

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

Физический факультет

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ
ЭКОЛОГИИ
(ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ФИЗИКА)**

№ 12

Москва
2004

Физические проблемы экологии N 12

Физические проблемы экологии (экологическая физика). № 12

Под ред. В.И. Трухина, Ю.А. Пирогова, К.В. Показеева. М.: Физический факультет МГУ, 2004.— Стр.

Сборник научных трудов четвертой Всероссийской конференции «Физические проблемы экологии (экологическая физика)». В настоящем сборнике рассмотрены вопросы экологии Земли, экологии гидросферы Земли и физических методов мониторинга природных сред.

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

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

22–23 июня 2004 г. на физическом факультете МГУ прошла Четвертая Всероссийская конференция “Физические проблемы экологии (Экологическая физика)”. Конференция была организована физическим факультетом МГУ, Институтом проблем механики РАН, при поддержке РФФИ, ФЦП «Интеграция».

Конференция посвящается 250-летию МГУ и проведена во исполнение решения третьей Всероссийской конференции “Физические проблемы экологии (Экологическая физика)”.

Конференция вызвала большой интерес среди ученых-физиков: на приглашение откликнулись сотрудники десятков НИИ РАН, около 50 вузов, другие организации. В работе конференции активное участие приняли сотрудники нескольких факультетов МГУ: географического, биологического, геологического, ВМК, механики и другие. Это подчеркивает междисциплинарный характер конференции.

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.

Работа нынешней конференции будет проходить на Пленарном заседании (7 докладов) 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.

Было представлено всего 262 доклада.

К началу конференции физический факультет издал труды предшествующей конференции (“Физические проблемы экологии (Экологическая физика)” том № 6-11).

Таким образом, с начала первой конференции издано уже 12 томов. Создана серия (“Физические проблемы экологии (Экологическая физика)”. К сожалению, тираж издания мал.

Осуществлено второе издание учебного пособия «Введение в экологическую геофизику» (авторы В.И. Трухин, К.В. Показеев, В.Е. Куницын, А.А. Шрейдер).

Продолжено совершенствование геофизического полигона «Волго-Верховье», созданного совместно МГУ им. М.В. Ломоносова и ТверГУ.

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 существует

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

В докладах конференции изложены последние результаты исследований в области физических проблем экологии, дано описание новых методов мониторинга природных сред, изложен новый подход к динамике окружающей среды, позволяющий надежно предсказывать эволюцию природных систем.

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,

всемерно способствовать расширению экологической компоненты образования при подготовке студентов, в частности студентов-физиков,

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 2006г.,

просить физический факультет МГУ организовать издание избранных трудов конференции,

просить администрацию факультета выступить с инициативой об организации журнала “Физические проблемы экологии (Экологическая физика)”,

просить Министерство образования и науки РФ о выделении средств на развитие геофизического полигона «Волго-Верховье» для использования его как объекта коллективного пользования,

организовать общефакультетский экологический семинар,

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 2

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИИ ГИДРОСФЕРЫ

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ СИЛЫ КОРИОЛИСА НА ДИНАМИКУ РАЗВИТИЯ
ВЕСЕННЕГО ТЕРМИЧЕСКОГО БАРА

Н.С. Блохина, А.Е. Орданович, Д.А. Соловьев

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический ф-т, кафедра физики моря и вод суши,
E-mail: blokhina@phys.msu.ru*

В пресных водоемах умеренных широт в периоды весеннего прогрева и осеннего охлаждения образуется фронтальный раздел с температурой воды от поверхности до дна 40С (температура максимальной плотности пресной воды). Этот фронтальный раздел называется термическим баром (ТБ). Впервые весенний термический бар был описан Форелем в 1880 году, а подробно изучен лишь в середине 50-х годов 20 века Тихомировым А.И.[1]. Поскольку весной поверхностные воды у берега быстрее достигают температуры 40С, то ТБ зарождается у берега и по мере прогрева водоема продвигается к его центру. Справа и слева от ТБ образованию двух циркуляционных ячеек с зоной схождения в районе изотермы 40С. ТБ препятствует горизонтальному перемешиванию вод между двумя циркуляционными ячейками и проникновению прибрежных загрязнений в центральную часть водоема. ТБ исчезает, когда температура поверхностных вод по всей акватории водоема становится больше 40С.

Ранее были выполнены работы по математическому моделированию явления термического бара в больших озерах, в которых эффекты связанные с действием силы Кориолиса могут существенно влиять на динамику развития ТБ [2-5]. Однако в этих работах основное внимание сосредоточено на исследовании движения жидкости в ограниченном участке водоема около термического бара и не исследуется влияние силы Кориолиса на термогидродинамические процессы в водоеме на протяжении всего времени существования ТБ. В тоже время в работах [4, 5] было показано, что с уменьшением числа Россби – Обухова увеличивается вклад нелинейных эффектов, связанных с вращением Земли.

В настоящей работе рассматривается движение жидкости в области, соответствующей половине «водоема» с наклонным правым берегом, имеющим высоту H , ширину по дну и поверхности водоема L и L_1 соответственно и бесконечную длину. Движение жидкости рассматривается в декартовой системе координат Ox_1, x_2, x_3 . Термогидродинамические процессы в вязкой несжимаемой жидкости описываются системой уравнений термогидродинамики в приближении Буссинеска с уравнением состояния для пресной воды, в районе 40С. Считается, что крупномасштабные конвективные структуры справа и слева от ТБ формируются в турбулентной среде, а вдоль оси x_1 (длина водоема) свойства конвективных валиковых образований остаются однородными. Для выделения крупномасштабных структур в турбулентной среде система уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска и уравнение теплопроводности преобразуются согласно методике, предложенной в работе [7]. Подробно вывод окончательной системы уравнений

дан в работе [6]. Окончательно в безразмерном виде в переменных функции тока (ψ) и вихря (φ) система уравнений для описания крупномасштабных конвективных структур в период существования в «водоеме» ТБ принимает вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_1}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x_3} \frac{\partial U_1}{\partial x_2} - \frac{\partial \psi}{\partial x_2} \frac{\partial U_1}{\partial x_3} - 2 \frac{\partial \psi}{\partial x_3} \Omega \sin \alpha &= \mu \left(\frac{\partial^2 U_1}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 U_1}{\partial x_3^2} \right) \\ \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_3} \frac{\partial \varphi}{\partial x_2} - \frac{\partial \psi}{\partial x_2} \frac{\partial \varphi}{\partial x_3} \right) + 2 \frac{\partial U_1}{\partial x_3} \Omega \sin \alpha &= \mu \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_3^2} \right) - 2(T - T_4) \frac{\partial T}{\partial x_2} \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_3} \frac{\partial T}{\partial x_2} - \frac{\partial \psi}{\partial x_2} \frac{\partial T}{\partial x_3} \right) &= \mu \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x_3^2} \right) \\ \Delta \psi &= \varphi \end{aligned} \quad (1)$$

$$\mu^2 = \left(\frac{\nu_T}{H\sqrt{gH}} \right)^2 = \frac{c^3}{s} \int_s \left[4 \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_2 \partial x_3} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_3^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_2^2} \right)^2 - (T - T_4) \frac{\partial T}{\partial x_3} \right] ds$$

$$U_2 = \frac{\partial \psi}{\partial x_3}, \quad U_3 = -\frac{\partial \psi}{\partial x_2}$$

Здесь U_1 , U_2 и U_3 – компоненты скорости вдоль соответствующих координат и T – температура в безразмерном виде, ν_T и μ – коэффициенты турбулентной вязкости в размерном и безразмерном виде соответственно, T_4 – безразмерное значение температуры максимальной плотности пресной воды, Ω – угловая скорость вращения Земли, α – географическая широта, S – площадь интегрирования ($S = H \times L + 0.5 \times H \times (L_1 - L)$), c – эмпирическая константа ($c = 0.3$). В качестве масштаба приняты: для расстояний X – глубина водоема H , температур T –

$$\sqrt{\frac{1}{\gamma}}, \text{ скоростей } U - \sqrt{gH}, \text{ времени } t - \sqrt{\frac{H}{g}}$$

При выводе системы уравнений (1) учитывалась квадратичная зависимость плотности пресной воды (ρ) от температуры районе 40°C :

$$\rho(T) = \rho_0 (1 - \gamma(T - 4^\circ\text{C})^2), \quad (\gamma = 0,000085 \text{ град}^{-2})$$

Поверхность «водоема» считается свободной. На верхней границе ($x_3 = H$) задается постоянный во времени и акватории водоема балансовый радиационный поток тепла Q . На дне ($x_3 = 0$) «водоема» и правой наклонной боковой границе задаются условия прилипания и непроницаемости для скорости и потока тепла, соответствующие потокам в весенний период, полученным из натуральных наблюдений. На левой ($x_2 = 0$) границе области задается условие симметрии для всех переменных. В начальный момент времени движение жидкости в водоеме отсутствует, а температура на дне задается равной 4° . Температура поверхности воды в начальный момент времени изменяется по линейному закону от 0°C на левой гра-

нице (центр «водоема») до 3.6°C на правой границе («берег»), т.е. ТБ отсутствует. Первоначально в толще воды и на боковых границах от дна до поверхности температура имеет линейное распределение.

Уравнения (1) вместе с граничными и начальными условиями образуют замкнутую систему уравнений для моделирования динамики конвективного движения водных масс в водоеме заданного размера. Рассматривался «водоем», находящийся в северном полушарии Земли на географической широте $\alpha = 60^{\circ}$. Расчеты проводились при различных значениях числа Россби – Обухова. Половина моделируемого водоема имела длину $L_1 = 9000$ км. Максимальная глубина водоема H задавалась равной 150 м. Балансовый поток тепла, поступающий на поверхность $Q = 210$ Вт/м².

Для решения полученной системы уравнений использовалась неявная конечно – разностная схема. Задача решалась методом чередующихся направлений [9] на пространственной сетке, содержащей 17×97 узлов с безразмерным шагом по времени $\tau = 2$. Для аппроксимации и вычисления граничных условий для функций ψ и φ используется подход, предложенный в [9].

Опишем динамику развития термического бара. На Рис. 1. представлены поля распределения температуры T (А) и функции тока ψ (В) с шагом по времени $t=7,25$ суток. Пунктирные линии соответствуют расчетам без влияния силы Кориолиса ($\Omega = 0$) в системе уравнений (1). Наложенные сверху поля, построенные сплошными линиями, получены с учетом действия силы Кориолиса. Приток тепла к поверхности воды привел к тому, что поверхностные воды вблизи берега достигли температуры максимальной плотности (4°C). Начинается формирование фронтального раздела (ТБ). При этом происходит опускание теплых поверхностных вод, инициирующее нисходящее течение в узкой полосе от поверхности до дна водоема. Одновременно в центральной области водоема идет подъем холодных глубинных вод, которые, нагреваясь, смещаются к температурному фронту с водами максимальной плотности (Рис. 1., 1t). Таким образом, водоем оказывается, разделен на две области. Фронт термического бара, расположенный параллельно береговой линии постепенно подвигается к центру озера (Рис 1., 1t – 6t). В прибрежной ячейке наблюдается движение жидкости против часовой стрелки, а в глубинной - по часовой стрелке. В начале прогрева водоема глубинный конвективный вихрь охватывает весь водоем. По мере прогрева поверхности водоема скорость циркуляции жидкости в глубинной ячейке снижается. Одновременно глубинная ячейка уменьшается в размере. Прибрежная ячейка напротив увеличивается в размере, замещая собой глубинную циркуляцию. Скорость циркуляции вод в прибрежной ячейке растет по мере поступления тепла на поверхность водоема. Термический бар исчезает (Рис 1, 7t), когда температура всей акватории водоема становится больше 4°C , при этом прибрежная ячейка занимает всю область от правого берега до центра водоема.

В природных водоемах время прохождения термического бара занимает от нескольких дней до трех месяцев в зависимости от размера водоема и гидрометеорологической ситуации. Анализ продвижения термического бара в нашем случае показал, что от времени возникновения термического фронта до его исчезновения прошло около 58 суток (при условии, что водоем прогревался круглые сутки). Средняя скорость перемещения термобара равна 155 м/с. Оценки скорости распространения термического бара в мелководной части Ладожского озера сделанные в

работе [8], показали, что она составляет приблизительно 500 м/сутки. Оценки, полученные при численном моделировании, несмотря на значительные упрощения в постановке задачи близки к данным натурных наблюдений [2 – 5, 6].

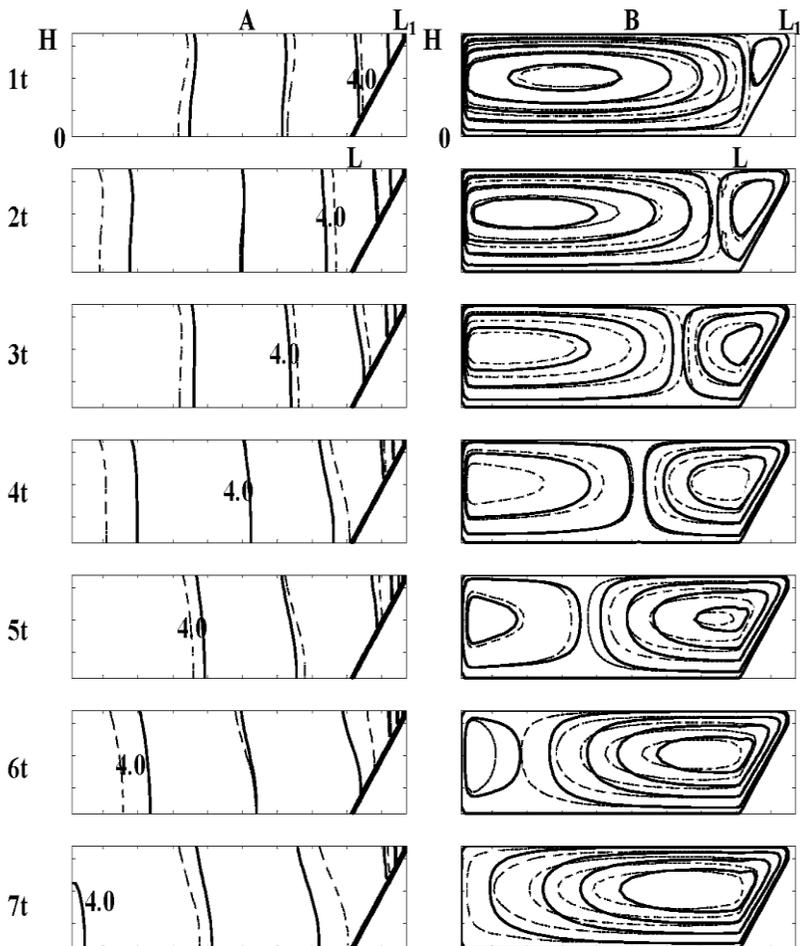


Рис 1. Поля распределения температуры T (A) и функции тока ψ (B) в плоскости (x_2, x_3) с шагом по времени $t = 7,25$ суток. Пунктирные линии – сила Кориолиса не учитывается, сплошные линии – учитывается в системе уравнений (1). Ближайшие друг к другу пунктирные и сплошные изолинии функции тока имеют одинаковые числовые значения.

Остановимся более подробно на оценке вклада членов системы уравнений (1), отвечающих за действие силы Кориолиса, в динамику термогидродинамических процессов в «водоеме».

Результаты проведенного численного эксперимента показали, что вклад вносимый этими членами оказывает влияние на скорость распространения термического бара к центру водоема и направление движение жидкости в циркуляционных ячейках. На Рис.2 показано направление течения на поверхности водоема в районе термического бара (вид сверху). Жирными и тонкими стрелочками показано направление и величина скорости течения воды на поверхности «водоема» в одинаковый момент времени в случае наличия и отсутствия эффекта Кориолиса. На рисунке видно, что влияние силы Кориолиса выражается в отклонении вправо векторов скорости движения жидкости от направления перпендикулярного к линии конвергенции водных масс (область термобара). Это приводит к возникновению бокового течения по обе стороны от термического бара в разных направлениях. В прибрежной области на поверхности «водоема» это течение направлено в отрицательном направлении оси x_1 , в глубинной части водоема в обратном направлении. В придонном слое направления боковых течений изменяются на противоположные по отношению к поверхностному слою «водоема». Составляющая течения вдоль линии

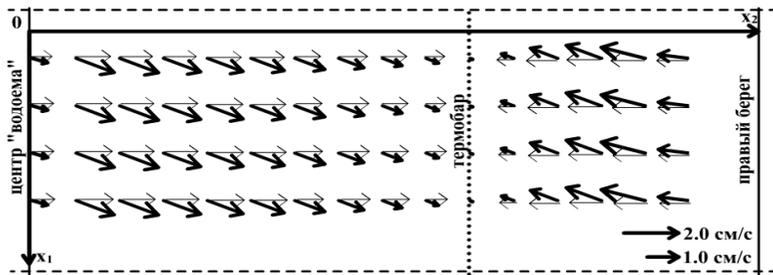


Рис. 2. Распределения скорости течения воды на поверхности моделируемого «водоема» $U(x_1, x_2)$ в момент времени $t=21.75$ суток после начала прогрева в случае наличия (жирные стрелки) и в отсутствия (тонкие стрелки) эффекта Кориолиса. Вид сверху.

термобара в прибрежной и глубинной областях «водоема» равна 2 см/с и 0,5 см/с, соответственно. Эти скорости сравнимы со скоростями геострофического течения 15-20 см/с и 5-10 см/с соответственно, полученными в работе [8].

На начальном этапе прогрева водоема изотерма 40С, обозначенная сплошной линией на Рис.1. быстрее продвигается вдоль оси x_2 к центру моделируемого водоема, чем изотерма 40С, обозначенная пунктирной линией, то есть скорость смещения термического с учетом силы Кориолиса несколько больше (Рис. 1., $1t - 3t$) и (Рис. 3., А, $t = 200$ часов). Это происходит из-за снижения под действием силы Кориолиса средней скорости циркуляции жидкости в глубинной циркуляционной ячейке (Рис. 3., С, $t = 200$ часов). Когда термический бар проходит половину расстояния до центра водоема средняя скорость циркуляции жидкости в обеих ячейках становится одного порядка (Рис. 1., $4t$) и (Рис. 3., А, $t = 700$ часов). Затем, скорость смещения термического в случае действия силы Кориолиса становится заметно меньше (Рис. 1., $5t - 7t$) и (Рис. 3., А, $t = 1000$ часов). Это связано с мень-

шей средней скоростью циркуляции жидкости в прибрежной циркуляционной ячейке, охватывающей весь моделируемый водоем (Рис. 3., В, $t = 1000$ часов).

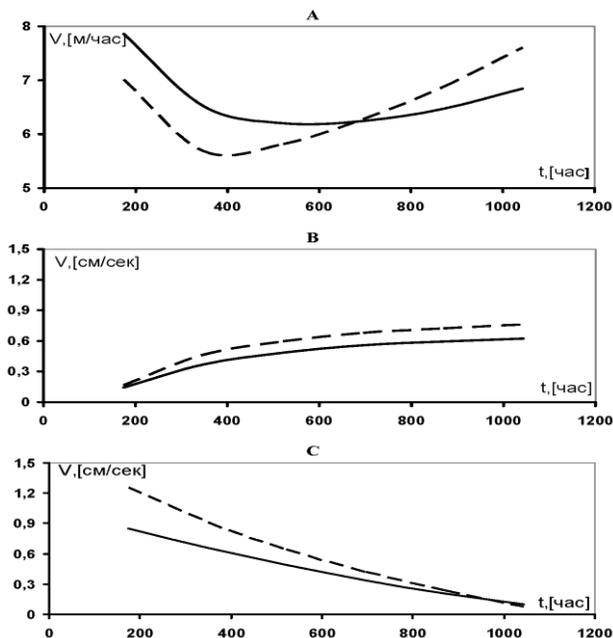


Рис.3. А - зависимость скорости перемещения изотермы 40С по поверхности водоема от времени прогрева водоема. В - зависимость средней скорости циркуляции жидкости справа от изотермы 40С (прибрежная циркуляционная ячейка) от времени прогрева водоема. С - зависимость средней скорости циркуляции жидкости слева от изотермы 40С (глубинная циркуляционная ячейка) от времени прогрева водоема. Пунктирные линии – сила Кориолиса не учитывается, сплошные линии – учитывается в системе уравнений (1).

В результате оценок средних значений скорости течений в «водоеме» и времени устойчивого существования термического бара установлено, что учет эффекта Кориолиса способствует уменьшению скорости циркуляции жидкости в водоеме примерно на 20% и продлевает время существования термического бара в «водоеме» приблизительно на 5% при условии, что прогрев моделируемого водоема идет в течение полных суток без учета суточного изменения теплового баланса.

Литература

1. Тихомиров А.И. // Изв. Всесоюз. геогр. об-ва. 1959. 91, №5. С. 424.
2. Malm, J., and L. Jonsson, Water surface temperature characteristics and thermal bar evolution during the spring in Lake Ladoga. *Remote Sens. Environ.*, 48, с.332-338, 1994.

3. Huang, J. C. K., The thermal bar, *Geophys. Fluid Dyn.*, 3, 1-28, 1972.
 4. Farrow, D. E., An asymptotic model for the hydrodynamics of the thermal bar, *J. Fluid Mech.*, 289, с.129-140, 1995a.
 5. Farrow, D. E., An asymptotic model for the hydrodynamics of the thermal bar, *J. Fluid Mech.*, 289, с.129-140, 1995a.
 6. Блохина Н.С., Овчинникова А.В., Орданович А.Е., 2002, Математическое моделирование весеннего термобара в неглубоком водоеме // *Вестник Моск. Ун-та. Серия 3. Физика. Астрономия*, №2.-с.60-66.
 7. Ковалев В.А., Орданович А.Е. Физико-математическая модель турбулентного горизонтального стратифицированного потока с учетом когерентных структур. Ч. 1. Построение модели. Деп. ВИНТИ. №713-82-81. М., 1981.
 8. Науменко М.А. Термобар как фронтальный раздел в больших озерах. Вопросы гидрологии суши. Л: Гидрометеиздат, 158 с., 1982
 9. Роч П., Вычислительная гидродинамика, М: Мир, 616 с., 1980.
-

ЛАБОРАТОРНОЕ, ЧИСЛЕННОЕ И НАТУРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКОЙ
СТРУКТУРЫ СТОКОВЫХ ФРОНТОВ
В ПРИБРЕЖНОЙ БАЛТИКЕ

Гриценко В.А. (1), Демченко Н.Ю. (2),

Руденко А.И. (1), Чубаренко И.П. (2)

*(1) Калининградский государственный университет, факультет географии и
геоэкологии, e-mail: ocean@email.albertina.ru*

*(2) Атлантическое отделение Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН,
лаборатория прибрежных систем, e-mail: irina@ioran.baltnet.ru.*

Под стокowymi фронтами принято понимать мезомасштабные фронтальные зоны в океанах и морях, формирующиеся под действием речного стока или других аналогичных по типу и масштабам процессов (Федоров, 1982). Очевидна важность понимания динамики и особенностей эволюции стокowych фронтов для мелководного Балтийского моря с обильным речным стоком и затоками вод Северного моря. Основной целью работы является исследование структуры и динамики фронтальных зон различного происхождения, приуроченных к окрестности Балтийского пролива (Калининградская область), соединяющего Балтийское море и Вислинскую лагуну (рис. 1). Водобмен через этот пролив в значительной степени определяет качество пресной воды в лагуне и низовьях реки Преголи, и через них – качество питьевой воды в г. Калининграде.

Введение

Гидрофизические исследования фронтальных зон, выполняемые в районе Балтийского пролива течение многих лет (рис.1) подтвердили сложность процессов перемешивания в зоне контакта двух разнородных водных масс – распресненной лагунной и соленой морской. Значительные градиенты всех параметров, батиметрические особенности акватории, изменчивость основных режимообразующих факторов (ветра, перепада уровня вод между лагуной и морем, интенсивности пресноводного стока) – все это сосредоточено на расстояниях порядка единиц километров и имеет характерный временной масштаб от часов до нескольких суток. По происхождению, возникающие фронтальные зоны могут быть отнесены к типу стокowych (линза распресненных вод на поверхности более соленых вод моря), интрузионных (при затоке более тяжелых морских вод на акваторию пресноводной лагуны) или эстуарийных (соленостный клин). Для стокowych фронтов характерные градиенты солености и температуры составляют 0.025 psu m^{-1} и $0.02 \text{ }^\circ\text{C m}^{-1}$ по горизонтали и $1.5\text{-}2 \text{ psu m}^{-1}$ и $2\text{-}3 \text{ }^\circ\text{C m}^{-1}$ по вертикали, соответственно. По протяженности, линза стокowych вод в море обычно не превышает 10 км, и регистрируется в полях температуры, солености,

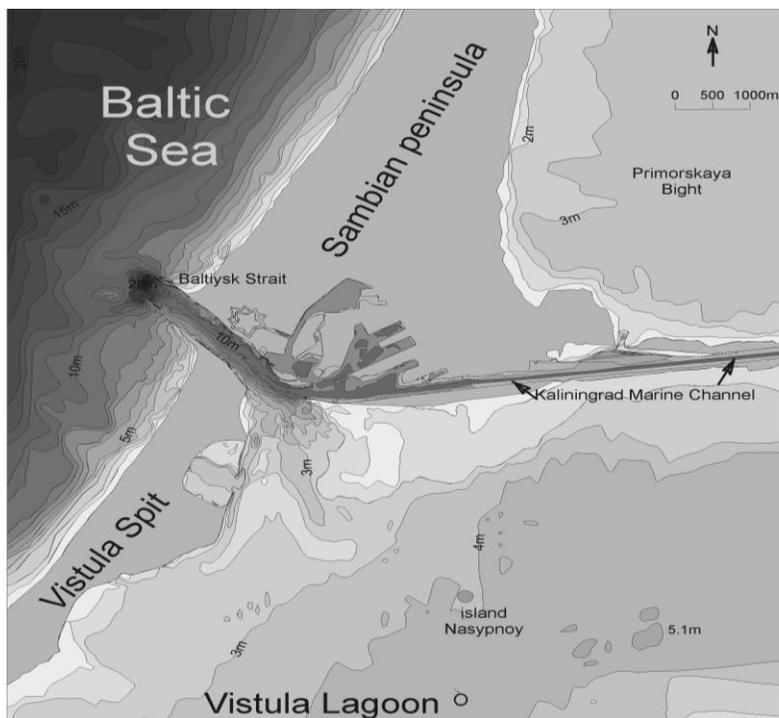


Рис. 1. Сложность батиметрии в районе Балтийского пролива и одновременное влияние на водообмен ветра, хода уровня моря и речного стока обуславливает необходимость изучения вопросов перемешивания на мезомасштабном уровне

прозрачности до глубины порядка 10 м. Все вышеперечисленные характеристики дают представление о линзе стоковых вод в прибрежной зоне Балтики, когда воды лагуны под действием суперпозиции режимобразующих факторов стекают через пролив в море. Такой режим наблюдается в проливе только в 55% случаев, а в остальных 45% случаев, напротив, морские воды проникают в акваторию лагуны. Таким образом, характеристики стекающих в море вод определяются не только параметрами собственно вод лагуны, но и гораздо менее предсказуемыми особенностями процессов перемешивания в районе Балтийского пролива. Это привело к необходимости изучать не только термохалинную структуру вод обоих водоемов, но и специфические черты перемешивания водных масс в областях фронтальных взаимодействий.

Как и во всех водоемах умеренных широт, воды в Вислинской лагуне подвержены значительным сезонным изменениям температуры. Особое место в вопросах перемешивания водных масс при различных температурах занимает эффект уплотнения при смешении и прохождение водной массы через температуру максимальной плотности, порождающее формирование структурного фронта. В представленной работе мы анализируем на базе натуральных данных временные рамки,

когда эти процессы должны наблюдаться в районе Балтийского пролива, особенности распространения структурного фронта на основе лабораторных экспериментов, а также численное моделирование ситуации, когда воды лагуны становятся тяжелее вод верхнего перемешанного слоя и соскальзывают вниз по береговому склону на глубину 40-60 м.

Гидрофизическая ситуация в районе Балтийского пролива в осенне-зимний период

В переходные сезоны – весной и осенью – более мелкие, распресненные воды Вислинской лагуны подвержены более значительным перепадам температуры. Осенью, они значительно быстрее выхолаживаются, и в течение ноября-марта они устойчиво холоднее вод Балтики (Чубаренко и др., 2004). Температура воды в лагуне районе пролива, по многолетним данным, может достигать -0.3°C . При наблюдающихся величинах солёности в лагуне, температура максимальной плотности составляет $3-3.9^{\circ}\text{C}$. Это обозначает, что в данной акватории дважды в год – осенью и весной – температура воды как в лагуне, так и в море переходит через температуру максимальной плотности. Поскольку солёности вод лагуны и моря, а, следовательно, и их температуры максимальной плотности, различны, то процесс перехода растянут во времени и приводит к образованию фронтального раздела, известного как структурный фронт (рис. 2). Название подчеркивает разницу в режимах перемешивания по обе стороны фронта: с одной стороны воды имеют устойчивую стратификацию (прямую или инверсную), с другой стороны образуется значительный перемешанный слой, и неустойчивая термическая стратификация ведет к интенсивному перемешиванию по вертикали.

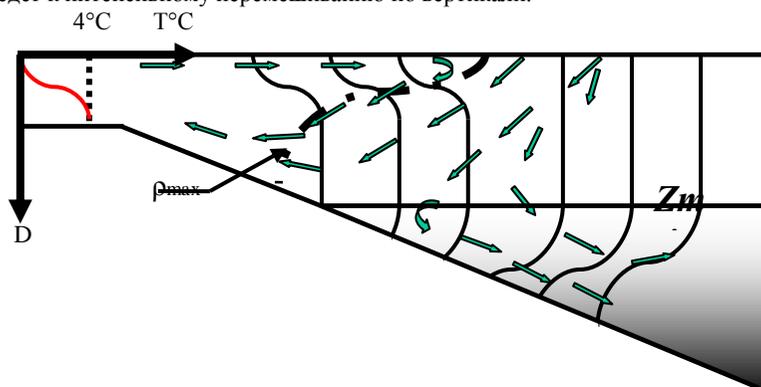


Рис. 2. Штрих-пунктирная линия – профиль температуры максимальной плотности для соленого бассейна. Прямые линии – профили устойчиво стратифицированной зоны, кривые линии – профили неустойчиво стратифицированной зоны. Стрелочками изображена структура полей течений. Градиентная заливка – халоклин.

Соленость вод в акватории в этот период обусловлена в основном усилением влияния морских вод в связи с сезонным усилением ветровой активности. Еще один немаловажный для большой и мелководной акватории фактор – образование ледяного покрова – также влияет на соленость ее вод. Показано (Чубаренко и др., 2004), что рассол, поступающий в воды лагуны при интенсивном образовании льда, может привести к росту ее солености до 20%. При этом возникают ситуации (см. рис. 3), когда воды лагуны становятся тяжелее вод верхнего перемешанного слоя моря. Как показывают натурные данные, воды лагуны становятся тяжелее вод верхнего перемешанного слоя в течение довольно коротких периодов времени (1-3 дня), однако они возникают регулярно, несколько раз в месяц в течение зимы. Имеющиеся натурные данные по ходу температуры и солености в течение 17 зим подтвердили типичность этой ситуации для Балтийского пролива. Хорошо известно, что в Балтийском море в осенне-зимний период существует верхний перемешанный слой, глубина которого в районе пролива имеет порядок 40 метров. В такой ситуации, более тяжелые воды, истекающие из Балтийского пролива, должны опускаться по береговому склону на глубины, соответствующие своей плотности, т.е. глубже 40 м. Если объем интрузии и ее энергия достаточны для преодоления сил трения, она распространится на расстояние около 15 км от берега, где глубина воды достигает глубины перемешанного слоя. Динамика ее дальнейшего продвижения была исследована с помощью численной модели.

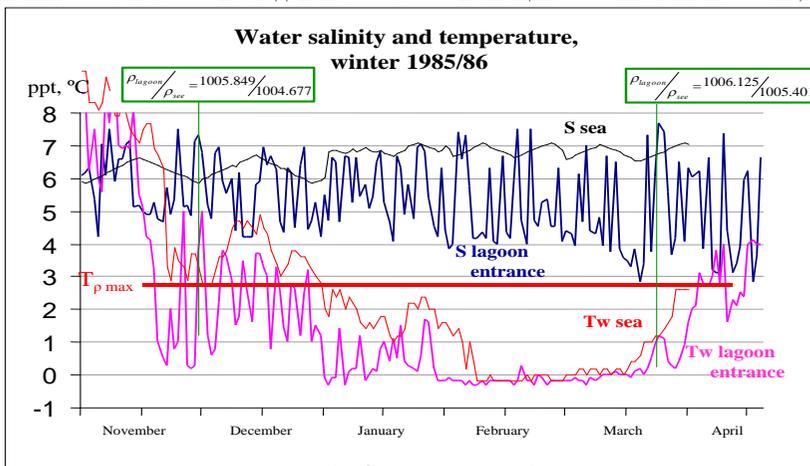


Рис.3. Ход температуры и солености вод Вислинской лагуны и Балтийского моря в течение зимы 1985-86 гг. Вертикальные линии показывают даты, когда плотность вод лагуны превышала плотность прибрежных морских вод

Структурный фронт по данным лабораторных измерений.

Целью лабораторного эксперимента было воспроизведение структурного фронта в лабораторном лотке и измерение его характеристик.

Лабораторный лоток представляет собой прямоугольный бассейн из оргстекла длиной 2.5 м, шириной 0.35 м (см. фото на рис. 4), с наклонным в продольном

направлении дном (угол наклона – 6°). Дно смонтировано так, что залитая вода образует клин, толщина которого возрастает от 0 у одной стенки до 0.15 м у противоположной концевой стенки. Перед началом каждого опыта бассейн наполняется водопроводной водой, в которую добавляется снег. Температура воды понижалась

до величины $T_0 < T_m$. Для выравнивания температурных неоднородностей вода в бассейне перемешивалась и некоторое время (~15–20 минут) отстаивалась. Температура воды измерялась с помощью отградуированных градусников. Одновременно проводилось фоторегистрация возникающих циркуляционных движений. В качестве трассеров использовались первоначально почти прямые треки от кристалликов марганцево–кислого калия, деформирующиеся под влиянием течений. Лоток оборудован линейкой, закрепленной на внутренней стенке, для определения координаты границы структурного фронта, а также секундомером для определения времени в каждый момент измерения.

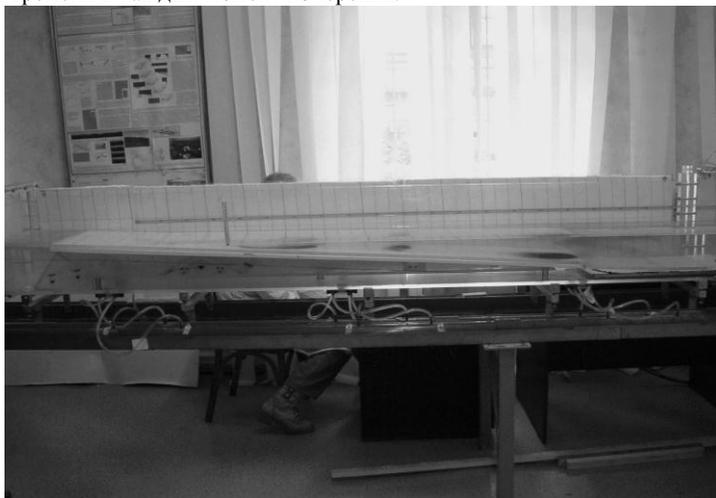


Рис. 4. Общий вид лабораторной установки

При $T_0 < T_m$ динамика процесса следующая: кристаллы, падая на дно бассейна, маркируют вертикальную колонку воды, которая начинает искривляться под действием течений: сверху – вправо-вниз по склону (см. фото 5а,б,в), снизу – влево, по поверхности. Это объясняется тем, что в верхней части склона вода нагревается быстрее, становится тяжелее (нелинейный эффект уравнивания состояния) и спускается по склону. На ее место поступает следующая порция, и непрерывный циркуляционный процесс охватывает весь лоток.

Через 10-15 минут четкие следы трассеров кристаллов марганцево-кислого калия размываются диффузионными процессами, и образуется так называемый «язык», маркирующий границу раздела между областями, где течения направлены в разные стороны. По цифровым фотографиям можно оценить угол наклона гра-

ницы раздела: за промежуток времени, равный 20 минутам, он изменился от 12^0 до $0,5^0$.

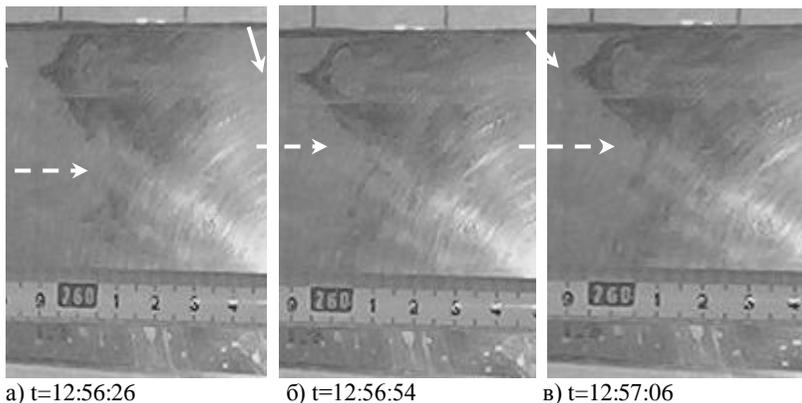


Рис. 5. Маркировочные кривые, показывающие динамику движения приповерхностных и придонных слоев воды. Маленькими стрелочками показана деформация трека красителя на $h=1$ см под поверхностью, пунктирными - на $h=3$ см под поверхностью.

Оценка скоростей по этой серии фотографий составляет 0.1 мм/с на $h=1$ см под поверхностью (над глубиной $d=7,5$ см); 0.7 мм/с на $h=3$ см (над глубиной $d=17-20$ см).

Когда температура в лотке достигает температуры максимальной плотности T_m , начинается формирование структурного фронта.

Начинается формирование структурного фронта, отчетливо различимое по деформации треков красителя.

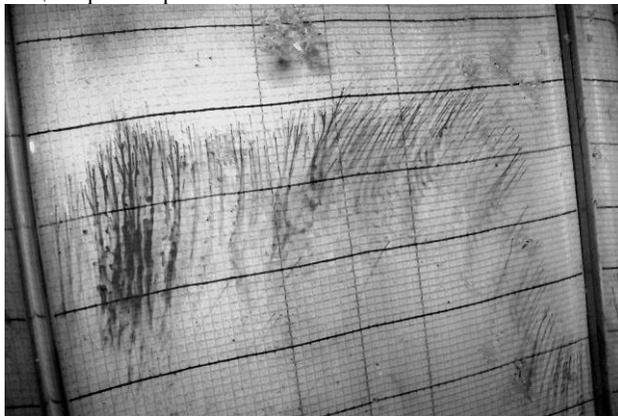


Рис.6. Процесс формирования структурного фронта

Спустя некоторое время эволюция всей совокупности профилей треков красителя маркируют отчетливо видимую границу между устойчиво и неустойчиво стратифицированной жидкости в лотке.

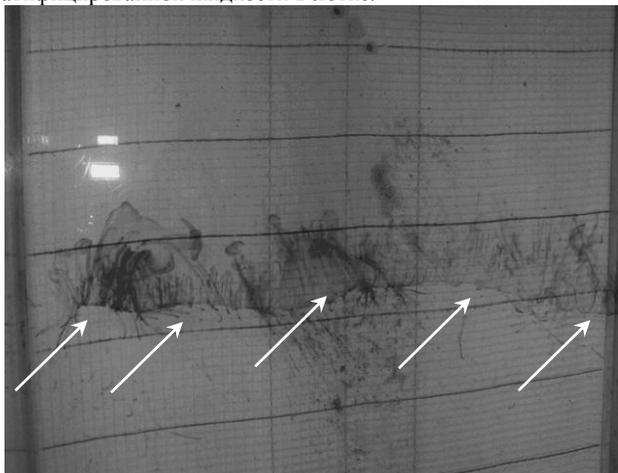


Рис. 7. Линия трассеров в поверхностном слое, обнаруживающая местоположение термического бара. Стрелками указана линия местоположения термического бара.

Через некоторое время диффузионные процессы размывают четкие профили, и хорошо видно, как в тепло-активной области образуется единая циркуляционная ячейка, а трассеры, которые брошены перпендикулярно наплывающей границе, отчетливо маркируют ее форму.

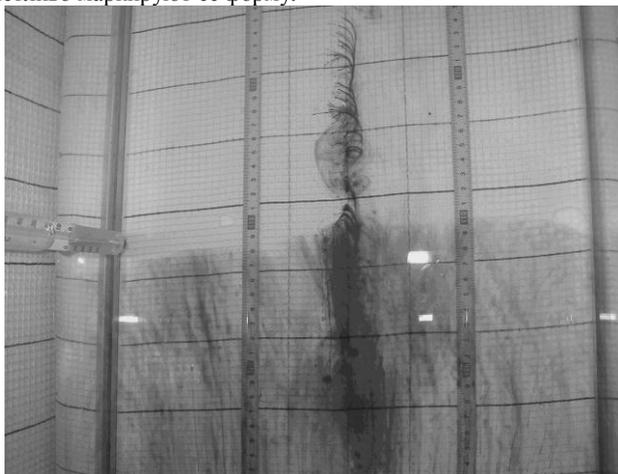


Рис. 8. Распространение термического бара

Таким образом, структурный фронт представляет собой границу между областями устойчивой и неустойчивой стратификации, продвигающуюся по лотку и охватывающую все новые водные массы. Скорость продвижения структурного фронта над уклоном дна в 6° составила порядка 1 мм/с. Полученная скорость имеет тот же порядок, что и известные примеры из натуральных измерений: для Ладожского озера (уклон дна $-2 \cdot 10^{-3}$) скорость термобара составляла 5 мм/с (Зилинтикевич, Тержевик, 1987); для озера Онтарио (уклон дна $-3 \cdot 10^{-3}$) – 12.7 мм/с (Зилинтикевич, Тержевик, 1987).

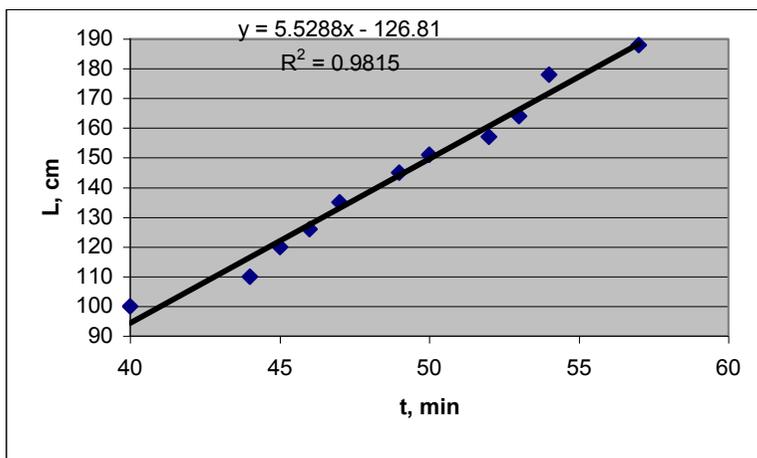


Рис. 9. Зависимость координаты структурного фронта в поверхностном слое от времени. В верхней части рисунка приведено уравнение прямой, R^2 - коэффициент корреляции.

Численные эксперименты.

