходный Калининградский морской канал

Барьерная зона между водами Балтийского моря и Вислинской лагуны (рис. 1) относится к категории климатических, т.к. связана с постоянно действующими климатическими факторами. Она включает в себя стоковые, эстуарийные и интрузионные фронты, образующиеся при различных внешних условиях между водами лагуны, реки Преголи и Балтийского моря. Целью данной работы является оценка по имеющимся натурным данным структуры барьерной зоны и основных характеристик входящих в неё фронтальных зон.

Неширокий (400 м) Балтийский пролив является для распреснённых вод лагуны единственным выходом в море, события втока-вытока вод через него чередуются в синоптическом масштабе времени (1–5 суток), поэтому миграции положения интрузионных и стоковых фронтальных разделов ограничены большую часть года областью в несколько километров. Только во время интенсивных осенних и зимних ветров, значительно увеличивающих водообмен с Балтийским морем, солёные морские воды проникают в акваторию лагуны значительно дальше, особенно вдоль глубокого судходного Калининградского морского канала (длина 50 км), образуя типичный для глубоководных эстуариев "солёностный клин".

Средние климатические градиенты температуры и солёности между водами Балтийского моря и реки Преголи

По данным измерений ВНИИГМИ за 1978–93 годы (1/6 часов) были вычислены как среднегодовые градиенты температуры и солёности, так и их значения для трёх характерных периодов в течение года: январь–февраль, апрель–июнь и ноябрь–декабрь (рис. 2а). Выделение этих периодов обусловлено различиями в характере водообмена лагуна–море. В январе–феврале сток реки минимален, воды лагуны хорошо перемешаны и имеют максимальную солёность; периоды ледостава часто приходится именно на это время. В апреле–июне идёт активное наступление речных вод и значительный солнечный прогрев, что приводит к значительному обострению всех градиентов; при этом и солёность, и температура вносят в градиент плотности вклады одного знака. Максимально резкие различия между водами реки и моря наблюдаются во второй половине мая–первой половине июня (рис. 2б). В ноябре–декабре, в связи с осенними штормами, значительно увеличивается интенсивность водообмена с морем, солёностный клин эстуарного фронта быстро продвигается вверх по течению реки.

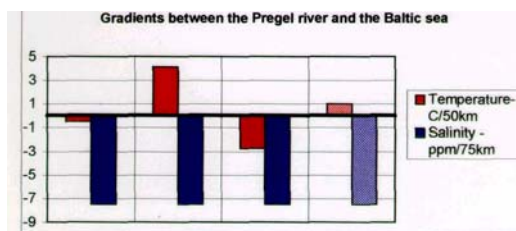
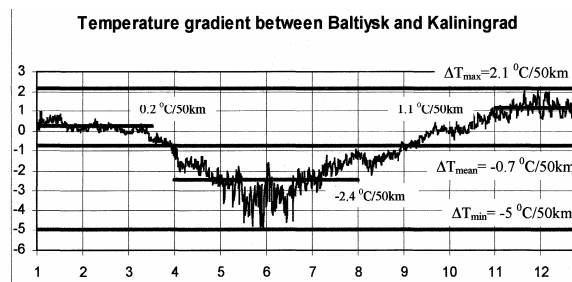


Рис. 2 а). Среднеклиматические градиенты температуры и солёности между водами Балтийского моря и реки Преголи (посты Балтийск, Пионерск, Калининград, 1973–1980)



б). Внутригодовая изменчивость среднеклиматического градиента температуры между Балтийском и Калининградом

При расчетах климатического градиента температуры анализировались данные с постов Калининград и Пионерский, а градиент солёности между рекой (пост Гвардейск, пресная вода) и морем считался неизменным в течение года.