Расчеты на моделях позволили уточнить особенности дальнейшего процесса распространения прибрежных водных масс с запасом отрицательной плавучести. Численные эксперименты были выполнены при помощи XZ- модели плотностных течений (Гриценко, Юрова, 1999; Емельянов, Гриценко, Егорихин, 2004). Модель построена на основе полных уравнений Навье–Стокса, записанных в приближении Буссинеска, в предположении об однородности исследуемого течения по одной из пространственных координат. Дискретные уравнения модели получены при помощи второй схемы с разностями против потока (Роуч, 1980). Турбулентное перемешивание учитывается при помощи коэффициента эффективной вязкости.

Серии расчетов распространения придонных течения в однородной жидкости на XZ – модели (Гриценко, Юрова, 1997; Chubarenko, Gritsenko, 2002) показали хорошее соответствие расчетных течений уже имеющимся представлениям и экспериментальным данным о такого рода течениях (Самолобов, 2001; Simpson,

1987). Однако, в рассматриваемом случае формирования придонного течения при погружении прибрежных вод вдоль склона дна ситуация осложняется присутствием в Балтике нескольких скачков плотности – дневной термоклин, сезонный и т.д. Расчеты на модели показали, что в этом случае возможно несколько вариантов развития событий. В первом из них при взаимодействии со слоем скачка плотности возможен отрыв водной массы придонного течения от линии дна и превращение его в интрузионное (Гриценко, Юрова, 1999). Пример такого рода события приведен на рис. 7. Для лучшей визуализации особенностей течения водная масса втекающего в модельное пространство течения «подкрашивается» дополнительным параметром – трассером («краской»), эволюция распределений которого во времени описывается дополнительным уравнением. Размер использованной сетки – 201 x 111, размер входного створа по вертикали – 21, величина пространственной дискретизации в модели – $\Delta x = \Delta z = 0.05$.

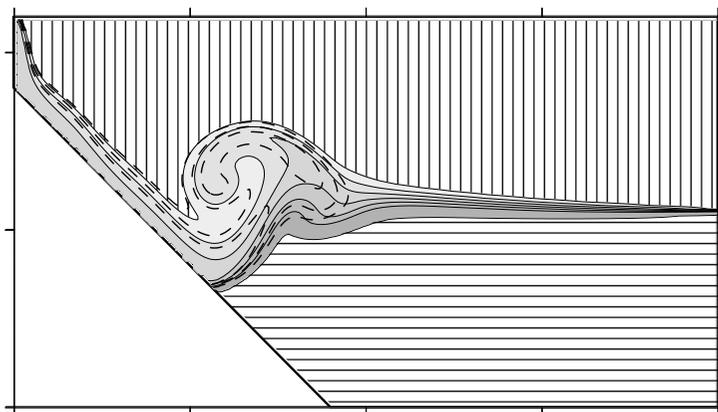


Рис. 10. Картина отрыва придонного течения от склона дна. На рисунке приведены распределения изолиний трассера на фоне изолиний избыточной плотности. Изолинии трассера («краски», более толстые штриховые линии) принимают значения 0.2, 0.4 и 0.6; изолинии плотности проведены для значений от 0.25 до 1.5 с шагом 0.25 (с серой заливкой). Верхний слой воды ($P=1.0$ г/см³) выделен вертикальной штриховкой, нижний, под слоем скачка ($P=1.002$ г/см³) – горизонтальной. Координатные оси размечены с шагом 5.0.



Рис. 11. Процесс отрыва придонного течения от склона дна по результатам лабораторного эксперимента в лотке. Толстой линией обозначен уклон дна. Тонкая линия указывает на проникновение интрузии в промежуточный слой.

При не слишком большой разнице между избыточной плотностью водной массы придонного течения и слоя воды под скачком плотности возможен и более сложный вариант взаимодействия в виде расслоения течения на интрузионное и новое придонное. На рис. 8 приведен пример такого рода взаимодействия. Характерные масштабы течения: $U_0 = 2$ см/с, $H_0 = 50$ см, $\Delta\rho_0 = 1.0$ г/см³. Верхний слой воды в модельном пространстве имеет плотность 1.0 г/см³, нижний, под слоем скачка плотность 1.0016 г/см³, плотность воды втекающего течения – 1.0015 г/см³. Размер использованной сетки увеличен до 351 x 161.

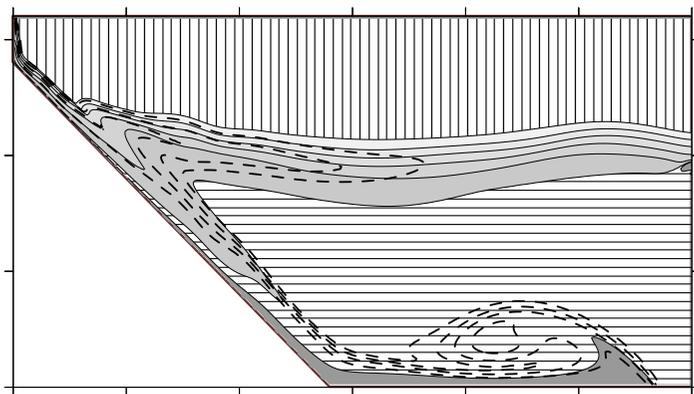


Рис. 12. Пример сепарации течения в вертикальной плоскости. Изолинии трассера («краски», более толстые штриховые линии) проведены для значений 0,2, 0,4 и 0,6; изолинии плотности принимают значения от 0,25 до 1,5 через 0,25 (с серой заливкой). Верхний слой воды в модельном пространстве ($\rho = 1,0 \text{ г/см}^3$) выделен вертикальной штриховкой, нижний, под слоем скачка ($\rho = 1,0016 \text{ г/см}^3$) – горизонтальной. Язык нового придонного течения (более темная серая заливка) выделяется изолинией 1,55. Координатные оси размечены через 5,0.

Итак, как оказалось, в зависимости от конкретных значений величин отрицательной плавучести прибрежной водной массы и плотности воды под слоем скачка плотности возможно формирование различных типов течений.

Общий вывод.

Исследование сезонной изменчивости гидро-метеоусловий в районе Балтийского пролива показало, что дважды в год – весной и осенью - в прибрежной зоне моря могут формироваться и действительно наблюдаются прибрежные стоковые фронты из пресной воды, которая из-за охлаждения с поверхности становится более тяжелой.

Лабораторные эксперименты позволили пронаблюдать этот эффект и показали хорошую качественную и количественную картину: порядок скоростей оказался равным 1 мм/с , что хорошо согласуется с натурными данными. Удалось воспроизвести как формирование собственно фронтального раздела, так и процесс отрыва от склона и проникновение интрузии в промежуточный слой водных масс лотка.

Расчеты на модели позволили уточнить внутреннюю структуру течений, также подтвердила факт отрыва придонного течения от склона дна и показала возможность расслоения потока в вертикальной плоскости.

Итак, комплексный подход к изучению прибрежной фронтальной зоны позволил создать единый образ исследуемого объекта и получить его важнейшие характеристики.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке программы ИНТАС, проект № 460/01 и РФФИ, проект № 03-05-65136.

Список используемой литературы:

1. Гриценко В.А., Юрова А.А. Об основных фазах отрыва придонного гравитационного течения от склона дна // *Океанология*. 1999 Т. 39. №
 2. Зилитинкевич С. С., Тержевик А. Ю. Термический бар // *Океанология*. 1987. Т. 27. № 5. С. 732—738.
 3. Емельянов Е.М., Гриценко В.А., Егорихин В.Д. Придонная циркуляция в Гданьской впадине Балтийского моря: донные осадки и динамика затоков // *Океанология*. 2004. Т. 44. № 2. С. 283-295.
 4. Лазаренко Н., Маевский А. Гидрометеорологические условия Вислинского залива. Л.: Гидрометеоиздат, 1971.
 5. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: МИР. 1980. 616 с.
 6. Самолюбов Б.И. Придонные стратифицированные течения. М.: Научный мир. 1999. 463 с.
 7. Федоров К.Н. Физическая природа и структура океанических фронтов. Л.: Гидрометеоиздат. 1983. 296 с.
 8. Chubarenko I.P., Gritsenko V.A. On one feature of bottom gravity current head structure // *ENVIRONMENTAL AND CHEMICAL PHYSICS*. Lithuanian Journal. 2002. V. 24. N. 4. P. 222-225.
 9. Chubarenko I.P., Elena Esiukova and Kolumban Hutter. Impact of the ice formation on seasonal salinity increase in the Vistula lagoon // *SIXTH SCIENTIFIC WORKSHOP ON HIGH RESOLUTION OPERATIONAL MODEL OF THE BALTIC SEA*. Proceedings of the VI HISW 8 to 10 September 2003 Saint Petersburg, Russia.
 10. Simpson J.E. Gravity currents in the environment and the laboratory. England. ELLIS HORWOOD LTD, 1987. 244 p.
-

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ЦУНАМИОПАСНОСТИ ВДОЛЬ ЮЖНОГО ПОБЕРЕЖЬЯ КРЫМСКОГО ПОЛУОСТРОВА

С.Ф. Доценко

*Морской гидрофизический институт НАН Украины,
ул. Капитанская 2, Севастополь, 99011, Украина
dotsenko@sevcom.net*

Введение

Цунами в Черном море - сравнительно редкое явление. Известно 22 события в бассейне Черного моря с аномальными колебаниями уровня у берега, которые можно отнести к явлению цунами [1-7]. За последние два тысячелетия оно наблюдалось практически вдоль всего побережья Черного моря и вызывалось землетрясениями в море и на суше. Для четырех случаев, произошедших в XX веке, получены инструментальные данные о параметрах волн цунами вдоль побережья моря, которые обобщены в работах [1,2,7]. Достоверность информации о черноморских цунами оценена в работе [4] по шкале надежности, предложенной в [8].

Скромный объем данных наблюдений о цунами не позволяет описать процесс развития этого явления в бассейне Черного моря и дать достаточно обоснованные оценки цунамиопасности черноморского побережья. В подобных случаях для анализа явления необходимо применение региональных численных моделей. Для описания распространения волн цунами в Черном море применялись три разновидности численных моделей: модель лучевого распространения волн [2,9], модели одномерного [10] и двумерного [7,11-13] распространения длинных волн в бассейнах переменной глубины.

Ниже дана краткая характеристика исторических цунами вдоль южного побережья Крымского полуострова и излагаются результаты численного анализа распространения цунами в этой области Черного моря. Предложенная локальная модель позволяет более детально рассмотреть количественные характеристики волн цунами вдоль выделенного участка морского побережья. Параметры эллиптической зоны возмущений уровня Черного моря задавались по эмпирическим формулам, найденным ранее для евразийского и тихоокеанского регионов [14,15]. Описана пространственная структура возникающих волн и получены их характеристики на шельфе в зависимости от магнитуды и положения зон сейсмической генерации цунами. Наконец, в рамках нелинейной модели длинных волн выполнен численный анализ одномерного наката одиночных цунами на наклонный плоский берег. Это позволило получить оценки вертикальных заплесков волн цунами в случае рельефа дна, характерного для южного побережья Крымского полуострова.

Характеристика исторических цунами вдоль южного побережья Крымского полуострова

Все известные черноморские цунами можно разделить на две группы. Первая включает события, которые в силу исторической давности или иных причин не были зарегистрированы инструментально, но описаны очевидцами, отмечены как разрушительные явления в летописях и легендах. Во вторую группу входят события, когда колебания уровня моря после землетрясений удалось зафиксировать мареографами с приемлемой для анализа дискретностью.

Пункты проявления исторических цунами вдоль южного побережья Крымского полуострова показаны на рис. 1. Цунами наблюдались в районах Евпатории (1341, 1802, 1927), Севастополя (103, 1650, 1869, 1875, 1027, 1939), Фороса (1427), Ялты (1427, 1869, 1927, 1939, 1966), Судака (1869), Феодосии (1615, 1927, 1939, 1966) и Керчи (1927, 1939, 1966). Эти данные о цунами приведены в работах [2,3,4-7,16-19]. События характеризуются различной степенью достоверности, а именно, от возможных, особенно относящихся к древним временам, до не вызывающих сомнения.



Рис. 1. Пункты проявления исторических цунами на побережье Крымского полуострова: • - пункты наблюдения цунами без инструментальной регистрации колебаний уровня; + - пункты, в которых цунами зарегистрированы мареографами.

Цунами наблюдались вдоль всего южного побережья Крыма. Подавляющая часть из них сопутствовала землетрясениям с эпицентрами в море или на суше. Исторические свидетельства позволяют говорить о том, что некоторые цунами древних времен могли иметь высоты до 2-3 м [4]. Они сопровождалась значительными колебаниями уровня моря у берега, что приводило к затоплению обширных территорий и ощутимому экономическому ущербу.

Наибольший интерес с точки зрения количественных оценок параметров волн цунами в Черном море представляет вторая группа исторических событий. В работах [16-19] описаны характеристики четырех цунами прошлого века по мареографическим данным. Они обобщены в работах [1,2]. Цунами были вызваны подводными землетрясениями 26.06.1927 г. и 11-12.09.1927 г. с магнитудами $M = 5,5$ и $6,5$ соответственно к югу от Крымского полуострова, разрушительным землетрясением 26.12.1939 г. ($M = 7,9-8,0$) с эпицентром на суше в 150 км от северо-восточного побережья Турции и подводным землетрясением 12.06.1966 г. ($M = 5,8$) в районе Анапы у северо-восточного берега моря.

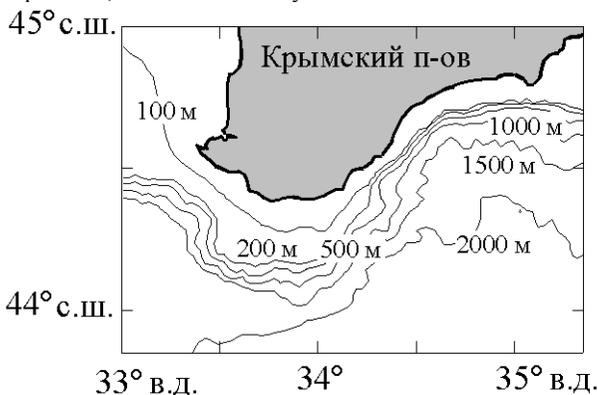
Цунами при этих событиях зарегистрированы несколькими мареографами вдоль крымского и кавказского побережья моря. Точки регистрации цунами на южном побережье Крыма показаны на рис. 1. Мареограммы позволяют оценить высоты цунами (возвышения гребней над соседними подошвами) и характерные периоды волн в пунктах наблюдения, найти время распространения волн до них из зон генерации.

Высоты цунами для четырех зарегистрированных событий, найденные по данным о колебаниях уровня изменялись в диапазоне 0,03-0,53 м. Распределение высот черноморских цунами вдоль южного побережья Крымского полуострова очень неравномерно. В большинстве береговых пунктов наблюдается заметная тенденция в увеличении высот волн с ростом магнитуды землетрясения M , что позволяет построить для них прогностические зависимости от магнитуды [6]. В большинстве случаев цунами характеризовались первоначальным подъемом уровня моря, а первая волна не являлась максимальной по высоте. Цунами имели пакетную структуру. Хотя высоты зарегистрированных волн сейсмического происхождения в точках наблюдения не превысили 0,53 м, в некоторых бухтах южного побережья Крыма по визуальным оценкам они достигали 1-2 м [4,7,16].

Средние периоды волн цунами изменялись в диапазоне 8-107 мин и не совпадали в одних и тех же пунктах для различных событий. Анализ спектров временных рядов колебаний уровня позволяет говорить о доминирующих периодах волн цунами 20-30 мин [20]. Время распространения цунами до ближайших к очагу участков побережья составило 5-8 мин.

Математическая модель прогноза цунами

Для прогноза высот цунами у побережья воспользуемся нелинейной моделью длинных баротропных волн с параметризацией донного трения по квадратичному закону от горизонтальной скорости. В случае эволюционной задачи отклик моря на подводное землетрясение задается в виде начального возмущения жидкости и рассматривается его развитие во времени. Как правило, сейсмическое возмущение моря, задаваемое в начальный момент времени, – это смещение свободной поверхности жидкости при нулевом поле скорости. Ниже рассматривается область Черного моря, примыкающая к южному побережью Крымского полуострова, показанная на рис.2. Она включает открытую часть бассейна с глубинами до 2000 м, материковый склон с перепадом глубин от 2000 до 100 м в направлении берега и шельфовую зону глубиной 100 м и менее. Граница расчетной области включает как береговые, так и свободные участки.



— Рис. 2. Район исследования Черного моря, включающий южное побережье Крымского полуострова, и рельеф морского дна в расчетной области.

Баротропные движения жидкости в расчетной области описываются системой трех уравнений [21]

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{U^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{UV}{D} \right) &= -gD \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{KU\sqrt{U^2 + V^2}}{D^2}, \\ \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{UV}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{V^2}{D} \right) &= -gD \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{KV\sqrt{U^2 + V^2}}{D^2}, \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

с заданием условия скольжения на береговых участках границы, условием свободного выхода волн из расчетной области через жидкие участки границы [22] и начальными условиями

$$U = V = 0, \zeta = \zeta_0(x, y) \quad (t = 0). \quad (2)$$

Здесь x, y - зональная и меридиональная координаты; t - время; $\{U, V\}(x, y, t)$ - полные горизонтальные потоки жидкости вдоль осей x и y соответственно; $\zeta(x, y, t)$ - смещение уровня моря; $\zeta_0(x, y)$ - начальное смещение уровня; $D = H(x, y) + \zeta(x, y, t) > 0$ - полная глубина бассейна, учитывающая как глубину моря $H(x, y)$ при отсутствии волн, так и смещения уровня моря; g - ускорение свободного падения; $K = 2.6 \cdot 10^{-3}$ - коэффициент донного трения.

Для задания начального возмущения моря могут использоваться различные подходы, включая решение задачи гидроупругости для заданного разрыва земной коры [22]. Ограничимся традиционным подходом, в рамках которого реальные очаги генерации цунами подводными землетрясениями аппроксимируются эллипсами с большой и малой осями L и W соответственно [23].

Длины осей и максимальное смещение уровня моря a_0 зависят от магнитуды подводного землетрясения M . В работе [15] путем обобщения большого объема сейсмологических данных о реальных очагах землетрясений предложены приближенные зависимости осей L и W от магнитуды M для евразийского региона. Они записываются в следующем виде

$$\begin{aligned} L &= W, \lg L = 0.24M - 0.16 \quad (M < 6.5), \\ \lg L &= 0.6M - 2.5, \lg W = 0.15M + 0.42 \quad (M \geq 6.5). \end{aligned} \quad (3)$$

Величины L и W задаются в километрах. Зона генерации цунами является круговой для слабых землетрясений, но оно принимает эллиптическую форму, если $M > 6.5$. Для задания максимального смещения поверхности моря в зоне подводного землетрясения воспользуемся эмпирической зависимостью

$$\lg a_0 = 0.8M - 5.6. \quad (4)$$

Она получена в работе [14] для диапазона магнитуд $6.7 \leq M \leq 8.5$ на основе данных о 28 подводных цунамигенных землетрясениях тихоокеанского региона. В формуле (4) смещение a_0 задается в метрах.

Найденные по формулам (3) и (4) параметры начального смещения уровня моря для различных значений магнитуды подводного землетрясения приведены в таблице.

Пространственные параметры начального смещения уровня моря при различной магнитуде землетрясения, найденные по формулам (3), (4)

M	L, км	W, км	a0, м
6.0	19.0	19.0	0.16
6.5	25.1	25.1	0.40
7.0	50.1	29.5	1.00
7.5	100.0	35.1	2.51
8.0	199.5	41.7	6.31

Начальное смещение уровня моря $\zeta_0(x, y)$ в условии (2), сосредоточенное в эллиптической области поверхности моря (очаг цунами) с центром в точке (x_0, y_0) , задавалось по формулам

$$\zeta_0(x, y) = a_0 \cos^2(\pi r) \quad (r \leq 0.5), \quad \zeta_0(x, y) = 0 \quad (r > 0.5), \quad (5)$$

$$r = \sqrt{x_1^2 / L^2 + y_1^2 / W^2},$$

где $x_1 = (x - x_0) \cos \alpha + (y - y_0) \sin \alpha$, $y_1 = (y - y_0) \cos \alpha - (x - x_0) \sin \alpha$, α - угол поворота большой оси эллипса относительно оси x против часовой стрелки.

Задача (1), (2) с подходящими граничными условиями решалась методом конечных разностей на квадратной сетке с разнесенными узлами для полей U , V и ζ . Пространственный шаг соответствовал сетке глубин и равнялся 2,5 км. Применена явно-неявная одношаговая по времени схема [21, 22] с шагом по времени 2 с.

Численный анализ распространения волн цунами

Пространственная структура волн цунами существенно зависит от особенностей рельефа дна бассейна, ориентации эллиптического очага цунами по отношению к изобатам, длин его осей и начального (сейсмического) смещения уровня моря. На мелководье также может проявляться зависимость параметров нелинейной волны цунами от амплитуды a_0 начального смещения уровня моря.

Численный анализ характеристик цунами выполнен для четырех возможных положений очагов цунами А, В, С и D в расчетной области, положение которых показано на рис. 3.

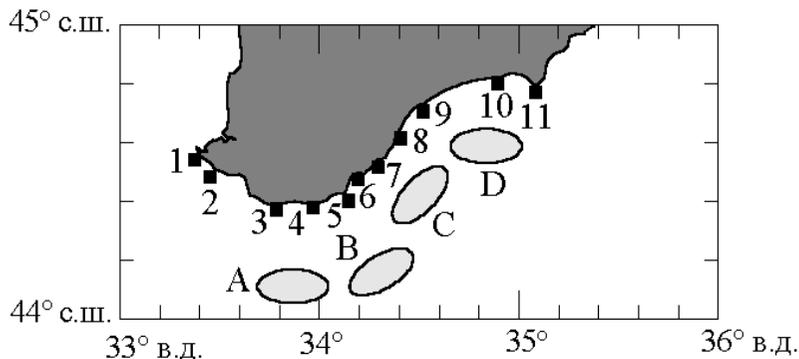


Рис. 3. Эллиптические очаги генерации А-Д и пункты побережья 1-11, в которых оценивались параметры цунами. Пункты: 1 - мыс Херсонес, 2 - мыс Фиолент, 3 - мыс Са-

рыч, 4 - Алупка, 5 - мыс Айтодор, 6 - Ялта, 7 - Гурзуф, 8 - Алушта, 9 - мыс Башенный, 10 - Новый Свет, 11 - мыс Меганом.

Модельные очаги цунами расположены в Южнобережной сейсмоактивной зоне Черного моря, которая характеризуется наибольшим выделением энергии в верхнем 15-километровом слое литосферы и значительным вкладом землетрясений с магнитудой от $M = 5$ до $M = 8$ [24,25]. Подчеркнем, что очаг В расположен в зоне сейсмической генерации инструментально зарегистрированного цунами 26 июня 1927 г., а очаг С – в зоне возбуждения цунами 12 сентября 1927 г. Большие оси эллиптических очагов цунами ориентированы вдоль изобат.

Типичный процесс распространения подъема уровня Черного моря, локализованного в эллиптической области, показан на рис. 4.

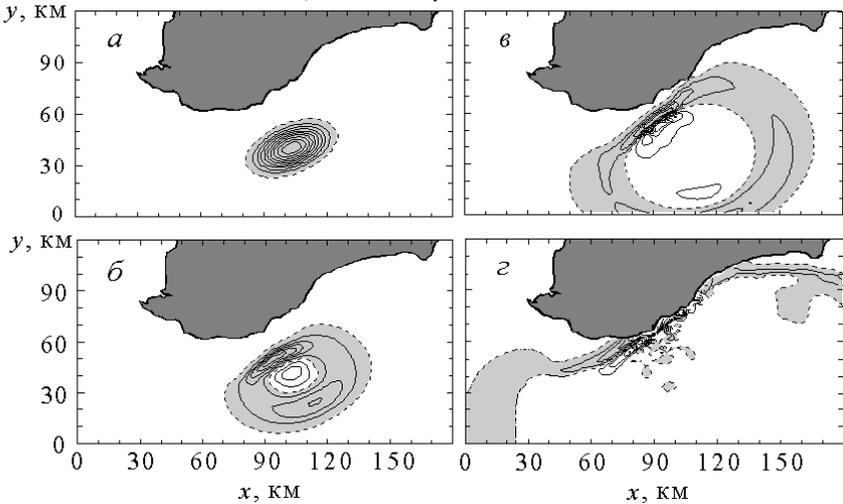


Рис. 4. Распространение волны цунами из зоны генерации В при магнитуде $M = 7.0$: а - $t = 0$, б - $t = 2$ мин, в - $t = 5$ мин, г - $t = 12$ мин. Изолинии смещений уровня моря даны с интервалом 0.1 м. Штриховые кривые соответствуют $\square = 0$, затененные области - подъемам морской поверхности.

Начальная стадия эволюционного процесса качественно такая же, как и в бассейне постоянной глубины [26]. При опускании начального поднятия поверхности моря (рис. 4,а) образуются две направленные волны серповидной формы, распространяющиеся в противоположных направлениях по нормали к продольной оси зоны генерации (рис. 4,б). Волна, излученная в открытую часть бассейна, выходит через глубоководные участки открытой границы и в последующем не оказывает влияния на волновую динамику моря в расчетной области. Волна, распространяющаяся к берегу, усиливается по мере приближения к берегу и подвержена значительной топографической трансформации на материковом склоне и шельфе. Это проявляется в преобразовании серповидного гребня волны в прямолинейный, росте высоты и “сжатии” волны в направлении берега (рис. 4, в, г). При отражении волны от берега образуются захваченные шельфом знакопеременные волны, рас-

пространяющиеся вдоль береговой черты в противоположных направлениях от зоны первоначального наката волны на берег (рис. 4,г). Это свойство волн описано в работе [27] по результатам численного анализа эволюции начального смещения уровня в бассейне с цилиндрической батиметрией, моделирующей открытую часть Черного моря, материковый склон и шельф.

Характеристики колебаний уровня моря у побережья при цунами для всех зон генерации А-Д были определены по расчетным мареграммам в одиннадцати пунктах побережья Крымского полуострова, географическое положение которых показано на рис. 3. Соответствующие временные ряды для магнитуды $M = 7.0$ представлены на рис. 5.

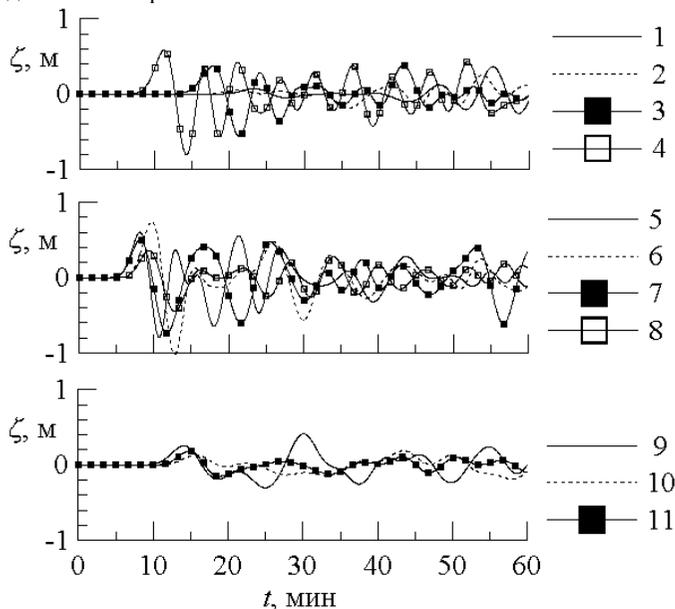


Рис. 5. Колебания уровня моря в пунктах 1-11 южного побережья Крымского полуострова в случае очага цунами В (рис. 3) при магнитуде $M = 7.0$.

По результатам расчетов подъема и понижения уровня моря в шельфовой зоне море во многих случаях не превышают по абсолютной величине высоту начального поднятия уровня моря a_0 . При магнитуде землетрясения $M = 7.0$ время распространения цунами из четырех рассмотренных зон генерации до всех выделенных пунктов побережья (время прихода гребня головной волны) составляет 4.5-31.9 мин, а периоды колебаний уровня моря лежат в диапазоне 10-15 мин. Как правило, первые из пришедших к берегу волн имеют максимальные высоты.

При фиксированных положении и ориентации продольной оси очага цунами параметры волн у берега зависят от магнитуды землетрясения. При задании параметров сейсмического возмущения моря по формулам (3) и (4) для всех очагов цунами А-Д происходит монотонное увеличение высот головных волн h с ростом магнитуды землетрясения M (рис. 6).

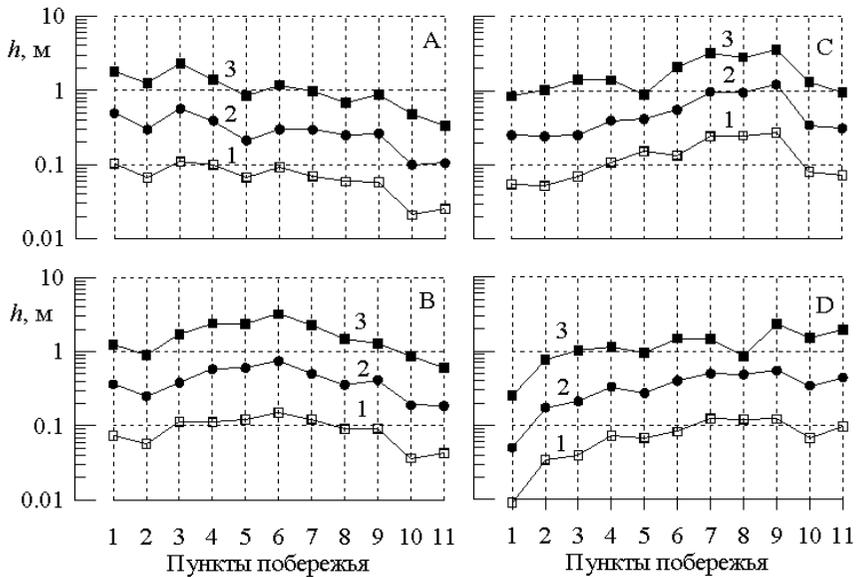


Рис. 6. Максимальные подъемы уровня моря h в пунктах 1-11 побережья, вызванные волнами цунами, излученными из зон генерации А-Д. Для кривых 1,2 и 3 магнитуда землетрясения равна 6.5, 7.0 и 7.5 соответственно.

Сопоставление рис. 3 и 6 показывает, что максимальные подъемы уровня моря наблюдаются на ближайших к очагам цунами участках побережья. При магнитудах $M=6.5$, 7.0 и 7.5 высоты волн на этих участках берега достигают соответственно 0.27, 1.21 и 3.58 м. По полученным оценкам с большой степенью уверенности можно говорить о возникновении реальной цунамиопасности для прибрежной зоны южного побережья Крымского полуострова при подводных землетрясениях с магнитудами $M = 7.0$ и более.

Накат волны цунами на берег

Накат волн на берег является наиболее важным этапом "жизни" цунами в океане с точки зрения оценки уровня цунамиопасности побережья. Сложность математического моделирования этого процесса определяется его нелинейностью и необходимостью воспроизведения движения жидкости по сухому берегу. Основные результаты в этой области динамики волновых процессов получены в рамках системы уравнений длинных поверхностных волн. Точные аналитические решения одномерной задачи наката волны и аналитические оценки вертикальных заплесков волн типа цунами представлены в работах [28-31]. Численные модели одномерного и двумерного наката длинных волн предложены в работах [32-36] и др. Экспериментальное изучение наката волн на берег и сопоставление экспериментальных

данных с результатами математического моделирования проводилось в работах [29,30,34,37,38].

В рамках нелинейной модели длинных волн рассмотрим одномерное распространение волны цунами на шельфе с последующим накатом на плоский наклонный берег для условий, имитирующих южное побережье Крымского полуострова в районе г. Ялты. Оценки высот вертикальных заплесков волн цунами при одномерном накате на вертикальную стенку, расположенную в прибрежной зоне Черного моря, получены в работе [39]. Приведенные на рис. 6 подъемы уровня моря в береговых пунктах 1-11 также соответствуют отражению волны от вертикальной преграды.

Рассмотрим бассейн, изображенный на рис. 7. Одиночная волна входит в шельфовую зону $0 \leq x \leq L$ через открытую левую границу $x = 0$, распространяется в бассейне переменной глубины $H = H(x)$ к берегу, затем над подводным участком откоса, накатывается на плоский берег при $x > L$ с углом наклона α к горизонту и, наконец, отражается от берега. Требуется описать распространение волны к берегу, процессы ее наката на берег и отката, а в результате определить вертикальные заплески волн, если известны высота и длина волны на левой границе области $x = 0$.

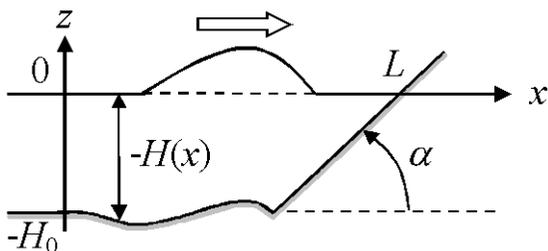


Рис. 7. Шельфовая зона с плоским береговым откосом.

Для моделирования процесса распространения одиночной волны на шельфе и ее выхода на сухой берег воспользуемся одномерным вариантом модели (1) без учета донного трения. В этом случае движение жидкости в области $x \geq 0$ описывается системой двух уравнений

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{U^2}{D} \right) = -gD \frac{\partial \zeta}{\partial x}, \quad \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad (6)$$

В качестве начальных условий для системы уравнений (6) примем $U = 0, \zeta = 0$ ($t = 0$),

$$(7)$$

означающие отсутствие возмущений моря в области $x \geq 0$ при $t \leq 0$.

Для задания входящей в зону шельфа одиночной волны и обеспечения выхода через левую границу расчетной области отраженных волн при $x = 0$ задавались комбинированные граничные условия

$$\zeta = \zeta_0(t), \quad U = C_0 \zeta_0(t) \quad (0 \leq t \leq T_0), \quad \frac{\partial U}{\partial t} - C_0 \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad (t > T_0), \quad (8)$$

где $C_0 = (gH_0)/2$ - скорость распространения длинных волн длины $\lambda \gg 0$ в окрестности левой границы бассейна глубины H_0 , $T_0 = \lambda_0/C_0$ - длительность про-

хождения одиночной волной границы $x = 0$. Первые два условия (8) задают изменения по t уровня моря и полного потока жидкости, вызванные известной входящей волной, а последнее соотношение обеспечивает свободный выход отраженных волн через левую границу.

На отрезке $0 \leq x \leq L$ начально-краевая задача (6)-(8) решалась методом направленных разностей по явно-неявной конечно-разностной схеме, как это описано в работах [34-36]. Для численного описания наката волны на сухой берег и ее отката был применен алгоритм, близкий к изложенному в работе [34]. Смещения поверхности жидкости $\zeta_0(t)$ в (8) на свободной границе $x = 0$, моделирующие прохождение на шельф одиночной волны высоты a_0 и длины λ_0 , задавались в виде

$$\zeta_0 = a_0 \cos^2(\pi C_0 t / \lambda_0 - \pi / 2) \quad (0 \leq t \leq T_0), \quad \zeta_0 = 0 \quad (t \leq 0, t \geq T). \quad (9)$$

Формулы (9) соответствуют распространяющейся вправо без изменения формы в бассейне постоянной глубины H_0 одиночной волны повышения $\zeta = a_0 \cos^2[\pi(C_0 t - x) / \lambda_0 - \pi / 2]$ ($C_0 t - \lambda_0 \leq x \leq C_0 t$).

Рассмотрим бассейн, глубина которого изменяется по закону

$$H = H_0 \quad (x < x_0), \quad H = H_0 - k(x - x_0) \quad (x \geq x_0), \quad (10)$$

где $H_0 = 100$ м, $x_0 = 40$ км, $k = \tan \alpha = 0,01$. Он моделирует шельфовую зону постоянной глубины H_0 , переходящую в плоский береговой откос. При отсутствии волн береговая линия располагается в точке $x = 50$ км.

Трансформация волны цунами на всех этапах ее эволюции показана на рис. 8. При достижении подводного склона волна начинает трансформироваться, благодаря рельефу дна бассейна и нелинейности волн. Трансформация волны выражается в увеличении ее высоты, уменьшении длины, замедлении волны и росте крутизны переднего склона. Нелинейные эффекты наиболее значительны вблизи береговой черты (рис. 8,а).

Стадию наката волны на наклонный берег иллюстрирует рис. 8,б. После максимального подъема уровня вдоль берегового откоса, начинается откат цунами от берега (рис. 8,в). В результате отражения (рис. 8,г) знакопостоянная волна трансформируется в знакопеременную, что характерно для отражения волн от наклонных берегов [40]. Рис. 8,г подтверждает, что краевое условие (9) правильно моделирует свободный выход длинных неустановившихся волн из расчетной области.

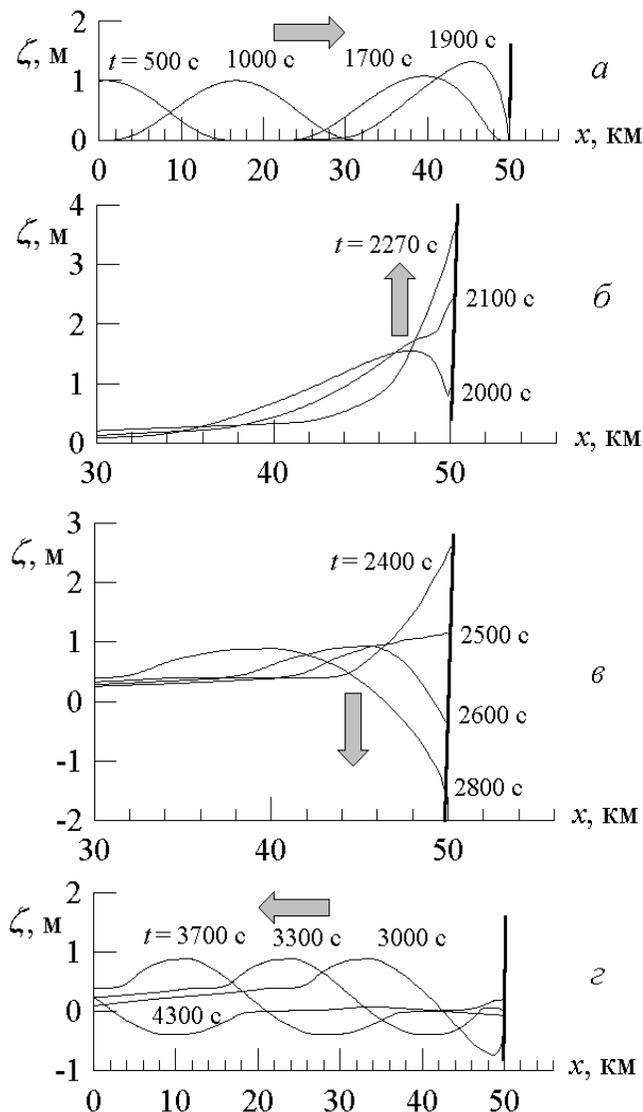


Рис. 8. Трансформация волны высоты $a_0 = 1$ м и длины $\lambda_0 = 30$ км при распространении к берегу (а), накате на берег (б), откате (в) и выходе через левую границу (г). Генеральные направления распространения волн указаны стрелками.

Максимальный подъем уровня вдоль откоса - вертикальный заплеск волны цунами h . Численный анализ показал, что увеличение первоначальной высоты волны и уменьшение угла наклона берега приводят к росту вертикальных заплесков волн

цунами [29,32,37]. Для крутых берегов вертикальный заплеск волн близок к удвоенной высоте волны цунами на подходе к берегу [39-41]. Зависимость заплесков от длины волны наиболее существенна для крутых коротких волн, что характеризуется уменьшением h с ростом λ_0 .

Рассмотрим теперь накат волны цунами на берег, соответствующий прибрежной зоне г. Ялты на южном побережье Крымского полуострова. Заданное таблично распределение глубины бассейна в направлении берега показано на рис. 9,а. Линейная аппроксимация этого рельефа дна, найденная методом наименьших квадратов, описывается зависимостью

$$H = 179.97 - 0.013 \cdot x, \quad (11)$$

где H и x задаются в метрах. При расчетах наката на побережье одиночных волн различной высоты и длины берег считался плоским, а распределение его высоты над уровнем моря также задавалось по формуле (11), что является весьма грубым приближением к реальной ситуации.

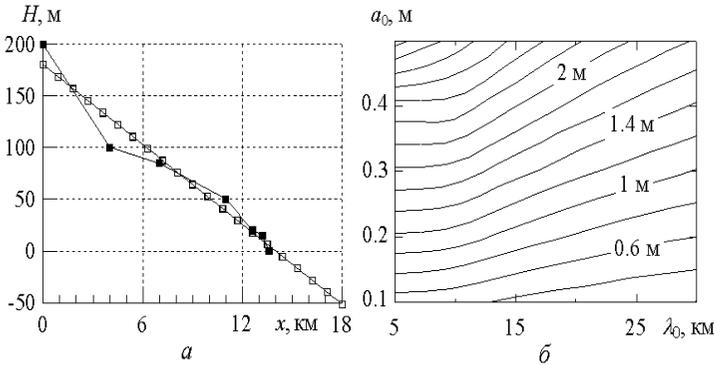


Рис. 9. Линейная аппроксимация (□) распределения глубины моря (■) в районе г. Ялты (а) и рассчитанные вертикальные заплески цунами (б) для различных длин λ_0 и высот a_0 набегающих на берег одиночных волн.

Найденные численно вертикальные заплески длинных волн типа цунами для этого случая даны на рис. 9,б. Они превышают первоначальные высоты волн в 4-6 раз и возрастают как при увеличении высоты волны на входе в шельфовую зону, так и при уменьшении ее длины.

Для определения высоты заплеска h уединенной волны на плоский берег в работе [29] получено выражение

$$\frac{h}{H_0} = 2.831(\operatorname{ctg} \alpha)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{a_0}{H_0} \right)^{\frac{5}{4}}. \quad (12)$$

Рис. 10 позволяет сопоставить найденные численно и по формуле (12) вертикальные заплески волн цунами в диапазоне высот $0.1 \leq a_0 \leq 0.5$ м, что характерно для относительно слабых черноморских цунами. Формула (12) наиболее приемлема для оценки заплесков на берег относительно коротких волн цунами ($\lambda_0 = 5$ км), но она дает завышенные значения h при накате более длинных волн.

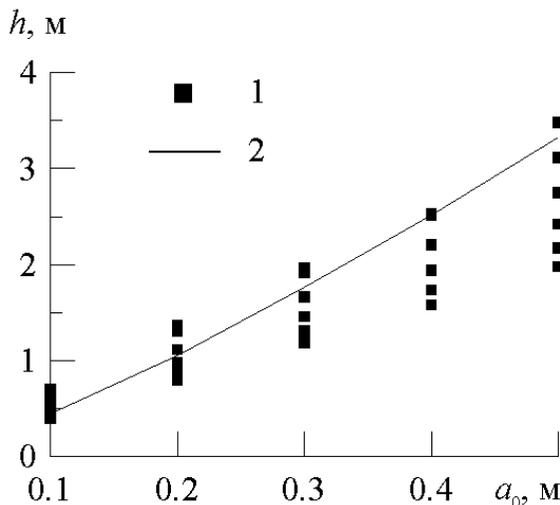


Рис. 10. Сопоставление вертикальных заплесков цунами в районе г. Ялты, найденных численно для одиночных волн длины $\lambda = 5, 10, 15, 20, 25, 30$ км (квадраты 1) и по формуле (12) работы [29], соответствующей уединенным поверхностным волнам (кривая 2).