Таким образом, как видно из таблицы рис. 2а, среднеклиматическим градиентом солёности следует считать величину в 7.2 промилле на 75 км, т.е. порядка **0.1 ppt/км**, а по температуре воды — всего 1 градус на 50 км, т.е. **0.02°/км**. Если следовать общим океанологическим меркам [3], в данном случае следует считать *фронтальной зоной* участки с градиентами *больше 0.2 °/км и 1 ppt/км* и *фронтом* область с градиентами **2°/км и 10 ppt/км**. При этом, например, по данным подповерхностных (30 см) буксировок термохалозонда 13.07.98 в Балтийском проливе, при ширине фронта около 70 метров максимальные градиенты составляют 1.1 градуса и 2.2 промилле на 10 м, т.е. 1100 град/км и 2200 ppt/км! Видимо, такие значения градиентов следует считать близкими к максимальными для данного района.

Фронтальные зоны различного происхождения

Сложная топография и батиметрия акватории, противоборство нескольких равнозначимых режимобразующих факторов [1, 2, 5, 6] приводят к тому, что рассматриваемая барьерная зона содержит элементы нескольких фронтальных зон различного происхождения:

- при истечении вод залива в море образуется типичный стоковый раздел с характерной линзой распреснённых вод, растекающихся поверх солёных морских;
- при затоке балтийских вод на акваторию лагуны наблюдается фронт интрузии тяжёлых морских вод в более лёгкие лагунные;
- при распространении морских вод вдоль судоходного глубоководного Калининградского морского канала, являющегося естественным продолжением реки Преголи, наблюдается солёностный клин, характерный для эстуарийных фронтальных зон.

Рассмотрим характеристики выделенных фронтальных зон по натурным данным, полученным АО ИОРАН в ходе экспедиционных работ в Вислинской лагуне в 1997–2000 годах [1, 2, 4, 5, 6].

Стоковый фронт

Его протяжённость по поверхности обычно не превышает 10 км, он регистрировался в полях плотности, солёности, температуры, Её до глубины 10 м.

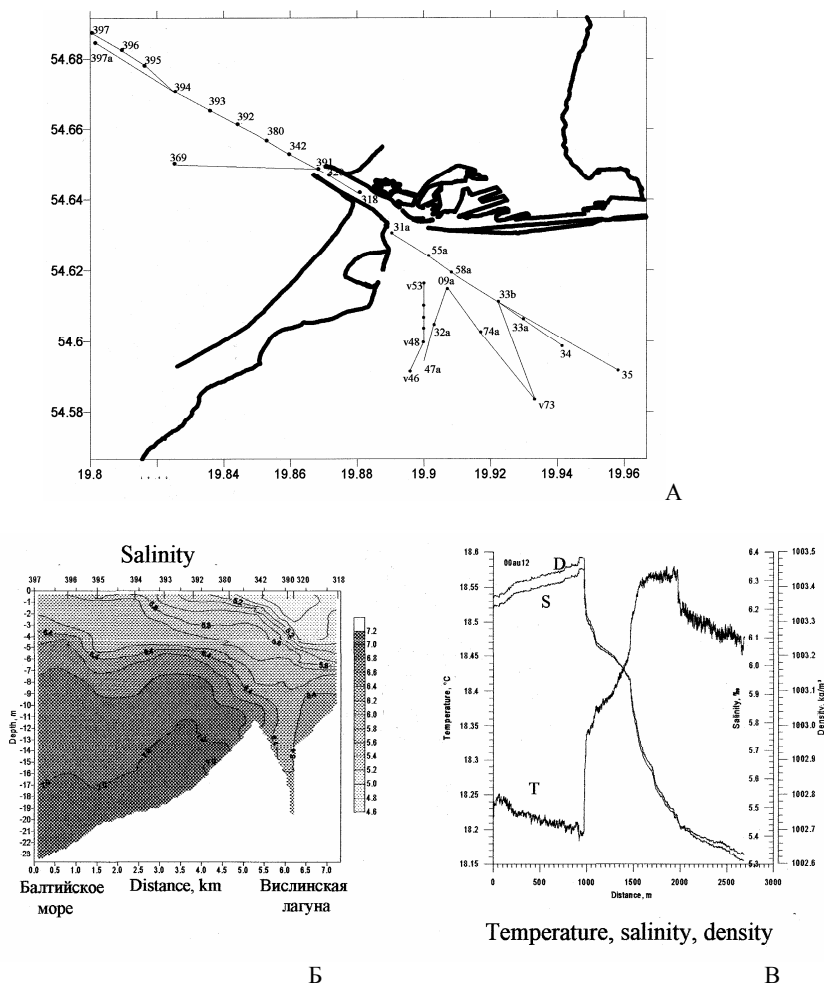


Рис. 3. А) Сеть гидрологических станций в районе Балтийского пролива, результаты измерений на которых приведены на рис. 3 и 4. Б) Разрез в поле солёности вдоль оси линзы распределённых вод Вислинской лагуны в прибрежной зоне Балтийского моря (СТВ-зонд *SeaCat*; 12.08.00; 11 вертикальных зондирований). В) Результаты буксировки на глубине 8 м вдоль оси линзы

На рис. 3 приведены для примера разрезы от Балтийского пролива (справа) в сторону моря через линзу распределённых вод в полях солёности, температуры и плотности воды, полученные в ходе экспедиционных работ в августе 2000 года. Как видно из табл. 1 горизонтальные градиенты температуры ($20^\circ/\text{км}$) и солёности (25 ррт/кт) значительно (в 100 и 250 раз соответственно) превышают необходимые для выделения фронта величины. Наблюдаемые вертикальные градиенты обычно порядка $2\text{--}3^\circ/\text{м}$ и $1.5\text{--}2 \text{ ррт/т}$. Рис. 3.

Фронт интрузии

Образуется при интенсивном вторжении солёных морских вод в акваторию лагуны. Наиболее ярко проявляется в мае–августе, когда наиболее всего обострены градиенты в поле плотности. В связи с особенностями батиметрии района и устойчивой денивеляцией водной поверхности лагуны, интрузионные потоки распространяются, как правило, с некоторым поворотом вправо (к югу), часто образуя типичные контурные течения вдоль побережья Вислинской косы. Протяжённость фронтальной зоны не более 3 км, поскольку далее при проникновении интрузии в приглубые части акватории фронтальный раздел быстро разрушается. Прослеживается фронт, как правило, по всей глубине на охваченной акватории (до 2–2.5 м), и по всем измерявшимся параметрам (Т, S, плотность, кислород, Eh, pH). На рис. 4 приведены данные четырёх буксировок на глубине 30 см, проведённые с пересечением фронтального раздела по солёности. Максимальные значения горизонтальных градиентов достигли в данном случае $65^\circ/\text{км}$ и 240 ррт/кт.

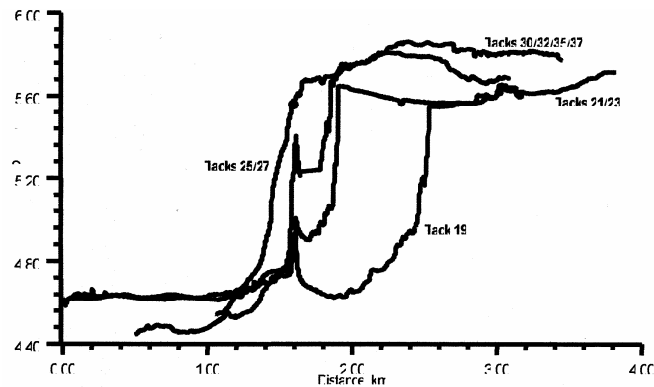


Рис. 4. Результаты четырёх буксировок с пересечением фронта интрузии морских вод в Вислинскую лагуну (СТВ-зонд *SeaCat*; 13.08.00)

Эстуарийный фронт

Образуется на акватории 50-километрового Калининградского морского канала, имеющего глубину около 10 м, который является естественным про-

должением реки Преголи в сторону Балтийского пролива и Балтийского моря, а также (в осенне-зимний период) и в приустьевом участке реки Преголи. Имеет типичную структуру солёностного клина (рис. 5). Характеристики фронта, рассчитанные по результатам двух серий измерений вдоль канала, приведены в табл. 2. Протяжённость фронтальной зоны колеблется от 2–3 км (вблизи Балтийского пролива) до 10–14 км; неоднократно зафиксированы только фронтальные разделы в поле солёности, не сопровождающиеся значительными градиентами температуры и других параметров. Как следует из таблицы, значения градиентов температуры и солёности едва достигают значений, начиная с которых их можно классифицировать как фронтальные. Однако при этом и поле солёности, и динамика вод не оставляют сомнения в том, что мы имеем дело с типичным солёностным фронтом.