Заклучение

Наиболее подвержены цунами прибрежные и островные территории Тихого океана, Средиземного моря, Восточной Атлантики, Карибского бассейна и ряда других районов Мирового океана. По сравнению с ними цунамиопасность Мраморного, Черного, Азовского и Каспийского морей значительно ниже. В этих морях интервал между относительно сильными событиями составляет от нескольких десятков до сотен лет, а инструментальные данные практически отсутствуют. Поэтому изученность явления цунами для них недостаточна. Тем не менее, нельзя исключать возможности возникновения здесь сильных цунами в будущем.

Из 22 аномальных колебаний уровня Черного моря, которые можно отнести к цунами, 13 отмечены на побережье Крыма. Только для четырех событий прошлого века получены инструментальные данные о цунами вдоль побережья. Этой информации недостаточно, чтобы описать процесс развития цунами в Черноморском бассейне и дать обоснованные оценки цунамиопасности региона. Для решения этих задач предложена численная модель распространения цунами в зоне моря, примыкающей к южному побережью Крымского полуострова. Размеры эллиптического очага цунами и сейсмические смещения уровня задавались по эмпирическим формулам для евразийского и тихоокеанского регионов.

Выполнен численный анализ пространственной структуры и элементов длинных волн на шельфе и у берега при различных магнитудах землетрясений и четырех положений очагов цунами в Крымской сейсмоактивной зоне. Оценки высот волны получены для 11 пунктов побережья на участке мыс Херсонес — мыс Мега-

ном. Пространственный шаг сетки 2.5 км. Расчетная область ограничена как твердыми, так и открытыми границами.

Показано, что при подводном землетрясении формируется направленная к берегу волна цунами. Направленность волн обусловлена эллиптичностью очага и батиметрией бассейна. На южном шельфе Крымского полуострова волна усиливается, а при отражении от берега она трансформируется в две захваченные шельфом интенсивные волны, распространяющиеся в противоположных направлениях от зоны наката. Распределение максимальных высот цунами вдоль побережья зависит от положения эпицентра и магнитуды землетрясения. Волны наибольшей высоты формируются на ближайшем к зоне подводного землетрясения участке шельфа. С ростом магнитуды землетрясения интенсивность цунами возрастает во всех точках рассматриваемого участка побережья.

При магнитуде 7.0 время прихода гребня головной волны цунами из четырех рассмотренных зон генерации до всех пунктов южного побережья Крыма составляет 4.5-31.9 мин, периоды колебаний уровня у побережья лежат в диапазоне 10-15 мин. Как правило, при подходе к берегу максимальную высоту имеет одна из первых волн.

Нелинейная модель длинных волн применена также для численного анализа одномерного распространения одиночных волн цунами на шельфе с последующим накатом на плоский наклонный берег. Она описывает выход волны на сухой берег и осушение дна при откате волны. Показано, что увеличение первоначальной высоты волны и уменьшение угла наклона берега приводят к росту вертикальных заплесков волн, что согласуется с экспериментальными данными.

Модель позволила получить предварительные оценки вертикальных заплесков волн для условий южного побережья Крымского полуострова. Они превышают первоначальные высоты волн в 4-6 раз и возрастают при увеличении высоты и уменьшении длины падающей волны цунами. Получено удовлетворительное соответствие рассчитанных вертикальных заплесков при накате на берег относительно крутых одиночных волн с теоретическими оценками, полученными для уединенных волн.

При магнитудах землетрясения 6.5, 7.0 и 7.5 высоты цунами на ближайших к зонам генерации участках побережья достигают соответственно 0.27, 1.21 и 3.58 м. С большой степенью уверенности можно говорить о реальной цунамиопасности для южного побережья Крымского полуострова при подводных землетрясениях с магнитудами 7.0 и более.

Список литературы

1. Фомичева Л.А., Рабинович А.Б., Демидов А.Н. Цунами в Черном море // Проект "Моря СССР". Гидрометеорология и гидрохимия морей СССР. Т. IV. Черное море. Вып. 1. Гидрометеорологические исследования. С.-Петербург: Гидрометеоздат, 1991. С. 352-354.
2. Доценко С.Ф. Черноморские цунами // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 1994. Т. 30, № 4. С. 513-519.
3. Rangelov V. Tsunami vulnerability modelling for the Bulgarian Black Sea // Wat. Sci. Tech. 1995. Т. 32, № 7. P. 47-53.

4. Никонов А.А. Цунами на берегах Черного и Азовского морей // Известия РАН. Физика Земли. 1997. № 1. С. 86-96.
5. Altinok Y. Tsunamis along the coasts of the Black Sea // Book of Abstracts. 2nd Balkan Geophys. Congr. and Exhibition., Istanbul, 5 - 9 July, 1999. P. 46-47.
6. Pelinovsky E. Preliminary estimates of tsunami danger for the northern part of the Black Sea // Phys. Chem. Earth. 1999. Т. 24, № 2. P. 175-178.
7. Зайцев А.И., Козелков А.С., Куркин А.А., Пелиновский Е.Н., Талипова Т.Г., Ялчинер А.С. Моделирование цунами в Черном море // Известия Академии инженерных наук Российской Федерации. Прикладная математика и механика. М.-Н. Новгород: НГТУ, 2002. Т. 3. С. 27-45.
8. Соловьев С.Л. Средиземноморские цунами и их сопоставление с тихоокеанскими цунами // Известия РАН. Физика Земли. 1989. № 11. С. 3-17.
9. Rangelov B., Gospodinov D. Tsunami energy distribution according to the Black Sea geometry // Proc. XXIV Gen. Ass. ESC., 19-24 Sept. 1994, Athens. 1994. V. 3. P. 1808-1813.
10. Доценко С.Ф. Связь интенсивности цунами в Черном море с магнитудой подводного землетрясения // Морской гидрофизический журнал. 1999. № 5. С. 12-22.
11. Engel M. Hydrodynamisch-numerische ermittlung von bewegungsvorgängen im Schwarzen Meer // Mitteilungen des Instituts für Meereskunde der Universität Hamburg. 1974. № 22. 72 s.
12. Доценко С.Ф., Коновалов А.В. Цунами 1927 г. в Черном море: данные наблюдений, численное моделирование // Морской гидрофизический журнал. 1995. № 6. С. 3-16.
13. Селезов И.Т., Островерх Б.Н. Моделирование сейсмических подводных очагов, генерирования и трансформации волн цунами в сейсмоактивных районах // Морской гидрофизический журнал. 1996. № 1. С. 66-77.
14. Пелиновский Е.Н. Нелинейная динамика волн цунами. Горький: ИПФ АН СССР, 1982. 226 с.
15. Уломов В.И., Полякова Т.П., Шумилина Л.С., Чернышева Г.В. и др. Опыт картирования очагов землетрясений // Сейсмичность и сейсмическое районирование Северной Евразии. 1993. Вып. 1. М.: ИФЗ РАН. С. 99-108.
16. Григораш З.К. Черноморские цунами 1927 г. по мареографическим записям // Тр. МГИ АН СССР. М.: АН СССР, 1959. Т. 17. С. 59-67.
17. Григораш З.К., Корнева Л.А. Волны цунами, сопровождавшие Анапское землетрясение 12 июня 1966 г. // Океанология. 1969. Т. 9, вып. 6. С. 988-995.
18. Григораш З.К. Обзор удаленных мареограмм некоторых цунами в Черном море // Тр. СахКНИИ ДВО АН СССР. Ю.-Сахалинск: СахКНИИ, 1972. Вып. 29. С. 271-278.
19. Григораш З.К., Корнева Л.А. Мареографические данные о цунами в Черном море при Турецком землетрясении в декабре 1939 г. // Океанология. 1972. Т. 12, вып. 3. С. 417-422.
20. Рангелов Б., Спасов Е., Доцев Н., Павлов И. Спектры на цунами в Черном море // Българско геофизично описание. 1987. Т. 8, № 1. С. 53-58.
21. Вольцингер Н.Е., Пяковский Р.В. Основные океанологические задачи теории мелкой воды. Л.: Гидрометеиздат, 1968. 300 с.

22. Марчук Ан.Г., Чубаров Л.Б., Шокин Ю.И. Численное моделирование волн цунами. Новосибирск: Наука, 1983. 175 с.
 23. Мурти Т.С. Сейсмические морские волны цунами. Л.: Гидрометеоздат, 1981. 447 с.
 24. Чекунов А.В. Сейсмическая эмиссия и разноэтажная тектоника в Черноморском регионе // Доклады АН УССР. Сер. Б. 1990. № 11. С. 27-31.
 25. Пустовитенко Б.Г., Кульчицкий В.Е. Сейсмичность Черноморской впадины // Геофизический журнал. 1991. № 3. С. 14-19.
 26. Доценко С.Ф. Влияние остаточных смещений дна океана на эффективность генерации направленных волн цунами // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 1995. Т. 31, № 4. С. 570-576.
 27. Доценко С.Ф. Закономерности распространения цунами на шельфе Черного моря из эллиптической зоны генерации // Морской гидрофизический журнал. 2000. № 6. С. 18-27.
 28. Carrier G.F., Greenspan H.P. Water waves of finite amplitude on a sloping beach // J. Fluid Mech. 1958. V. 4, № 1. P. 97-109.
 29. Synolakis C.E. The runup of solitary waves // J. Fluid Mech. 1987. V. 185. P. 523-545.
 30. Massel S.R., Pelinovsky E.N. Run-up of dispersive and breaking waves on beaches // Oceanologia. 2001. V. 43, № 1. P. 61-97.
 31. Carrier G.F., Wu T.T., Yeh H. Tsunami run-up and draw-down on a plane beach // J. Fluid Mech. 2003. V. 475. P. 79-99.
 32. Марчук Ан.Г. Метод расчета наката длинных гравитационных волн на наклонный берег // Эволюция цунами от очага до выхода на берег. М.: Радио и связь, 1982. С. 64-68.
 33. Шокин Ю.И., Чубаров Л.Б., Марчук Ан.Г., Симонов К.В. Вычислительный эксперимент в проблеме цунами. Новосибирск: Наука, 1989. 167 с.
 34. Liu P.L.-F., Cho Y.-S., Briggs M.J., Lu U.K., Synolakis C.E. Runup of solitary waves on a circular island // J. Fluid Mech. 1995. V. 302. P. 259-285.
 35. Kowalik Z. Basic relations between tsunamis calculations and their physics // Science of Tsunami Hazards. 2001. V. 19, № 2. P. 99-115.
 36. Marchuk An.G., Anisimov A.A. A method for numerical modeling of tsunami run-up on the coast of arbitrary profile // ITS 2001 Proceeding. Session 7, № 7-27. 2001. P. 933-940.
 37. Кононкова Г.Е., Показеев К.В. Динамика морских волн. М.: Изд-во МГУ, 1985. 298 с.
 38. Chanson H., Aoki S.-i., Maruyama M. An experimental study of tsunami runup on dry and wet horizontal coastlines // Science of Tsunami Hazards. 2002. V. 20, № 5. P. 278-293.
 39. Доценко С.Ф. Анализ усиления волн цунами в прибрежной зоне Южного берега Крыма // Морской гидрофизический журнал. 1998. № 6. С. 3-10.
 40. Вольцингер Н.Е., Клеванный К.А., Пелиновский Е.Н. Длинноволновая динамика прибрежной зоны. Л.: Гидрометеоздат, 1989. 272 с.
-

ЭКОЛОГИЧЕСКОЕ ОБРАЗОВАНИЕ - МИРОВОЗЗРЕНЧЕСКАЯ КОМПОНЕНТА

В.И.Неделько, В. Н. Прудников, А.Г.Хунджуа

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет. Ленинские горы, 119899, Москва, Россия.

Мы живем в эпоху экологического кризиса, когда в результате преобразующей деятельности человека возникли глобальные противоречия между результатами этой деятельности – ее «полезными» и «вредными» последствиями. Причем зачастую непонятно, во имя чего (не с точки зрения отдельных предпринимателей или промышленно-финансовых группировок, а с точки зрения человечества в целом) стоит мириться с мутагенным, канцерогенным и другими воздействиями на среду обитания, которые укорачивают «век сей» отдельных людей, и человечества в целом. Решением проблемы оптимального развития и существования человечества занимается экология, занимается в рамках науки с использованием междисциплинарного подхода. Экология ищет пути регулирования человеческого общества и природы, получает новые знания и, используя их, создает новые ресурсосберегающие и экологически чистые технологии, новые принципы рационального природопользования.

Но возможно ли решение задачи «экологически чистого бытия» в принципе, и если возможно, то достаточно ли для этого одних научных методов? Экологическая проблема стара как мир, и вся история развития европейской цивилизации показывает, что научно-технический прогресс несколько не улучшает экологическую ситуацию, ведь именно он и создал все экологические проблемы и делает их все более острыми и масштабными. Научно-технический прогресс вершится руками людей, т.е. человечество само создает экологические проблемы, а затем пытается их решать, но силы, брошенные на создание и обуздание явно не равны.

В рамках научного подхода – человек и человечество в целом сами являются лишь объектами природы, объектами материального мира и подчиняются его законам. С научной точки зрения направление эволюции природы определяется законом увеличения энтропии, и в этом человечество, несомненно, преуспело. Но принципиально важно другое – в борьбе человечества с силами природы возможны лишь локальные успехи (на фоне неизменного роста энтропии). Собственно сегодня большинство экологически успешных проектов на этом и основано: так называемые «цивилизованные» демократические государства потребляют экологически чистую продукцию, которая производится грязными технологиями в странах «нецивилизованных» и недемократических. Или же в «нецивилизованные, недемократические» страны свозят отходы производства, в том числе и радиоактивные, в том числе и в Россию.

Ясно, что в рамках научного подхода экологические проблемы полностью не решаются, их нарастание можно замедлить или временно локализовать. Поэтому не менее важно научить человека «правильно жить», т.е. так, чтобы экологические издержки были минимальны. Главной задачей такого обучения является формирование мировоззрения, в котором духовные ценности преобладают над материальными.

— Вопросам формирования мировоззрения уделяется внимание во многих естественнонаучных и гуманитарных курсах [1], однако, сама возможность влияния

на мировоззрение студентов сильно преувеличена. В XXI веке к моменту начала обучения в вузе люди имеют сформированное и довольно устойчивое мировоззрение, перестроить которое крайне сложно. В лучшем случае можно рассचितывать на уточнение отдельных моментов, в первую очередь, на преодоление потребительского подхода к жизни. Отметим, что и эта задача является весьма непростой, особенно с учетом постоянного внедрения противоположной точки зрения СМИ.

Мировоззренческие вопросы не решаются в рамках научного знания, и требуют привлечения категорий нравственности. При этом неизбежно придется опираться на какую-то конкретную систему нравственности, которая должна с пониманием восприниматься большинством членов общества, быть исторически оправданной – показать свои возможности, состоятельность и объективность. Поскольку не существует «общечеловеческих» нравственных ценностей, наиболее приемлемой следует считать христианскую систему нравственных ценностей, которой долгие века следовали народы Европы, Северной и Южной Америки, Австралии. Христианская нравственность открыта в Священном Писании и, что очень важно, не подлежит ревизии (например, в угоду каких-либо промышленных или финансовых группировок, которые вместо решения экологических вопросов пытаются откупиться от мирового сообщества). Ведь не зря Федор Михайлович Достоевский еще полтора века назад указал основную экологическую проблему – «Если Бога нет, то все дозволено».

Но «Священное Писание» сегодня находится за рамками образования, в противоположность, например, атеизму – той же вере, но вере чисто негативной, ничего не привносящей в наши знания, нашу культуру, кроме отрицания Бога. Поэтому представляется необходимым изучение основ христианства, христианской нравственности в рамках светского образования, конкретно и в курсе экологии, не как религиозной конфессиональной системы, а в плане философско-познавательной системы, позволяющей иметь однозначный взгляд на все главные для человечества вопросы.

Следует отметить, что понимание важности для образования в целом и для экологии в частности мировоззренческих, в том числе нравственных вопросов, безусловно, есть и всегда было у многих ученых [2], но чего нет – так это единства в понимании, как такие вопросы решать. Тут сколько людей – столько и мнений. А ведь по существу достойной альтернативы христианской системе нравственности никогда не было, как нет и сейчас. Не зря даже атеистическая коммунистическая идеология в качестве лозунгов использовала многие библейские тексты – «кто не работает, тот не ест», и т.д., да и весь «кодекс строителя коммунизма», по существу, заимствован из Нового Завета.

Истории известны попытки построения систем нравственности, отличных от христианской – они обычно возникали во времена великих революций и отражены в декларации независимости, декларации прав человека и гражданина, и т.д. Но проверки временем эти системы не выдержали, более того их практическое воплощение приводило к трагическим последствиям. Так Великая Французская Революция 1789 г., а по существу масонская революция разума, в мгновение ока перевела Францию от христианства (большинство населения Франции – католики, хотя доля протестантов – гугенотов также достаточно велика) к атеизму, а затем и к языческому поклонению «идолам революции». Спустя два века можно оценить последствия Великой Французской революции – бесчисленные политические по-

трясения, реки крови и деградация нации. Совсем скоро от ее идеалов - свободы, равенства, братства, не осталось и следа, да их, собственно, не было и во времена революции. Причина, по которой стал возможен такой ход истории, лежит в отказе от христианской нравственности.

В концепции современного гуманизма (официальная идеология ЮНЕСКО) утверждается, что социальная эволюция должна сопровождаться эволюцией нравов, т.е. нравственные принципы носят не абсолютный, а эволюционный характер. Однако как-то странно изменилась нравственность в результате своей эволюции - вопиющие примеры безнравственности (гомосексуализм, аборт, эвтаназия, узаконенная проституция и употребление наркотиков) перестали считаться таковыми по мере приближения к «совершенному всемирному обществу». Гуманисты считают, что могут избраться нечто более глубокое, чем открыто в Священном писании. Но здесь их подстерегают многие трудно разрешимые вопросы, например:

Является ли мерой нравственности ее польза для одного человека или для человечества в целом?

Является ли государство высшим источником закона?

Всегда ли большинство принимает нравственное решение? Т.е. совместимы ли принципы демократии с нравственными установками гуманистов?

Принципиальным неразрешимым остается вопрос об объективном критерии нравственности. Каким образом можно судить о правильности нравственных установок, если не существует высшего закона, или хотя бы объективного критерия?

Спрашивается, чем неуютны мировому сообществу христианские нравственные ценности? Ответ не сложен - ведь человек, их исповедывающий, никогда не удовлетворится отведенной ему в концепции глобализма ролью «свободного потребителя».

Человек ведь существо духовное. Этот тезис известен всем, но понимание духовности в современном обществе искажено. Выдающийся русский философ, религиозный мыслитель и общественный деятель И. А. Ильин в одном из самых значительных духовных произведений XX века "Аксиомы религиозного опыта" определяет дух как потребность священного, дар молитвы, силу поющего сердца и жилище совести, месторождение художественного искусства, источник правосознания, истинного патриотизма и национализма, главную основу здоровой государственности и великой культуры.

Естественно, что и вопросы культуры, правосознания, государственности и прилегающие к ним вопросы демократии, правозащиты, экологии, генной инженерии, ядерной энергетики и т.п. могут решаться только с позиций духовности человека и христианской нравственности. И никакие достижения современной науки не смогут найти верного решения в этих вопросах, ибо науке не ведомы нравственные категории, в ней отсутствуют понятия добра и зла.

Но совсем непонятно ради чего нам в России, стране с тысячелетней христианской историей, отказываться от своих традиций? Кому может повредить изучение христианской нравственности, как традиционного элемента системы духовного образования?

Решение многих жизненно важных вопросов невозможно без нравственных оценок, в том числе и вопросов экологических. Современное экологическое образование должно содержать две компоненты: профессиональную и мировоззренче-

скую. И если с профессионально-предметной компонентой в целом имеется ясность, то мировоззренческая компонента требует дальнейшей разработки.

Литература

1. Трухин В.И., Петрунин Г.И., Пирогов Ю.А., Показеев К.В. Изучение физических проблем экологии и экологическое образование на физическом факультете МГУ / Физическое образование в Вузах, 1998, Т4, №3, С.26-31.
 2. Образование, которое мы можем потерять (под ред. В.А.Садовниченко) М. МГУ. 2002.
-

ОБ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЯХ ВОДНОГО СЛОЯ В ОЧАГЕ ЦУНАМИ

Носов М.А., Колесов С.В., Остроухова А.В., Алексеев А.Б.

Московский Государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, nosov@phys.msu.ru

Введение

Вопрос о роли эффекта сжимаемости воды в задаче цунами неоднократно поднимался в литературе [Sells, 1965; Kajiura, 1970; Подъяпольский, 1978; Янушаускас, 1981; Бурьмская и др., 1981; Левин, 1981; Селезов и др., 1982; Гарбер, 1984; Жмур, 1987]. Несмотря на это, большинство работ по моделированию волн цунами выполняется в рамках теории несжимаемой жидкости [Марчук и др., 1983; Доценко, 1995; Titov, Synolakis, 1998; Titov, Gonzalez, 1997; Пелиновский, 1996; Takahashi et al., 1995]. С нашей точки зрения это связано со следующими двумя причинами. Во-первых, до последнего времени отсутствовал строгий физический анализ роли сжимаемости воды в задаче цунами. Этот недостаток устранен с появлением наших работ [Носов, 1998, 2000], в которых было показано, что сжимаемость действительно проявляется, но только на стадии генерации цунами, в то время как распространение и накат волн на берег могут быть описаны как движение несжимаемой жидкости. Во-вторых, до сих пор не существовало прямой аппаратной регистрации проявлений эффекта сжимаемости в очаге цунами. Здесь мы не имеем в виду явление, именуемое Т-фаза [Соловьев и др. 1980], – оно многократно регистрировалось и сравнительно неплохо изучено. Речь идет о низкочастотных колебаниях водного слоя (~0.1 Гц), существующих в непосредственной близости очага цунами. Напомним, что типичный частотный диапазон Т-фазы приходится на интервал 1-100 Гц. Возможность ликвидировать второй недостаток появилась только в последние несколько лет после установки вблизи Японских о-в системы регистраторов, включающей в себя датчики придонного давления.

Целью настоящей работы является анализ данных о вариациях придонного давления при сильном подводном землетрясении вблизи острова Хоккайдо от 25.09.2003, в плейстосейстовой зоне которого оказались датчики означенной системы. В частности, работа направлена на выявление низкочастотных упругих колебаний водного слоя, вызванных землетрясением.

Используемые данные

Натурные данные о вариациях давления получены при помощи донных датчиков JAMSTEC (Japan Marine Science & Technology Center). Датчики давления PG1 и PG2 (Tsunami Sensors) установлены в точках с координатами 41°42.076'N, 144°26.486'E и 42°14.030'N, 144°51.149'E. Глубины океана в указанных точках составляют HPG1=2340 м и HPG2=2227 м. С пунктом регистрации, расположенным на берегу, датчики соединены кабельной линией. Основное предназначение описанной системы – регистрация волн цунами. Однако, частота опроса датчиков (1 Гц) достаточно высока для получения информации и об упругих колебаниях водного слоя в интересующем нас диапазоне. Из теории акустических волн из-

вестно, что минимальная нормальная частота упругих колебаний водного слоя толщины $H \sim 2.2$ км составляет $c/4H \sim 0.17$ Гц [Толстой, Клей, 1969]. Следует также отметить следующий благоприятный факт: именно в придонной области амплитуда динамического давления, связанного с упругими колебаниями, достигает максимальных значений [Nosov, Kolesov, 2003].

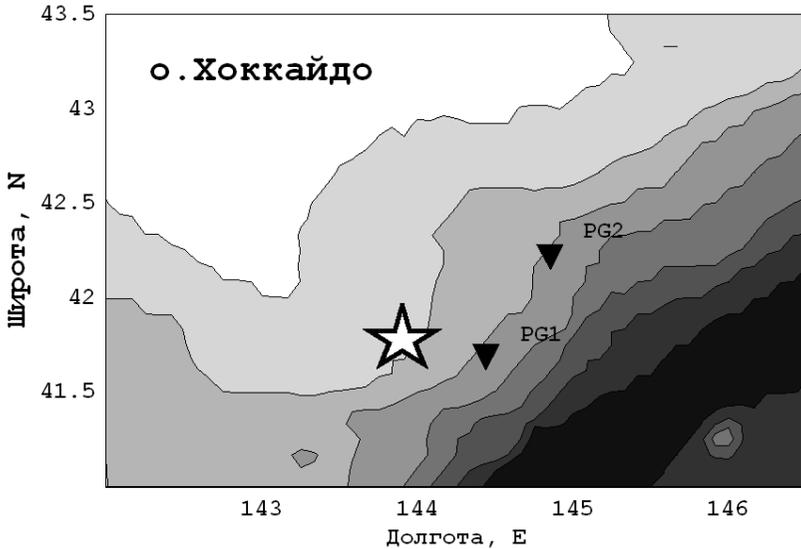


Рис. 1. Взаимное расположение эпицентра землетрясения 25.09.2003 (звездочка) и датчиков донного давления PG1 и PG2 (треугольники).

Согласно сейсмическому каталогу NEIC подводное землетрясение от 25.09.2003 произошло в 19:50:06 UTC, координаты эпицентра 41.78 N 143.86 E, глубина гипоцентра 27 км, магнитуда 8.3 MwHRV. При землетрясении образовалась волна цунами, высота которой достигала 4 м вдоль юго-восточного побережья о-ва Хоккайдо, что свидетельствует о формировании остаточных вертикальных деформаций дна. Взаимное расположение датчиков и эпицентра землетрясения показано на Рис. 1.

Математические модели

Перед анализом и интерпретацией натуральных данных полезно обратиться к некоторым результатам моделирования динамики сжимаемой жидкости.

При моделировании использовалась плоская численная модель [Nosov, Kolesov, 2003], описывающая волновые движения сжимаемой жидкости, возбуждаемые малыми деформациями дна в бассейне произвольной топографии. Дно бассейна предполагалось абсолютно жестким. Начало прямоугольной системы координат располагалось на невозмущенной свободной поверхности жидкости. Ось

Ox направлена горизонтально, ось Oz – вертикально вверх. Модель использует следующую математическую постановку:

$$\varphi_{xx} + \varphi_{zz} = c^{-2} \varphi_{tt}, \quad (1)$$

$$\varphi_{tt} = -g\varphi_z, \quad z = 0, \quad (2)$$

$$\partial\varphi / \partial\bar{n} = (\bar{\alpha}_0 \cdot \bar{n}(x))U(x, t), \quad z = -H(x), \quad (3)$$

где φ – потенциал скорости течения, c – скорость звука в воде, g – ускорение силы тяжести, $H(x)$ – глубина бассейна,

$\bar{\alpha}_0$ – направление подвижки, \bar{n} – нормаль к поверхности дна. Численный метод решения предполагает использование расчетной области конечных размеров. В этой связи, помимо граничных условий на поверхности (2) и на дне (3), на левой и правой границах области ставились условия свободного прохождения второго порядка (для упругих волн)

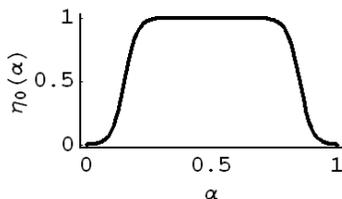


Рис. 2. Вид функции, определяющей пространственно-временной закон деформации дна.

[Марчук и др., 1983].

Уравнение (1) и все граничные условия приводились к безразмерному виду в соответствии с формулами

$$(x^*, z^*) = (z, x)H_{\max}^{-1}, \quad t^* = tH_{\max}^{-1}c, \quad (4)$$

где H_{\max} – максимальная глубина бассейна.

Поставленная задача решалась методом конечных разностей на прямоугольной сетке с фиксированными шагами по горизонтали и вертикали. На «входе» модель имела два текстовых файла, которые задавали распределение глубин и пространственно-временное распределение скорости деформации дна. Скорость деформации дна определялась в соответствии со следующей формулой:

$$U(x, t) = \eta(x/L) \eta(t/\tau) \sin[375(t/\tau)^2], \quad (5)$$

$$\eta(\alpha) = (\text{th}[20(\alpha - 0.15)] - \text{th}[20(\alpha - 0.85)])/2, \quad (6)$$

где L – горизонтальная протяженность области деформации, τ – продолжительность процесса деформации. Вид функции $\eta(\alpha)$ показан на Рис. 2. Важной особенностью сигнала этого вида является то, что в интересующем нас диапазоне частот он имеет непрерывный спектр, близкий к спектру белого шума.

На «выходе» модели по потенциалу скорости течения рассчитывался временной ход динамического давления ($p = -\rho \partial\varphi / \partial t$) в заданных придонных точках.

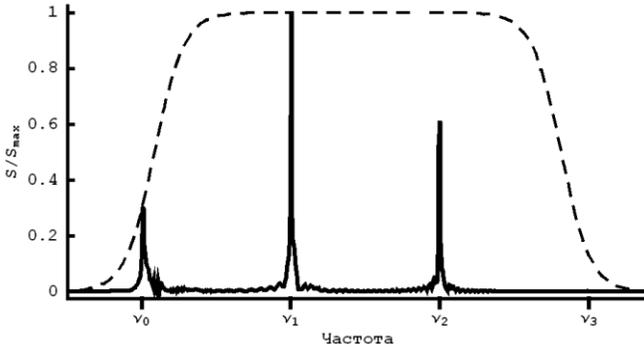


Рис. 3. Частотные спектры вариаций придонного давления (сплошная линия) и закона деформации дна (пунктир). Расчет выполнен для случая плоского горизонтального дна. ν_n - нормальные частоты.

В начале исследовался случай горизонтального плоского дна. Расчетная область имела длину 400 км, глубина океана H составляла 4 км. Источник длиной $L=50$ км располагался в центре расчетной области. Временной ход придонного давления рассчитывался в центре расчетной области.

На Рис. 3 представлен спектр колебаний дна (пунктирная линия) и спектр вариаций придонного давления (сплошная линия). Видно, что несмотря на тот факт, что спектр источника является сплошным, колебания водного слоя происходят преимущественно на нормальных частотах $\nu_n = c(2n + 1)/4H$, где $n = 0, 1, 2, \dots$.

Следующая серия численных экспериментов проводилась в области с наклонным дном (уклон 1/100). Как и в предыдущем случае, расчетная область имела длину 400 км, и в ее центре располагался источник длиной $L=50$ км. Минимальная и максимальная глубины составляли $H_{\min} = 0.2$ км и $H_{\max} = 4$ км.

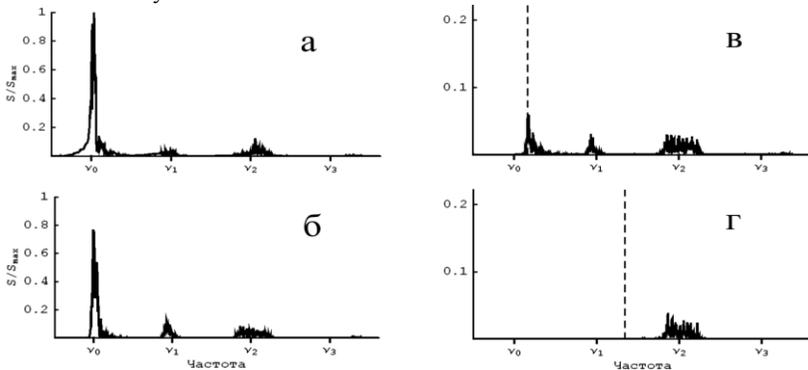


Рис.4. Частотный спектр вариаций придонного давления в центре источника (а), в точке ниже по склону (б), в двух точках выше по склону (в, г). Пунктирной линией показана частота отсечки. ν_n - нормальные частоты.

На Рис. 4 показаны спектры вариаций придонного давления, рассчитанного в центре источника (а), ниже по склону от источника (б) и в двух точках выше по склону (в, г). Видно, что, как и в случае плоского горизонтального дна, основная энергия упругих колебаний водного слоя приходится на нормальные частоты, рассчитанные исходя из глубины океана в центре источника. По сравнению со случаем горизонтального дна наблюдается заметное уширение пиков, которое связано с конечной протяженностью источника вдоль склона. Так же видно, что основная энергия приходится на нулевую нормальную частоту, а моды высших порядков возбуждаются слабо. При распространении упругих волн в область больших глубин (вниз по склону) спектральный состав остается практически неизменным. Но при распространении волн вверх по склону спектральный состав претерпевает существенные изменения, что связано с существованием частоты отсечки, ограничивающей спектральный состав колебаний снизу величиной $\nu^* = c/4H$, где H – глубина бассейна в заданной точке. Из Рис. 4 в и Рис. 4 г видно, что чем выше по склону расположена точка, в которой рассчитывается динамическое давление, тем беднее низкочастотная часть спектра.

Из проделанного анализа вытекают следующие выводы. Если датчик придонного давления попадает в область источника (подвижки дна), то в частотном спектре зарегистрированного им сигнала должна присутствовать нулевая нормальная частота $\nu_0 = c/4H$, рассчитанная по глубине океана в точке постановки датчика.

При этом спектр может быть обогащен частотами $\nu > \nu_0$ за счет гидроакустических волн, пришедших из мелководных областей. Что касается низкочастотной части спектра $\nu < \nu_0$, то она будет либо обеднена, либо обязана своим существованием не гидроакустическим, а сейсмическим волнам.

Следующий необходимый шаг – оценка характера влияния упругих свойств подстилающего пространства на исследуемый процесс. Скорости сейсмических и гидроакустических волн отличаются довольно значительно, но все же менее, чем на порядок. То же верно и для плотностей пород, слагающих дно, и морской воды. Следовательно, стоит ожидать, что конечная упругость подстилающего пространства может оказать заметное влияние на упругие колебания водного слоя.

Эта часть задачи исследовалась в рамках простой одномерной модели, сформулированной относительно потенциала скорости. Начало координат располагалось на невозмущенной свободной поверхности воды. Ось Oz была направлена вертикально вниз. Предполагалось, что среда состоит из N слоев. Сверху располагается водный слой толщины H^1 с плотностью ρ^1 и скоростью гидроакустических волн c^1 . Ниже – слои пород с различными толщинами H^i , плотностями ρ^i и скоростями упругих волн c^i . Приведенные к безразмерному виду с учетом формул (4) (знак «*» в дальнейшем опущен), система уравнений и граничные условия выглядят следующим образом:

$$\varphi_{tt}^i = (c^i/c^1)^2 \varphi_{zz}^i, \quad (7)$$

$$\varphi_t^1 = 0, \quad z = 0, \quad (8)$$

$$\Phi_z^i = \Phi_z^{i+1}, \quad z = z_i, \quad (9)$$

$$\rho^i \Phi_t^i = \rho^{i+1} \Phi_t^{i+1}, \quad z = z_i, \quad (10)$$

$$\Phi_t^N = -(c^N / c^1) \Phi_z^N, \quad z = z_N, \quad (11)$$

где Φ^i – потенциал скорости течения в i -м слое. В каждом слое решалось одномерное волновое уравнение. На верхней границе ставилось условие свободной поверхности, на нижней – условие свободного прохода, на границах между слоями – условия равенства давлений и скоростей. Параметры $N-1$ и N слоев были идентичны. Источник возмущения («землетрясение») располагался на границе между $N-1$ и N слоями. Источник задавался кинематически как принудительное колебание границы между слоями со скоростью, изменяющейся по закону

$$U(x, t) = \eta(t/\tau) \sin[30(t/\tau)^2]. \quad (12)$$

Как и в предыдущей модели (5), источник характеризовался достаточно широким и непрерывным частотным спектром. Источник действовал конечное время τ , которое выбиралось таким образом, чтобы сигнал, отраженный свободной водной поверхностью, не успевал вернуться к источнику обратно. На выходе модели имелся временной ряд, представляющий вариации давления на нижней границе водного слоя (придонное давление). Задача решалась численно методом конечных разностей.

В первой серии расчетов использовалась модель, состоящая из $N = 3$ слоев. Первый слой представлял собой водную среду. Второй и третий слои характеризовались параметрами, которые свойственны кристаллическим породам $\rho^2 / \rho^1 = 4$, $\rho^3 / \rho^1 = 4$, $c^2 / c^1 = 4$, $c^3 / c^1 = 4$. Толщины слоев были следующие: $H^2 / H^1 = 20$, $H^3 / H^1 = 5$.

Результат первой серии расчетов представлен на Рис. 5 а в виде частотного спектра источника (пунктирная линия) и частотного спектра придонного давления (сплошная линия). Видно, что, как и в случае абсолютно жесткого дна, невзирая на то, что спектр источника был непрерывным, упругие колебания водного слоя происходят на дискретном наборе нормальных частот $v_n = c(2n + 1) / 4H^1$. Отсюда следует вывод, что учет упругости подстилающего пространства принципиально картину не меняет.

В действительности водный слой редко контактирует с кристаллическими породами напрямую, обычно имеется значительный промежуточный слой (осадки), которому свойственны значения плотности и скорости упругих волн не сильно отличающиеся от соответствующих характеристик морской воды. Для воспроизведения такой ситуации рассматривалась четырехслойная модель среды. Первый слой представлял собой водную среду. Вторым слоем – слой осадков $\rho^2 / \rho^1 = 1.5$, $c^2 / c^1 = 1.5$. Третий и четвертый слои – кристаллические породы $\rho^3 / \rho^1 = 4$,

$\rho^4/\rho^1=4$, $c^3/c^1=4$, $c^4/c^1=4$. Толщины слоев были следующие:
 $H^2/H^1=0.5$, $H^3/H^1=20$, $H^4/H^1=5$.

На Рис. 5 б показаны спектры вариаций придонного давления, рассчитанные без учета слоя осадков (толстая линия) и с учетом слоя осадков (тонкая линия). Хорошо видно, что наличие слоя осадков, приводит к небольшому сдвигу частот нормальных колебаний водного слоя в низкочастотную область. Физически этот факт легко объяснить. Истинная точка отражения упругого сигнала сместилась ниже – к границе между слоем осадков и слоем кристаллических пород, что и привело к небольшому уменьшению частоты нормальных колебаний.

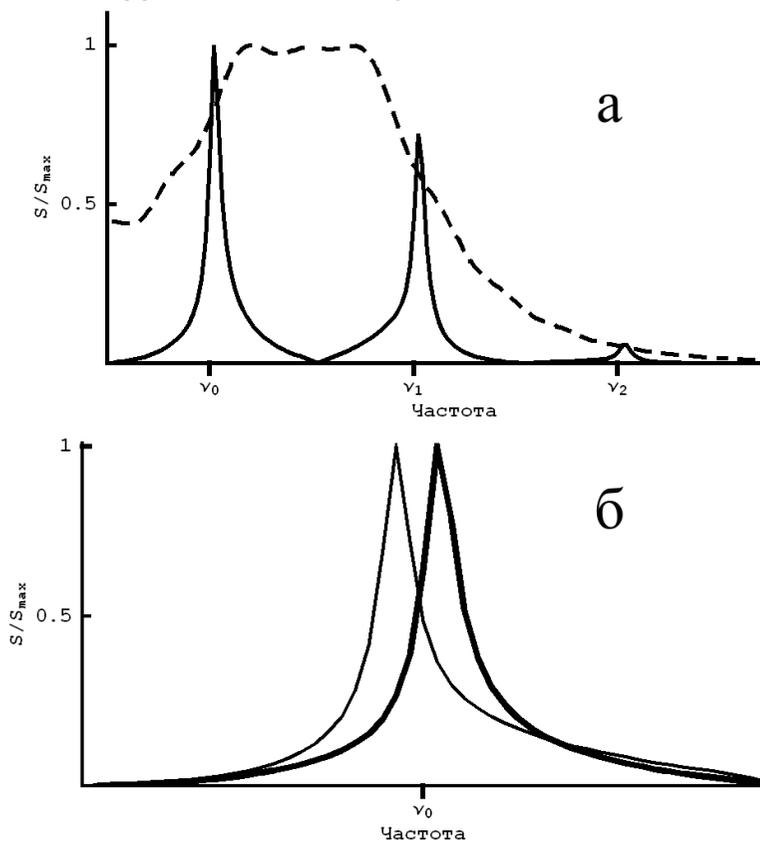


Рис.5. Частотные спектры вариаций придонного давления (сплошные линии) и «сейсмического» источника (пунктирная линия): а - водный слой на упругом полупространстве без слоя осадков, б – положение нулевой нормальной частоты без слоя осадков (толстая линия) и при наличии слоя осадков (тонкая линия).

Выделим два практически важных результата. Во-первых, учет упругих свойств дна «не отменяет» того факта, что упругие колебания водного слоя происходят на дискретном наборе нормальных частот. Во-вторых, наличие слоя осадков может приводить к незначительному смещению нормальных частот в низкочастотную область.

Анализ натуральных данных

На Рис. 6 а представлен временной ход вариаций придонного давления, зарегистрированных датчиком PG1 при двух подводных землетрясениях 25.09.2003 (первое событие – главное с $M_w=8.3$). Рис. 6 б демонстрирует тот же сигнал, приведенный к нулевому уровню (вычтены постоянная компонента и приливной тренд). На Рис. 6 в показан частотный спектр сигнала, приведенного к нулевому уровню.

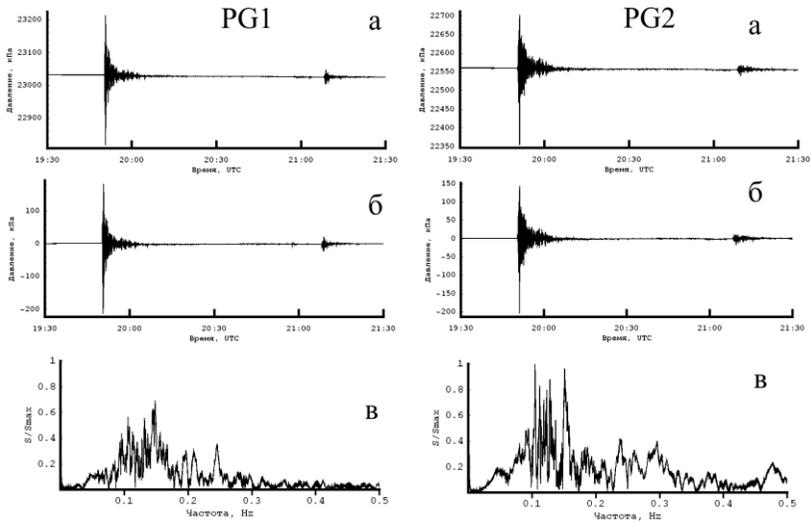


Рис. 6. Вариации придонного давления, зарегистрированные датчиками PG1 и PG2 25.09.2003: исходные данные (а), данные, приведенные к нулевому уровню (б), частотный спектр (в).

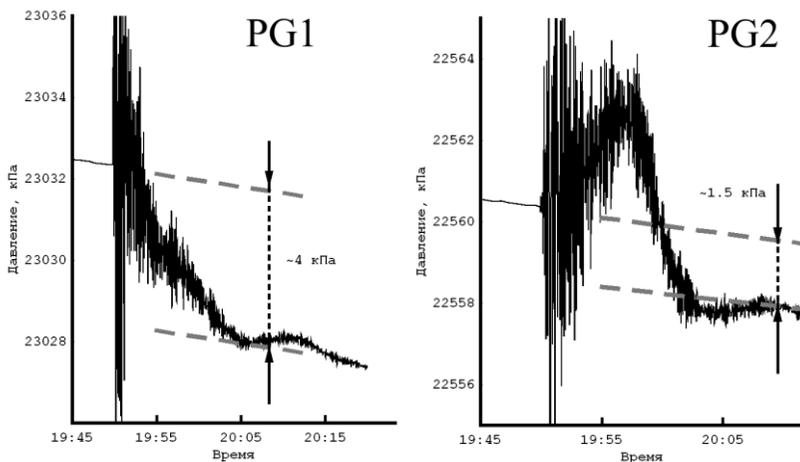


Рис. 7. Вариации придонного давления, зарегистрированные датчиками PG1 и PG2.

Из Рис. 6 видно, что максимальная амплитуда динамического давления $P_{\max} - P_{\min}$ на датчике PG1 достигала ~ 400 кПа (на PG2 – ~ 350 кПа). Предполагая, что динамическое давление есть результат вертикальной подвижки дна, оценим скорость вертикального движения дна V из формулы $P_{\max} - P_{\min} \sim \rho cV$, где $\rho = 1030$ кг/м³ – плотность воды, $c = 1500$ м/с – скорость звука в воде. Оценка такого рода является, безусловно, завышенной, но, тем не менее, она дает вполне разумное значение $V \sim 0.25$ м/с.

На Рис. 7 вариации придонного давления, предварительно сглаженные скользящим средним с окном 30 с, представлены в крупном масштабе, позволяющем видеть формирование остаточных смещений дна в результате землетрясения.

Из Рис. 7 видно, что в результате некоторого переходного процесса среднее давление, регистрируемое датчиком PG1, уменьшается на 4 кПа, а датчиком PG2 – на 1.5 кПа, что приблизительно соответствует уменьшению уровня воды (поднятию дна) на 0.4 м и 0.15 м соответственно. Видно, что уменьшение среднего давления происходит в течение 700-900 с (19:50-20:05 – PG1, 19:50-20:02 – PG2). Согласно Гарвардскому каталогу землетрясений (Harvard CMT Catalog) продолжительность процесса в очаге (Half duration) оценивается в 33.5 с, что более чем на порядок уступает продолжительности переходного процесса, фиксируемого датчиками донного давления. Очевидно, что датчики регистрирует не саму деформацию дна, но релаксацию водного слоя, «приподнятого» этой деформацией (т.е. процесс формирования цунами). Оценим время релаксации по следующей формуле:

ле: $\tau_R \sim R_{ts} / \sqrt{gH}$, где $\lg R_{ts} = 0.5M - 2.1$ – средний радиус очага цунами [Доценко, Соловьев, 1990], H – глубина океана в очаге цунами, g – ускорение силы тяжести. В рассматриваемом случае (при магнитуде $M=8.3$) имеем $R_{ts} \approx 110$ км.

Заметим, что оба датчика PG1 и PG2 располагались внутри области очага цунами (расстояние до эпицентра землетрясения: $R_{PG1} \approx 45$ км, $R_{PG2} \approx 91$ км). В качестве глубины океана возьмем глубину в месте постановки датчиков $H \sim 2300$ м. В итоге получаем время релаксации $\tau_R \approx 733$ с, что хорошо соответствует наблюдаемому времени переходного процесса.

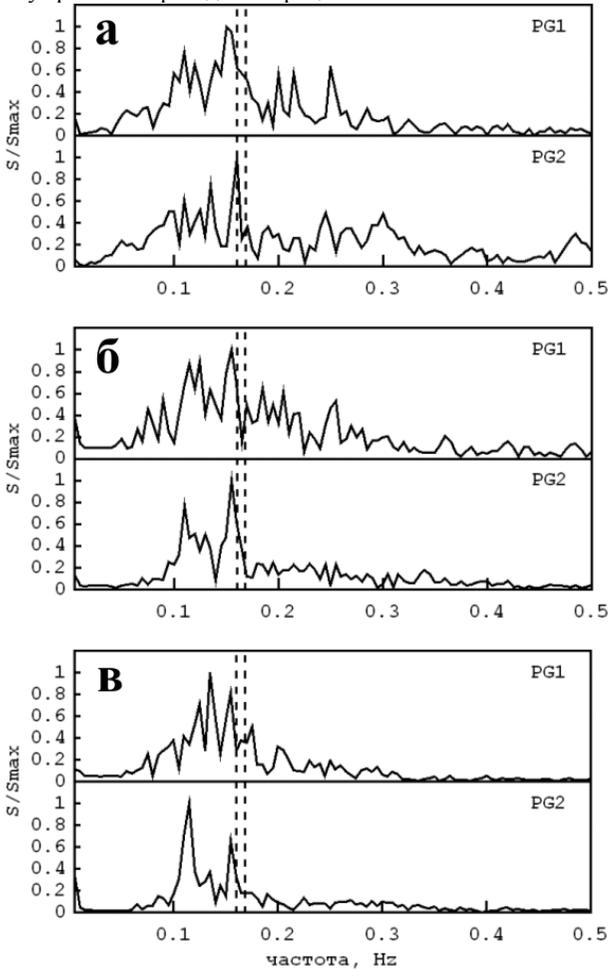


Рис. 8. Эволюция частотного спектра вариаций придонного давления во времени: 0-200 с (а), 100-300 с (б), 200-400 с (в). Пунктирные линии - минимальные нормальные частоты: левая - PG1, правая - PG2.

Вариации придонного давления, предварительно приведенные к нулевому уровню, анализировались на предмет эволюции частотного спектра во времени.

При спектрально-временном анализе использовалось окно, определяемое функцией $\eta(t/T)$, где $T=200$ с (см. формулу (6)). Известно, что при обработке дискретного ряда получается спектр, ограниченный сверху частотой Найквиста $f_{\max} = 1/2\Delta t$, а снизу – величиной $f_{\min} = 1/N \Delta t$, где Δt – время между двумя последовательными измерениями, N – количество измерений. Разрешение спектра $\Delta f = f_{\min}$. В рассматриваемом случае $f_{\max} = 0.5$ Гц, $\Delta f = 0.005$ Гц.

На Рис. 8 представлена эволюция спектра динамического давления во времени. На спектре пунктирными линиями показано положение нулевой нормальной частоты $v_0^{PGi} = c/4H_{PGi}$, рассчитанное исходя из глубины океана в точке постановки датчиков PG1 и PG2 и значения скорости звука $c=1500$ м/с. Заметим, что высшие нормальные частоты не попадают в исследуемый диапазон, – все они превосходят $f_{\max} = 0.5$ Гц.

Из рисунка видно, что несколько левее теоретических значений v_0^{PGi} спектры имеют ярко выраженные максимумы, которые наблюдаются в течение нескольких сотен секунд с момента начала землетрясения. Подчеркнем, что в первые 200 с именно эти максимумы являются преобладающими. Наличие ярко выраженных пиков, на характерных частотах не только говорит о существовании упругих колебаний водного слоя в очаге цунами, но и показывает, что в первые 200 с эти колебания являются ведущим динамическим процессом. Что касается небольшого смещения максимумов в низкочастотную область, то, как было показано выше, это может быть объяснено наличием слоя осадков.

Следует отметить, что пик, соответствующий датчику PG1, всегда расположен левее пика, соответствующего датчику PG2, на 0.005-0.01 Гц, точнее на Δf или $2\Delta f$ (с учетом дискретности спектра). Разница в положении пиков связана, разумеется, с различием глубин океана в точках постановки датчиков. Все иные факторы, способные повлиять на положение максимума на оси частот (профиль скорости звука, свойства слоя осадков), скорее всего, слабо изменяются по мере перехода от PG1 к PG2. Полагая скорость звука в воде равной 1500 м/с, и зная глубины $H_{PG1}=2340$ м и $H_{PG2}=2227$ м, получаем «теоретическую» оценку для разницы частот $v_0^{PG2} - v_0^{PG1} \approx 0.008$ Гц. Видно, что теоретическая оценка как нельзя лучше совпадает с наблюдаемым значением. Этот факт является дополнительным подтверждением того, что мы имеем дело с упругими колебаниями водного слоя.

Благодарности

Авторы выражают признательность Японскому Морскому Научно-Технологическому Центру (JAMSTEC) за предоставленные данные.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ 04-05-64297, НШ-2104.2003.5.

Литература

1. Бурымская Р.Н., Левин Б.В., Соловьев С.Л. Кинематический критерий цунамигенности подводного землетрясения // Докл. АН СССР. 1981. Т. 261. №6. - С.1325-1329.
 2. Гарбер М.Р. Уточнение модели возбуждения подводными землетрясениями длиннопериодных волн в океане и атмосфере // Труды ДВНИИ №103, Л.: Гидрометеиздат, 1984. - С. 14-18.
 3. Доценко С.Ф. Влияние остаточных смещений дна океана на эффективность генерации направленных волн цунами // Известия АН. ФАО, 1995. - Т. 31, №4, - С.570-576.
 4. Доценко С.Ф., Соловьев С.Л. Математическое моделирование процессов возбуждения цунами подвижками океанского дна // Исследования цунами. М. 1990. №4. - С.8-20.
 5. Жмур В.В. Поверхностные явления над очагами сильных подводных землетрясений // Исследование цунами. - 1987. №2. - С.62-71.
 6. Левин Б.В. Об очаге и гидромеханике подводного землетрясения // Распространение и набегание на берег волн цунами. - М.: Наука, 1981. - С.5-10.
 7. Марчук Ан.Г., Чубаров Л.Б., Шокин Ю.И. Численное моделирование волн цунами. -Новосибирск: Наука, Сибирское отд., 1983. - 175с.
 8. Носов М.А. Возбуждение цунами подвижками дна с учетом сжимаемости воды // Вулканология и сейсмология. - 1998, №6. - С.116-124.
 9. Носов М.А. О возбуждении цунами в сжимаемом океане вертикальными подвижками дна // Известия РАН ФАО. - 2000. - Т.36, №5. - С.718-726.
 10. Пелиновский Е.Н. Гидродинамика волн цунами. - Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1996. - 276с.
 11. Подъяпольский Г.С. Возбуждение цунами землетрясением // Методы расчета возникновения и распространения цунами: М.: Наука, 1978. - С.30-87.
 12. Селезов И.Т., Ткаченко В.А., Яковлев В.В. О влиянии сжимаемости воды на генерацию волн цунами // Процессы возбуждения и распространения цунами /М.: ИО АН СССР, 1982. С.36-40.
 13. Соловьев С.Л., Белавин Ю.С., Кадыков И.Ф., У Тон Иль Регистрация фаз Т в сигналах землетрясений северо-западной части Тихого океана // Вулканология и сейсмология. - 1980, №1. - С.60-69.
 14. Толстой И., Клей К.С. Акустика океана. Теория и эксперимент в подводной акустике. - М.: Мир. 1969. - 301с.
 15. Янушкаускас А.И. Теория Коши-Пуассона для сжимаемой жидкости // Распространение и набегание на берег волн цунами / М.:Наука, 1981. - С.41-55.
 16. Kajiura K. Tsunami Source, Energy and Directivity of Wave Radiation // Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ. - 1970. - V.48, N 5. - P.835-869.
 17. Nosov M.A., Kolesov S.V. Tsunami Generation in Compressible Ocean of Variable Depth // In Submarine Landslides and Tsunamis, A.C. Yalciner, E. Pelinovsky, E.Okal, C.E. Synolakis (editors), Kluwer Academic Publishers, 2003, P.129-137.
 18. Sells C.C.H. The effect of a sudden change of shape of the bottom of a slightly compressed ocean // Phil. Trans. Roy. Soc. London (A). - 1965, №1092. - P.495-528.
-

ФОРМИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ СОСТАВА ВОДЫ В ПРИРОДНЫХ БАСЕЙНАХ С ПРИДОННЫМИ И ПРОМЕЖУТОЧНЫМИ СТРАТИФИЦИРОВАННЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ

Самолобов Б.И., Афанасьев Е.С., Шильнев А.В.
 МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики моря и вод суши. E-mail: sambis@flow.phys.msu.

Введение

Придонные, струйные промежуточные и приповерхностные плотностные потоки с термической, минерализационной и суспензионной стратификацией играют значительную роль в формировании структур полей концентраций примесей. Распространение таких течений сопровождается загрязнением гидросферы, формированием отложений наносов и разрушениями гидросооружений [5, 6, 8, 12]. Несмотря на активное изучение стратифицированных течений, механизмы ряда явлений, определяющих динамику этих потоков, пока не раскрыты. Физические проблемы их исследований связаны с многообразием структур течений и видов энергообмена. Обмен в пограничных слоях и ядрах течений определяется турбулентностью, внутренними волнами и вихреволновыми процессами, приводящими к вовлечению окружающих вод и донных наносов в поток. Результаты исследований таких процессов и транспорта примесей представлены в данной работе. Рассматриваются закономерности развития стратифицированных потоков по результатам исследований, выполнявшихся экспедициями МГУ в 1996-2003 г. г. на Рузском, Вазузском, Можайском, Озернинском, Истринском, Иваньковском водохранили-

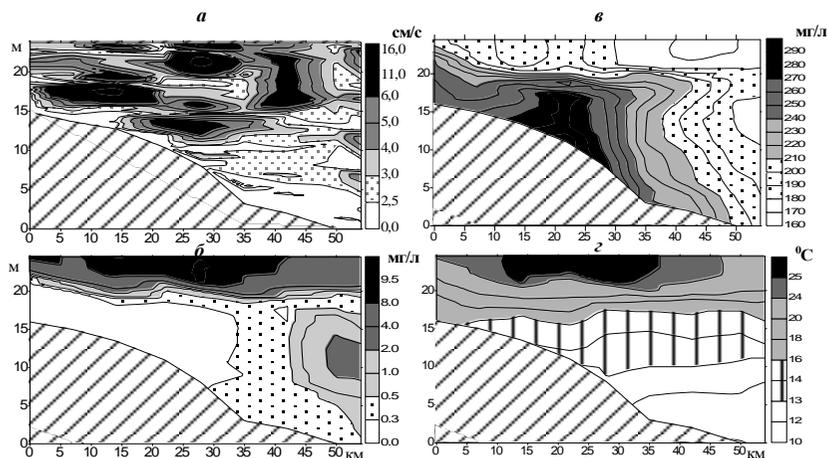


Рис. 1. Распределения а - скорости течения U , б - в концентраций растворенного кислорода и солей, г - температуры воды по высоте над уровнем дна и вдоль оси Вазузского водохранилища (26 июля 2001г).

нах и на озерах Имадра и Телецком. Анализируются эффекты воздействия плотностных потоков на формирование качества воды. Предлагаются и проверяются

математические модели течений и транспорта взвешенных и растворенных примесей плотностными потоками с учетом турбулентного обмена на границах течения и в его толще, а также изменений свойств примеси в процессе переноса.

2. Структуры полей скорости и концентраций примесей в водохранилищах с промежуточными течениями

При изучении структур течений в водохранилищах и озерах проводились комплексные регистрации вертикальных распределений скорости, температуры воды, концентраций взвеси, растворенных солей и кислорода на разрезах по всей длине распространения плотностных потоков с применением специально разработанных методик. В качестве характерного примера развития циркуляционных плотностных потоков и их влияния на перенос примесей на рис.1 приведены результаты, полученные на Вазузском водохранилище. В период усиления ветра, направленного от плотины к верховьям водоёма, наблюдается зона циркуляции в интервале глубин 1÷10м, вызванная дрейфовым течением (рис.1). Протяженность этой зоны ≈25км, скорости на периметре 5÷13см/с. Течение над термоклином индуцирует циркуляцию в гипоплимнионе, что согласуется с результатами моделирования из [2], согласно которым в стратифицированном водоёме образуются 2 зоны циркуляции: а) верхняя (над термоклином) - с движением воды по направлению ветра у поверхности и компенсационным течением, б) нижняя - с течениями под термоклином и у дна, направленными соответственно против и по ветру. Это подтверждается зарегистрированным смещением вазузских вод с повышенной минерализацией (зона с $x = 15 \div 25$ км на рис. 1) вверх по склону. Таким образом, циркуляционное плотностное течение препятствует самоочищению вод как за счет уменьшения проточности бассейна, так и за счет гашения обмена у дна.

При анализе результатов экспериментальных исследований промежуточных течений на ряде полигонов выявлены механизмы а) развития струи, отделяющейся от придонного потока и сливающейся с ним при заглублении термоклина и при усилениях турбулентного вовлечения (рис.2), б) появления и затухания струи за счет расслоения придонного плотностного потока, сформированного генетически различными водными массами и в) формирования струи над куполообразным термоклином и ее последующего распространения по наклонной изопикнической поверхности. Установлено, что динамика струи определяется её устойчивостью и уклоном по её траектории, а также толщиной струйного течения, взаимодействующего с дрейфовым и придонным. Получено и проверено для шести течений теоретическое распределение скорости

струи с учетом перечисленных факторов (рис. 2). Найдено полуэмпирическое

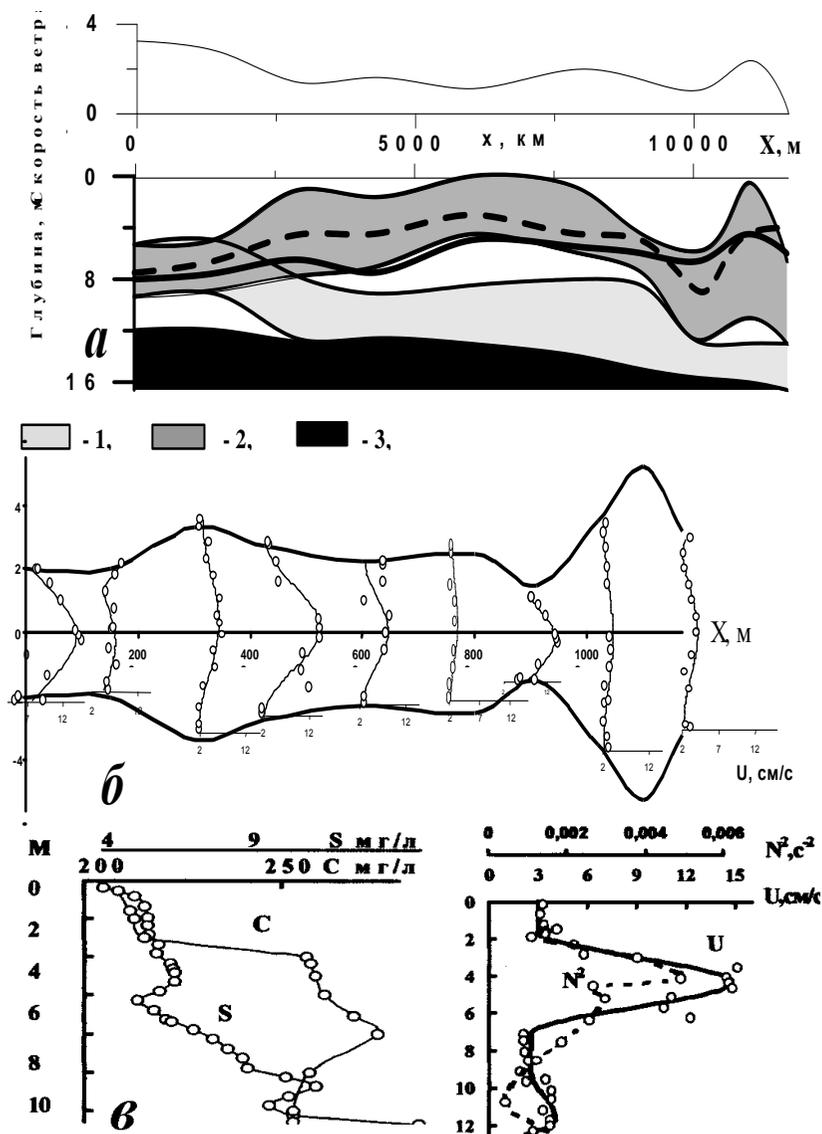


Рис. 2. Распределения а - скорости ветра и границ струйного - 1 и придонного потоков - 2 (3 - профиль дна); б - скорости по вертикали и вдоль по струе; в - концентрации S , минерализации C , скорости U и частоты плавучести N^2 по глубине (Истринское в-ще, июль 2001).

выражение, определяющее утолщение промежуточной струи и отражающее его зависимости от подвижности окружающей жидкости, от гидродинамической устойчивости и показателя адвективных изменений скорости струи. Получено теоретическое вертикальное распределение концентрации примеси в струйном течении в приближении подобия для профиля скорости. По этому решению распределения концентрации в верхнем и нижнем слоях смещения течения могут быть антисимметричными при разных показателях адвективных изменений скорости, концентрации примеси и утолщения струи.

3. Преобразования термогидродинамических полей и распределений параметров состава воды под влиянием придонного плотностного течения

На распределениях по глубине и вдоль по Истринскому водохранилищу скорости U , условной плотности воды $\sigma_T = (\rho - \rho_{\min}) \cdot 10^4 / \rho$, температуры T , концентраций взвеси S , растворенных солей C и кислорода O_2 (рис. 3) наблюдается четко выраженный процесс распространения придонного стратифицированного потока. У дна выделяются линзы повышенной плотности длиной до 10 км и высотой до 3 м. Над придонным развивается струйный поток со скоростью до 6 см/с и толщиной, увеличивающейся вниз по течению. Во второй половине разреза зарегистрирована сгонно-нагонная циркуляция, заметная в полях скорости и температуры с холодной инверсией в приповерхностном слое (анализ процессов массообмена на этом разрезе дан в [8]).

В поле концентрации взвеси S формируются придонный и приповерхностный нефелоидные слои. Появление у дна линзы повышенной мутности с S до 12 мг/л при $X = 2 \div 16$ км обусловлено водами дождевого паводка. Спад S вдоль разреза составляет 80%. Снижение минерализации C – порядка 50%. Распределение O_2 характеризуется анаэробностью в придонном потоке. Концентрации O_2 минимальны в придонной области первой половины разреза. Их последующий рост связан с усилением ветра и, соответственно, вертикального перемешивания вод.

Профили U , T , C , S , O_2 и σ_T (рис. 4) характерны для стратифицированного водохранилища. Кривые $U(z)$ соответствуют теоретическим, построенным по модели из работ [4, 6]. Многоядерность потока обусловлена наличием дрейфового, струйного промежуточного и придонного течений. Преобразования речного потока в придонный плотностной (рис. 4) включают заглупление максимумов скорости, концентрации взвеси и формирование холодного, анаэробного, нефелоидного слоя с повышенной минерализацией.

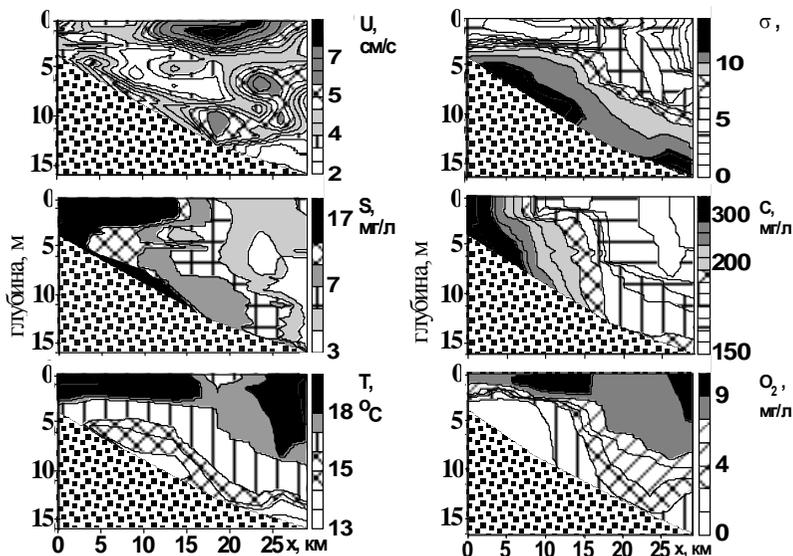


Рис. 3. Распределения скорости течения U , условной плотности воды, температуры воды T , концентраций взвеси S , солей C и кислорода O_2 на разрезе в Рузском водохранилище (30.06., 1.07.2000) [8].

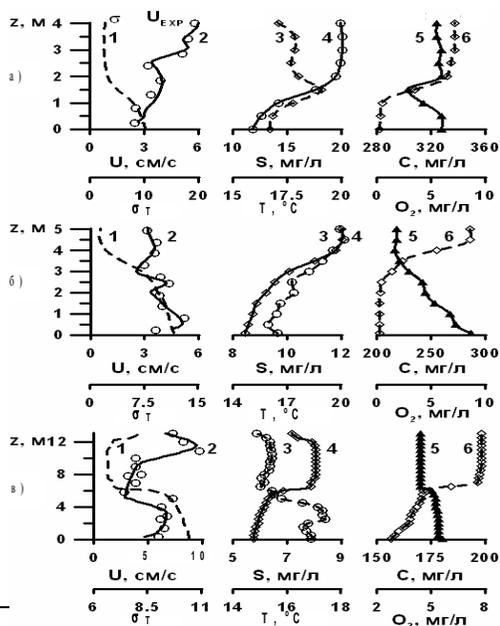


Рис. 4. Профили плотности воды (1), скорости течения U (2), температуры воды T (4), концентраций взвеси S (3), растворенных солей C (5) и кислорода O_2 (6) при: а) переходе речного течения в придонное, б) усилении и в) распространении сформировавшегося плотностного течения [8].

4. Физическая модель энергопередачи от дрейфового течения к придонному через высокоустойчивый термоклин

В ходе измерений на данном и других водохранилищах зафиксированы существенные усиления ветра (достигавшие на Иванковском

водохранилище 8 м/с в 2 м над поверхностью воды) и сопутствующие увеличения скорости придонного течения, порой в 2 - 3 раза. Из обзора литературы следует, что существуют три основных механизма энергопередачи из вышележащих слоев воды в глубинные [2, 4, 8, 9].

При слабой стратификации в термоклизе усиление дрейфового течения сопровождается переносом импульса в глубинные слои без существенных энергозатрат на работу против архимедовых сил [2].

При сильной стратификации, нестационарность дрейфового потока приводит к генерации внутренней волны в термоклизе. Колебания границ термоклина порождают силу, ускоряющую глубинное течение с заметным запаздыванием относительно усиления ветра [13].

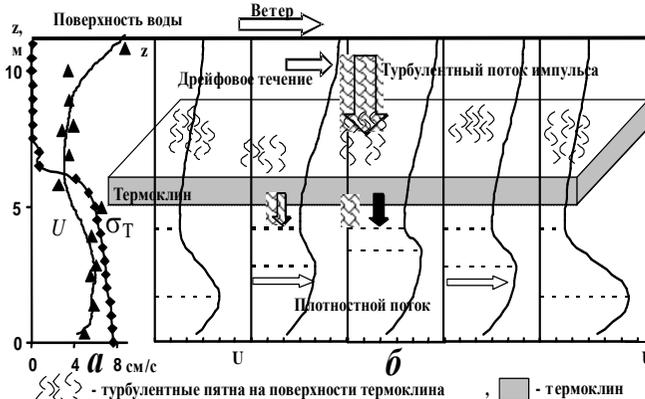


Рис. 5. Распределения а – скорости течения U и условной плотности σ_T ; б – $U(z)$ на концептуальной схеме энергопередачи от дрейфового потока к придонному [6]. Пунктир – уровни границы и максимума скорости плотностного течения. На профилях а: точки – измеренные значения; кривая $U(z)$ – теоретическая, σ_T – сглаженная аппроксимация [8].

«Клапанный» механизм передачи импульса через высокоустойчивый термоклин [4]. Запаздывание ускорения течения намного слабее. Турбулентное напряжение на верхней границе потока зависит от скорости ветра; устойчивости и глубины залегания термоклина, а также от числа вспышек турбулентности на его поверхности. Процесс энергопередачи 3-го типа включает следующие этапы (рис. 3) [8]: 1) усиление ветра → ускорение дрейфового потока → появление вспышек турбулентности, формирующих «каверны» в термоклизе → 2) проникновение турбулентного потока импульса через случайно открывающиеся локальные

квазиоднородные по плотности слои → поступление прошедшего через термоклин турбулентного потока импульса в придонное течение; → 3) рост скорости на верхней границе течения за счет импульсного увеличения турбулентного напряжения → заглублиение потока импульса в слой смешения до ядра течения; → 4) рост скорости в ядре и ее одновременное уменьшение на границе течения при запирании слоя смешения до следующего акта импульсного энергообеспечения.

5. Математическая модель плотностного потока и переноса примеси с учетом ветрового энергоснабжения течения

Для расчета средней скорости течения $\bar{U}(x)$ и концентрации примеси $\bar{\varphi}(x)$ применялась 1-мерная модель плотностного потока [6, 8], в которой уравнение движения течения дополнено новым важнейшим слагаемым с τ_u из для учета ветрового энергоснабжения через высокоустойчивый термоклин. Система уравнений модели имеет вид

$$\frac{z_u}{U} \partial_x \bar{U} + \frac{z_u}{U^2} \partial_t \bar{U} = Ri_u \left(i_s - \frac{\partial_x P_u}{\Delta \rho g} \right) - \alpha_p \frac{g}{U^2} \partial_x \int_0^{z_u} \left(\int_z^{z_u} \frac{\Delta \rho}{\rho} dz \right) dz - En \left(1 - \frac{U_F}{U} \right) - \frac{C_D}{2} + \frac{\tau_u}{\rho U^2}, \quad (1)$$

$$0.5 \bar{U} z_u \partial_x \bar{\varphi} + z_u \partial_t \bar{\varphi} + \alpha_e W_e \bar{\varphi} + \omega_f \bar{\varphi} \left(1 - (\varphi_F / \bar{\varphi}) \right) + (\bar{\omega}_R - \bar{\omega}_{er}) \bar{\varphi} = \bar{W}_\varphi \cdot \bar{\varphi}, \quad (2)$$

$$\rho = (1 - (C_s / \rho_s)) \cdot \rho_w(T, C_{dil}) + C_s, \quad (3)$$

$$z_u = z_{uo} \left(\bar{U} / \bar{U}_o \right)^2 \left[(\bar{U}_o - A_F U_F) / (\bar{U} - A_F U_F) \right]^{B_F}, \quad (4)$$

$$C_D = Ri_u \left(\bar{\omega}_w / \bar{U} \right) + \left(\bar{\varepsilon} z_u / \bar{U}^3 \right), \quad (5)$$

Символы с индексом 0 относятся к первой вертикали ($X = 0$), индекс F – к параметрам течения при $z = z_u$, черта сверху – знак осреднения по толщине потока z_u .

В уравнении динамики (1): $Ri_u = g \bar{\Delta \rho} z_u / \rho \bar{U}^2$ – интегральное число Ричардсона, $\Delta \rho$ – разность плотностей вод в потоке и над ним, g – ускорение свободного падения, i_s – уклон дна, En – функция вовлечения, $\alpha_p \cong 0,25$;

$$\tau_u = \rho \cdot F_{wT} \cdot \varphi_\tau \cdot l_D^2 \cdot (\partial_z U)_D^2 / (1 + 0,4 \cdot Ri_T), \quad Ri_T \cong C_R g \Delta \rho_T \cdot \Delta z_T / \rho U_w^2,$$

$$F_{wT} \cong 0,07 (10^3 A_{wT} \cdot (\Delta \rho_T / \Delta z_T h_T) - 1) \quad [6].$$

В уравнении баланса массы (2) $\varphi = C_s, C_{dil}$. Здесь C_s и C_{dil} – концентрации взвеси и растворенных примесей; $\bar{W}_\varphi = \bar{U} \cdot En$ – скорость вовлечения;

$\alpha_e = 0.75 - (\varphi_F / \bar{\varphi}) - (\bar{W} / W_e) \cong 0.6(0.75 - (\varphi_F / \bar{\varphi}))$; \bar{W} - среднее значение вертикальной компоненты скорости течения, $|\bar{W} / W_e| \leq 0.1$; ω_f - средневзвешенная гидравлическая крупность частиц; $\bar{\omega}_R$ и $\bar{\omega}_{er}$ - скорости притока примеси за счет химических реакций и поступления с размываемого дна; $\bar{W}_\varphi = -k_\varphi \partial_z \bar{\varphi} / \bar{\varphi}$ и k_φ - масштаб скорости и коэффициент вертикального турбулентного переноса для примеси; По определению $\bar{W}_\varphi = r_{w\varphi} \overline{\sigma_w \cdot \sigma_\varphi} / \bar{\varphi}$, где $r_{ws} \cong 0.6$ - коэффициент корреляции пульсаций скорости w' и концентрации φ ; $\overline{\sigma_w} \cong 0.04 \bar{U} / (1 + 0.4 Ri_u)^{0.5}$ [1, 6, 7, 8] и $\overline{\sigma_\varphi}$ - средние значения стандартов этих пульсаций.

При $\sigma_\varphi = \ell_\varphi \cdot |\partial_z \varphi| \cong \left[0.03 z_u / Sc^{1/2} (1 + 0.3 Ri_u)^{1/4} \right] \cdot \left[2(\bar{\varphi} - \varphi_F) / z_u \right]$, где Sc - число Шмидта, ℓ_φ - путь смешения для примеси, $W_\varphi \cong 0.036 \sigma_w (1 - (\varphi_F / \bar{\varphi})) / Sc^{1/2} (1 + 0.3 Ri_u)^{1/4}$. Если $\varphi = Cdil$, то в (2) $\omega_f = 0$.
 Когда $\varphi = Cs$, то $\bar{\omega}_R = 0$, а $\bar{\omega}_{er} \cong 0$ при $\bar{U} \leq 17$ см/с [6].

В уравнении состояния (3) $\rho_w(T, Cdil)$ - плотность воды без взвеси, ρ_s - плотность материала взвеси. Выражение z_u (4) пригодно для течения со знакопеременными и нулевыми $\partial_x z_u$. В (4) z_u определяется скоростями $\bar{U}(x)$ и UF [4, 6].

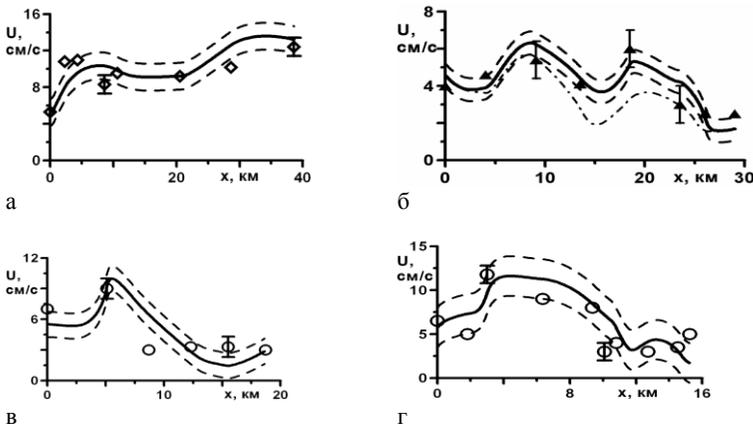


Рис. 6. Теоретические и измеренные продольные распределения скоростей течения (максимальных на профилях) на разрезах для 4-х водохранилищ: а) Ивановского (22.07.1999), б) Рузского (29.06.2000), в) Озернинского (02.07.2000), г) Истринского (18.07.2002) [8].

Причем $A_F = 8,7 \cdot 10^{-8} \cdot \text{Re}_0 + 0,45$, $B_F = 0,1 \cdot \text{Re}_0 + 0,56$, где $\text{Re}_0 = \bar{U}_0 \cdot z_{u0} / \nu$, $\text{Re}_0 = \bar{U}_0 \cdot z_{u0} / \nu$, ν – кинематическая молекулярная вязкость воды. В выражении CD

(5) $\bar{\mathcal{E}}$ – диссипация турбулентной энергии, $\bar{\varepsilon} z_u / \bar{U}^3 \cong 2,5 \cdot 10^{-3}$; $\bar{\omega}_w = \langle \rho' W' \rangle / \Delta \rho \cong \cong 3 \cdot 10^{-4} \bar{U}$ – масштаб скорости вертикального турбулентного массопереноса [8].

Набор входных параметров модели потока с доминирующей термической стратификацией: $i_s(x)$, $T(x, z)$, $U_w(x)$, $U(z)_0$, $C_s(z)_0$, $C_{dil}(z)_0$, Sc , ω_f , ω_R . Модель проверена по данным измерений на разрезах в Рузском, Озернинском, Истринском и Ивановском водохранилищах (рис. 6)

6. Модель переноса взвеси с учетом изменений концентрации частиц над плотностным потоком и зависимости гидравлической крупности от параметров течения

При анализе результатов натурных измерений установлено, что влияние взвешенного плотностного потока на массообмен приводит как к стимуляции, так и к гашению процессов изменения состава воды. Такие эффекты позволяет учесть подход, разработанный для плотностных потоков различных типов. При этом подходе распределение концентрации взвеси рассчитывается при заданных распределениях скорости течения, плотности жидкости и профилях концентрации в начальном створе. Соответствующая математическая модель включает уравнение диффузии взвеси, проинтегрированное по толщине потока,

$$0.5 \bar{U} z_u \partial_x \bar{S} + 0.5 \bar{S} \bar{U} \cdot \text{En} + (0.5 \bar{U} \bar{S} - U_F S_F) \partial_x z_u + W_u S_F - \bar{W} \bar{S} + (\omega_f - \omega_{er}) (\bar{S} - S_F) = \omega_s \bar{S} \quad (6)$$

и полуэмпирические выражения турбулентного, гравитационного и других видов потоков массы.

Гидравлическая крупность взвеси ω_f выражается из уравнения движения частицы (при плотности материала взвеси $\rho_s = 2,5 \text{ г/см}^3$), как функция скорости частицы w_s в турбулентном потоке [6]

$$\omega_f \cong 0.16 \alpha_*^{-2} (F/G - 1)^{-2} w_s^4 / g \nu \quad (7)$$

где ν – молекулярная вязкость воды; $F/G \sim \sigma w / \omega_f$ – отношение суммы сил, действующих на частицу со стороны течения F , к силе тяжести G . Величина α_* , определяющая время t^* набора частицей скорости w_s [6] ($t^* = \alpha_* \cdot a / w_s$, где a – радиус частицы), убывает с ростом интенсивности турбулентности. Чем выше эта интенсивность, тем однороднее распределена по вертикали концентрация взвеси и тем ближе её значение в ядре течения $S_{0,4z_u}$ к среднему по толщине потока \bar{S} .

Поэтому $\alpha_* \sim \bar{S} / S_{0,4z_u}$. Если учесть, что $F/G \sim w_s$, $w_s \sim \sigma w$ и $(vg)1/3 = 2,2 \pm 0,1 \text{ см/с}$ при $\Gamma = 6 \div 20^\circ$, то принимая $(F/G - 1)^{-2} \sim (\sigma w / (vg)1/3) \Phi \omega$, получаем из (7)

$$\omega_f \cong 0.16 \left(\bar{S} / S_{0.4z_u} \right)_0^{-2} (g\nu)^{1/3} \left(\sigma_w / (g\nu)^{1/3} \right)^{4+\Phi_\omega} \quad (8)$$

где Φ_ω - параметр режима течения. Анализ результатов расчетов по данным измерений показал, что $\Phi_\omega = 2(Ri_u + 0,1) - 1,3$ при $Ri_u \geq 1,3$ и $\Phi_\omega = -2,3$ при

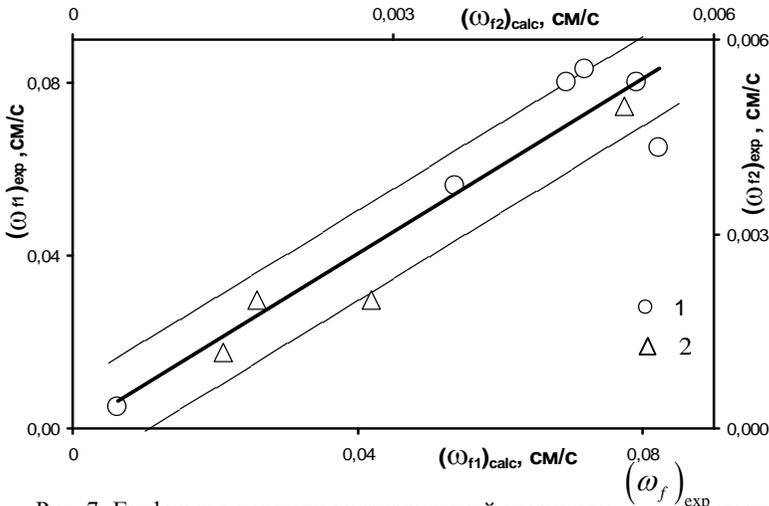


Рис. 7. График зависимости гидравлической крупности $(\omega_f)_{exp}$ из работ [6 - 10, 14] от расчетной $(\omega_f)_{calc}$ для плотностных потоков в водохранилищах: 1 - в горном Нурекском ω_{f1} и 2 - в равнинных Можайском, Ивановском и Кадзурасава ω_{f2} . Тонкие линии - границы стандартного отклонения от линейной аппроксимации.

$Ri_u < 1,3$. Значения ω_f из (7) сопоставлены на рис. 7 с известными по публикациям [6 - 10, 14].

Отношение концентрации взвеси на верхней границе течения к средней по его толщине S_F / \bar{S} найдено с использованием граничного условия в начальном створе $S_F / \bar{S}|_{x=0} = (S_F / \bar{S})_0$ и следующих физических соображений:

а) относительная концентрация на верхней границе потока S_F / \bar{S} зависит от вероятности взвешивания частиц;

б) вероятность взвешивания определяется отношением скоростей турбулентного переноса и гравитационного оседания частиц $\overline{\sigma_w} / \omega_f$.

Анализ экспериментальных данных показал, что S_F / \overline{S} определяется как

$$S_F / \overline{S} \cong \left(S_F / \overline{S} \right)_0 + 0,2 \ln \left(\sigma_w \omega_{f0} / \sigma_{w0} \omega_f \right) \quad (9)$$

Отношение $\left(S_F / \overline{S} \right)_0$ было параметризовано из тех же соображений.

Как видно из графика на рис. 8, экспериментальные данные согласуются с кривой, соответствующей функции насыщения

$$\left(S_F / \overline{S} \right)_0 \cong \left(\sigma_w / \omega_f \right)_0 - \left(\sigma_w / \omega_f \right)_{\min} / \left(\sigma_w / \omega_f \right)_0 - 0,1 \left(\sigma_w / \omega_f \right)_{\min}^2 \quad (10)$$

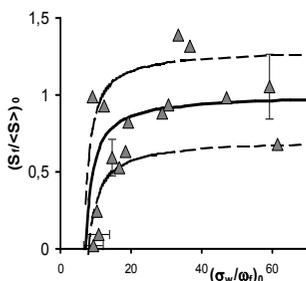


Рис. 8. График зависимости соотношения концентраций взвеси на верхней границе течения S_F и средней \overline{S} от σ_w / ω_f . Пунктир – стандартное отклонение от теоретической кривой (9), интервалы – погрешности определения σ_w / ω_f и S_F / \overline{S} .

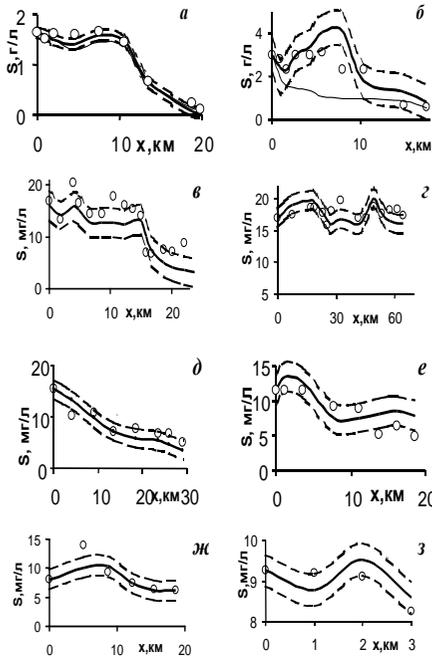


Рис. 9. Теоретические и измеренные в придонных стратифицированных течениях продольные распределения средней по толщине потока концентрации взвеси по данным исследований на восьми разрезах на а, б – горном Нурекском (1976, 1977), равнинных в – Можайском (1997), г – Ивановском (1999), д – Рузском (2000), е – Истринском (2001), ж – Озернинском (2000) и з – в губе Белой на оз. Имандра (1999) [6 - 10, 14].