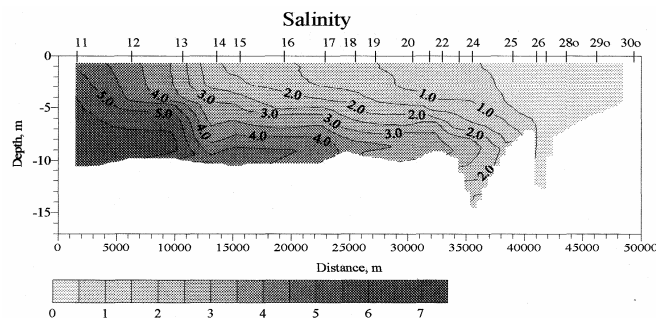


Рис. 5. Разрез в поле солёности вдоль Калининградского морского канала. (STD-зонд SeaCat; 6.07.99; 19 вертикальных зондирований)

Заключение

1. На базе анализа натуральных данных выявлена структура и особенности динамики барьерной зоны между водами Балтийского моря и реки Преголи, а также получены числовые характеристики образующих её фронтальных зон.

2. На основе данных ВНИИГМИ-МЦД (1978–93 г.г., 1/6 часов) по температуре и солёности на постах Балтийск, Калининград, Пионерский получены среднеклиматические градиенты для данной акватории.

3. Рассматриваемая барьерная зона включает в себя фронтальные разделы стокового, интрузионного и эстуарийного характера.

4. По данным экспедиционных работ АО ИОРАН в Вислинской лагуне вычислены характеристики входящих в барьерную зону стокового, интрузионного и эстуарийного фронтов.

Благодарности

Автор благодарит своих коллег за совместную работу на различных этапах исследований: Б.В. Чубаренко за совместное участие в экспедициях, В.А. Гриценко за

возрождение интереса к вопросам динамики термохалинных фронтов, Е. Пузыренко за неутомимый поиск вариантов представления результатов, А.В. Мезину за разработку программ вычисления градиентов по данным буксировок и разрезов, всему коллективу лаборатории прибрежных систем Атлантического отделения за проведение первичной обработки данных и подготовку иллюстраций.

Литература

1. Исследование процесса водообмена и особенностей структуры полей гидрофизических и гидрометеорологических параметров в районе Балтийского пролива: Отчет об экспедиционных работах 07–15 июля 1997 г. по теме "Вислинская лагуна" в рамках проекта "Балтика" // Атлантическое отделение Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН; руководитель — *Чубаренко Б.В.* -Калининград, 1997. 60 с.

2. Натурные измерения и анализ полей течений в Калининградском заливе. Т. 2: Отчет о НИР по российско-польско-датскому проекту "Вислинская лагуна" // АО ИОРАН; Руководители — *Пака В.Т., Чубаренко Б.В.* -Калининград, 1996. 89 с.: ил.

3. *Фёдоров К.Н.* Физическая природа и структура океанических фронтов. Л., Гидрометеиздат, 1983. 296 стр.

4. *Чубаренко И.П., Чубаренко Б.В., Гриценко В.А.* Об особенностях динамики затока морских вод в Вислинскую лагуну // Физическая экология: физические проблемы экологии.-N 5.-Москва: МГУ, 1999.- С. 105-112.

5. *Chubarenko I.P., Chubarenko B.V.* The field study of the frontal area between the coastal zone and the Vistula lagoon (South-Eastern Baltic). Proceedengs of Oceanic fronts and related phenomena: Konstantin Fedorov Memorial Symposium, 18–22 May. 1998, Pushkin, Russia.