Эффективность модели подтверждается при сравнении теоретических распределений концентрации с измеренными в водохранилищах и озерах (рис. 9) [6 - 10, 14].

7. Модельное описание вертикальных распределений температуры воды, взвешенных и растворенных примесей под влиянием придонных стратифицированных течений

В моделях переноса примесей обычно используется распределение коэффициента турбулентного обмена, зная которое можно рассчитать профили температуры воды и концентрации примеси. Несмотря на то, что применение профиля коэффициента обмена по всей глубине водоема – традиционный подход, его реализация известными методами оказывается неудовлетворительной при теоретическом описании распределений концентраций примесей и температуры воды, содержащих локальные экстремумы и квазиоднородные слои. Кроме того, обычная модель коэффициента обмена приводит к решениям уравнения переноса, которые не обращаются в ноль на верхней границе течения.

В данной работе для теоретического описания профилей температуры, концентрации растворенных солей и взвеси профиль турбулентной вязкости получался из уравнения баланса турбулентной энергии в форме, соответствующей зональному распределению [7, 11]

$$K_u = K_p + K_\ell, \text{ где } K_\ell = U_\tau^2 / |\partial_z U|, \quad K_p = \sum_i K_{pi}, \quad i=1, 2, \dots, n. \quad (11)$$

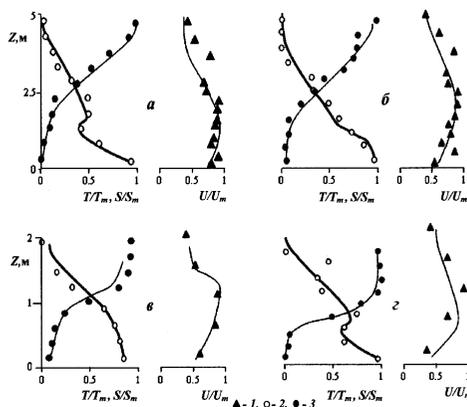
Здесь K_ℓ и K_p - составляющие K_u . Компонента K_ℓ - сдвиговая с максимумами в пограничных слоях и слоях смешения. Компонента K_p - "проникающая", доминирующая в областях с нулевыми вертикальными градиентами скорости течения, т.е. в ядрах и на границах потоков. Зональное распределение турбулентной вязкости, построенное с учетом дуализма воздействия стратификации на обмен в плотностных течениях, отражает специфику обмена в сдвиговых слоях, ядрах и на границах течений. Эта модель профиля турбулентной вязкости, с применением которой получают распределения температуры, концентраций солей и взвеси по всей глубине (от поверхности до дна), проверена по 160 комплексным профилям коэффициента обмена и указанных параметров состояния воды, измененных на различных полигонах [11].

Для придонных плотностных течений более эффективной оказалась математическая модель для описания тепло- и массопереноса в придонном стратифицированном потоке, разработанная впервые для

таких течений на базе гипотезы взаимодействия сдвиговых слоев (рис.10) [3, 10]. Профили S, T по высоте течения z получаются в виде

$$S = \gamma_p \cdot S^+ + (1 - \gamma_p) \cdot S^-, \quad T = \gamma_p \cdot T^+ + (1 - \gamma_p) \cdot T^- \quad (12)$$

где S^-, T^-, S^+, T^+ значения $S(z), T(z)$ во взаимодействующих слоях смешения и придонном; $z_m^- \div z_u$ и $z_k \div z_m^+$, $z_m^- = z_m \square \square \square \Delta \square \square z_m^+ = z_m \square \square \square \Delta$, z_m^- - уровень максимума скорости $U(z)$, z_k - ближайший ко дну уровень регистрации S, T . Профили S^-, T^-, S^+, T^+ находятся из уравнения диффузии. Функция взаимодействия γ_p определяется выражением из [10]



— Рис. 10. Характерные профили скорости плотностного течения, температуры воды и концентрации взвеси на двух полигонах: а) - Можайское водохранилище

(ст. Зурбаган, июль 1998), б) - озеро Имандра (губа Белая, август 1999). Обозначения: 1 – скорость U/U_m , 2 – концентрация $\Delta S/\Delta S_m$, 3 - температура $\Delta T/\Delta T_m$. Сплошные кривые – теоретические, найденные по модели взаимодействия [10]. Индекс m соответствует значениям на уровне максимума скорости; $\Delta S = S(z) - S(z_m)$, $\Delta T = T(z) - T(z_k)$.

$$\gamma_p = 0,5 \left\{ 1 - th \left(\frac{(z - z_q)/2(\delta_p + C_\delta)z_m}{\delta_p \cdot z_m} \right) \right\}$$
, в котором $\delta_p \cdot z_m$ - интервал проникновения турбулентного потока массы примеси из одного сдвигового слоя в другой. Функция γ_p равна 0,5 на равновесной высоте $z_q = z_m - \delta_p \cdot z_m$.

Интервалы (глубины) $\delta_p \cdot z_m$, определяются как

$$\delta_p \cdot z_m \cong 0.15 Ri_H^{-0.4}, \quad (13)$$

где Ri_H - интегральное число Ричардсона. Согласно (13), рост устойчивости течения приводит к уменьшению глубины проникновения потока массы из слоя смешения $\delta_p \cdot z_m$ за счет гашения обмена в этом слое. Поскольку такой механизм определяет массоперенос в ядре, то формула (13) названа законом взаимодействия сдвиговых слоев плотностного течения [10].

Метод пригоден для расчета профилей температуры воды и концентрации взвеси с разными знаками локальной кривизны, с экстремумами концентрации и квазиступенчатых (рис.10). Модель обеспечивает описание эволюции профилей температуры воды и концентраций примесей при заданном распределении скорости и нестационарных граничных условиях. Указанные профили рассчитываются по (12) для разных режимов течения, среди которых выделяются три основных:

1. Слабое взаимодействие сдвиговых слоев - уменьшение глубины вторжения потока массы из слоя смешения в придонный слой при повышении устойчивости течения, приводящее к формированию квазиступенчатых распределений концентрации примеси в ядре течения.

2. Режим запирания придонного слоя - снижение динамической скорости, рост градиента концентрации примеси непосредственно под ядром течения и появление максимума концентрации в слое смешения. Этот эффект может сопровождаться развитием в том же слое стратифицированной струи с профилем скорости, подобным распределению примеси. 3. Сильное взаимодействие сдвиговых слоев - рост вкладов потоков примеси из слоев смешения и придонного пограничного в массообмен в области их взаимодействия при спаде устойчивости течения. Глубины проникновения этих потоков из одного сдвигового слоя в другой стремятся к максимальным, а профили температуры, концентраций взвеси и растворенных солей в ядре течения становятся квазилинейными

8. Заключение

В результате проведенных исследований обнаружены придонные и промежуточные, гравитационные, градиентные и циркуляционные течения с внутренними линзами жидкости повышенной плотности в девяти водохранилищах и озерах.

Выявлен ряд закономерностей развития течений и рассмотрены эффекты их воздействия на качество воды.

Построены математические модели плотностных потоков и транспорта примесей этими течениями, а также изменений свойств примеси в процессе переноса. В модели переноса взвеси учтены а) воздействие стратификации на транспорт взвешенных частиц; б) поступление взвеси из вышележащих слоёв воды и связь её концентрации на верхней границе течения с соотношением скоростей гравитационного оседания и турбулентного взвешивания частиц; в) связь гидравлической крупности со скоростью и гидродинамической устойчивостью течения, г) влияние турбулентного вовлечения и вертикальной компоненты скорости течения на изменение концентрации частиц взвеси вдоль по потоку.

Разработаны методы расчета вертикального переноса тепла, взвеси и растворенных солей по модели с зональным профилем турбулентной вязкости и по модели взаимодействия сдвиговых слоев течения.

Апробация моделей проведена по данным комплексных измерений на девяти полигонах (по итогам комплексных зондирований на 20 продольных разрезах и 12 срочных станциях) при различных гидродинамических и метеорологических условиях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 02-05-64494).

Литература

1. Анисимова Е.П., Петров В.В., Сперанская А.А. Исследование поля скорости в потоках сложной структуры // Вестник МГУ. Сер.3. 1992. Т. 33. № 5. С. 63-67.
2. Компаниец Л.А., Гаврилова Л.В. Численный алгоритм расчета ветровых течений стратифицированной жидкости // Тр. V конф. «Динамика и термика рек, водохранилищ и прибрежной зоны морей». М.: ИВП РАН. 1999. С. 51-54.
3. Моурел Т., Торда Т. Расчет турбулентного смешения методом взаимодействия // Ракетн. техн. и космонавт. 1974. Т.12.№24. с. 150-160.
4. Озмидов Р. В. Вертикальный обмен через слои с большими вертикальными градиентами плотности в океане // Океанология, 1997, том 37, № 4, с.492-496.
5. Пуклаков В.В., Эдельштейн К. К. Расчеты плотностных течений в Можайском водохранилище // Метеорология и Гидрология. 2001. №5, с. 94 – 104.
6. Самолюбов Б. И., Придонные стратифицированные течения // М. «Научный мир», 1999. 464с.
7. Самолюбов Б.И. Преобразования профилей коэффициента турбулентной диффузии в плотностном потоке // Океанология. 2001. Т. 41. № 1. С. 7– 13.
8. Самолюбов Б.И., Афанасьев Е. С. Динамика плотностного потока и перенос примесей с учетом взаимодействия придонного течения с дрейфовым // Метеорология и Гидрология. 2004. № 7. С. 95-105.
9. Самолюбов Б.И., Кузнецов И.С., Шильнев А.В., Кременецкий В.В. Плотностной поток и перенос примеси в губе Белой на озере Имандра // Гидротехническое строительство. 2002. № 10. С. 46 – 49.
10. Самолюбов Б.И., Шильнев А. В. Модель взаимодействия сдвиговых слоев и описание массообмена в плотностном течении // Вестник МГУ. Серия Физика и Астрономия. 2004. № 4. В печати.

11. Ardasheva M.E., Shilnev A.V., Samolubov B.I. Energy-mass exchange in density flow // Int. conf. "Fluxes and structures in fluids". St. Pet. 2003. Abstr. P.12-14.
 12. De Cesar G., Boillat J.L. Intrusive and bottom density currents and induced vertical exchanges in stratified lake // XXX Congr. IAHR. 2003. Vol.1. Theme C: Density currents and stratified flows. P. 381 – 388.
 13. Samolyubov B.I., Kremenetskiy V.V., Moya A.A. Near-bottom and intermediate stratified currents // Oceanic fronts and related phenomena. Proc. (K. Fedorov Mem. Symp.), Pushkin, 1998. UNESCO. M.: GEOS. 2000. Intergovern. Oceanogr. Commiss., Workshop Rep.159. P. 473 – 478.
 14. Zvezdun K.I., Samolubov B.I. Field and theoretical study of formation of suspended sediment longitudinal distributions in density currents // Int. conf. "Fluxes and structures in fluids" St. Petersburg.2003. Abstr. P.154-157.
-

ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИИ ВОСТОЧНОЙ ЧАСТИ ЧЕРНОГО МОРЯ

(1) Шрейдер Ал.А., (2) Шрейдер А. А.

*(1) Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
геологический факультет**(2) Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН
Москва, факс 095-124-59-83*

Состояние экологии Чёрного моря тесно связано с особенностями циркуляции его вод (Трухин и др., 2004). Циклоническое основное черноморское течение прослеживается в пределах всего моря (Практическая экология..., 1990), создавая в центральных частях западных и восточных районов обширные циклонические круговороты (рис. 1) и ряд более мелких циклонических и антициклонических вихрей. В восточной части моря к востоку от основного прослеживается ещё один циклонический, а в юго-восточной части у Батуми- интенсивный антициклонический круговороты. В циклонических круговоротах происходит подъём вод, а в антициклонических и на внешней периферии основного черноморского течения их опускание. К числу важнейших факторов загрязнения бассейна Чёрного моря отнесены концентрация в его водах минеральных и органических веществ.

Азот мочевины. Одним из главных факторов загрязнения является концентрация азота мочевины (Виноградов и др., 1992}. В открытой части моря (рис.2) наблюдается бимодальная вертикальная структура с двумя максимумами на глубине 5-20м и 60-90м, где концентрация азота мочевины достигает 1,0-2,0 мкг-ат/л. Минимальные концентрации(0,1-0,3 мкг-ат/л) наблюдаются в верхней части окислина на глубине 40м. Средняя концентрация мочевины в поверхностном слое открытой части Чёрного моря равна 0,4-0,8 мкг-ат/л. Над свалом глубин, в центральных частях мезомасштабных антициклонических вихрей, обнаружены скопления взвешенного вещества, что приводит к интенсификации бактериальной деятельности и как следствие- накопление продуктов метаболизма (аммония, мочевины, фосфатов) и т.д.

На глубинах 120-2000 м в анаэробной среде концентрация мочевины очень низка. На шельфе /глубины 0-100м) концентрация мочевины резко увеличивается до величин 2-2,2 мкг-ат/л. В районе мелководья на северо-западе, особенно около устьев Дуная, Днепра, Днестра, концентрация мочевины доходит до 5-8 мкг-ат/л. Валовых водах она увеличивается на порядок (до 10 мкг-ат/л), но при

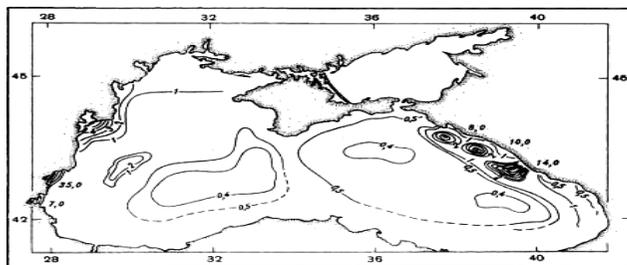


Рис. 1. Общая схема приповерхностной циркуляции

вод (Практическая экология, 1990)

появлении сероводорода падает до нуля. Нарушение экосистемы прибрежных вод в районах черноморских городов и концентрация азота мочевины связаны, прежде всего, с локальными выпусками бытовых неочищенных или плохо очищенных сточных вод. Наиболее сильно загрязнены бухты и заливы больших городов - Севастопольская, Ялтинская, Новороссийская, Геленджикская, Сухумская, Потийская, Батумская и район Пицунды. В Пицундской бухте создаются условия заморов с резким дефицитом кислорода в придонных слоях (25% насыщения), вызывающие крайнюю бедность донных сообществ (12

г/м). Эти явления усилились в самые последние годы. Сильное загрязнение органическими веществами, вносимыми береговыми стоками, происходит и вне бухт, что связано с локальными источниками интенсивных загрязнений. Примером тому служат данные (Виноградов и др., 1992) распределения концентрации мочевины в водах кавказского побережья в сравнении с её распределением в водах открытого моря. На удалении 100-200 м от места выпуска концентрация минеральных компонентов стока уменьшается на 90%, а органических - на 60%, т.е. убыль минеральных компонентов стока происходит гораздо интенсивнее, чем органических. При этом распад фосфорсодержащих соединений происходит в два раза быстрее, чем азотосодержащих. Обезвреживание и окислительная переработка поступающих стоков в значительной степени осуществляется микропланктоном, структура сообщества которого при этом может претерпевать значительные изменения.

Нефть. Сбросы нефтяных производных из переполняющихся отстойников Батумского нефтеперерабатывающего завода привели к тому, что нефтяное загрязнение водной поверхности в 1989г.

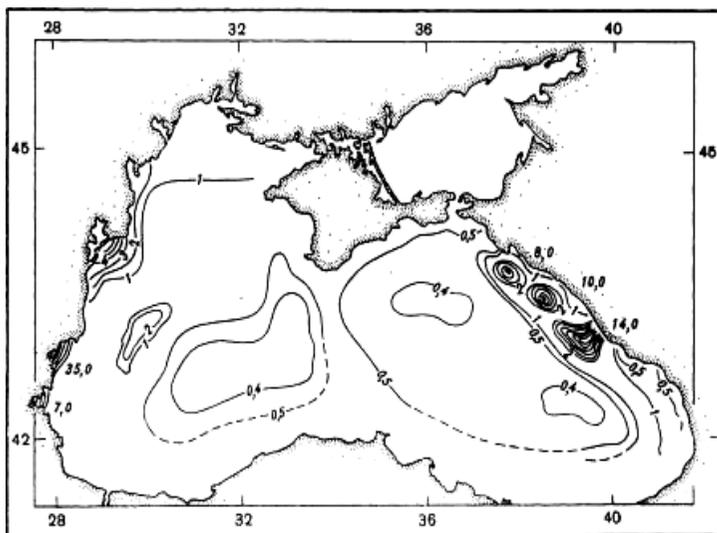


Рис. 2. Распределение мочевины (мкг-ат /л) (Виноградов и др., 1992)

в пять с лишним раз превышало наблюдавшееся в 1988г. и достигло 7 тыс. км². Особенно опасная ситуация создаётся во время аварийных разливов, когда концентрация нефтяных углеводородов в сотни и тысячи раз превышает ПДК. В Пизундской бухте создаются условия заморозов с резким дефицитом кислорода в придонных слоях (25% насыщения), вызывающие крайнюю бедность донных сообществ (12г/м³). Особенно резко эти явления усилились в последние десятилетия (рис.3).

Столь же опасен для донных сообществ процесс ловли рыб донными травами. В результате контакта тралов с дном его поверхность перепахивается, рассекается многочисленными бороздами и в ряде случаев напоминает безжизненное пространство при взгляде из иллюминатора подводного обитаемого аппарата (Шрейдер, Шрейдер, 2000).

Сероводородная зона. Причины подъёма сероводородной зоны обычно связываются с процессами зарегулирования рек (уменьшением их стока, повышением солёности поверхностных вод, снижением стока

поверхностных вод через Босфор) и эвтрофирования моря (увеличением количества органики, попадающей в его глубины, и более интенсивным продуцированием сероводорода). Многолетние наблюдения за интенсивностью стока показали, что с 50-х годов в результате увлажнения климата наступил многогодный период, и общий приток воды в Чёрное море, более чем на Уг обеспечиваемый стоком Дуная. При этом из-за невозвратного водозабора сток Днепра остаётся практически постоянным, а стоки Дона и Кубани

уменьшились, что привело к осолонению Азовского моря. При такой ситуации может произойти некоторый подъём пикноклина при его обострении (увеличении градиента) и некоторый подъём сероводородных вод.

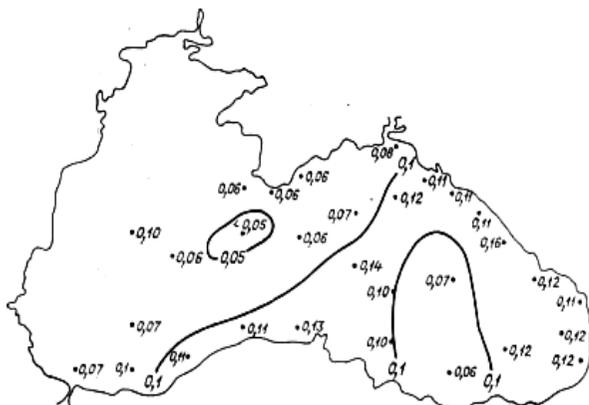


Рис. 3 Поля концентраций нефтяных углеводородов в поверхностном слое (0—0,5 м) (Кукса, 1992)

Что касается эвтрофикации моря, то имеются данные о тенденции к увеличению за последние 60 лет запаса сероводорода в анаэробной зоне моря и том, что в центральных районах циклонических круговоротов увеличение количества органического вещества в 1989г. по сравнению с 1960г. обусловило увеличение образования сероводорода в 3-5 раз. Но одновременно увеличилась и интенсивность его окисления. При разном количестве органического вещества, попадающего в глубинные слои Чёрного моря, положение верхней границы сероводородного слоя стабилизируется на разных глубинах в пределах подпикноклинной толщи.

Глубина залегания верхней границы сероводородной зоны в глубоководных районах моря (за неё принимаются воды с концентрацией растворённого сероводорода более 0,05 мг/л) очень изменчива в пространстве и во времени. Она образует сложную поверхность, хотя и приурочена к узкому изопикническому слою с условной плотностью 16,1-16,4 единиц при градиенте порядка 0,013 усл.ед./м.

Граница сероводородной зоны вслед за пикноклином поднимается на куполах циклонических круговоротов и заглубляется на внешней периферии Основного черноморского течения, в зонах конвергенции и антициклонических круговоротах в юго-восточной части моря. Относительная амплитуда изменения залегания границы

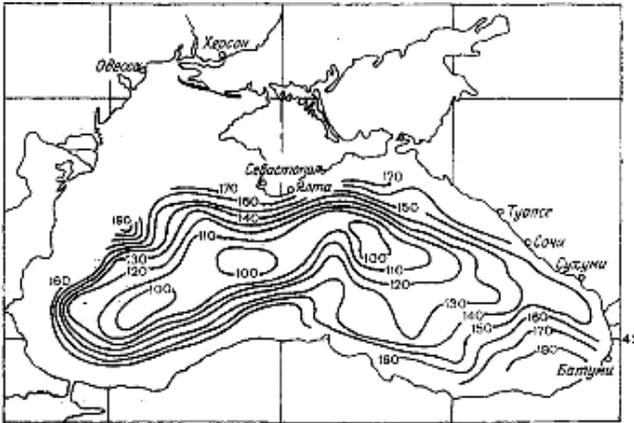


Рис.4.Топография границы анаэробных вод летом (Кукса, 1992)

сероводородных вод достигает 160м, хотя в целом градиенты довольно сглажены и не столь резки как иногда бывают градиенты глубин пикноклина.

В 1988 г. у берегов Крыма (Виноградов и др., 1992) положение границы за 20 дней изменилось с 65 м до 95 метров в одном и том же районе. В центра антициклонического вихря в районе Батуми пикноклин лежит глубоко и граница сероводородной зоны наблюдалась в июле 1987г. на глубине 220м, а в августе она поднялась на 30м вверх. В наиболее динамичном районе Чёрного моря- у южного берега Крыма было обнаружено, что глубина верхней границы сероводородной зоны в течение суток может меняться на 10м , а глубина нижней границы проникновения кислорода- на 50м.

Было показано, что эти колебания целиком определялись гидродинамическими условиями, связанными с

прохождением локальных циклонических вихрей и изменением градиента атмосферного давления. Последнее наблюдение дало возможность рассчитать, что подъём пикноклина (и, связанной с ним, границы сероводородного заражения) в районе Ялты может случиться и при падении давления в течение 2 суток до 800 мб. Отметим, что минимальное давление, зарегистрированное в тропических ураганах составляет 883 мб, а в районе Ялты за 100 лет наблюдений - 989,5 мб. Препятствием для подъёма верхней границы сероводородной зоны является и слой повышенного градиента плотности. Для разрушения его необходимо, чтобы солёность поверхностного слоя моря возросла на 2-3% (к чему в настоящее время не видно причин. Определённое представление о вариациях положения границы сероводорода во времени и пространстве даёт рис.4.

Сравнительный анализ восточной и западной частей Чёрного моря показывает, что на западе ещё одним мощным источником эвтрофирования и загрязнения является Дунай. Огромное количество промышленных, сельскохозяйственных и бытовых загрязняющих веществ осаждается в его устье и на всём шельфе. Превышение скорости потребления кислорода над скоростью его поступления в водную толщу на северо-западном шельфе возникают анаэробные очаги сероводородного заражения на глубинах от 8-10 до 35-38 м (Голубев, 1999). Они не связаны с основной сероводородной зоной открытой части моря. Во время сгонных ветров заражённые сероводородом воды направляются к берегу и, достигнув глубин менее 3м, выходят на поверхность, что ведёт к массовой гибели рыбы.

Сейсмичность. Черноморский регион является сейсмоактивной областью. Наряду с землетрясениями на суше здесь известно значительное количество донных землетрясений, рождающих волны цунами (Доценко, 1998). Выход волн цунами на материковый склон, затем шельф сопровождается значительным (до 2-5 м) ростом их высоты. Предупреждение о цунами не всегда может быть своевременным из-за краткого времени пробега (1-2 часа) волн от эпицентра землетрясения до береговой зоны.

Известны документальные свидетельства сопровождения морских землетрясений всполохами огня (Кукса, 1994). Наблюдениями поверхности моря западнее южного берега Крыма в момент Крымского землетрясения 1927 года зафиксирован на расстоянии 20 км от берега столб пламени белого цвета, продолжительностью более 5 с и высотой более 60 м. Несколько позже в море была зарегистрирована огненная вспышка высотой около 20 м и шириной более 2,5 км, а также ещё одна - высотой 500 м и шириной до 2 км. Появление вспышек (Кукса, 1994) связывается с возгоранием выбросов сероводорода, либо с возгоранием выбросов метана из расположенных на западном шельфе небольших подводных вулканов (последнее, по нашему мнению, более вероятно), из которых постоянно этот метан просачивается.

Поверхностное действие вспышек, возможно, сопоставимо с огненным влиянием горящей разлившейся нефти (Schneider, 1991), поскольку огонь в обоих случаях уничтожает всё живое на поверхности моря (хотя в первом случае огневое воздействие значительно более кратковременное). Нахождение всего живого в ~~зоне огненных вспышек приведет к крайне негативным экологическим последствиям, масштабы которых до настоящего времени никто не оценивал.~~

Биотические изменения. В начале 80-х годов в Чёрное море в балластных водах идущих из США зерновозов был занесён хищный гребневик мнемииписис. Наиболее высокая биомасса гребневика наблюдается на шельфе северо-западной части моря. Появившиеся личинки и молодые особи разносятся основным черноморским течением по всей периферии моря, более крупные особи распространяются в открытые районы. В связи с развитием гребневика произошли заметные изменения в структуре сообществ мезо - макропланктона. В первую очередь его вселение привело к резкому снижению биомассы кормового для мнемииписиса и рыб высококалорийного зоопланктона. Благодаря этому гребневик выступает как серьёзный трофический конкурент промысловых планктонных рыб - хамсы, ставриды, тюльки. Общий улов рыб в системе Мраморное-Чёрное-Азовское моря, достигавший в 1985-1986г. 856-906 тыс. т в 1989 г. упал до 640 тыс. т. Улов хамсы в северной части Чёрного и Азовского морей в 1980-1988г. колебался от 240 до 126 тыс. т., а в 1989 он снизился до 70 тыс. т, улов ставриды - с 110-115 тыс. т упал в 1989г. до 3 тыс. т, уловы тюльки в 1970-1987г.г. составляли 77-130 тыс. т, а в 1988-1989 г.г. снизились до 36-40 тыс. т. Очевидно, наблюдавшееся катастрофическое падение уловов прямо связано с подрывом мнемииписисом кормовой базы и, возможно, непосредственным выеданием личинок рыб во время нереста. Таким образом, вселение гребневика мнемииписиса в воды Чёрного моря оказало катастрофическое воздействие на промысел планктоноядных рыб.

Неблагоприятная ситуация сложилась и для черноморских дельфинов. В послевоенные годы популяция дельфинов в Чёрном море насчитывала 2-2,5 млн голов. Косяки в 5-6 тысяч голов не были редкостью. К 60-м годам численность стала снижаться, что связывали с их широким промыслом. К 1966 г. численность дельфинов снизилась до 500 тыс голов и наш отечественный промысел был прекращён. На следующий год он прекратился в Болгарии, Румынии, а потом и в Турции. Но увеличение численности дельфинов не последовало. Учёт с судов и самолётов, проведенный в 1983-1984 годах дал близкие цифры: черноморское стадо дельфинов насчитывало 50-100 тыс голов, т.е. в 5-10 раз меньше, чем их было к моменту прекращения промысла. Многие дельфины страдают тяжёлыми формами дерматозов.

Вторичное органическое загрязнение. Действие токсикантов на планктонные и донные фильтраторы снижает способность прибрежных экосистем к самоочищению и усиливает влияние эвтрофикации, приводя к накоплению в воде бактерий (в том числе патогенных) и простейших. Среди нефтеокисляющих бактерий выявлены формы, обладающие ярко выра женным генотоксическим и ДНК- повреждающим эффектом, что обуславливает их потенциальную опасность и для человека. Следствием такого вторичного органического загрязнения оказывается стойкое ухудшение качества воды, кислородного режима и в результате рыбохозяйственной и рекреационной ценности водоёма. Это одна из основных причин снижения запасов шпрота, ставриды, камбалы, и других рыб, наблюдаемое в последние годы. Снижение общей численности популяций рыб явилось основной причиной резкого (в десятки раз) возрастания и количества медуз аурелий, занявших экологическую нишу планктоноядных рыб. Её популяция за год выедает более 30% годовых запасов кормового планктона Чёрного моря.

Изложенные материалы прямо указывают на интенсивно прогрессирующий процесс экологического загрязнения восточной (и не только) части Чёрного моря.

Изменение положения к лучшему возможно только при финансовой поддержке и объединённых организационно-законодательных усилиях Турции, Грузии, России, Украины.

Литература

1. Виноградов М.Е., Сапожников В.В., Шушкина Э.А. Экосистема Чёрного моря. М. Наука, 1992, 112с.
 2. Голубев Г.Н. Геоэкология. М., ГЕОС, 1999, 338с.
 3. Доценко С.Ф. Оценка уровня цунамиопасности Черного моря. Вестник МГУ, сер.3 Физика, Астрономия, 1998, №4, с. 19-23.
 4. Кукса В.И. Южные моря (Аральское, Каспийское, Азовское и Чёрное) в условиях антропогенного стресса. С-Пб. Гидрометиздат, 1994, 320с.
 5. Практическая экология морских регионов. Чёрное море. Киев, Наукова Думка, 1990, 251с.
 6. Трухин В.И., Показеев К.В., Куницын В.Е., Шрейдер А.А. Основы экологической геофизики. Сп-Б. – М. – Краснодар, 2004, 384с.
 7. Шрейдер А.А., Шрейдер Ал. А. Морские геолого-геофизические исследования и их экологические последствия. Бюлл. МОИП. Отд. Геол. 2000, №3, с. 52-56.
-

АДЕКВАТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ
И ПРОГНОЗ ЭВОЛЮЦИИ ПРИРОДНЫХ СИСТЕМ

Ю.Д. Чашечкин

*Лаборатория механики жидкостей, Институт проблем механики РАН –
филиал кафедры физики моря и вод суши физического факультета
МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва,
119574, проспект Вернадского, д. 101/1, e-mail: chakin@ipmmet.ru*

Введение.

С увеличением объемов производства и совершенствованием технологий, направленных на улучшение качества жизни, активизируется перенос веществ и соединений, оказывающих все большее влияние на структуру и динамику атмосферы, гидросферы, а по мере роста городов, технических сооружений и извлекаемых объемов полезных ископаемых, и верхней литосферы. В окружающую среду попадают в активной форме не свойственные вещества и соединения. Они поступают как диффузно из множественных источников, так и в залповой форме при техногенных катастрофах. При этом меняется концентрация озона, радиационный баланс, стимулируется “парниковый эффект”, интенсифицируется динамика облачных систем. С увеличением числа ураганов растет величина ущерба, наносимого природными катастрофами. Как следствие, появляются законодательные ограничительные меры национального и международного масштаба, среди которых выделяется своими масштабами Киотский протокол, регламентирующий выбросы парниковых газов, главным образом, углекислоты, а, следовательно, и развитие традиционной энергетики.

Однако, в силу сложности и многообразия процессов в окружающей среде, рекомендуемые меры не всегда соответствуют реальному состоянию окружающей среды и не обязательно приводят к ожидаемым результатам. Надежность прогноза определяется степенью изученности окружающей среды и адекватностью физико-математических моделей реальной динамике природных систем.

Данные авиационных и спутниковых систем наблюдений радикально изменили представления о структуре процессов в атмосфере, гидросфере и литосфере Земли, планет и Солнца, позволили проследить изменчивость структуры в широком диапазоне масштабов. Особенностью новой техники является наглядность изображений и трудность извлечения значений традиционных физических параметров, входящих в уравнения движения (например, плотности, температуры и солёности вод океана) с требуемой степенью точности.

Развитие вычислительных систем и протоколов обмена данными создает качественно новый базис для оценки состояния и расчета динамики атмосферы и океана. Прогностические модели создаются на основе уравнений Навье-Стокса и с применением различных версий теории турбулентности. Как правило, текущий статус природных систем описывается такими моделями достаточно корректно, прогноз оказывается менее надежным. Возможной причиной отклонения прогноза и реальной динамики атмосферы и гидросферы является недостаточная изученность взаимосвязанных физико-химических процессов и неполнота учета в моде-

лях “малых параметров”, обусловленных вращением Земли, стратификацией и диссипацией.

Ненадежность прогноза траектории ураганов, тайфунов и торнадо приводит к необходимости эвакуации миллионов людей вдоль ожидаемой трассы их продвижения, и не гарантирует полную безопасность оставшимся. Ошибочность прогноза в распространении нефти из танкера “Престиж”, потерявшего ход 13 ноября и затонувшего в штормовом Бискайском заливе 20 ноября 2002 г., привела к принятию спорных решений по его буксировке от берега, затоплению обломков и загрязнению шельфа Испании и Португалии. В штормовом море нефть распространялась двумя узкими струями, отчетливо видимыми на изображениях, показанных на Рис. 1. Аналогичную структуру имеют и пылевые облака при извержениях вулканов, которые распространяются в виде длинных узких язычков.

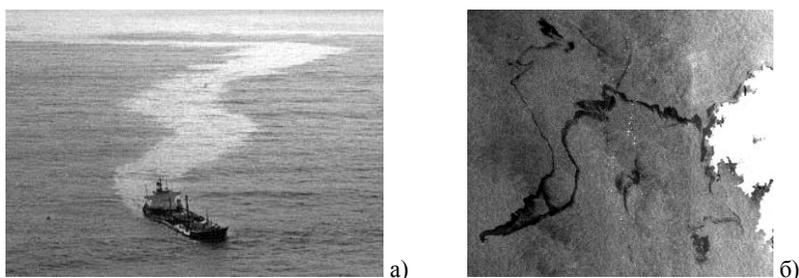


Рис. 1. Аэрофотограмма и спутниковое радиолокационное изображение разлива нефти 17 ноября при катастрофе танкера “Престиж” (13-20 ноября 2002 г) (ENVISAT ASAR Wide Swath 1 [1]). Мазут загрязнил шельф и побережье на протяжении более 50 км от мыса Финистерре до г. Ла Корунья. Позднее отверстия в обломках танкера на дне были заделаны экипажами подводных аппаратов, нефть частично откачана.

В океане, тропосфере и стратосфере повсеместно регистрируются тонкая структура стратификации и резкие фронты. Природа их формирования не установлена, математические модели эволюции не разработаны. Из наблюдений известно, что фронты существенно влияют на перенос вещества и распространение тепла, ограничивая области распространения.

Следует заметить, что фронты, рукава и войды (пустые области) наблюдаются в картине движений большого диапазона масштабов – от галактических с размерами в десятки световых лет, до микронных в биологических жидкостях.

Контрастность и долговременность регистрации тонкой структуры окружающей среды выглядят парадоксально на фоне традиционных представлений о сглаживающем действии молекулярных процессов. Все эти факты свидетельствуют о необходимости углубленного анализа определяющих уравнений с контролем выполнения условий совместности системы, приводимости уравнений, соответствия мощности функционального пространства решений требованиям задачи, сохранения эквивалентности описания, т.е. определяющих инфинитезимальных [2] и дискретных симметрий [3] на всех этапах построения и анализа решений. В силу нелинейности уравнений и многомасштабности движений удовлетворить этим условиям кажется невозможным, поэтому для решения практических задач использу-

ются различные методы упрощения системы, в первую очередь линеаризация и другие приближения (пограничного слоя, нелинейных волн) или теория турбулентности.

Целью данной работы является анализ свойств линеаризованной системы уравнений движения при сохранении порядка системы. Из всех диссипативных факторов учитывается только вязкость, влияние эффектов теплопроводности и диффузии будет обсуждаться кратко. В качестве основы описания рассматривается задача генерации трехмерных периодических внутренних волн частью плоской поверхности, осциллирующей в стратифицированной среде, обобщающая классическую работу Стокса [4], затем анализируется влияние других диссипативных факторов, приводится полная классификация трехмерных периодических движений в вязких жидкостях с учетом эффектов вращения и неоднородности плотности (стратификации).

1. Свойства точного решения задачи генерации трехмерных периодических внутренних волн.

Понятие периодического пограничного слоя введено Стоксом при рассмотрении структуры одномерной волны у бесконечной плоскости [4]. Для изучения структуры трехмерных пограничных слоев анализируется задача генерации трехмерных внутренних волн частью бесконечной наклонной плоскости, расположенной под углом φ к горизонту, которая осциллирует вдоль своей поверхности с частотой ω и амплитудой скорости u_0 . Плотность невозмущенной среды экспоненциально убывает с высотой: $\rho_0(z) = \rho_{00} \exp(-z/\Lambda)$; $\Lambda = |d \ln \rho(z) / dz|^{-1}$;

$N = \frac{2\pi}{T_b} = \sqrt{\frac{g}{\Lambda}}$ – масштаб, частота и период плавучести несжимаемых сред. Собственные осцилляции сжимаемых сред характеризуются адиабатической ча-

стотой $N_c = \sqrt{N^2 - \frac{g^2}{c^2}}$, c – скорость звука. Ось z направлена против ускорения силы тяжести \mathbf{g} .

Малые колебания несжимаемой вязкой жидкости описываются стандартной линеаризованной системой уравнений, которая в приближении Буссинеска имеет вид

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \rho_0 \nu \Delta \mathbf{v} - \rho \mathbf{g} \mathbf{e}_z, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} - v_z \frac{\rho_0}{\Lambda} = 0, \quad \text{div } \mathbf{v} = 0 \quad (2.1)$$

Здесь $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$, ρ , P , – переменные скорость, плотность и давление соответственно, ν – кинематическая вязкость, \mathbf{e}_z – единичный орт оси z .

В естественных и лабораторных условиях стратификация обычно является слабой ($\Lambda \gg H$, H – максимальный линейный масштаб задачи), а вязкость – ма-

лой, волновое число Рейнольдса является большим ($Re = \frac{N\lambda_c^2}{\nu} \gg 1$, λ_c – характерная длина волны). Рассмотрение проводится в декартовой системе координат (x, y, z) , ось z которой ориентирована в зенит, а положения осей x и y выбираются из условия равенства проекций угловой скорости вращения.

Граничными являются условия прилипания на всей поверхности, и на движущейся и на неподвижной частях. На бесконечности в вязкой среде все возмущения затухают. Первоначально жидкость покоится. Для установившихся движений зависимость всех величин от времени носит гармонический характер, общий множитель $\exp(-i\omega t)$ далее везде опускается.

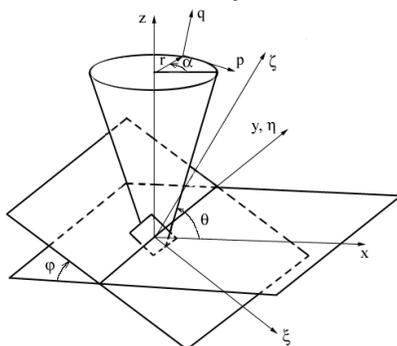


Рис. 2. Системы координат в задаче генерации конических пучков внутренних волн.

Для сокращения записи используются несколько систем координат, (Рис. 2). Линия действия силы тяжести определяет естественную лабораторную систему координат (x, y, z) . С излучающей поверхностью, лежащей в плоскости $O\xi\eta$, связана локальная система координат (ξ, η, ζ) . Она без ограничения общности, может быть получена путем поворота исходной системы координат (x, y, z) на угол φ вокруг оси y . При таком выборе оси ξ, η находятся в плоскости источника, а ось ζ – нормальна к ней.

С волновым конусом связана сопутствующая система (q, p, α) , ось q направлена вдоль волнового конуса, ось p – поперек, α – угловая переменная. Связи между указанными системами и вспомогательной цилиндрической системой (r, α, z) определяются соотношениями

$$\xi = x \cos \varphi + z \sin \varphi, \quad \eta = y, \quad \zeta = -x \sin \varphi + z \cos \varphi$$

$$x = r \cos \alpha, \quad y = r \sin \alpha, \quad z = z \quad (1.2)$$

$$p = r \sin \theta - z \cos \theta, \quad q = r \cos \theta + z \sin \theta$$

Вид условия несжимаемости и выделенность линии действия силы тяжести указывают на конструктивность использования для решения системы (1.1) тороидально-полоидального представления [5], с помощью которого трехмерная скорость жидкости \mathbf{v} определяется двумя скалярными функциями Φ, Ψ

$$\mathbf{v} = \nabla \times \mathbf{e}_z \Psi + \nabla \times (\nabla \times \mathbf{e}_z \Phi) \quad (1.3)$$

После исключения дополнительных членов, связанных с повышением порядка уравнений при введении представления (1.3), система (1.1) принимает вид

$$\left(\omega^2 \Delta - N^2 \Delta_{\perp} - i\omega v \Delta \right) \Phi = 0, \quad (\omega - i v \Delta) \Psi = 0 \quad (1.4)$$

Решение системы (1.4) ищутся в виде разложения в интегралы Фурье

$$\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[A(k_{\xi}, k_{\eta}) \exp(ik_1(k_{\xi}, k_{\eta})\zeta) + B(k_{\xi}, k_{\eta}) \exp(ik_2(k_{\xi}, k_{\eta})\zeta) \right] \times \\ \times \exp(ik_{\xi}\xi + ik_{\eta}\eta) dk_{\xi} dk_{\eta} \quad (1.5)$$

$$\Psi = \int_{-\infty}^{+\infty} C(k_{\xi}, k_{\eta}) \exp(ik_3(k_{\xi}, k_{\eta})\zeta + ik_{\xi}\xi + ik_{\eta}\eta) dk_{\xi} dk_{\eta}$$

Учитывая свойства симметрии волнового поля, рассмотрение можно провести только для верхнего полупространства ($\zeta > 0$), причем принять $\theta > \varphi$. Волновые

векторы $\mathbf{k} = (k_{\xi}, k_{\eta}, k_{\zeta})$ в разложениях для функций Φ, Ψ при $\omega = \text{const}$ определяются решениями дисперсионного уравнения, соответствующего системе (1.1)

и выражаются через две компоненты волнового вектора $k_i = k_i(k_{\xi}, k_{\eta})$ ($i = 1, 2, 3$). При вычислении интегралов (1.5) учитываются все корни дисперсионного соотношения, что сохраняет возможность выполнения граничных условий.

Подстановка выражений (2.1) в систему (1.1) дает факторизованное дисперсионное соотношение, которое в локальной системе координат принимает вид

$$\left[\omega^2 \left(k_{1,2}^2 + k_{\perp}^2 \right) - N^2 \left[\left(k_{\xi} \cos \varphi - k_{1,2} \sin \varphi \right)^2 + k_{\eta}^2 \right] + \right. \\ \left. + i\omega v \left(k_{1,2}^2 + k_{\perp}^2 \right)^2 \right] \left[\omega + iv \left(k_3^2 + k_{\perp}^2 \right) \right] = 0, \quad k_{\perp}^2 = k_{\xi}^2 + k_{\eta}^2 \quad (1.6)$$

Условия затухания возмущений на бесконечности выполняются, когда мнимые части корней дисперсионных уравнений больше нуля $\text{Im} k_1 > 0, \text{Im} k_2 > 0, \text{Im} k_3 > 0$.

Коэффициенты А, В, С определяются из решений системы линейных уравнений, которая образуется при подстановке разложений (1.5) в граничные условия

$$\begin{cases} A(k_\eta^2 \sin \varphi + k_1 \beta_1) + B(k_\eta^2 \sin \varphi + k_2 \beta_2) + iCk_\eta \cos \varphi = U_\xi \\ -A k_\eta \gamma_1 - B k_\eta \gamma_2 + iC\gamma_3 = U_\eta \\ A(k_\eta^2 \cos \varphi - k_\xi \beta_1) + B(k_\eta^2 \cos \varphi - k_\xi \beta_2) - iCk_\eta \sin \varphi = U_\zeta \end{cases} \quad (1.7)$$

где $\mathbf{U}(k_\xi, k_\eta)$ – Фурье-образ скорости источника $\mathbf{u}(\xi, \eta)$

$$\mathbf{U} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{u}(\xi, \eta) \exp(-ik_\xi \xi - ik_\eta \eta) d\xi d\eta \quad (1.8)$$

$$\beta_i = k_i \sin \varphi - k_\xi \cos \varphi, \quad \gamma_i = k_i \cos \varphi + k_\xi \sin \varphi$$

Решения системы (1.7), могут быть представлены в матричной форме

$$\begin{pmatrix} A \\ B \\ C \end{pmatrix} = \frac{1}{\Delta} \begin{pmatrix} D_{11} & D_{12} & D_{31} \\ D_{21} & D_{22} & D_{32} \\ D_{31} & D_{32} & D_{33} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} U_\xi \\ U_\eta \\ U_\zeta \end{pmatrix}, \quad (1.9)$$

отражающей характер дисперсии трехмерных внутренних волн [6]. Коэффици-

енты матрицы $D_{i,j}$ определяются выражениями

$$D_{11} = -ik_\eta^2 \left[k_\xi + \frac{1}{2}(k_2 - k_3) \sin 2\varphi \right] - ik_\xi \beta_2 \beta_3, \quad D_{12} = -ik_\eta (k_\eta^2 + \beta_2^2)$$

$$D_{13} = -ik_\eta^2 \left[(k_2 - k_3) \cos^2 \varphi + k_3 \right] - ik_2 \beta_2 \beta_3$$

$$D_{21} = -ik_\eta^2 \left[k_\xi + \frac{1}{2}(k_1 - k_3) \sin 2\varphi \right] - ik_\xi \beta_1 \beta_3, \quad D_{22} = -ik_\eta (k_\eta^2 + \beta_1^2)$$

$$D_{23} = -ik_\eta^2 \left[(k_1 - k_3) \cos^2 \varphi + k_3 \right] + ik_1 \beta_1 \beta_3,$$

$$D_{31} = (k_\eta^2 \cos^2 \varphi + k_\xi^2) (k_1 - k_2) k_\eta$$

$$D_{32} = (k_1 - k_2) \left[-k_\xi \beta_1 \beta_2 + k_\eta^2 \left(\frac{1}{2}(k_1 + k_2) \sin 2\varphi + k_\xi \cos 2\varphi \right) \right]$$

$$D_{33} = (k_1 - k_2) k_\eta \sin \varphi \left[-k_\eta^2 \cos \varphi + k_\eta (k_1 \gamma_2 + k_\xi \beta_2) \right]$$

$$\Delta = (k_1 - k_2) \left[-k_\xi \beta_1 \beta_2 \beta_3 + ik_\eta^4 \cos \varphi + \right.$$

$$\left. + ik_\eta^2 (\beta_3 (\gamma_1 \sin \varphi + \beta_2 \cos \varphi) + \gamma_1 \beta_1^2 - \gamma_2 \beta_2^2) \right]$$

Выражения (1.5), в которых коэффициенты $A(k_\xi, k_\eta)$, $B(k_\xi, k_\eta)$ и $C(k_\xi, k_\eta)$ определяются формулами (1.9) являются общим решением системы (1.1), точно удовлетворяющим граничным условиям (1.7). Семейство решений (1.5) включает

волны и сопутствующие пограничные слои первого и второго рода, масштабные характеристики которых следуют из анализа решений дисперсионного уравнения (1.6), которое находится стандартными методами с учетом малости вязкости [7]. Регулярный по вязкости корень соответствует волновому пучку, два сингулярных определяют пограничные слои

$$k_1 = k_1^{(0)} + i \nu k_1^{(1)}$$

$$k_1^{(0)} = \frac{k_\xi \sin 2\varphi + 2 \cos \theta \sqrt{k_\xi^2 \sin^2 \theta - \mu k_\eta^2}}{2\mu}$$

$$k_1^{(1)} = \frac{\sin \theta \left(k_\xi \sin \varphi \cos \theta + \cos \varphi \sqrt{k_\xi^2 \sin^2 \theta - \mu k_\eta^2} \right)^4}{2N \mu^4 \cos \theta \sqrt{k_\xi^2 \sin^2 \theta - \mu k_\eta^2}}$$

$$k_2 = \frac{i + \text{sign} \mu}{\delta_\varphi} - \frac{k_\xi \sin 2\varphi}{2\mu} + k_2^{(1)} \delta_\varphi, \quad (1.10)$$

$$k_2^{(1)} = \frac{i + \text{sign} \mu}{6\sqrt{2}} \frac{k_\xi^2 \left(\mu (\cos^2 \varphi - \sin^2 \theta) + 4 \sin \varphi \cos \varphi \right) + k_\eta^2 \mu \cos^2 \theta}{\mu^2}$$

$$k_3 = \frac{i+1}{\delta_\nu} + \frac{i+1}{4} \delta_\nu \left(k_\xi^2 + k_\eta^2 \right)$$

$$\mu = \sin^2 \varphi - \sin^2 \theta$$

где $\theta = \arcsin(\omega/N)$ – угол, который волновой конус составляет с горизонтом.

Формулы (1.10) описывают два типа движения: крупномасштабное с характерным размером $\lambda_c = 2\pi/k$ ($\text{Re } k_1 \gg \text{Im } k_1$) и мелкомасштабное с характерной толщиной $O(\sqrt{\nu/\omega})$ ($\text{Re } k_{2,3} \sim \text{Im } k_{2,3}$).

В рассматриваемом приближении корень k_1 отличается от волнового числа для идеальной жидкости только малой мнимой поправкой. Действительная часть k_1 определяет длину излучаемой волны, мнимая часть – пространственную структуру пучка волн и величину вязкого затухания. Внутренние волны характеризуются спектральной плотностью $A(k_\xi, k_\eta)$.

Корни k_2 и k_3 описывают периодические пограничные течения. Выражение с коэффициентом $B(k_\xi, k_\eta)$ определяет внутренний волновой пограничный слой

толщиной δ_φ . Этот тип периодического движения является специфическим для стратифицированной жидкости и не имеет аналогов в однородной среде.

Коэффициент $C(k_\xi, k_\eta)$ задает вязкий периодический пограничный слой толщиной $\delta_v = \sqrt{2\nu/\omega}$, являющийся аналогом периодического течения Стокса для однородной жидкости [4].

Таким образом, генерация трехмерных волн сопровождается образованием пограничных слоев первого и второго рода. Пограничный слой первого рода, аналог которого – периодический пограничный слой Стокса, существует и в однородной вязкой жидкости, характеризуется толщиной $\delta_v = \sqrt{2\nu/\omega}$ [4]. Пограничный слой второго рода, специфический для стратифицированных сред, внутренний погра-

ничный слой, характеризуется масштабом раскрытия волнового конуса, так и наклона излучающей поверхности ($\mu = \sin^2 \varphi - \sin^2 \theta$). Его свойства впервые были изучены при расчете отражения двумерных волновых пучков от плоской поверхности [8].

При переходе к однородной жидкости ($N \rightarrow 0$, ν – константа) корни дисперсионных уравнений сливаются, что приводит к вырождению и пограничных слоев, и системы уравнений движения, которая становится некорректной

$$k_1 = i\sqrt{k_\xi^2 + k_\eta^2}, \quad k_2 = -k_3 = \sqrt{\frac{i\omega}{\nu} - k_\xi^2 - k_\eta^2}$$

Обратный переход от однородной к стратифицированной жидкости произвести равномерным образом нельзя, поскольку при этом требуется произвести расщепление вырожденного периодического волнового пограничного слоя на два других, с различной зависимостью характеристик от параметров задачи.

При переходе к однородной жидкости приближенные решения дисперсионных уравнений принимают вид $k_2 = -(k_\xi \sin 2\varphi)/2\mu$, и $k_3 = 0$. Различия в структуре приводимых выражений отражают результаты применения регулярных и асимптотических методов решения дисперсионных уравнений. С применением асимптотических методов связан парадокс “критических углов” в теории внутренних волн, исчезающей при использовании регулярных методов во всем диапазоне угловых параметров задачи (θ, φ) [8].

Картина поля течений рассчитана в наиболее простом случае, когда плоскость расположена горизонтально и источником волн является круглый диск малого, по сравнению с вязким волновым масштабом, радиуса: $R \ll L_v$, $L_v = (\nu\Lambda/N)^{1/3}$.

На больших расстояниях от источника ($r \gg R$), в соответствующей системе координат (q, p) , с осями, ориентированными вдоль образующей и по нормали к вол-

новому конусу, асимптотическое выражение для вертикальной компоненты скорости принимает канонический вид [9]

$$v_z(p, q) = \frac{1-i}{\sqrt{\pi}} U R^2 \sin \theta \sqrt{\frac{\sin \theta}{p \sin \theta + q \cos \theta}} \int_0^{+\infty} k_p^{1/2} \exp \left(ik_p p - \frac{\nu k_p^3 q}{2N \cos \theta} \right) dk_p \quad (1.11)$$

Первый множитель определяется граничными условиями, второй отражает геометрию пучка, интеграл является характерным для теории теле внутренних

волн с единственным отличием – показатель в множителе k_p^n является дробным для всех типов проанализированных источников [9]. Асимптотическое выражение (1.11) описывает только регулярную компоненту скорости трехмерных периодических волн, которая спадает обратно пропорционально расстоянию от источника и осциллирует поперек пучка. Расчет пограничных слоев более удобно производить методом пограничных функций.

Для построения картины течения массивы значений интегралов типа (1.5) для данной задачи вычислялись методом Симпсона в узлах сетки, параметры которой выбирались из условия визуализации элементов течения с разрешением от 0,1 до 0,02 мм. Программа полноцветной визуализации полей и положений изолиний составлена в оболочке MS Visual C++, здесь приводятся черно-белые версии полученных изображений [10]. При этом удается одновременно визуализировать как пограничный слой на излучающей поверхности, так и волновые поля во всем пространстве.

Модальная структура конического пучка периодических внутренних волн при различных размерах излучающего диска показана на рис. 3 (частота плавучести, частота и амплитуда скорости вертикальных осцилляций источника во всех случаях поддерживаются постоянными).

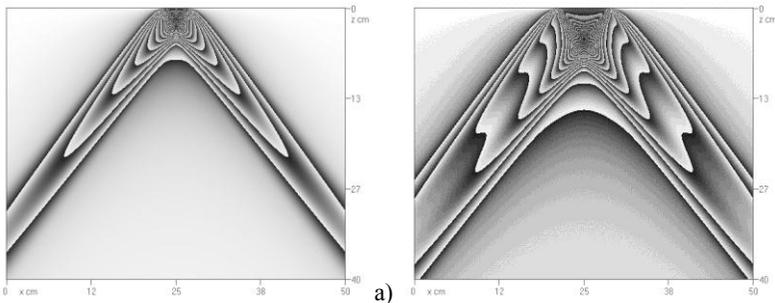


Рис. 3. Модальная структура конических пучков периодических внутренних волн, генерируемых горизонтальным диском: а, б) – малого ($R = 1.7$ см) и большого радиуса ($R = 4$ см). Показано распределение модуля вертикальной компоненты скорости в центральном сечении пучка ($N = 1.2 \text{ c}^{-1}$; $\nu = 0,01 \text{ cm}^2/\text{c}$; $\omega = 0,998 \text{ c}^{-1}$; $U = 0,25 \text{ cm}/\text{c}$, $t = 0$).

Картина течения построена модифицированным методом изолиний (полное число – 25, шаг – $U/26$). Диск малого радиуса ($R=1.7$ см, $R < L_v$) излучает одномодальный пучок с максимумом смещений в центре (рис. 3, а). В картине распределения абсолютного значения скорости в вертикальной плоскости в пучке внутренних волн, излучаемых широким диском ($R=4$ см, $R > L_v$, рис. 3, б), выделяются два максимума на краях пучка. Пограничные слои на плоскости выходят за границу источника, возмущения в них сфазированы с волновыми. На внешних границах пучков располагаются протяженные неоднородности. В силу малости поперечных размеров, картина тонкоструктурных элементов быстро эволюционирует во времени синхронно по всей области наблюдения.

Тонкая структура картины возмущений более наглядно проявляется при использовании “дифференциальных анализаторов”, аналогичных по своему действию теневым приборам в экспериментальной гидродинамике. В картине первой производной вертикальной компоненты скорости так же построенной модифицированным методом изолиний (рис. 4, а) достаточно контрастно выражены тонкоструктурные оболочки волновых пучков с поперечным размером порядка δ_N , источником которых является кромка диска. Их свойства аналогичны пограничным слоям на излучающей поверхности, и по аналогии они именуется внутренними пограничными течениями. Полное число изолиний в картине – 50, шаг между ними $1/51$ от максимального значения модуля первой производной, равного $2,4 c^{-1}$, которое достигается в области пересечения внутренних оболочек пучков.

Две системы внутренних пограничных течений, формирующих внешнюю и внутреннюю оболочки волнового конуса, порождаются кромкой диска. Степень их контрастности и поперечные размеры меняются во времени существенно быстрее, чем эволюционирует вся картина волн. Тонкоструктурные оболочки пучков еще более контрастно выражены в картине второй производной скорости (рис. 4, б число изолиний – 50, шаг $1/51$ от максимального значения модуля второй производной, равного $22.7 \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, которое достигается у кромок диска). Значения сдвига скорости на периферии пучка достаточно медленно убывают с расстоянием.

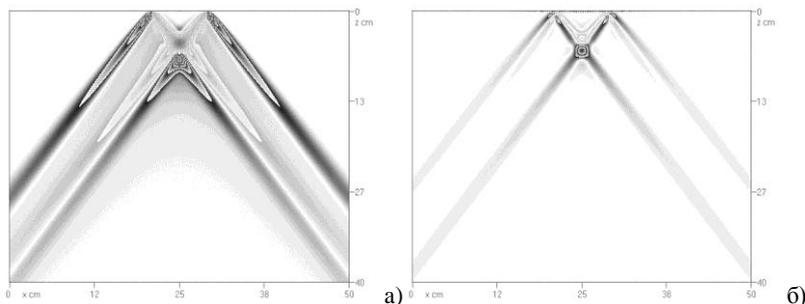


Рис. 4 Тонкоструктурные оболочки бимодальных пучков трехмерных периодических внутренних волн: а, б) – распределения первой и второй производной радиальной компоненты скорости ($\partial v_r / \partial z$, $\partial^2 v_r / \partial z^2$) в центральном сечении конического пучка ($N = 1.2 \text{ c}^{-1}$; $\omega = 1.0 \text{ c}^{-1}$; $R = 4 \text{ см} > L_v = 1.8 \text{ см}$; $U = 0.25 \text{ см/с}$, $t = 0$).

На первый взгляд сосуществование двух типов течений – волн и пограничных слоев выглядит естественно, но нахождение двух пограничных слоев различного рода в одной и той же области пространства – парадоксально. На самом деле, все движения являются периодическими, и в пространстве, и во времени. Волны и пограничные слои отличаются только соотношением между значениями действительных и мнимых частей.

Традиционно с мнимой частью решений связывается затухание, которое в природных условиях является малым. Но для диспергирующих волн мнимая часть полученных выражений не является малой, ее значение определяет пространственную структуру пучков (Рис.3).

Значения действительной и мнимой частей погранслоевых решений одного порядка ($\sim \sqrt{i}$), что объясняет существенную анизотропию масштабов. Один из них задается начальными условиями – это длина или ширина излучающей области, на которой формируется пограничный слой, а второй, динамический, универсальный микромасштаб δ_N , задаваемый частотой плавучести и кинематической вязкостью, определяет его толщину.

Различие масштабов вдоль и поперек линии колебаний отражает принцип независимости движений в линейном описании. Учет нелинейности приводит к непосредственному взаимодействию всех базовых элементов течений, то есть волн и двух типов пограничных слоев друг с другом. Какой из видов взаимодействия (волна-волна, волна-пограничный слой, пограничные слои между собой) окажется главным, зависит от геометрии и энергетики задачи.

Вследствие наложения и нелинейного усиления градиентов в областях пересечения волновых пучков тонкоструктурные элементы толщиной порядка δ_N – “разрывы стратификации” – формируются непосредственно в толще непрерывно стратифицированной жидкости [11, 12].

Учет температуропроводности и диффузии приводит к повышению порядка определяющих уравнений и появлению дополнительных корней дисперсионных уравнений, которым соответствуют температурные и концентрационные пограничные слои с собственными или комбинационными масштабами [13].

Нелинейное взаимодействие пограничных слоев между собой и с внутренними волнами приводит к возбуждению заметных внутренних волн в ситуациях, когда прямая генерация запрещена условиями распространения инфинитезимальных волн [14]. Такой процесс реализуется при крутильных колебаниях горизонтального диска в непрерывно стратифицированной жидкости, когда непосредственно на поверхности образуется только изопикнический пограничный слой. Расчеты конических волновых пучков удовлетворительно согласуются с лабораторным экспе-

риментом [15]. Представляет интерес проверка эффективности данного генератора волн в природных условиях.

Для регистрации и измерения параметров сингулярных элементов крупномасштабных внутренних волн необходимо использовать быстродействующие и высокоразрешающие приборы, позволяющие идентифицировать неоднородности толщины δ_N , что достижимо только для лучших теневых инструментов, к числу которых относятся отечественные приборы типа ИАБ. Методика лабораторного эксперимента подробно изложена в [16]. Примеры пучков двумерных периодических внутренних волн приведены на Рис. 5.

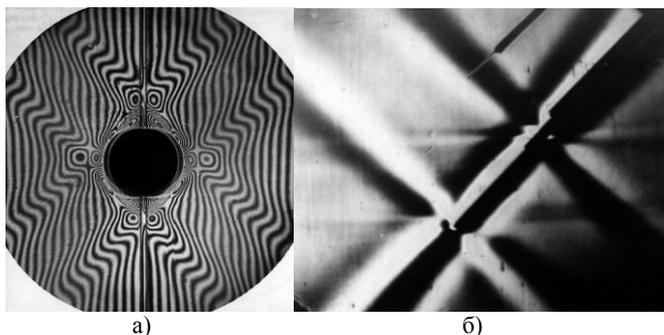


Рис. 5. Теневые и интерферометрические изображения пучков двумерных внутренних волн, возбуждаемых осциллирующей наклонной пластиной и горизонтальным цилиндром.

В теневой картине волн, которая визуализирована высокоразрешающим методом “щель-нож”, представлены оба типа пучков волн (Рис. 5, а). Волны излучаются осциллирующей вдоль своей поверхности наклонной пластиной шириной 6 см. В плоскости излучателя распространяются одномодальные пучки, в ортогональной – бимодальные. К краям пластины примыкают почти горизонтальные внутренние пограничные течения. Высококонтрастный, но с худшим пространственным разрешением, метод шпирен-интерферометрии визуализирует только пучки волн, создаваемые вертикально осциллирующим горизонтальным цилиндром диаметром 4 см (Рис. 5, б).

2. Математическая классификация трехмерных периодических движений в толще жидкости.

В общем случае, малые периодические движения в вязкой сжимаемой неоднородной жидкости на сферической Земле, вращающейся с угловой скоростью Ω в поле силы тяжести с ускорением g , описываются следующей системой уравнений

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial x} + 2\Omega \left(v \sin \varphi - \frac{1}{\sqrt{2}} w \cos \varphi \right) + \nu \Delta \mathbf{u} + \left(\mu + \frac{\nu}{3} \right) \frac{\partial}{\partial x} \nabla \cdot \mathbf{u}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial y} + 2\Omega \left(\frac{1}{\sqrt{2}} w \cos \varphi - u \sin \varphi \right) + \nu \Delta v + \left(\mu + \frac{\nu}{3} \right) \frac{\partial}{\partial y} \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \sqrt{2}\Omega(u - v) \cos \varphi + \nu \Delta w + \left(\mu + \frac{\nu}{3} \right) \frac{\partial}{\partial z} \nabla \cdot \mathbf{u} - \rho g$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{w}{\Lambda} + \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad \frac{\partial P}{\partial t} = -w g - c^2 \nabla \cdot \mathbf{u}$$

Здесь $\mathbf{u} = (u, v, w)$ – скорость; P, ρ – давление за вычетом гидростатического и возмущение плотности среды, нормированные на плотность на уровне $z = 0$; φ – широта точки наблюдения; ν, μ – первая и вторая кинематические вязкости.

Рассмотрение проводится в декартовой системе координат (x, y, z) , ось z которой ориентирована в зенит, а положения осей x и y выбираются из условия равенства проекций угловой скорости вращения.

Граничными для системы (1) являются условия прилипания на твердых поверхностях, на бесконечности – условие затухания возмущений. На свободной поверхности $z_s = \zeta(x, y)$ выполняются динамическое и кинематическое граничные условия.

При изучении периодических движений $u = u_0 \exp(ikr - i\omega t)$, $P = P_0 \exp(ikr - i\omega t)$ и $\rho = \rho_0 \exp(ikr - i\omega t)$ с частотой ω и волновым вектором $k = (k_x, k_y, k_z)$ общее решение системы (2.1) представляется в виде суперпозиции элементарных волн [17]

$$A = \sum_j \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} a_j(k_x, k_y) \exp(i(k_{zj}(k_x, k_y)z + k_x x + k_y y - \omega t)) dk_x dk_y \quad (2.2)$$

где A – компоненты скорости, давление или плотность. Суммирование в формуле (3) проводится по всем корням дисперсионного уравнения, получающегося при подстановке решений в виде элементарных волн в систему (2.1), которые удовлетворяют граничным условиям задачи или условию излучения в безграничной среде (стремление к нулю возмущений на бесконечности). Система уравнений (2.1) допускает существование двух типов волн – поверхностных, амплитуда которых монотонно убывает с удалением от границы, и внутренних, области максимальных смещений которых находятся в толще жидкости. В случае большого различия плотностей контактирующих сред их свойства могут анализироваться независимо

При исследовании движений в толще жидкости подстановка решений в виде элементарных возмущений в (1) порождает систему алгебраических уравнений относительно амплитуд $u_0, v_0, w_0, P_0, \rho_0$

$$\begin{aligned}
& (i\omega - \nu k^2 - (\mu + \nu/3)k_x^2)u_0 + (2\Omega \sin \varphi - (\mu + \nu/3)k_x k_y)v_0 - \\
& - (\sqrt{2}\Omega \cos \varphi + (\mu + \nu/3)k_x k_z)w_0 - ik_x P_0 = 0 \\
& - (2\Omega \sin \varphi + (\mu + \nu/3)k_x k_y)u_0 + (i\omega - \nu k^2 - (\mu + \nu/3)k_y^2)v_0 + \\
& + (\sqrt{2}\Omega \cos \varphi - (\mu + \nu/3)k_y k_z)w_0 - ik_y P_0 = 0 \\
& (\sqrt{2}\Omega \cos \varphi - (\mu + \nu/3)k_x k_z)u_0 - (\sqrt{2}\Omega \cos \varphi + (\mu + \nu/3)k_y k_z)v_0 + \\
& + (i\omega - \nu k^2 - (\mu + \nu/3)k_z^2)w_0 - ik_z P_0 - g\rho_0 = 0 \\
& - ik_x u_0 - ik_y v_0 + (1/\Lambda - ik_z)w_0 + i\omega \rho_0 = 0 \\
& - ik_x c^2 u_0 - ik_y c^2 v_0 + (g - ik_z c^2)w_0 + i\omega P_0 = 0
\end{aligned} \tag{2.3}$$

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$$

где

Из условия существования нетривиального решения следует дисперсионное уравнение гибридных волн наиболее общего типа [18]

$$\begin{aligned}
& \omega D_\nu(k) (\omega D_\nu(k) \tilde{D}_\nu(k) + 2\sqrt{2}\omega \Omega g(k_y - k_x) \cos \varphi) - \\
& - \omega D_\nu(k) N^2 (D_\nu(k) + i(\mu + \nu/3)k_\perp^2) + \\
& + 4\omega \Omega^2 (N^2 \sin^2 \varphi - \omega (D_\nu(k) + i(\mu + \nu/3)f^2(k))) + \\
& + c^2 (D_\nu(k) (N_c^2 k_\perp^2 - \omega k^2 D_\nu(k)) + 4\omega \Omega^2 f^2(k)) = 0
\end{aligned} \tag{2.4}$$

$$\text{где } f(k) = (\sqrt{2}k_z \sin \varphi + (k_x + k_y) \cos \varphi) / \sqrt{2}, \quad \tilde{D}_\nu(k) = \omega + i(4\nu/3 + \mu)k^2,$$

$$D_\nu(k) = \omega + i\nu k^2$$

Дисперсионное уравнение (2.4) является сингулярно возмущенным, поскольку при старшем члене k^6 присутствует малый коэффициент ν^2 . В общем случае из шести корней уравнения (2.4) два являются регулярными по вязкости и описывают волны, а оставшиеся четыре – сингулярные по вязкости – характеризуют семейство сосуществующих пограничных слоев. Одночастотные пограничные слои различаются толщиной и другими свойствами. Их число и характер поведения в общем случае зависит от размерности пространства и определяется граничными условиями.

Дальнейший анализ решений (2.4) проводится в сферической системе координат (k, Ψ, Θ) , введенной в пространстве волновых чисел (k_x, k_y, k_z) с помощью соотношений $k_x = k \sin \Theta \cos \Psi$, $k_y = k \sin \Theta \sin \Psi$, $k_z = k \cos \Theta$. Область существования бегущих волн с действительной частотой ω , характеризующихся дисперсионным соотношением (2.4), зависит от многих факторов – отношения ча-

стот волны, вращения и плавучести, сжимаемости среды и геометрии задачи, и определяется неравенством

$$2\omega^2\Omega^2\sin^2\Theta\cos^2\varphi(\sin\Psi-\cos\Psi)^2 \geq \frac{c^2(4\Omega^2(N^2\sin^2\varphi-\omega^2)-\omega^2(N^2-\omega^2))}{g^2(N_c^2\sin^2\Theta-\omega^2+4\Omega^2F^2)} \quad (2.5)$$

которое упрощается при рассмотрении отдельных типов волн [18].

В общем случае в безграничной среде на плоскости, нормаль к которой характеризуется углами Ψ и Θ , наряду с трехмерными волнами образуются два пограничных слоя, толщина которых зависит как от частот волны, плавучести и вращения

$$\delta_{b\pm} = \sqrt{\frac{2\nu}{|\omega_{\pm}-\omega|}}, \quad \omega_{\pm} = \frac{N_c^2}{2\omega}\sin^2\Theta \left[1 \pm \sqrt{1 + \frac{16\omega^2\Omega^2F^2}{N_c^4\sin^4\Theta}} \right], \quad (2.6)$$

$$F = (\sqrt{2}\cos\Theta\sin\varphi + \sin\Theta(\sin\Psi + \cos\Psi)\cos\varphi) / \sqrt{2}$$

Поскольку условие $g\Lambda/c^2 \ll 1$ выполняется практически для всех реальных сред, в выражениях для ω_{\pm} в (2.6) вместо адиабатической частоты N_c можно приближенно использовать частоту плавучести N .

При учете сжимаемости и пренебрежении эффектами вращения ($\Omega=0$) из (2.4) следует, что распространяющиеся трехмерные гравитационно-звуковые волны существуют в двух областях частот: $\omega \leq N_c$ и $\omega \geq N$. В диапазоне $\omega \ll N_c$ они проявляют свойства внутренних гравитационных волн, а при $\omega \gg N$ с ростом частоты приближаются по характеру к изотропному звуку. Одновременно с волнами, на жестких границах образуются пограничные слои первого и второго рода толщиной

$$\delta_{St} = \delta_N \sqrt{2/\sin\Theta_{\omega}}, \quad \delta_N = \sqrt{\nu/N}, \quad \Theta_{\omega} = \arcsin(\omega/N),$$

$$\delta_i = \delta_N \sqrt{\frac{2\sin\Theta_{\omega}}{\left(1 - \frac{g\Lambda}{c^2}\right)\sin^2\Theta - \sin^2\Theta_{\omega}}} \approx \delta_N \sqrt{\frac{2\sin\Theta_{\omega}}{\sin^2\Theta - \sin^2\Theta_{\omega}}} \quad (2.7)$$

Первый из них аналогичен периодическому течению Стокса в однородной жидкости [4], а второй, параметры которого зависят как от частоты плавучести N , так и скорости звука c , является специфическим для стратифицированных сред. Универсальный микромасштаб δ_N является общим масштабом длины для обоих пограничных слоев. Толщины пограничных слоев зависят также от наклонов волн и ограничивающих поверхностей.

Частотный диапазон существования инерциально-гравитационных волн в стратифицированных вращающихся несжимаемых средах $\omega_- < \omega < \omega_+$ ограничен значениями

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \left(N^2 + 4\Omega^2 \pm \sqrt{(N^2 + 4\Omega^2 \cos 2\varphi)^2 + 16\Omega^4 \sin^2 2\varphi} \right)$$

и зависит от широты точки наблюдения. Одновременно с трехмерными инерциально-гравитационными волнами существуют два пограничных слоя с масштабами

$$\delta_{b\pm} = \delta_N \sqrt{\frac{2}{|\omega_{\pm} - \omega^*|}}, \quad \omega_{\pm} = \frac{\sin^2 \Theta}{2\omega^*} \left[1 \pm \sqrt{1 + \frac{16\Omega^2 \omega^{*2} F^2}{N^2 \sin^4 \Theta}} \right], \quad \omega^* = \frac{\omega}{N} \quad (2.8)$$

Инерциально-звуковые волны в нестратифицированной жидкости ($N=0$) существуют с двумя расщепленными пограничными слоями толщиной

$$\delta_{b\pm} = \sqrt{\frac{\nu}{\Omega |F \pm \cos \Theta_{\omega}|}} \quad (2.9)$$

один из которых, толщиной δ_{b+} , является аналогом слоя Экмана. Здесь $\Theta_{\omega} = \arccos(\omega/2\Omega)$ – наклон линий распространения инерциально-звуковых волн к горизонту. Периодические движения проявляют свойства инерциальных волн при $\omega \ll \Omega$ и звуковых – в противоположном случае.

Трехмерные затухающие звуковые волны в однородной жидкости ($N = \Omega = 0$) характеризуются дисперсией $\omega^2 = k^2 (c^2 - i\omega(4\nu/3 + \mu))$. Два семейства пограничных слоев в этом случае сливаются в единый дважды вырожденный слой Стокса толщиной $\delta_{St} = \sqrt{2\nu/\omega}$. Возмущения внутри него являются поперечными с нулевой дивергенцией скорости, то есть жидкость внутри него ведет себя как несжимаемая [18].

Из вида дисперсии трехмерных периодических возмущений в толще однородной несжимаемой жидкости $k^2 D_v^2(k) = 0$, когда $N = \Omega = \nabla \cdot \mathbf{u} = 0$, следует, что в такой среде отсутствуют полноценные распространяющиеся волны. Около жесткой осциллирующей границы возникает дважды вязкий вырожденный пограничный слой, состоящий из двух периодических течений Стокса толщиной $\delta_{St} = \sqrt{2\nu/\omega}$. Таким образом, уравнение Навье-Стокса в приближении однородной сжимаемой или несжимаемой жидкости в трехмерном случае характеризуется вырожденным дисперсионным соотношением и относится к некорректно поставленным.

Крупномасштабные волновые и тонкоструктурные погранслойные элементы являются равноправными неотделимыми компонентами единой системы периодических движений. Все элементы этой системы появляются и исчезают одновременно, несмотря на различия в масштабах.

В общем случае динамика гидродинамических систем определяется нелинейным взаимодействием всех структурных элементов течений, как регулярных –

волновых, так и сингулярных – пограничных слоев. В силу больших значений завихренности, взаимодействующие пограничные слои являются эффективными генераторами вихревых движений. Экспериментальное исследование динамики пограничных слоев и порождения вихрей требует существенного совершенствования техники визуализации и измерения течений, которая должна разрешать тонкую структуру наиболее мелкомасштабных элементов течений. Прогноз эволюции природных систем должен проводиться с учетом геометрии внутренних пограничных течений, ограничивающих области существования волновых и вихревых систем и существенно влияющих на перенос энергии и вещества [19]. Как в натуральных [1], так и в лабораторных условиях [19] аккумуляция и перенос вещества осуществляются преимущественно в высокоградиентных областях, типичных для внутренних пограничных течений.

Заключение.

Анализ оптических и радиолокационных изображений природных систем, лабораторных моделей стратифицированных течений, уравнений движения свидетельствует, что в течениях жидкости существуют крупномасштабные и тонкоструктурные сингулярные элементы. Анализ уравнений движения показывает, что существуют сингулярные элементы первого и второго рода с различными свойствами. Семейства пограничных слоев (минимум два в трехмерной гидродинамике вязкой жидкости) локализованы вблизи границ препятствий. Их толщина определяется кинематической вязкостью среды и геометрией течений. В толще жидкости существуют их аналоги – внутренние пограничные течения.

Эволюцию систем определяют как внешние факторы – астрономические, атмосферные, геосферные, химические, биологические, так и процессы нелинейного взаимодействия всех компонент течений, как и регулярных, так и сингулярных. Полная классификация периодических движений в жидкости приведена в [18] с учетом эффектов вязкой диссипации, вращения и стратификации. Приведенные результаты компьютерной визуализации аналитических решений, иллюстрируют структуру пограничных слоев, ассоциированных с периодическими и подветренными внутренними волнами. Трансформация структуры спутных течения и процесс формирования вихревых систем за препятствиями прослежены экспериментально в [19], где показано определяющее влияние сингулярных элементов на закономерности переноса вещества и тепла. Актуальной задачей является изучение связи тонкоструктурной гидродинамики с биологическими и геологическими процессами. Развитие спутниковых методов наблюдений Земли должно быть дополнено обоснованными результатами измерений течений, волн и вихрей в атмосфере и океане.

Литература.

1. Clemente-Colon P. Sample cases of SAR detection of maritime oil pollution // <http://www.osei.noaa.gov/Events/Prestige> (NOAA/NESDIS/ORA).
2. Байдулов В.Г., Чашечкин Ю.Д. Инвариантные свойства уравнений движения стратифицированных жидкостей // Доклады АН. 2002. Т. 387. № 6. с. 760-763.

3. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д. Типы дискретных симметрий картины конвективных течений в плоском слое жидкости // Доклады АН. 2002. Т. 384. № 5. С. 630-633.
4. Stokes G.G. On the effect of the internal friction on the motion of pendulums // Trans. Cambridge Phil. Soc. 1851. V. 9. P. 8.
5. Holm D.D., Kimura Y. Zero-helicity Lagrangian kinematics of three-dimensional advection // Phys. Fluids. 1991. V. A3. № 5. P. 1033-1038.
6. Васильев А.Ю., Чашечкин Ю.Д. Генерация пучков трехмерных периодических внутренних волн в экспоненциально стратифицированной жидкости // Прикладная математика и механика. 2003. Т. 67. № 3. С. 442-452.
7. Найфэ, А. Введение в методы возмущений. М.: Мир, 1984, 535 с.
8. Кистович, Ю.В., Чашечкин, Ю.Д. Отражение пучков внутренних гравитационных волн от плоской жесткой поверхности // Прикладная математика и механика. 1995. Т. 59. Вып. 4. С. 607-613.
9. Чашечкин Ю.Д., Васильев А.Ю. Генерация трехмерных периодических внутренних волн компактными источниками // Доклады АН. 2004. Том 394, № 5, с.1 – 5.
10. Чашечкин Ю.Д., Васильев А.Ю., Бардаков Р.Н. Тонкая структура пучков трехмерных периодических внутренних волн // Доклады АН. 2004. Т. 397. № 3.
11. McEwan A.D. and Plumb P.A. Off-resonant amplification of finite internal wave packets // Dyn. Atmosph. and Oceans. 1977. V.2. P. 83-105.
12. Teoh S.G., Ivey G.N. and Imberger J. Laboratory study of the interaction between two internal wave rays // J. Fluid Mech. 1997. v. 336. P. 91-121.
13. Чашечкин Ю.Д., Кистович А.В. Расчет структуры периодических течений в непрерывно стратифицированной жидкости с учетом эффектов диффузии // 2003. Т. 393. № 6. С. 776-780.
14. Кистович Ю.В., Чашечкин Ю.Д. Новый механизм нелинейной генерации внутренних волн // Доклады АН. 2002 Т. 382. № 6. С. 772-776.
15. Ильиных Ю. С., Чашечкин Ю. Д. Генерация периодических движений диском, совершающим кругильные колебания в вязкой непрерывно стратифицированной жидкости // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2004. № 1. С. 165-180.
16. Чашечкин Ю.Д., Ильиных Ю.С., Левицкий В.В., Миткин В.В., Показеев К.В., Прохоров В.Е. Лабораторный комплекс для моделирования внутренней структуры и динамики природных систем // Физическое образование в вузах. 1999. Т. 5. № 4. С.117-135.
17. Уизем Дж. Б. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир. 1977. 622 с.
18. Чашечкин Ю.Д., Кистович А.В. Классификация трехмерных периодических течений в жидкости // Доклады АН. 2004. Т. 395. № 1. С. 55-58.
19. Чашечкин Ю.Д. Диссипативные эффекты в термогидромеханике неоднородной геосферы // В кн. Проблемы геофизики XXI века. В 2 кн. /отв. А.В. Николаев М.: Наука, 2003. Книга первая, с. 66-103.

СЕКЦИЯ 3

ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ЗЕМЛИ

ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА УРАЛА ЗА ПОСЛЕДНЕЕ ТЫСЯЧЕЛЕТИЕ
В СВЕТЕ ПРОБЛЕМЫ ГЛОБАЛЬНОГО ПОТЕПЛЕНИЯ.

Голованова И.В. (1), Демежко Д.Ю. (2)

(1) *Институт геологии Уфимского научного центра РАН, Уфа,*
golovanova@anrb.ru(2) *Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург,*
ddem@igeoph.mplik.ru

Исследование климатической системы Земли – одна из важнейших фундаментальных задач. Для прогнозирования изменений климата необходимо решить проблему соотношения естественных и антропогенных факторов в наблюдаемом во второй половине XX века глобальном повышении среднегодовой температуры приземного воздуха.

Можно выделить, по меньшей мере, два подхода к изучению и прогнозированию климатической системы. Один из них основан на численном математическом моделировании планетарного климата и его реакции на изменение концентрации парниковых газов [6, 11]. В рамках этого подхода был разработан целый ряд моделей общей циркуляции атмосферы и моделей теплообмена на поверхности суши. К сожалению, несмотря на неуклонное совершенствование методов математического моделирования климата, выражающееся в стремлении наиболее полно отразить всю сложность взаимодействий различных компонентов, результаты моделирования пока не позволяют делать достоверные выводы о вкладе антропогенных факторов. Так, если усиление парникового эффекта при удвоении концентрации CO₂ составляет примерно 4 мВт/м², то расхождения при использовании различных методик учета облаков и атмосферного аэрозоля достигают 100 мВт/м² [3, 4].

Другой подход базируется на изучении данных инструментальных измерений элементов климата (метеоданных) за периоды, когда антропогенная нагрузка была минимальна, и сопоставлении их с современными изменениями. Однако, длительность существующих рядов метеоданных, как правило, не превышает ста лет, что не позволяет достоверно оценивать характеристики нормального климата и его долговременной (в масштабах нескольких сотен лет) естественной изменчивости. Поэтому возрастает роль изучения палеоклиматов как источников информации о естественном поведении климатической системы. Роль палеоданных в предсказании климата сейчас представляется даже более высокой, чем условных сценариев, полученных на основе численных математических моделей [3]. Особую важность представляют реконструкции последнего тысячелетия, включающего средневековый теплый период IX-XIII веков, считающийся аналогом современного теплого периода.

Одним из способов оценки естественных колебаний климата является получивший развитие в последние годы геотермический метод. Данные измерений температуры, полученные в геологоразведочных скважинах, позволяют реконструировать температурную историю земной поверхности за периоды от нескольких столетий до нескольких тысячелетий. Целью нашего исследования является реконструкция климатической истории последнего тысячелетия Среднего и Южного Урала и сопоставление климатических характеристик доиндустриального пе-

риода (IX-XIX века), когда антропогенное влияние было заведомо несущественным, с характеристиками современного потепления (вторая половина - последняя четверть XX века) по метеоданным. Такое сопоставление дает возможность получить аргументы, подтверждающие либо опровергающие гипотезу об аномальном характере современного потепления, обусловленном влиянием многолетних выбросов в атмосферу парниковых газов. Метеоданные - наиболее объективный источник. На Среднем и Южном Урале существует достаточно плотная сеть метеостанций. Однако большая часть из них проводит измерения, начиная с 30-х годов XX века. Лишь несколько метеостанций функционирует с XIX века. Информацию за существенно более длительные периоды предоставляют так называемые косвенные (проху) палеоклиматические свидетельства (древесно-кольцевые, споропыльцевые данные, соотношение изотопов кислорода в ледяных и океанических ядрах). Но и они имеют ряд недостатков, главный из которых - ненадежность экстраполяции в прошлое корреляционных зависимостей между измеряемыми и оцениваемыми параметрами. Кроме того, изучаемый регион крайне плохо обеспечен проху свидетельствами. Этих недостатков в основном лишены геотермические данные. Палеоинформация записана в современном вертикальном распределении температуры горных пород и ее извлечение не требует калибровки по метеоданным. Таким образом, геотермические свидетельства являются прямыми и независимыми по отношению к метеоданным [1]. Эти обстоятельства дают возможность сопоставления их с метеоданными для оценки достоверности геотермических реконструкций. Временной интервал, для которого можно провести подобное сопоставление, на Урале имеет достаточно большую протяженность: 1830-1980 гг. Наконец, в изучаемом регионе многолетними усилиями коллективов двух Институтов Российской Академии Наук (Института геологии в Уфе и Института геофизики в Екатеринбурге) была создана уникальная база данных геотермических измерений в скважинах. Эти данные по своему качеству наиболее пригодны для палеоклиматических реконструкций температуры поверхности за последнее тысячелетие и, таким образом, дают возможность десятикратно продлить существующие ряды метеоданных. Что касается выбора региона исследований, насыщенность Урала промышленными объектами, позволяет надеяться, что если антропогенно обусловленная составляющая уже сейчас играет значительную роль в климатических изменениях, то именно здесь она может быть выявлена в первую очередь.