6. *Chubarenko B.V., Chubarenko I.P., Kuleshov A.F.* The results of 1994–1997 field investigations of hydrological structure and transparency of water in the Russian part of the Vistula lagoon, Proc. of Symposium of freshwater fish and the herring population in the Baltic coastal lagoons. May 5–6, 1998, Gdynia, Poland (in English).

СОДЕРЖАНИЕ**ВВЕДЕНИЕ**

ТРЕТЬЯ ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ “ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИИ (ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ФИЗИКА)”.....	3
РЕШЕНИЕ ТРЕТЬЕЙ ВСЕРОССИЙСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ «ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИИ (ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ФИЗИКА)».....	6

СЕКЦИЯ 1

**ЭКОЛОГИЯ ОКОЛОЗЕМНОГО
КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА И АТМОСФЕРЫ**

РОЛЬ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭКОЛОГИИ ОКОЛОЗЕМНОГО КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА И АТМОСФЕРЫ.....	8
<i>Асоскова Е.О., Горчаков Е.В., Минеев Ю.В., Панасюк М.И., Терновская М.А.</i>	
НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ЭКОЛОГИЧЕСКОЙ ОБСТАНОВКИ НА БОРТУ ОРБИТАЛЬНЫХ КОМПЛЕКСОВ.....	15
<i>Борисов В.В.¹, Грачев Е.А.², Григорян О.Р.², Дешева Е.А.³, Климов С.И.⁴, Новикова Н.Д.³, Цетлин В.В.³, Чурило И.В.⁵</i>	
СВЯЗЬ ПОТОКОВ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ИОНОСФЕРЕ С ГРОЗАМИ.....	23
<i>Грачев Е.А., Григорян О.Р.</i>	
ИЗУЧЕНИЕ ПРЕДВЕСТНИКОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ В ПОТОКАХ ЭНЕРГИЧНЫХ ЧАСТИЦ В ОКОЛОЗЕМНОМ КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ.....	32
<i>Григорян О.Р., Кузнецов С.Н., Панасюк М.И., Сосновец Э.Н.</i>	

МОДИФИКАЦИЯ МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ОКРЕСТНОСТИ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ.....	41
<i>Марьин¹ Б.В., Новиков¹ Л.С., Тельцов¹ М.В., Савельев² М.А., Фейгин² В.М., Ходненко³ В.П.</i>	

ДОЛГОСРОЧНОЕ ПРОГНОЗИРОВАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ОСОБЕННОСТИ ТЕКУЩЕГО 11-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА.....	48
<i>Храмова М.Н.¹, Красоткин С.А.², Кононович Э.В.³</i>	

СЕКЦИЯ 2

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИИ ГИДРОСФЕРЫ

О КОЛЕБАНИЯХ ДИАМЕТРА ЯДРА ИНТЕНСИВНЫХ КОНВЕКТИВНЫХ ВИХРЕЙ.....	56
<i>Анисимова Е.П., Сперанская А.А.</i>	

ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ТЕЧЕНИЙ ЗАМКНУТЫХ МОРЕЙ И КРУПНЫХ ОЗЕР.....	60
<i>Бондаренко А. Л., Жмур В. В., Щевьев В. А.</i>	

ВОЛНЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ФЛОТИРУЮЩЕЙ СУСПЕНЗИИ.....	69
<i>Глебова О.А., Селиверстов С.В., Шелковников Н.К.</i>	

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕЧЕНИЙ УЕДИНЕННЫМИ ВОЛНАМИ НА ВОДЕ.....	76
<i>Глебова О.А., Селиверстов С.В., Шелковников Н.К.</i>	

ЭВОЛЮЦИЯ ПРОФИЛЯ СТРАТИФИКАЦИИ НА ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛНАХ.....	82
<i>Губарь А.Ю. Конюшко В.В.</i>	