Планомерное изучение распределения температур горных пород в геологоразведочных скважинах на Урале регулярно проводится с первой половины 70-х годов XX столетия. Основная часть измерений выполнена Институтом геологии Уфимского научного центра РАН и Институтом геофизики УрО РАН. Их главным научным приложением до середины 90-х годов была оценка плотности теплового потока. В результате исследований была выявлена субмеридиональная зона аномально низких тепловых потоков. Поскольку существование пониженных тепловых потоков на Урале противоречило общепринятым представлениям о связи между тепловым потоком и возрастом консолидации земной коры, был выдвинут целый ряд гипотез, объясняющих возникновение аномальной зоны. Это также стимулировало дальнейшие геотермические исследования, направленные на детализацию карты тепловых потоков. Всего двумя коллективами выполнено более трех сотен измерений температуры в скважинах. Измерения проводились в скважинах, выстоявшихся не менее месяца, с помощью откалиброванных малоинерци-

онных термометров, обеспечивающих точность измерений $\pm 0,02$ К. Каротаж выполнялся при спуске термометра в скважину с шагом 10 – 20 м.

Начиная со второй половины 90-х годов на первое место вышло палеоклиматическое приложение геотермических данных. Первоначально два коллектива работали независимо друг от друга. Хотя использовались различные выборки данных и методики интерпретации, были получены вполне сопоставимые результаты. В то же время выяснилось, что требования, предъявляемые к термограммам при палеоклиматическом анализе, должны быть значительно более жесткими, чем при традиционных расчетах плотности теплового потока, а методика анализа по возможности стандартизована. В итоге было принято решение объединить в единую выборку все геотермические данные. Были проанализированы возможности различных методов реконструкции, предложены новые подходы [7, 8]. Было показано, что применение различных методов реконструкции дает сопоставимые результаты. В данной работе представлены результаты палеоклиматического анализа, полученные с использованием методики, разработанной в Институте геофизики УрО РАН [1].

Из объединенной выборки данных были отобраны 47 термограмм, отвечающих следующим критериям: а) глубина записи не менее 700 м.; б) отсутствие очевидных признаков перетоков и фильтрации подземных вод; в) отсутствие признаков резкого изменения теплофизических свойств горных пород; г) принадлежность к району, характеризующемуся единым геологическим строением и общей климатической историей. Вошедшие в окончательную выборку термограммы достаточно равномерно характеризуют вытянутый в меридиональном направлении район ($50^{\circ}10' - 58^{\circ}24'$ с.ш., $57^{\circ}30' - 61^{\circ}15'$ в.д.), расположенный преимущественно на восточном склоне Урала, где кристаллические породы палеозойского фундамента непосредственно выходят на дневную поверхность.

Примеры термограмм, вошедших в окончательную выборку, приведены на рис. 2а. Как видно из рисунка, температуры почти линейно увеличиваются с глубиной. Такой характер изменения температур отвечает кондуктивному механизму теплопереноса в теплофизически однородной среде. Отклонения от линейного закона рассматриваются как температурные аномалии, связанные с климатически обусловленными изменениями температуры поверхности. Более наглядное представление о характере аномалий можно получить, редуцировав измеренные термограммы (рис. 2б). Процедура редуцирования сводится к линейной аппроксимации методом наименьших квадратов нижнего отрезка термограммы (т.н. опорного интервала), экстраполяции линейного тренда до земной поверхности и вычислению разностей между измеренными и экстраполированными температурами. Результат зависит от выбора опорного интервала. В данном случае использован единый для всех термограмм опорный интервал - 720-900 м.

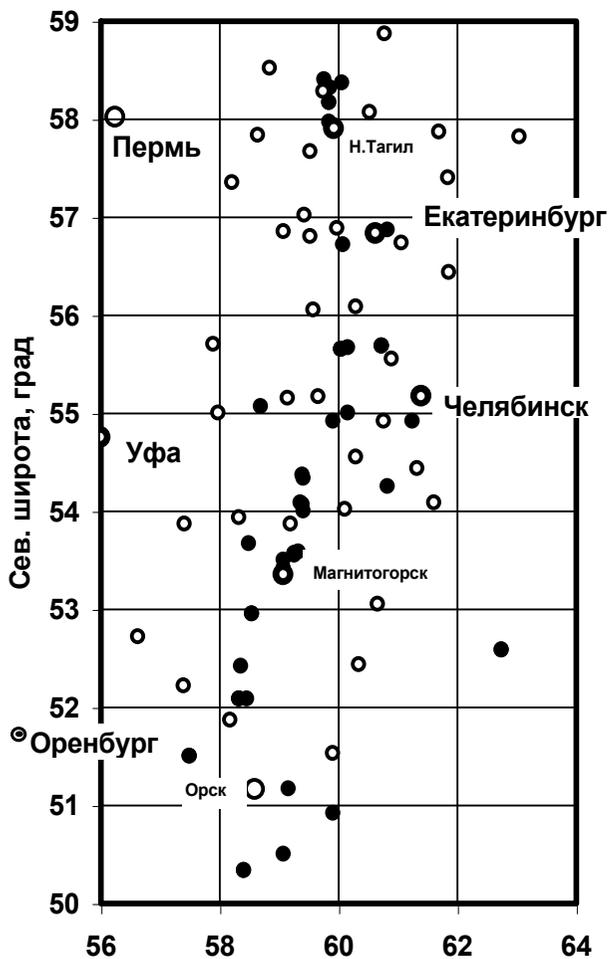


Рис. 1. Схема расположения метеостанций (пустые кружки) и скважин (черные кружки).

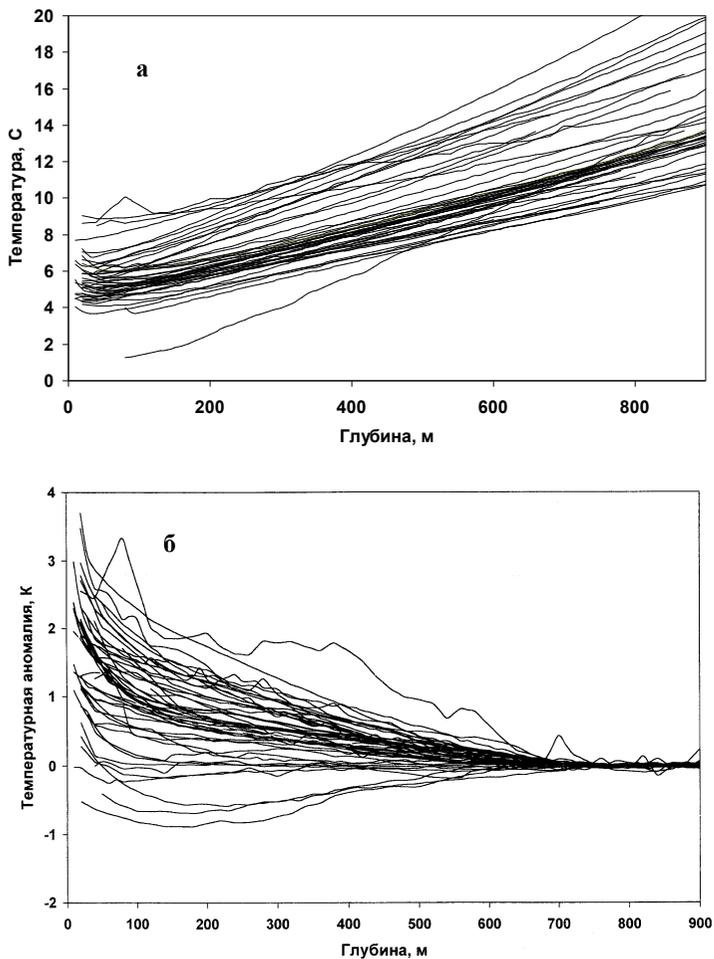


Рис. 2. Примеры скважинных термограмм (а) и температурные аномалии (б), рассчитанные путем редуцирования термограмм.

Реконструкции температурных историй земной поверхности (GSTH – ground surface temperature history) для каждой термограммы были получены путем решения краевой задачи теплопроводности для теплофизически однородной среды относительно неизвестных параметров граничного условия на поверхности. Иными словами, подбиралась такая температурная история, которая наилучшим образом отвечала наблюдаемой температурной аномалии. Алгоритм подбора (инверсии термограмм) подробно описан в работе [1].

По результатам инверсии получена обобщенная кривая долговременных изменений температуры земной поверхности (рис. 3). Реконструкция неплохо согласуется с метеоданными (за последние полтора столетия) и данными об изменении верхней границы леса на Полярном Урале, полученными С.Г. Шиятовым и В.С. Мазепой в ИЭРЖ УрО РАН. Некоторый сдвиг между кривыми на рис. 3 можно объяснить тем, что биологические сообщества с некоторым опозданием реагируют на изменение климата. Анализ температурной кривой позволяет сделать ряд важных выводов. Температура поверхности в максимуме средневекового теплого периода в 1100-1200 г.г. была на 0,38 °C выше средней температуры XX века (1900-1980). Последовавшее затем похолодание малого ледникового периода достигло кульминации примерно в 1720 г., когда средняя температура поверхности опустилась на 1,58 °C ниже современной. Отметим, что две фазы малого ледникового периода - похолодание и потепление - не были симметричными: похолодание происходило более медленными темпами. Подобная закономерность отмечается и для более масштабных (порядка 100 тыс. лет) явлений - таких, как смена оледенений и межледниковий четвертичного периода. Возможно, это указывает и на общность физических механизмов столь разномасштабных климатических колебаний. Анализируя кривую температуры поверхности Земли, необходимо также иметь в виду, что геотермическая информация дает возможность оценивать палеотемпературы, усредненные за периоды, прогрессивно увеличивающиеся по мере удаления в прошлое. Любая точка на кривой (t, л.н.) представляет температуру, усредненную за период $t \pm t/3$ л.н. [1]. Таким образом, реальный ход похолодания мог быть более сложным и неоднократно прерываться временными потеплениями. Нынешнее потепление началось примерно за столетие до начала первых инструментальных измерений на Урале и также происходило неравномерно. Его скорость в XVIII веке в среднем составила +0,25 °C/100 лет, в XIX – +1,15 °C/100 лет, но уже в первые 80 лет XX века – +0,75 °C/100 лет. Логично предположить, что рост температур в XX веке является финальным этапом глобального естественного процесса потепления после окончания аномально холодного малого ледникового периода. При дальнейшем естественном ходе температур в первой половине XXI века должны быть достигнуты показатели тысячелетней давности, а затем наступит длительный (не менее столетия) стационарный теплый период. Примерно те же выводы следуют из подавляющего большинства палеореконструкций. Данные дендрохронологии показывают, что в настоящее время верхняя граница леса не достигла уровня тысячелетней давности. Данные палинологии говорят о том, что растительное разнообразие в Сибири еще не соответствует значениям температуры и влажности наблюдавшимся 1000 лет назад. В то же время в последние десятилетия XX века наблюдалось некоторое увеличение средней скорости потепления, особенно хорошо заметное на метеоданных. Является ли это доказательством антропогенного

влияния на климат? Для ответа на этот вопрос метеоданные были проанализированы более подробно [2].

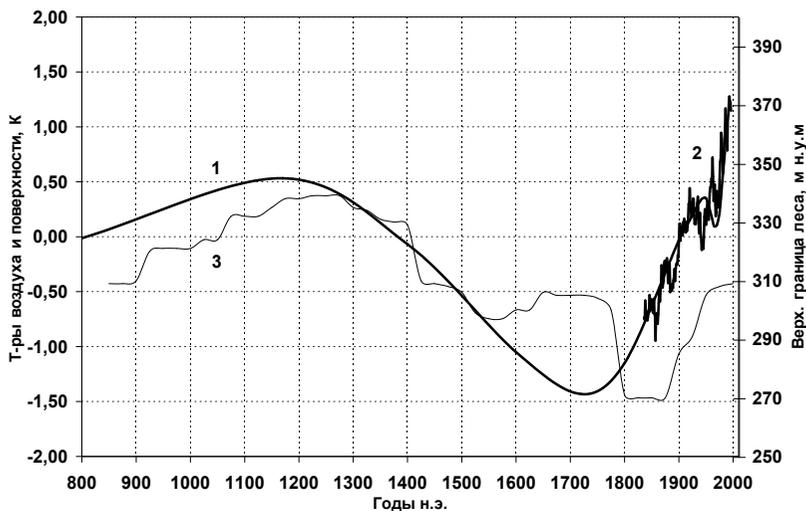


Рис. 3. Сопоставление реконструированной температуры поверхности Земли (1) с метеоданными (2), ряд сглажен в скользящем 11-летнем окне, и с изменением высоты верхней границы леса лиственных редколесий на Полярном Урале [5].

Одной из главных характеристик, отражающих глобальные изменения климата, является температура приземного воздуха. Для анализа использованы данные по 43 метеостанциям, расположенным в непосредственной близости от скважин, в которых выполнены измерения температуры (рис. 1). Для оценки региональной изменчивости среднегодовых температур воздуха была применена процедура усреднения, учитывающая различную длительность рядов и различия постоянной составляющей температуры - широтного тренда [9].

Анализ показал, что средняя скорость изменения температуры за весь период наблюдений (1832-2001 г.г.) составила +1,1 К/100 лет, а за период, наиболее полно обеспеченный метеоданными (1930-2001 г.г.), - +1,6 К/100 лет. Средняя скорость, вычисленная для метеостанций, расположенных вблизи крупных городов (Н.Тагил, Екатеринбург, Челябинск, Уфа, Магнитогорск, Оренбург), практически не отличается от средней по всей выборке данных. Это говорит о том, что городские острова тепла (безусловно, существующие) имеют незначительное пространственное распространение и не влияют на температуры воздуха, регистрируемые на метеостанциях, расположенных в ближайших пригородах. Подобный вывод был сделан и по другим регионам [10].

Темпы потепления в XX веке закономерно уменьшаются в направлении с юга на север, следовательно, широтный температурный градиент возрастает. Эта особенность противоречит традиционным представлениям о широтной зависимости

амплитуд глобальных климатических изменений, в том числе антропогенно обусловленных.

Регрессионный анализ ряда температур приземного воздуха не дает оснований считать, что в последние десятилетия XX века на Урале проявилось неестественное, предположительно антропогенное, потепление. Близкие по темпам периоды кратковременных (11-31 летних) потеплений неоднократно наблюдались в прошлом, в том числе и в XIX веке. Небольшие различия между ними статистически незначимы.

Статистический анализ показывает, что в изменчивости климатической системы, точнее, одного из элементов этой системы – температур воздуха, наблюдаются признаки устойчивости, указывающие на присутствие в ней отрицательных обратных связей. Эти признаки наблюдаются на протяжении всего периода инструментальных наблюдений, и нет оснований предполагать нарушение обратных связей в конце XX века.

Проведенный анализ позволяет сделать вывод, что в характере изменений температур приземного воздуха и осадков на Урале к концу XX века не проявилось каких-либо признаков антропогенного влияния. С большой долей уверенности можно утверждать, что современное потепление – это пока еще естественный процесс. Возможности человека целенаправленно влиять на климат весьма ограничены. В то же время, учитывая сложность и многокомпонентность климатической системы, нельзя утверждать и обратное – совершенно естественный характер этих изменений. В настоящее время распространено представление о климатической системе как имеющей несколько стабильных состояний. Под воздействием ряда дестабилизирующих факторов, в том числе и внешних, система может довольно быстро перейти из одного устойчивого состояния в другое. Правда, не вполне понятно, какие значения климатических факторов отличают одно устойчивое состояние от другого. Порой даже за период инструментальных измерений их насчитывают более десятка. Но, по крайней мере, два из них за последние два миллиона лет известны достоверно – это периоды глобальных оледенений и межледниковья. Антропогенное воздействие на климат Земли может в итоге привести не к глобальному потеплению, а, напротив, преждевременному наступлению нового ледникового периода.

Исследования выполнялись при финансовой поддержке РФФИ (грант № 01-05-64776) и совместной финансовой поддержке РФФИ и правительства Свердловской области (грант № 02-05-96434 №Урал»).

Литература

- Демежко Д.Ю. Геотермический метод реконструкции палеоклимата (на примере Урала). Екатеринбург: УрО РАН, 2001. 143 с.
- Кондратьев К.Я. Изменения глобального климата: реальность, предположения, вымыслы. /Исслед. Земли из Космоса, 2002, №1, с.3-23.
- Сун В., Балюнас С. Демирчан К.С. и др. Влияние антропогенных выбросов CO₂ на климат: нерешенные проблемы. /Изв. РГО, 2001, т. 133, вып.2, с.1-19.
-

- Шиятов С.Г., Мазепа В.С. Климатогенная динамика лесотундровых экосистем в горах полярного Урала. Экологические проблемы горных территорий. Мат-лы междунар. конф., 2002. с.41-45.
- Barron, E.J., Global Change Research Assess Projections of Climate Change / EOS, 1995, 76, p. 185.
- Demezhko D.Yu., Golovanova I.V, Shchapov V.A, Selezniova G.V. Palaeoclimatic analysis of geothermal data in the Urals. Different approaches. I. / Proceedings of the International conference "The Earth's Thermal Field and Related research Methods", Moscow, 2002. p. 41-43.
- Golovanova I.V, Demezhko D.Yu., Shchapov V.A, Selezniova G.V. Palaeoclimatic analysis of geothermal data in the Urals. Different approaches. II. / Proceedings of the International conference "The Earth's thermal field and related research methods". Moscow, 2002. p. 79-81.
- Hansen, J. and Lebedeff, S. Global trends of measured air-surface temperature. / J. Geophys. Res., 1987, 92, 13,345-13,372.
- Peterson T.C., Gallo K.P., Lawrimore J., Owen T.W., Huang A., McKittrick D.A., Global rural temperature trends. / Geoph. Res. Letters, 1999, v.26, No 3, .329-332.
- Schlesinger, M., Mitchell, J. Climate model simulations of the equilibrium climatic response to increased carbon dioxide. /Rev. Geoph., 1987, 25, p.760-798.
-

МОДЕЛИ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ТВЕРДОЙ ОБОЛОЧКЕ ЗЕМЛИ И ГИДРОСФЕРЕ

В.И.Трухин, В.В.Козодеров, Р.Н.Кузьмин
Физический факультет МГУ им. Ломоносова

Аннотация

В статье рассмотрены модели геомагнитного поля и их использование при исследовании глобальных геофизических моделей. В качестве примера взято применение палеомагнитных методов в модели тектоники литосферных плит. Обсуждаются существующие модели геомагнитного поля, палеомагнитная модель поля, пути ее приближения к реальному полю. Большое внимание уделено проблеме самообращения намагниченности горных пород, которое является альтернативным инверсиям геомагнитного поля механизмом образования обратной намагниченности горных пород. Предлагаются методы совершенствования геофизических интерпретаций палеомагнитных данных.

Во второй части статьи рассматриваются возможности космических систем мониторинга и упругие свойства глобальных объектов на примере литосферной плиты Наска.

1. Геомагнитное поле и глобальные геофизические модели.

Введение

Во многих моделях глобальных геофизических явлений и процессов учитывается влияние геомагнитного поля (ГМП) на протекание этих явлений и процессов. Непосредственное влияние геомагнитное поле оказывает на геофизические явления в магнитосфере Земли (взаимодействие магнитного поля с солнечным ветром и космическими лучами, полярные сияния, магнитные бури и суббури и т.д.), в ионосфере (ионосферные бури, изменение плотности заряженных частиц, морфология и динамика ионосферных слоев и т.д.), в нижней и средней атмосфере (концентрация озона), в земной коре (намагничивание горных пород), в ядре Земли (взаимодействие конвективных и турбулентных потоков электропроводящего внешнего ядра Земли с магнитным полем, генерация самого геомагнитного поля).

Непосредственные измерения геомагнитного поля проводятся только в последние 400 лет. Геомагнитное поле существует миллиарды лет, его эволюция тесно связана с эволюцией Земли. Предполагается, что ГМП возникло приблизительно через миллиард лет после образования Земли, когда у нашей планеты сформировалось ядро, внешняя часть которого является жидкой и электропроводящей. Нижняя граница внешнего ядра Земли находится на расстоянии ≈ 1180 км от центра Земли, верхняя граница – на расстоянии ≈ 3480 км (Джекобс, 1979).

В середине XX века был разработан палеомагнитный метод исследования эволюции древнего ГМП, возраст которого превышает 400 лет. Как выяснилось в процессе исследований (Нагата, 1965), намагниченные в разные геологические времена горные породы сохраняют «память» о направлении и напряженности того древнего геомагнитного поля, в котором они намагничивались во время своего образования. Причиной их «памяти» являются ферромагнитные, антиферромагнитные и ферримангнитные минералы, которые в небольших количествах (несколько процентов или несколько долей процента) входят в состав практически всех изверженных и осадочных горных пород. Основным информативным параметром

намагниченных горных пород является естественная остаточная намагниченность (NRM).

Палеомагнитные (ПМ) исследования привели к совершенно новым и неожиданным результатам, основными из которых являются следующие: 1. Древние геомагнитные (палеомагнитные) полюса за последние 400-600 млн лет существенно отклонялись от положения современного геомагнитного полюса, при этом, чем древнее палеомагнитный полюс, тем отклонения были больше. Кембрийский северный палеомагнитный полюс находился южнее экватора. 2. Кривые миграции палеомагнитных полюсов по измерениям NRM пород разных континентов, существенно различаются между собой. 3. ГМП в прошлые геологические эпохи неоднократно изменяло свою полярность: происходили инверсии поля, которых начиная с кембрия, насчитывается более тысячи.

Палеомагнитные результаты оказали существенное влияние на наши представления о генерации и эволюции геомагнитного поля и других глобальных геофизических процессов. Особенно тесно связанными оказались палеомагнитные данные с современной концепцией (моделью) тектоники литосферных плит. На основании палеомагнитных данных определяются скорости движения литосферных плит, скорость спрединга океанского дна и его возраст, производятся реконструкции расположения плит в прошлые геологические эпохи и т.д. (Меррилл и др., 1998).

В связи с тем, что палеомагнитные данные о древнем поле носят косвенный характер (производятся измерения NRM пород, а не ГМП), особенно большое значение для интерпретации данных палеомагнитных исследований приобретает физическое обоснование моделей расчета древнего поля и возможности сохранности (полной или частичной) древней намагниченности пород, образовавшейся много миллионов лет назад.

Сложности интерпретации ПМ данных возникают, в основном, в связи со следующим.

Математическая модель, по которой рассчитывается древнее поле, является довольно грубым приближением к модели реального ГМП, это - модель центрального осесимметричного (аксиального) диполя, в которой магнитные полюса жестко привязаны к географическим, что за последние 400 лет (время, в течение которого ведутся непосредственные измерения поля) никогда не наблюдалось.

Ферромагнитные минералы не всегда намагничиваются точно по направлению геомагнитного поля из-за явлений анизотропии и зависимости внутренней энергии ферромагнетиков от внешних термодинамических условий.

Ферромагнитные минералы горных пород с течением времени эволюционируют, они окисляются, распадаются и испытывают другие химические изменения и превращения.

Существуют самопроизвольные переплюсовки NRM (самообращения NRM).

В данной работе мы хотим обратить внимание на два обстоятельства. Во-первых, на то, что интерпретация палеомагнитных данных о движении палеомагнитных полюсов на основе недостаточно совершенной модели палеомагнитного поля производится так, что как будто это не движение ПМ полюсов, а обратное движение участков земной поверхности, на которых были отобраны образцы для ПМ исследований. Достаточных оснований для такой интерпретации, по нашему мнению, не существует. Во-вторых, предполагается, что практически во всех случаях обнаруженные при палеомагнитных исследованиях обратномагнитные

горные породы несут информацию об инверсиях ГМП. Однако существует и другой механизм образования в ферримагнитных минералах горных пород обратной (антипараллельной полю) намагниченности. Это так называемое самообращение намагниченности, которое осуществляется за счет внутренних физико-химических процессов в ферримагнитных минералах. Таким образом следует установить, в каких случаях горные породы приобрели свою обратную NRM в результате инверсий ГМП и в каких случаях – за счет самообращения NRM. По нашему мнению, это можно сделать, детально изучив возможные физические механизмы самообращения намагниченности распространенных в природе ферримагнитных минералов. В работе рассматриваются модели геомагнитного поля, недостатки модели палеомагнитного поля и результаты экспериментальных исследований процессов самообращения намагниченности пород.

Рассматриваются также некоторые современные модели генерации геомагнитного поля.

Основные данные о геомагнитном поле . Расчетные модели поля.

Магнитное поле Земли играет выдающуюся роль в жизни нашей планеты. Оно пронизывает всю Землю, океан и атмосферу, воздействует на живую и неживую природу. Магнитные карты дают возможность определять направление при движении надводных, подводных, воздушных и космических кораблей. Силовые линии геомагнитного поля (ГМП), расположенные на расстоянии нескольких тысяч километров от поверхности Земли, образующие магнитосферу Земли, являются барьером для проникновения к поверхности планеты частиц высоких энергий, мчащихся от Солнца и из космического пространства. Взаимодействие ГМП с солнечным ветром приводит к образованию в верхней атмосфере активных зон, где происходит превращение одних видов энергии в другие. Среди них можно выделить зоны полярных сияний и радиационные пояса, в которых в периоды магнитных бурь высыпаются потоки заряженных частиц.

Геомагнитное поле испытывает непрерывные изменения (вариации) во времени и в пространстве.

Временные вариации ГМП бывают двух типов:

Быстротечные с периодами от долей секунд до 1 года.

Медленные (вековые) с периодами в десятки, сотни и тысячи лет.

По современным представлениям геомагнитное поле генерируется во внешнем жидком электропроводящем ядре Земли, расположенном на глубине 2900 км. Это поле называется главным геомагнитным полем (ГГМП). Внешнее ядро является также основным источником вековых вариаций. Источники быстротечных геомагнитных (электромагнитных) вариаций расположены вне твердой Земли (в ионосфере и магнитосфере).

Основные свойства ГГМП (Меррилл и др., 1998).

В первом приближении главное поле является полем центрального, наклоненного к оси вращения Земли, магнитного диполя. Магнитный момент земного диполя равен $\approx 8 \cdot 10^{15}$ Тл \cdot м³.

Напряженность поля изменяется в среднем от $35 \cdot 10^3$ нТл на экваторе до $65 \cdot 10^3$ нТл на полюсах.

Главному полю присущи вековые вариации, имеющие дискретный спектр (основные периоды 60, 600, 90, 1200, 1800, 8000 лет). Годовые изменения напряженности поля достигают $10^{-3} \div 10^{-2}$ от средней напряженности ГМП.

Имеет место западный дрейф недипольной части ГМП со скоростью $0,2^\circ$ /год относительно поверхности Земли.

Главное поле в геологическом масштабе времени неоднократно изменяло свою полярность – происходили инверсии геомагнитного поля. (Это косвенный результат, полученный по палеомагнитным данным об изменении на 180° направления намагниченности приблизительно половины исследованных горных пород).

Первая математическая модель геомагнитного поля была представлена профессором Казанского университета И.М.Симоновым в 1835 году. Это была модель центрального наклоненного к оси вращения Земли диполя. Согласно этой модели, основанной на магнитном потенциале диполя, составляющие геомагнитного поля можно выразить следующим образом:

$$\text{Северная составляющая } X = g_1^0 \cos \varphi - (g_1' \cos \lambda + h_1' \sin \lambda) \sin \varphi$$

$$\text{Восточная составляющая } Y = g_1' \sin \lambda - h_1' \cos \lambda \quad (1)$$

Вертикальная составляющая

$$Z = g_1^0 \sin \varphi + (g_1' \cos \lambda + h_1' \sin \lambda) \cos \varphi$$

где λ, φ - географические координаты точки, где измеряется поле, g_1^0, g_1', h_1' - постоянные коэффициенты, которые зависят от величины магнитного момента диполя и угла его наклона к оси вращения. Изначально их величины неизвестны.

Если будут измерены X, Y, Z то уравнение (1) можно решить относительно g_1^0, g_1', h_1' и определить их величины. Зная эти величины, можно рассчитать X, Y, Z в любой точке на поверхности Земли. Кроме того, можно определить магнитный момент диполя M и координаты геомагнитного полюса (φ_0, λ_0):

$$M = R^3 \sqrt{g_1^{0,2} + g_1'^2 + h_1'^2} \quad (2)$$

$$\text{tg } \varphi_0 = g_1^0 / \sqrt{g_1'^2 + h_1'^2}; \quad \text{tg } \lambda_0 = h_1' / g_1' \quad (3)$$

где R – радиус Земли.

В модели центрального осесимметричного диполя, которая используется в палеомагнетизме, составляющие X, Y, Z равны:

$$(4)$$

$$X = \frac{M}{R^3} \cos \varphi, \quad Y = 0, \quad Z = \frac{2M}{R^3}$$

Математическую модель геомагнитного поля в самом общем виде разработал К.Гаусс в 1838 г. (Гаусс, 1952). Он использовал решение уравнения Пуассона для магнитного потенциала U неоднородно намагниченной Земли в сферической системе координат:

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^n \frac{R^{n+2}}{r^{n+1}} (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta) \quad (5)$$

где R – радиус Земли, r – текущая координата, g_n^m, h_n^m – неизвестные коэффициенты, $P_n^m(\cos \theta)$ – присоединенные функции Лежандра, θ – дополнение до

$$\theta = \frac{\pi}{2} - \varphi$$

географической широты (). Соответствующие производные в сферической системе координат определяют составляющие ГМП.

Ряд Гаусса имеет бесконечное число членов и дает возможность рассчитывать геомагнитное поле с любой степенью приближения. Член ряда с $n=1$ описывает поле наклоненного земного диполя, что получил ранее И.М.Симонов. Поле такого диполя – это около 90 % всего ГМП. В связи с необходимостью учета вековых вариаций Международная ассоциация по геомагнетизму и аэрономии каждые пять лет утверждает число членов ряда Гаусса, которое наилучшим образом согласуется с данными геомагнитных обсерваторий. Это так называемое «Международное эталонное геомагнитное поле». В этой модели в настоящее время используется разложение вплоть до функций Лежандра 10-й степени (всего 120 коэффициентов Гаусса).

Концепция тектоники плит

Рассмотрим кратко концепцию тектоники плит, для обоснования и развития которой широко использовались палеомагнитные данные.

В геофизике уже давно существовали два принципиально различных подхода к рассмотрению эволюции нашей планеты: фиксизм (стабильное развитие) и мобилизм.

Мобилизм как антитеза развитию Земли возник в 1915 г. после выхода в свет книги немецкого геофизика Альфреда Вегенера (Вегенер, 1924) «Происхождение материков и океанов». Основываясь на сходстве (зеркальной симметрии) очертаний противоположных берегов Атлантического океана и привлекая к рассмотрению другие, известные в то время, геофизические материалы (гипсометрическую карту Земли, теорию изостазии, данные о скоростях с-волн под континентами и океанами) Вегенер предположил, что современная структура материков является следствием раскола древнего праматерика Пангеи и раздвижения его отдельных частей под действием силы вращения Земли. Складчатые горные цепи, по представлению Вегенера, возникали перед фронтом движущегося материка. Сторонни-

ков идей Вегенера было существенно меньше, чем противников, поэтому идеи мобилизма активно не развивались.

Всплеск идей мобилизма приходится на пятидесятые годы XX столетия. Это было связано прежде всего с тем, что сейсмическими исследованиями было установлено, что земная кора под океанами сильно отличается от континентальной, она очень тонка (5-10 км). Кроме того, в эти годы начали развиваться палеомагнитные исследования, которые давали возможность получения количественных оценок масштабов перемещения отдельных литосферных блоков. В частности, палеомагнитные данные показали, что в позднем палеозое и в мезозое имело место отодвигание Европы от Северной Америки, что подтверждало гипотезу Вегенера. В 50-е годы ряд исследователей выступил с идеями неомобилизма, суть которых состояла в предположении существования течений в глубине Земли, под действием которых происходит перемещение континентов или их частей.

Основополагающие идеи концепции тектоники плит были сформулированы в 1962 г. в статьях Р.Дитца (1961) и Г.Хесса (1962). Суть идей состоит в том, что на осях подводных срединно-океанских хребтов (САХ) в результате магмоизвержений происходит образование новой океанской коры, которая симметрично растекается в стороны. Причиной этого растекания (спрединга) является тепловая конвекция в мантии. Р.Дитц (1961) писал: «Срединно-океанские хребты маркируют восходящие мантийные потоки, или зоны дивергенции; глубоководные желоба ассоциируются с зонами конвергенции, или с нисходящими мантийными потоками». Таким образом, в природе существуют как бы ленты эскалаторов, которые выходят в центральных частях подводных хребтов, движутся вдоль ложа океана и погружаются перед континентами в глубоководных желобах.

Существенным дополнением к этим идеям являлась опубликованная в 1963 г. гипотеза Ф.Вайна и Д.Метьюза (1963), связавшая растянутые во времени образования в центрах САХ горных пород и их движение в стороны от хребтов с инверсиями геомагнитного поля. Тем самым было дано объяснение образованию знакопеременных линейных аномалий, симметричных по обе стороны хребтов.

Интенсивная вулканическая деятельность в некоторых местах внутри литосферных плит (как под океанами, так и на континентах), согласно концепции тектоники плит, связана с существованием так называемых «горячих точек», которые находятся на большой глубине (ниже основания литосферных плит). «Горячие точки» - длительно действующие магматические очаги – поставляют на поверхности континентов и океанов базальтовую магму, при этом очаг «горячей точки» остается на месте, а вышележащие литосферные плиты перемещаются. В результате на поверхности Земли образуется цепочка вулканов, возраст которых уменьшается в направлении, обратном движению плиты.

В рамках концепции тектоники плит было предложено и объяснение раскола Пангеи и раздвижения ее обломков (современных материков) и образования между ними Атлантического, Индийского и других океанов.

Не все геологи и геофизики поддерживают концепцию тектоники плит (КТП). По мнению сторонников КТП, существует ряд вопросов, на которые КТП не отвечает.

Один из крупнейших геофизиков XX века академик В.А.Магницкий еще в 1960 году писал: «Можно уверенно говорить, что земная кора выделилась из оболочки в процессе развития Земли, поэтому из установленного наблюдениями ра-

венства тепловых потоков на континентах и океанах следует вывод, что не существовало крупных горизонтальных перемещений, порядка тысяч километров, больших блоков земной коры, как то предполагает гипотеза мобилизма. В противном случае это привело бы к отличию интенсивности тепловых потоков на континентах и океанах в 1.5-2 раза. Следовательно, континенты и океаны в общем возникли примерно на тех местах, где они сейчас расположены».

Как отмечалось, важную роль в обосновании КТП сыграли результаты палеомагнитных исследований, которые дали возможность количественно оценить масштабы перемещений литосферных блоков. Однако, в основу палеомагнитных расчетов были заложены предположения, которые далеко не в полной мере выполняются в реальной действительности.

Палеомагнитная модель поля.

Как отмечалось выше, в качестве модели геомагнитного поля при палеомагнитных исследованиях, по крайней мере за последние 600 млн лет, принимается поле центрального осесимметричного диполя. Эта модель не очень подходит и для современного поля. В настоящее время расчетная ось магнитного диполя наклонена к оси вращения на угол около 12о и существенно (на 2-3о) изменяет свое положение относительно стабильной оси вращения в последние 300 лет, в течение которых ведутся измерения геомагнитного поля. Что было за прошлые сотни миллионов лет, трудно сказать.

В модели центрального осесимметричного диполя в соответствии с ур. (4) древняя широта φ_{op} др точки наблюдения, где производится отбор образцов, определяется простой формулой

$$\varphi_{op} = \arctg 0,5tg J_{op}, \quad (6)$$

где J_{op} - угол наклона древнего поля, который определяется по направлению естественной остаточной намагниченности горной породы.

В этой модели магнитный полюс совпадает с географическим всегда. Таким образом, в модели нет самостоятельного магнитного полюса, который бы перемещался независимо от географического. А на практике мы как раз наблюдаем постоянные блуждания магнитного полюса на приличном расстоянии от географического. В 2000-2002 гг. северный магнитный полюс приблизился к северному географическому на расстояние около 1000 км, а в 1904 году это расстояние было 2167 км. Южный магнитный полюс, напротив, стремительно удаляется от южного географического. В 1841 году он находился в глубине Антарктиды на расстоянии 1659 км от географического. В 2000 г. измерения положения южного магнитного полюса проводились на специально оборудованном судне, поскольку южный магнитный полюс уже давно сошел с материка и находится в Индийском океане. Измерения показали, что в декабре 2000 г. Южный магнитный полюс находился напротив побережья земли Адели (координаты 64° 40' ю.ш., 138° 07' в.д.). Отсюда до географического полюса около 2810 км, и это расстояние со временем продолжает увеличиваться (Дьяченко, 2003).

— Понятно поэтому, что жесткая привязка магнитного полюса к географическому в палеомагнитной модели далека от того, что происходит в действительности.

Более того, палеомагнитные расчеты показывают, что в прошлые геологические эпохи происходило существенное перемещение геомагнитных полюсов. Однако движение геомагнитных полюсов признается невозможным из-за особенностей интерпретации ПМ модели, и поэтому это движение интерпретируется как обратное движение соответствующих участков литосферы.

Есть и другие естественные причины существенных погрешностей палеомагнитных измерений. Это и длительное нахождение изначально намагниченных горных пород в течение многих тысяч и миллионов лет под действием геомагнитного поля и изменяющихся термодинамических условий.

Если же в палеомагнетизме в качестве модели геомагнитного поля принять поле центрального диполя, наклоненного под некоторым углом к оси вращения Земли, то расчеты древней широты $\varphi_{др}$ точки наблюдения произвести практически невозможно. В этом случае в соответствии с ур. (1) выражение для $\operatorname{tg} J_{др}$ имеет такой вид:

$$\operatorname{tg} J_{др} = \frac{2[g_1^0 \sin \varphi_{др} + (g_1^1 \cos \lambda_{др} + h_1^1 \sin \lambda_{др}) \cos \varphi_{др}]}{\left\{ [g_1^0 \cos \varphi_{др} - (g_1^1 \cos \lambda_{др} + h_1^1 \sin \lambda_{др}) \sin \varphi_{др}]^2 + [g_1^1 \sin \lambda_{др} - h_1^1 \cos \lambda_{др}]^2 \right\}^{1/2}}, \quad (7)$$

где g_1^0, g_1^1, h_1^1 неизвестны, они определяют координаты и магнитный момент древнего геомагнитного поля (ур), неизвестны также $\varphi_{др}$ и $\lambda_{др}$. Очевидно, что такое уравнение со многими неизвестными, не подходит для нахождения $\varphi_{др}$ и координат палеомагнитных полюсов.

Дополнительно отметим, что естественная остаточная намагниченность древних (до 600 млн лет) горных пород отражает не только направление и величину древнего геомагнитного поля, но и всю магнитную, химическую, тектоническую и термическую историю горной породы.

Задача определения древнего поля по величине и направлению NRM очень сложна и неоднозначна. Для того, чтобы ее решать с большей степенью достоверности, необходимо продолжать физические исследования образования и эволюции NRM и совершенствовать методы расчета и интерпретации палеомагнитных данных.

Самообращение намагниченности горных пород

Существует альтернативный по отношению к инверсиям ГМП механизм образования обратной намагниченности горных пород. Это так называемое самообращение намагниченности, когда антипараллельная направлению магнитного поля намагниченность возникает за счет внутренних процессов в ферримагнитном минерале. Наиболее распространенными в природе являются эффекты самообращения в ферримагнитных минералах при их термонамагничивании и в процессе их

химических превращений. Первые эффекты легко воспроизводятся в лаборатории, вторые, как правило, не воспроизводимы.

Явление самообращения термоостаточной намагниченности (TRM) впервые наблюдалось на породах горы Харуна (Япония), содержащих гемогидрохлорит (Нагата, 1965). С теоретической точки зрения самообращение намагниченности на горных породах не является неожиданным эффектом. Это связано с тем, что основными носителями NRM в них являются ферримагнитные минералы, кристаллическая решетка которых состоит из двух или более неравноценных магнитных подрешеток. В этих минералах в процессе охлаждения от высоких температур в геомагнитном поле возможно такое изменение магнитных моментов подрешеток, которое при $T < T_c$ (T_c – точка Кюри), приведет к смене знака суммарного момента и к самообращению TRM.

Самообращение химической намагниченности (CRM) может осуществляться в течение длительного времени за счет диффузии катионов, приводящей к изменению соотношений магнитных моментов подрешеток А и В ферримагнетика. Эффекты самообращения, как правило, наблюдаются только в слабых магнитных полях (до 10, максимум – до 100 Э), в сильных магнитных полях они не наблюдаются.

Существуют и другие механизмы самообращения намагниченности: в результате магнитостатического или обменного взаимодействия в двух- или многофазных минералогических системах, за счет процессов катионного упорядочения в твердом растворе и др.

Проблема самообращения и его механизма имеет фундаментальное значение для геомагнетизма и современной глобальной геофизики, так как в результате самообращения возникает обратная NRM горных пород, которая по современным представлениям образуется, как правило, при смене полярности (инверсиях) геомагнитного поля. Только в случае, если будет известен механизм самообращения, появится возможность лабораторной диагностики обратной намагниченности и определения ее происхождения. В настоящее время в связи с небольшим количеством обнаруженных случаев самообращения на горных породах считается, что вероятность процесса самообращения чрезвычайно мала.

В связи с тем, что минералы после их образования из магмы на поверхности Земли во время их охлаждения и в течение их дальнейшей геологической истории претерпевают существенные химические изменения, самообращение возможно на каком-то этапе эволюции минералов. В дальнейшем свойство самообращения может быть утрачено, а обратная NRM сохранится.

Физика явления самообращения намагниченности такова.

Энергия магнитного момента M во внешнем магнитном поле H равна

$$E_n = - \left(\vec{M} \cdot \vec{H} \right) = -MH \cos \varphi \quad (8)$$

где φ – угол между \vec{M} и \vec{H} . При $\varphi = 0$ энергия будет наименьшей, поэтому момент ориентируется по H .

Однако при термонамагничивании в лабораторных условиях некоторых природных ферримагнетиков обнаружены случаи антипараллельной полю \vec{H} ориентации суммарной термонамагниченности ТМ (и термоостаточной намагниченности TRM).

При ориентации намагниченности по полю (ур. 8) возникает термодинамически равновесное магнитное состояние ферримагнитного образца. Соответственно, образование в образце антипараллельной полю H (обратной) намагниченности следует рассматривать как возникновение неравновесного магнитного состояния («замороженная» обратная TRM).

Такое состояние может быть достигнуто в ферримагнетике из-за его сложного строения в процессе его термонамагничивания. Спонтанный магнитный момент M_S двухподрешеточного ферримагнетика изначально, по своей природе, состоит из двух антипараллельно направленных, не равных по величине моментов (M_{AS} и M_{BS}) магнитных подрешеток А и В:

$$\vec{M}_S = \vec{M}_{BS} - \vec{M}_{AS} \quad (9)$$

Поэтому, если $M_{BS} > M_{AS}$, то при ориентации суммарной M_S по направлению H значительная часть атомных магнитных моментов (рис.), сумма которых равна M_{AS} , будет ориентирована антипараллельно H .

Рассмотрим схему процесса термонамагничивания (рис.).

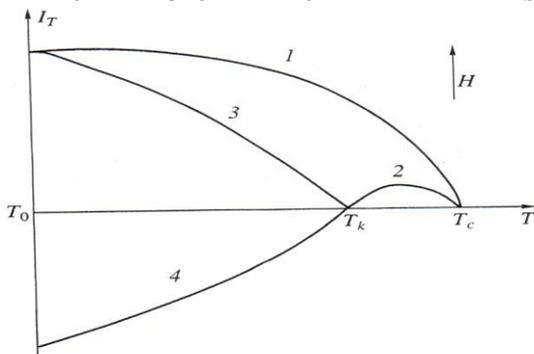


Рис. Схема процесса термонамагничивания: 1 – $I_T(T)$ ферримагнетика, в котором отсутствует точка компенсации; 2 – зависимость $I_T(T)$ в интервале температур (T_c , T_k) ферримагнетика с точкой компенсации T_k ; 3 – $I_T(T)$ в интервале температур (T_k , T_0) при $H > H_c$; 4 – $I_T(T)$ в интервале температур (T_k , T_0) при $H < H_c$.