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПРИРОДНЫХ КАТАСТРОФИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ АЗОВО-ЧЕРНОМОРСКОГО РЕГИОНА.....	85
<i>Доценко С. Ф., Сперанская Ю. Ю.</i>	

-
- ФОРМИРОВАНИЕ СВОБОДНЫХ ИЗЛУЧИН НА РЕКАХ ПЕРВЫХ ПОРЯДКОВ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОЙ АНТРОПОГЕННОЙ НАГРУЗКИ (НА ПРИМЕРЕ РЕКИ ИНСАРА)..... 100
Завадский А.С., Злотина Л.В.
- ВОЗМОЖНОСТЬ ОЦЕНКИ ВЕТРОВОГО ПЕРЕНОСА ПОВЕРХНОСТНЫХ ЗАГРЯЗНЕНИЙ МОРЯ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ДИНАМИЧЕСКОЙ ТОПОГРАФИИ МЕЛКОВОДЬЯ СЕВЕРО-ЗАПАДНОГО КАСПИЯ.....105
Караваева Е.В, Юшков В.П., Курбатов Г.А., Панферов М.В.
- ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ И ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТИ111
Коломиец С.М.
- ЭНЕРГЕТИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ ОКЕАНОМ И АТМОСФЕРОЙ В ЗОНЕ ДЕЙСТВИЯ ФЕНОМЕНА ЭЛЬ-НИНЬО.....118
Нелепо А.Б, Калашиников Р.Н., Хунджуа Г.Г.
- ВОЗБУЖДЕНИЕ ЦУНАМИ В СЖИМАЕМОМ ОКЕАНО ПЕРЕМЕННОЙ ГЛУБИНЫ123
Носов М.А., Колесов С.В.
- СВЕЧЕНИЕ ХИМИЧЕСКИ ЧИСТОЙ ВОДЫ В ШИРОКОПОЛОСНОМ ДИАПАЗОНЕ С ЭФФЕКТОМ НАКОПЛЕНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УФ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРА..... 130
Першин С.
- ВЗАИМОСВЯЗИ ЯВЛЕНИЙ ЭЛЬ-НИНЬО И ТРОПИЧЕСКОГО ЦИКЛОГЕНЕЗА В СЕВЕРО-ЗАПАДНОЙ ЧАСТИ ТИХОГО ОКЕАНА.....138
Пудов В.Д., Петриченко С.А.
- ВЛИЯНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ФОРМИРОВАНИЕ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР В ЖИДКОСТИ.....146
Пыркин Ю.Г., Петров В.П., Силаев М.А.
-

К ВОПРОСУ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИДОННОГО ТЕЧЕНИЯ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ДНА.....	155
<i>Руденко А.И.</i>	
РЕСУРСОБЕРЕГАЮЩИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ЭНЕРГИИ.....	159
<i>Соловьев А.А., Ковешников Л.А., Павловский К.П.</i>	
ФОРМИРОВАНИЕ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ В ТОНКОМ СЛОЕ ВОДЫ У КОНТАКТНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ВОДА–ВОЗДУХ.....	168
<i>Сперанская О.А., Анисимова Е.П., Петренко И.В., Сперанская А.А.</i>	
ИСТОЧНИКИ ТЕПЛОТЫ, ПИТАЮЩИЕ ПРОЦЕССЫ ФЕНОМЕНА ЭЛЬ- НИНЬО.....	173
<i>Хунджуга Г.Г., Нелепо А.Б.</i>	
ГИДРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БАРЬЕРНОЙ ЗОНЫ РЕКА ПРЕГОЛЯ–БАЛТИЙСКОЕ МОРЕ.....	179
<i>Чубаренко И.П.</i>	

Научное издание

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИИ
(ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ФИЗИКА)
№ 10

Сборник трудов под редакцией
В.И. Трухина, Ю.А. Пирогова, К.В. Показеева

ЛР № 021293 от 18.06.98

Подписано в печать

Объем 12 п.л. Тираж 50 экз.

Физический факультет МГУ
119899, Москва, Воробьевы горы, МГУ им. М.В. Ломоносова