В ферримагнетике без самообращения намагниченности идет монотонный процесс увеличения намагниченности, ориентированной по полю \vec{H} (кривая 1).

Ориентации и величины магнитных моментов M_{AS} , M_{BS} , в подрешетках А и В определяются величинами обменных взаимодействий внутри подрешеток (энергии E_A и E_B) и между подрешетками (E_{AB}). Существенным является то, что все эти величины (M_{AS} , M_{BS} , E_A , E_B , E_{AB}) могут изменяться с изменением температуры. Изменения могут быть настолько существенными, что при охлаждении ферримагнетика от $T=T_c$ при некоторой температуре компенсации T_k в доменах ферримагнетика происходит смена знака M_s из-за того, что при $T > T_k$ превалировала намагниченность подрешеток В, а при $T < T_k$ намагниченность подрешеток А становится больше намагниченности подрешеток В. Это относится и к спонтанной намагниченности всего ферримагнитного образца. Возможность существования ферримагнетиков, у которых зависимости $M_s(T)$ имеют при некоторой $T=T_k$ величину $M(T_k)=0$ (кривые N-типа), была теоретически установлена Неелем в 1955 г., а в дальнейшем многократно подтверждалась экспериментально.

При термонамагничивании «самообращающегося» ферримагнетика в интервале температур $T_k < T < T_c$ будет возникать намагниченность Π , ориентированная по направлению H , сначала по мере охлаждения от T_c увеличивающаяся, затем

при приближении T к T_k уменьшающаяся, в связи с уменьшением I_s ферримагнетика. При $T = T_k$ намагниченность $\Pi = 0$ (рис. , кривая 2). При дальнейшем охлаждении ниже T_k могут встретиться два случая, зависящих от величины M_s доменов и от соотношения величин коэрцитивной силы H_c и внешнего поля H .

Если при $T < T_k$ поле $H > H_c$, то при дальнейшем охлаждении ниже T_k достаточно большое поле H будет разворачивать антипараллельные M_s доменов и намагниченность будет вновь увеличиваться по направлению H (рис. , кривые

2+3). А в случае, если поле $H < H_c$, то разворот доменов по полю H ввиду малости полевой энергии EH будет невозможен и при $T < T_k$ за счет роста M_s , направленной по

M_{SA} , будет увеличиваться Π в антипараллельном по отношению к H направлении (рис. , кривые 2+4).

Образовавшаяся «самообращенная» термоостаточная намагниченность будет находиться в неравновесном состоянии и будет удерживаться локальными энергетическими барьерами ферримагнетика.

Аналогичное изменение на 180° направления в доменах может произойти и за счет диффузии магнитных ионов между подрешетками. Поэтому возможно самообращение намагниченности и в результате химических процессов в ферримагнитных минералах.

Существуют и другие представления о механизмах самообращения намагниченности в ферримагнитных минералах горных пород. Еще в 1954 году М.А.Грабовский и А.Н.Пушков показали, что самообращение намагниченности возможно за счет магнитостатического взаимодействия между двумя соприкасаю-

щимися образцами минералов: магнетита и пирротина. Предполагается, что магнитостатическое взаимодействие возможно и в природных мелких ферритмагнитных зернах, имеющих двухфазное строение. В ряде работ рассматривается возможность самообращения двухфазных минералов за счет обменного взаимодействия между различными фазами.

Наши исследования (Трухин и др., 1989, 2004) показали, что наиболее легко осуществимым и поэтому наиболее вероятным является самообращение, происходящее по первому из рассмотренных нами механизмов, а именно при термонамагничивании в достаточно слабых полях H ферритмагнетиков, имеющих точку компенсации T_k , в которой происходит изменение знака M_s в ферритмагнетике в соответствии с рис. , (кривые 2+4).

Несмотря на полученные нами результаты о наиболее вероятном физическом механизме самообращения, мы считаем, что это явление очень сложное и к настоящему времени недостаточно изученное. Оно имеет прямое отношение к проблеме инверсий геомагнитного поля. Поэтому необходимо продолжать изучение самообращения намагниченности на различных типах континентальных и океанских горных пород.

Одним из авторов книги с коллегами (Трухин и др., 1989) были исследованы эффекты самообращения намагниченности на природных пикроильменитах (аналоги гемоильменитов), которые содержались в кимберлитах, образцы которых были отобраны из алмазосносных трубок Якутии. При исследовании синтезированных гемоильменитов, аналогичных пикроильменитам, было получено, что самообращение TRM проявлялось у образцов гемоильменитов вполне определенного состава (Трухин и др., 1997). Было также обнаружено и исследовано самообращение якутских траппов, где носителями намагниченности были титаномagnetиты.

Явление самообращения намагниченности наблюдалось также и на других горных породах, содержащих титаномagnetиты и гемоильмениты. В последнее время особый интерес вызывает исследование самообращения TRM океанских базальтов, магнитные свойства которых определяются, в основном, однофазно и гетерофазно окисленными титаномagnetитами.

В подводных базальтах было обнаружено, что обратная термоостаточная намагниченность возникает в результате лабораторного прогрева образца, когда его T_c поднимается до $\approx 350^\circ\text{C}$, т.е. на катиондефицитных титаномagnetитах определенного состава.

В образцах базальтов, драгированных с морского дна из трансформного разлома Романш (Центральная Атлантика) и из тройственного сочленения Буве в районе хребта Шписс (Южная Атлантика), было также найдено небольшое количество образцов со свойствами самообращения TRM (Трухин и др., 1992, 2000, ...).

Таким образом, при исследовании образцов горных пород разного происхождения и содержащих различные ферритмагнитные минералы наблюдаются случаи самообращения термоостаточной намагниченности. Пока самообращающихся образцов найдено очень мало по сравнению с огромным количеством образцов, на которых получены основные палеомагнитные результаты и сделаны выводы о геомагнитных инверсиях, происходивших на протяжении последних 500–600 млн лет. Однако, следует принимать во внимание, что самообращение NRM является еще одним механизмом образования обратной намагниченности горных пород помимо инверсий ГМ поля.

Несмотря на экспериментально обнаруживаемые случаи самообращения намагниченности, существует большое число фактов, которые, хотя и косвенно, свидетельствуют в пользу возникновения обратной естественной остаточной намагниченности за счет инверсий геомагнитного поля, а не в результате самообращения. Прямая и обратная намагниченность наблюдается на изверженных и осадочных горных породах. Чередование слоев с прямой и обратной намагниченностью практически одинаковое у изверженных и осадочных пород, образовавшихся в одном и том же возрастном интервале. Такая закономерность наблюдается и для осадков на дне океана, для озерных отложений и т.д. Именно это дало возможность создать мировую магнито-хронологическую шкалу инверсий, где все инверсии имеют абсолютную датировку (Меррилл и др., 1989).

Задача наших исследований заключается в том, чтобы определить роль и место самообращенной намагниченности. В настоящее время не существует методов, с помощью которых можно было бы определить, в результате какого процесса (инверсия или самообращение) возникла в данном образце горной породы обратная намагниченность.

Это можно определить только в исключительных случаях, когда ферромагнитные минералы сохранили свойство самообращения намагниченности до момента их исследования в лаборатории.

Современные теории генерации ГМП

Если говорить о современных теориях геомагнитного поля, то следует начать с теории динамоэффекта Френкеля (1947), который впервые выдвинул разумную идею регенерации поля за счет вихревых движений в жидком электр проводящем ядре. В дальнейшем основополагающие работы по теории земного диполя выполнили Эльзассер и Буллард. Основой современных теорий являются уравнения Максвелла, гидродинамические уравнения движения жидкости Навье-Стокса и уравнение неразрывности. Рассмотрим уравнение Максвелла:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{B} &= \mu \cdot \mathbf{j}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\partial \mathbf{B} / \partial t, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \\ \mathbf{j} &= \sigma (\mathbf{E} + [\nu \mathbf{B}]), \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где μ - магнитная проницаемость (она может быть равной μ_0), σ - электропроводность, \mathbf{j} - плотность тока, \mathbf{E} - электрическая напряженность, ν - скорость движения проводящей жидкости.

Применим операцию rot к первому уравнению системы (10), при этом учтем, что $\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + [\nu \mathbf{B}])$ и $\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B} = \mu \sigma (-\partial \mathbf{B} / \partial t + \operatorname{rot} [\nu \mathbf{B}])$$

Из этого уравнения с учетом того, что $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{B} - \nabla^2 \mathbf{B} = -\nabla^2 \mathbf{B}$, получим уравнение для магнитного поля

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \operatorname{rot} [\nu \mathbf{B}] + (\mu \sigma)^{-1} \nabla^2 \mathbf{B},$$

где $(\mu\sigma)^{-1} = \nu_m$ - магнитная вязкость, которая может рассматриваться как аналог кинематической вязкости ν .

Как показывают исследования (Джекобс, 1979), магнитное поле \vec{B} состоит из двух частей: тороидальное поле \vec{B}_T и полоидальное (каковым и является наблюдаемое на поверхности Земли ГМП) \vec{B}_P . Между этими полями существует простая связь.

$$\text{rot } \vec{B}_T = \vec{B}_P$$

Из этого уравнения следует, что необходимо прежде всего построить теорию для нахождения \vec{B}_T и тогда достаточно просто получить искомое \vec{B}_P .

В (10) помимо v есть еще неизвестное v , для определения которого следует использовать гидродинамические уравнения. Уравнение движения запишем в форме Навье-Стокса:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \text{grad} v = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \nabla^2 v + g - 2[\omega v] + \frac{1}{\mu\rho} [\text{rot} B \times B] \quad (11)$$

Уравнение (11) - уравнение движения единицы объема жидкости, ρ - ее плотность, p - давление за вычетом гидростатического, ν - кинематическая вязкость, член $2[\omega v]$ - сила Кориолиса, где ω - угловая скорость вращения Земли. Последний член правой части представляет силу Лоренца. Для полного замыкания системы уравнений магнитной гидродинамики к (10) и (11) следует еще добавить уравнение неразрывности

$$d\rho/dt + \text{div}(\rho v) = 0, \quad (12)$$

которое для несжимаемой жидкости ($\rho = \text{const}$) будет иметь вид

$$\text{div } v = 0. \quad (13)$$

В принципе, уравнения магнитной гидродинамики дают возможность в случае их строгого решения определить, существует ли самовозбуждающееся динамо в ядре Земли. Однако, даже если были бы точно известны все члены уравнений, решение их было бы крайне затруднительно. А если учесть, что в применении к ядру Земли значения многих параметров уравнений либо известны приблизительно, либо вообще неизвестны, то задача гидромагнитного динамо Земли в такой общей постановке в настоящее время неразрешима.

Динамо теории генерации и поддержания ГГМП обсуждаются во многих публикациях, например в (Бакус и др., 1996). Существуют многочисленные варианты возможных механизмов возбуждения ГГМП: кинетические теории динамо, динамические теории, гидромагнитные, статические, турбулентные и т.д.

Все перечисленные варианты теорий происхождения ГГМП ограничены из-за отсутствия достоверной информации о тороидальном поле в районе источника ге-

нерации поля, коэффициенте вязкости среды в источнике и о существовании турбулентных потоков в районе источника. Ограничена информация и о других параметрах источника.

В связи с этим отсутствуют и точные оценки энергетики в источнике, где действует динамо – механизм.

Существенным является вопрос о возможной напряженности тороидального поля B_t . По разным данным (Брагинский, 1964, Говард, 1991) B_t должно быть не менее 100 Гс, а в теориях гидромагнитного динамо 200 ÷ 500 Гс. Но такое большое поле фиксировалось бы на поверхности Земли, так как жидкое ядро Земли, где, по предположению, должен находиться источник поля, имеет сравнительно небольшую электропроводность

($\sigma \approx 5 \cdot 10^5$ См) и поэтому не может экранировать такое большое поле. Согласно (В.В. Аксенов, 2002) полоидальное поле B_p , которое на поверхности Земли равно 0,6 Гс, на глубине источника (4900 км) имеет напряженность всего 30 Гс.

Наиболее разработанной и поддерживаемой специалистами на сегодняшний день является теория ω – динамо, предложенная Паркером (Паркер, 1955). Согласно этой теории в результате ω – эффекта из начального слабого полоидального поля возникает тороидальное поле $B_t \geq 100$ Гс, далее α – эффект приводит к вытягиванию силовых линий полоидального поля B_p из тороидального. Это поле B_p и наблюдается на поверхности Земли.

Простейший начальный подход к проблеме генерации главного поля заключается в построении кинематических моделей земного динамо. При этом скорость жидкости считается заданной, а определяется только магнитное поле. Согласно (Брагинский, 1964) выбор скорости частично определяется данными наблюдений, частично – соображениями симметрии и самой формой уравнений генерации. Например, наличие западного дрейфа указывает на существование азимутальной скорости и дает порядок ее величины. Уже первые кинематические модели показали, что кроме меридионального (полоидального) поля, которое проникает наружу и наблюдается на поверхности Земли, в земном ядре имеется также гораздо большее азимутальное (тороидальное) поле с замкнутыми силовыми линиями, которое не выходит из ядра наружу. Относительная скорость ядра и мантии возникает за счет значительного магнитного взаимодействия мантии с ядром.

С.И. Брагинский рассмотрел кинематические модели с помощью уравнений генерации и показал, что можно подобрать правдоподобные скорости в ядре, которые приводят к генерации магнитного поля, близкого к реально наблюдающемуся. Из теории вытекает, что наличие несимметричных скоростей, необходимых для генерации поля, вызывает появление соответствующих несимметричных компонент магнитного поля ВТ.

Отсюда следует, что наблюдающиеся поперечные составляющие магнитного диполя - наклон магнитной оси, а также более высокие гармоники, например квадрупольные, дающие эксцентриситет диполя, - не являются случайными, а непосредственно связаны с самим механизмом генерации. Наличие этих составляющих, связано с несимметричными движениями в ядре, приводящими к невыполнению условий запрещающей генерацию теоремы Каулинга, что и необходимо для работы динамо.

— Согласно теории С.И. Брагинского, возникающая в результате действия гидромагнитного динамо генерация главного поля не является стационарной, а испыты-

вает ряд колебаний, которые можно сопоставить с периодами вековых вариаций геомагнитного поля.

Существуют альтернативные рассмотренной теории генерации геомагнитного поля. Так Аксенов приводит сделанные им оценки скорости потока заряженных частиц в слое F ядра Земли на расстояние ≈ 1500 км от центра Земли. Эта скорость равна 50 м/с, угловая скорость потока $3,4 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹, она меньше угловой скорости суточного вращения Земли, которая равна $7,3 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹. По мнению автора (Аксенов, 2002) этот поток заряженных частиц, контролируемый вращением Земли, в основном, генерирует ГМП. Автор пишет, что возможна «генерация геомагнитного поля за счет индукции его крайне малым полем и дальнейшего поддержания за счет слабого динамо – механизма и стабильного вращения потока заряженных частиц в жидком ядре в связи с вращением Земли».

Однако в таком механизме генерации ГМП отсутствуют возможность смены полярности поля (инверсии), так как потоки контролируются вращением Земли.

Заключение

Эволюция геомагнитного поля тесно связана с эволюцией Земли и строением ее внутренних недр. При создании теории геомагнитного поля и глобальных геофизических моделей, например, тектоники литосферных плит, учитываются и используются основные свойства геомагнитного поля, в особенности такое его фундаментальное свойство, как инверсии, вывод о существовании которых сделан на основании обнаружения обратно намагниченных древних горных пород при проведении палеомагнитных исследований.

В настоящей статье показано, что, во-первых, следует совершенствовать модель палеомагнитного поля и методы интерпретации палеомагнитных данных.

Во-вторых, существует альтернативный инверсиям процесс образования обратной намагниченности пород – это самообращение намагниченности в ферримагнитных минералах за счет внутренних физико-химических процессов. По нашему мнению, в силу невозможности непосредственного изучения инверсий геомагнитного поля, которые продолжаются (если происходят) в течение нескольких тысяч лет, вопрос о соотношении вкладов инверсий и самообращения в обратное намагничивание пород можно решить путем исследования процессов самообращения намагниченности и оценки вероятности намагничивания пород за счет самообращения. Тем самым будет оценена и вероятность инверсий.

За последние годы в геомагнитной лаборатории были обнаружены и исследованы различные «самообращающиеся» породы: кимберлиты и траппы Якутии, подводные океанские базальты Атлантического океана (разлом Романш, сочленение Буве, хребет Рейкьянес), базальты из рифтовой долины Красного моря и др. Были установлены физические механизмы процесса самообращения и получено, что вероятность действия этого процесса возрастает по мере увеличения количества исследованных образцов горных пород.

Таким образом, рассмотрены способы совершенствования модели ПМ поля и предложен метод решения глобальной фундаментальной проблемы инверсий геомагнитного поля и выполнен ряд исследований в этом направлении.

2. Упругие свойства глобальных объектов

Введение

С развитием космических систем наблюдений появляются новые возможности регулярного мониторинга динамических процессов в атмосфере, гидросфере и на поверхности суши. Открываются перспективы совместного изучения геофизических явлений в различных природных средах по спутниковым изображениям в видимой, инфракрасной и микроволновой областях спектра. Одним из примеров расширения соответствующих возможностей исследований служат установленные по данным спутниковых наблюдений факты воздействия аномалий атмосферно-океанических процессов в тропических широтах на процессы в более низких широтах.

Спутниковые системы наблюдений позволили установить дипольный механизм конвективной активности атмосферы в тропических широтах Тихого океана за счет аномалий температуры поверхности океана (ТПО). Данный механизм характерен тем, что основным является состояние геофизической системы, когда конвективная облачность преобладает в центральной части приэкваториальных широт Тихого океана, в то время как на этих же широтах в районе Индонезии такая облачность развита слабо (Садовничий и др., 2002). Атмосферная конвекция стимулируется аномально высокими значениями ТПО при данном состоянии системы. Однако регулярно один раз каждые 4-7 лет в центральной части рассматриваемого региона в летние месяцы, когда отмечается максимальный подъем уровня океана, происходит сбой типичных западных пассатных ветров в атмосфере. Возникающие изменения циркуляции атмосферы и океана обеспечивают нагон в течение нескольких месяцев (обычно до конца декабря соответствующего года) аномально теплых вод к западным берегам Южноамериканского континента, где в нормальных условиях преобладает океанический апвеллинг, т.е. подъем глубинных холодных вод. После этого начинает работать другая ветвь указанного «диполя» с преобладанием конвективной облачности над континентом и ее значительным ослаблением над океаническими акваториями данного региона. Затем система постепенно снова переходит в «нормальное состояние», при котором начинает превалировать конвективная активность над океаном.

Следствием указанной аномалии ТПО в данном регионе является возникновение характерных конфигураций волн атмосферного давления в глобальном масштабе, что приводит к катастрофическим наводнениям в одних частях земного шара и сильным засух в других его частях (Козодеров, 2002). В самом процессе возникновения указанной аномалии циркуляции атмосферы и океана, известном как Эль-Ниньо/Южное Колебание, остается неясным, за счет чего происходит указанный сбой пассатных ветров и как запускается механизм нагонных явлений.

Если бы удалось доказать, что источник запуска этого механизма обусловлен колебаниями океанической литосферной плиты Наска (при повышении уровня океана в западной части тропических широт Тихого океана и его понижении в восточной части), то появились бы условия для построения моделей описания геофизических процессов в твердой оболочке Земли, гидросфере и атмосфере. В этих природных средах существенно различны характерные масштабы временных изменений соответствующих процессов (от миллионов лет до внутрисуточной из-

менчивости), но на рассматриваемых масштабах в 50-80 месяцев по данным спутниковых наблюдений появляется возможность изучения совместной динамики отмененных явлений. Охватывая широты приблизительно от экватора до 400 ю.ш. и (750 з.д. – 1100 з.д.), плита Наска имеет характерные горизонтальные размеры около 4 тыс. км по широте и долготе. При общей толщине порядка десятка километров такая плита может рассматриваться как жесткая пластина, у которой характерные поперечные размеры значительно меньше ее продольных размеров. Восточная сторона этой плиты находится в так называемой зоне субдукции, т.е. фактически закреплена (поджата материковым щитом) в районах побережья Перу и Чили. На западной своей части плита ограничивается Восточно-Тихоокеанским поднятием, с юга ограничена геологическим разломом Челленджер, с севера граничит с плитой Кокос сравнительно небольших размеров.

Традиционными являются попытки объяснения колебаний отдельных литосферных плит как некоторой жесткой оболочки за счет волн изгиба, характерных для тонких пластин (Кузьмин и др., 1999). Колебания происходят относительно некоторого среднего положения такой пластины в процессе ее изгиба вверх и вниз. Рассмотрим характерные масштабы соответствующих явлений с позиций теории упругости.

Приближение теории упругости

Общая схема реализации приближения теории упругости сводится к тому, что плита Наска представляется как тонкая пластина, продольные размеры которой (несколько тысяч километров) намного больше ее поперечных размеров (десятки километров). В такой пластине, зажатой континентальной плитой в ее восточной части, со свободным концом в ее западной части и постоянно нагруженной за счет силы тяжести по всей ее площади, возникает совокупность нормальных волн (отдельных мод) изгиба. Приближенное уравнение для изгиба тонкой пластины строится при следующих предположениях:

- 1) смещение любой точки такой пластины мало по сравнению с ее толщиной, углы наклона границ также малы;
- 2) срединная плоскость пластины не подвергается ни растяжению, ни сжатию;
- 3) линейные элементы, перпендикулярные срединной плоскости до деформации, остаются прямоугольными и перпендикулярными ей;
- 4) силы внутренних напряжений в пластине, перпендикулярные срединной плоскости, малы по сравнению с силами, действующими в этой плоскости.

Обозначая горизонтальные координаты такой плиты через (x_1, x_2) , вертикальную координату через x_3 , упомянутое смещение срединной плоскости плиты через $\zeta(x_1, x_2, t) = u_3(x_1, x_2, 0, t)$, а также учитывая, что $u_1 = u_2 = 0$ при $x_3 = 0$ согласно предположению 2, можно разложить величину изгиба этой плоскости как функцию вертикальной координаты $u_1(x_3)$ в ряд и ограничиться только линейным по x_3 членом

$u_1 = \gamma x_3$, где $\gamma \approx (\partial u_1 / \partial x_3)$ при $x_3 = 0$. По предположению 3 угол $\gamma = \partial u_1 / \partial x_3$ отклонения линейного элемента от его начального вертикального положения должен оставаться перпендикулярным срединной плоскости, наклон которой равен $-\partial \zeta / \partial x_1$. Тогда $u_1 \approx -x_3 \partial \zeta / \partial x_1$ и аналогичным образом $u_2 \approx -x_3 \partial \zeta / \partial x_2$, поскольку деформации по координатам (x_1, x_2) принимаются однотипными.

При сделанных замечаний можно получить следующее уравнение, описывающее распространение изгибных волн в такой пластине (Бреховских, Гончаров, 1982):

$$\partial^2 \zeta / \partial t^2 + [D / (2\rho h)] \Delta_2 \zeta = 0,$$

где величина $D = (2/3) [E h^3 / (1 - \chi^2)]$ называется жесткостью пластины при изгибе или цилиндрической жесткостью; ρ – плотность материала пластины; $2h$ – ее толщина (границы соответствуют $x_3 = \pm h$); E – модуль Юнга (постоянная материала пластины, связывающая в соответствии с известным законом Гука линейным образом силу, приложенную к упругой пластине, и возникающие за счет нее деформации); χ – коэффициент Пуассона, характеризующий деформации в продольном и поперечном направлениях; Δ_2 – квадратичная форма оператора Лапласа $\Delta_2 = \partial^2 / \partial x_1^2 + \partial^2 / \partial x_2^2$ по горизонтальным координатам (x_1, x_2).

В случае одномерной волны упругости, распространяющейся вдоль координаты x , имеем уравнение четвертого порядка

$$\partial^2 \zeta / \partial t^2 + [D / 2\rho h] \partial^4 \zeta / \partial x^4 = 0.$$

Граничные условия для уравнения распространения поперечных волн изгиба отличаются от аналогичных уравнений второго порядка (например, для продольных колебаний стержней или пластин, для их крутильных колебаний и т.п.). При зажатом конце/защемленной грани пластины (например, при $x = 0$) обращается в нуль как смещение ζ , так и производная от этого смещения, которая равна углу наклона стержня/границы пластины относительно срединной плоскости:

$$\zeta |_{x=0} = 0 = (\partial \zeta / \partial x) |_{x=0} = 0.$$

На свободном конце (соответствующей грани пластины) должен равняться нулю изгибающий момент и тангенциальная (иногда называется перерезывающей) сила:

$$(\partial^2 \zeta / \partial x^2) |_{x=0} = (\partial^3 \zeta / \partial x^3) |_{x=0} = 0.$$

На опертом конце (крае пластины) равны нулю смещение и момент:

$$\zeta |_{x=0} = (\partial^2 \zeta / \partial x^2) |_{x=0} = 0.$$

Для того чтобы полностью определить движение стержня/пластины, нужно еще задать начальные условия – начальное отклонение и начальную скорость в виде соответствующих функций координат (обозначены через x при характерной длине l):

$$\zeta |_{t=0} = f(x), (\partial \zeta / \partial t) |_{t=0} = \varphi(x), 0 \leq x \leq l.$$

Общее решение уравнения распространения изгибных волн уже нельзя представить в виде волн произвольной формы, распространяющихся с произвольной скоростью, как в случае продольных или крутильных волн. В стандартной схеме разделения переменных $\zeta = X(x) T(t)$ получают задачу на собственные значения λ (Тихонов, Самарский, 1977):

$$T''(t) / [aT(t)] = -X^{(4)}(x) / X(x) = -\lambda,$$

где в верхнем индексе над выписанными функциями два штриха и четверка в скобках означают взятие производных второго и четвертого порядка, соответственно, и введено обозначение $a^2 = D/(2\rho h)$. Общее решение уравнения

$$\partial^4 X / \partial x^4 - \lambda X = 0$$

можно записать через экспоненциальные слагаемые (i - мнимая единица):

$$X(x) = A_+ \exp [i(\lambda)^{1/4}x] + A_- \exp [-i(\lambda)^{1/4}x] + B_+ \exp [(\lambda)^{1/4}x] + B_- \exp [-(\lambda)^{1/4}x]$$

и соответственно для $\zeta(x, t)$ в предположении существования гармонических колебаний с частотой ω :

$$\zeta(x, t) = A_+ \exp \{i [(\lambda)^{1/4}x - \omega t]\} + A_- \exp \{-i [(\lambda)^{1/4}x + \omega t]\} + B_+ \exp [(\lambda)^{1/4}x - i\omega t] + B_- \exp [-(\lambda)^{1/4}x + i\omega t].$$

Здесь первые два слагаемых соответствуют незатухающим волнам, распространяющимся в положительном (A_+) и отрицательном (A_-) направлениях. Два других слагаемых с коэффициентами B_+ и B_- соответствуют гармоническим колебаниям с экспоненциально убывающей или возрастающей амплитудой. Решения такого типа могут существовать только при наличии концов стержней/краев пластин или каких-либо неоднородностей, т.к. в противном случае можно получать бесконечно большие амплитуды колебаний при $x \rightarrow \pm\infty$.

Решение $X(x)$ можно также записать через синусы и косинусы и гиперболические синусы и косинусы:

$$X(x) = A_c \cos [(\lambda)^{1/4}x] + A_s \sin [(\lambda)^{1/4}x] + B_c \operatorname{ch} [(\lambda)^{1/4}x] + B_s \operatorname{sh} [(\lambda)^{1/4}x].$$

При этом новые комплексные постоянные A_c , A_s , B_c , B_s достаточно простым образом выражаются через амплитуды волн A_+ , A_- , B_+ , B_- .

Из условий на закрепленном конце $X(0) = 0$, $X'(0) = 0$ следует, что $A_c = -B_c$, $A_s = -B_s$. Тогда

$$X(x) = B_c \{ \operatorname{ch} [(\lambda)^{1/4}x] - \cos [(\lambda)^{1/4}x] \} + B_s \{ \operatorname{sh} [(\lambda)^{1/4}x] - \sin [(\lambda)^{1/4}x] \}.$$

Условия $X''(l) = 0$, $X'''(l) = 0$ дают:

$$\begin{aligned} B_c \{ \operatorname{ch} [(\lambda)1/4l] + \cos [(\lambda)1/4l] \} + B_s \{ \operatorname{sh} [(\lambda)1/4l] + \sin [(\lambda)1/4l] \} &= 0, \\ B_c \{ \operatorname{sh} [(\lambda)1/4l] - \sin [(\lambda)1/4l] \} + B_s \{ \operatorname{ch} [(\lambda)1/4l] + \cos [(\lambda)1/4l] \} &= 0. \end{aligned}$$

Эта однородная система имеет нетривиальные решения B_c и B_s , если определитель системы равен нулю. Приравнивая определитель нулю, получаем трансцендентное уравнение для вычисления собственных значений

$$\operatorname{sh}^2 [(\lambda)1/4l] - \sin^2 [(\lambda)1/4l] = \operatorname{ch}^2 [(\lambda)1/4l] + 2\operatorname{ch} [(\lambda)1/4l] \cos [(\lambda)1/4l] + \cos^2 [(\lambda)1/4l].$$

Исходя из того, что $\operatorname{ch}^2 z - \operatorname{sh}^2 z = 1$, это уравнение можно записать в виде

$$\operatorname{ch} \mu \cos \mu = -1, \quad \mu = (\lambda)1/4l,$$

и найти его корни (например, графически):

$$\mu_1 = 1.875; \mu_2 = 4.694; \mu_3 = 7.854; \mu_n \approx (\pi/2) (2n - 1) \text{ при } n > 3.$$

Можно определить собственные частоты колебаний такого стержня/пластины, возвращаясь к уравнению относительно $T(t)$:

$$T'' + a^2 \lambda_n T = 0.$$

Этому уравнению удовлетворяют тригонометрические функции

$$T_n(t) = a_n \cos(2\pi\nu_n t) + b_n \sin(2\pi\nu_n t) \text{ с амплитудами } (a_n, b_n) \text{ и частотами } \nu_n = (a/2\pi) (\lambda_n)^{1/2} = [\mu_n^2 / (2\pi l^2)] [D/(2\rho h)]^{1/2}.$$

Оценим периоды колебаний ($T = 1/\nu$) составных частей, относящихся к океанической плите Наска и ее окружению (слой водной толщи сверху и подстилающий слой мантии снизу). При типичных значениях водной толщи над плитой около 2 км (глубина океана h_0) колебания этого столба воды за счет силы тяжести g происходят с периодом $T = (2\pi) / (2g/h_0)^{1/2} \sim 60$ сек. Продольные акустические волны по данным сейсмологии под океаническими хребтами имеют типичные скорости 7-8 км/сек (Каула, 1971), т.е. волновое возмущение для таких волн может распространиться от закрепленного конца плиты Наска с ее свободному концу (расстояние около 3500 км) за время, близкое к 8 минутам. Наконец, для первого собственного колебания упругих продольных волн ($\mu_1 = 1.875$) при типичных значениях цилиндрической жесткости подводных хребтов ($1028 \div 1030$) дн/см и плотности пород ~ 3 г/см³ (Ушаков, ред., 1979), толщине плиты $h \sim 15$ км и ее горизонтальных размерах $l \sim 3500$ км, из последней формулы будем иметь $T \sim 106$ секунд, т.е. характерное время порядка 10 суток.

Таким образом, приближение теории упругости не может объяснить возникновение более длинноволновых колебаний плиты Наска с периодом в 4-7 лет. В контексте отмеченной здесь проблемы возникает необходимость рассмотрения особенностей формирования магнитного поля Земли при построении глобальных геофизических моделей.

Литература

1. Аксенов В.В. 2002. Электромагнитное поле Земли. Новосибирск, СО РАН, с. 216
2. Брагинский С.И. 1964. Кинематические модели гидромагнитного динамо Земли. Геом. и аэрономия, т. IV, №4, с. 732-747
3. Бреховских Л.М., Гончаров В.В. 1982. Введение в механику сплошных сред. М., Наука, 335 с.
4. Гаусс К.Ф. 1952. Избранные труды по земному магнетизму. перев. акад. А.Н.Крылова, М., 234 с.
5. Грабовский М.А., Пушков А.Н. 1954. К вопросу о возникновении термонамагниченности обратной полярности в горных породах. Изв. АН СССР, сер. геофиз. №3, с. 320-330
6. Гравитационное поле и рельеф дна океана, под редакцией С.А.Ушакова. 1979, Л., Недра, 295 с.
7. Джекобс Дж. 1979. Земное ядро, Мир, М., 295 с.
8. Дьяченко А.И., 2003. Магнитные полюса Земли. Изд. Моск. центра непрер. математич. образ., 48 с.
9. Каула У. 1971. Введение в физику планет земной группы. М., Мир, 536 с.
10. Козодеров В.В. 2002. Проблемы моделирования и мониторинга природных систем. Сб. «Модели механики сплошных сред». Обзорные доклады и лекции XVI сессии Международной школы по моделям механики сплошной среды. Казань, Труды Математического центра им. Н.И.Лобачевского, т.15. Казанское Математическое Общество, с.79-109.
11. Кузьмин Р.Н., Кулешов А.А., Савенкова Н.П., Филиппова С.В. 1999. Математические модели динамических прогибов поверхности Земли. Сб. «Математика. Компьютер. Образование». Вып.6. Часть II. М., изд. «Прогресс-Традиция», с.315-319.
12. Нагата Т. 1965. Магнетизм горных пород. М., «Мир», 345 с.
13. Садовничий В.А., Козодеров В.В., Ушакова Л.А., Ушаков С.А. 2002. Порядок, хаос, предсказуемость: современные представления. Сб. «Атлас временных вариаций природных, антропогенных и социальных процессов». М., изд. «Янус-К», с. 55-66.
14. Симонов И.М., 1835. Опыт математической теории земного магнетизма. Уч. зап. Казан. ун-та. кн. 3, с. 49-68
15. Тихонов А.Н., Самарский А.А. 1977. Уравнения математической физики. М., Наука, 735 с.
16. Трухин В.И., Жилиева В.А. Зинчук Н.Н., Романов Н.Н. 1989. Магнетизм кимберлитов и траппов. Изд. Моск. ун-та, 165 с.
17. Трухин В.И., Жилиева В.А., Конилов А.Н. 1997. Особенности и возможный механизм самообращения TRM синтезированных гемоильменитов. Физика Земли, №2, с. 52-59
18. Трухин В.И., Жилиева В.А., Курочкина Е.С. 2004. Самообращение намагниченности природных титаномангнетиков, Физика Земли, №6, с. 42-53
19. Трухин В.И., Жилиева В.А., Шрейдер А.А. и др. 2000. Магнетизм САХ Шписс (Ю. Атлантика). Физика Земли, №2, с. 68-82

20. Трухин В.И., Жилиева В.А., Шрейдер А.А. и др. 2001. Магнетизм дна в области трансформного разлома Буве (Южная Атлантика). Физика Земли, 6, с. 86-94
21. Трухин В.И., Жилиева В.А., Шрейдер А.А. 2002. Геомагнетизм тройственного сочленения литосферных плит Буве. Физика Земли, 8, с. 6-28.
22. Трухин В.И., Сафрошкин В.Ю., Горшков А.Г. 1992. Особенности намагничивания подводных океанских горных пород. Физика Земли №9, с. 92-99
23. Френкель Я.И., 1947. Земной магнетизм. Изв. АН СССР, сер. физич., т. 11, №6, с. 607-616
24. Backus G., Parker R., Constable C., 1996. Foundations of Geomagnetism. Cambridge Press
25. Bullard E.C., 1949. Electromagnetic induction in a rotating sphere, Proc. Roy. Soc. London, A199, p. 413-443
26. Bullard E.C., Gellman H., 1954. Homogeneous dynamos and terrestrial magnetism. Phil. Trans. Roy. Soc. London, A247, p. 213-255
27. Dietz R.S., 1961. Continent and ocean basin evolution by spreading of the sea floor. Nature, 190, с. 854-857
28. Elsasser W.M., 1946. Induction effects in terrestrial magnetism. Phys. Rev., 70, p. 202-212
29. Goward A.M., 1991. The Earth's dynamo, Geophys. Astrophys. Fluid Dyn. 62, 191-209
30. Hess H.H., 1962. History of Ocean basins. Geol. Soc. Amer., Boulder, Colorado, p. 599-620
31. Merrill R.T., 1998. McElhinny M.W., McFadden P.L. The magnetic Field of the Earth, Academic Press.
32. Neel L., 1955. Some theoretical aspects of rock magnetism. Adv. Phys., 4, p. 191-243
33. Parker E.N., 1955. Hydromagnetic dynamo models. Astrophysic. J. 122, с. 293-314
34. Wegener, 1924. The origin of Continents and Oceans Methuen, London.
35. Wine F.J. and Matthews D.H. 1963. Magnetic anomalies over oceanic ridges. Nature, 199, p.947-949

СЕКЦИЯ 5

ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ МОНИТОРИНГА ПРИРОДНЫХ СРЕД

СОБСТВЕННАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ ПУРПУРНЫХ СЕРНЫХ БАКТЕРИЙ

Агеев Д.В., Пацаева С.В., Южаков В.И.

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, spatsaeva@mail.ru

Ростовцева Е.Л.

Биологический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Микроорганизмы – наиболее многочисленные и самые древние обитатели биосферы, занимающие все доступные для жизни уголки планеты. Они демонстрируют огромное разнообразие форм и мест заселений, включая экстремальные по температуре, давлению, солености и pH.

Повсеместное распространение микроорганизмов обусловлено их малыми размерами, позволяющими легко переноситься с потоками воды и воздуха, разнообразием и гибкостью метаболизма, устойчивостью к неблагоприятным факторам среды. Они составляют существенную часть биосферы и участвуют в глобальных биогеохимических процессах, влияющих на качество жизни на планете. Хотя микроорганизмы часто не попадают в поле зрения классических экологов, вследствие своего малого размера и высоких скоростей размножения, они имеют значительные преимущества как объекты изучения динамики популяций.

Успехи экологии микроорганизмов напрямую зависят от разработки чувствительных методов изучения изменений в микробных сообществах при смене физико-химических условий. Однако существующие методы пока не дают возможности изучать развитие микроорганизмов в их естественных экологических нишах, не нарушая их микроокружения в процессе наблюдения.

Диаметр большинства бактерий не превышает микрометра. Впервые за бактериями наблюдал под микроскопом Антонии ван Левенгук в 1683 г. Три с лишним столетия спустя основные способы определения численности микроорганизмов все еще сводятся к двум методам или их модификациям: прямой счет клеток под микроскопом (не различая живые и мертвые клетки) и подсчет колоний после подращивания в питательной среде (учет живых клеток). Первый метод можно модифицировать, применяя люминесцентные зонды для подсчета живых и мертвых клеток в препарате.

Современные методы исследования, включая молекулярно-биологические, использование радио- и стабильных изотопов, тонкие химические анализы, позволяют детально изучить принципы функционирования клеток и микробных сообществ. Однако все эти методы не позволяют количественно оценивать численность и активность микроорганизмов в условиях *in situ*. Также трудно подсчитать количество живых и неживых клеток микроорганизмов в их природных местообитаниях.

Для диагностики фитопланктона *in situ* в настоящее время применяются методы активного дистанционного зондирования, основанные на возбуждении и регистрации флуоресценции пигмента хлорофилла, и методы пассивного зондирования, анализирующие отраженный от толщи воды сигнал.

Однако применение спектральных методов для дистанционного определения численности бактериальных клеток сталкивается с определенными трудностями. У фотосинтезирующих бактерий пигментный состав может различаться в пределах вида в зависимости от условий обитания, а нефотосинтезирующие бактерии вообще лишены пигментов.

Пурпурные серные бактерии (*Chromatiaceae*) относятся к анаэробным фототрофным бактериям. Они обладают фотосинтетическими пигментами и нуждаются в свете как источнике энергии. Синтез фотопигментов зависит от условий роста организмов, прежде всего от освещенности и от присутствия кислорода. Содержание пигмента в клетках тем выше, чем ниже была освещенность во время их роста. Кислород, также как и яркий свет, подавляет образование пигментов. Наиболее

высокое содержание фотопигментов можно обнаружить в клетках, выросших в анаэробных условиях при слабом освещении.

Методика эксперимента

В работе измерены спектры поглощения, возбуждения и испускания флуоресценции для культуры пурпурных серных бактерий *Chromatium vinosum* различной степени разведения.

Спектры поглощения измерялись на спектрофотометре Specord M40 в диапазоне 200...900 нм, а спектры люминесценции на флуориметре Jobin Yvon 3CS в стандартных кварцевых кюветках толщиной 1 см.

Спектры поглощения и люминесценции также измерялись для фильтратов среды, полученных при пропускании жидкой культуры через бактериальный фильтр Minisart (Sartorius) с диаметром пор 0.20 мкм

Поглощение света пурпурными бактериями

Исходные и нормированные спектры поглощения культур бактерий представлены на рис. 1. На нижнем рисунке показаны спектры поглощения, измеренные в ультрафиолетовом (УФ), видимом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазонах. При разведении культуры клеток интенсивность поглощения монотонно падает. На верхнем рисунке те же спектры нормированы на значение оптической плотности на длине волны 760 нм. Нормировка спектров позволяет сравнивать форму спектральных полос различной интенсивности.

Спектры поглощения культур бактерий (рис.1) имеют ярко выраженные максимумы поглощения протопорфирина с максимумом на 390 нм и одной из форм бактериохлорофилла (Бхл800) около 800 нм. В фильтрате полоса Бхл отсутствует, а полоса порфириновых соединений гораздо уже, чем в культуре клеток. Это связано с тем, что в фильтрате присутствуют порфирины в основном в мономерной форме, а в клетках они объединены в агрегаты, спектр поглощения которых уширен по сравнению с мономерными формами.

На рис. 2 показаны исходные и нормированные спектры для культур бактерий в разном физиологическом состоянии. Как видно из сопоставления нормированных спектров (рис. 2, вверху), молодая культура клеток имеет более четко выраженные полосы пигментов – порфиринов и бактериохлорофилла, по сравнению со старыми культурами.

Спектры флуоресценции клеточных культур пурпурных бактерий

На рис. 3 представлены спектры испускания флуоресценции для культуры клеток *Chromatium*, измеренные для двух длин волн возбуждения.

При возбуждении излучением с длиной волны $\lambda = 270$ нм в спектре наблюдаются две широкие полосы свечения: УФ полоса белковых соединений с максимумом около 335 нм и полоса флуоресценции клеточной стенки в видимой области с максимумом 440...450 нм.

При возбуждении на $\lambda = 390$ нм в спектре наблюдаются широкая полоса флуоресценции клеточной стенки с максимумом 450 нм и две более узких полосы флуоресценции порфириновых соединений на 616 и 680 нм. Для обеих полос испуска-

ния порфириновых соединений спектр возбуждения флуоресценции (рис. 4 внизу) совпадает по форме.

Как видно из спектров возбуждения флуоресценции, показанных на рис. 4, возбуждение светом с длиной волны 270 и 390 нм соответствует максимумам интенсивности полос свечения клеток пурпурных бактерий.

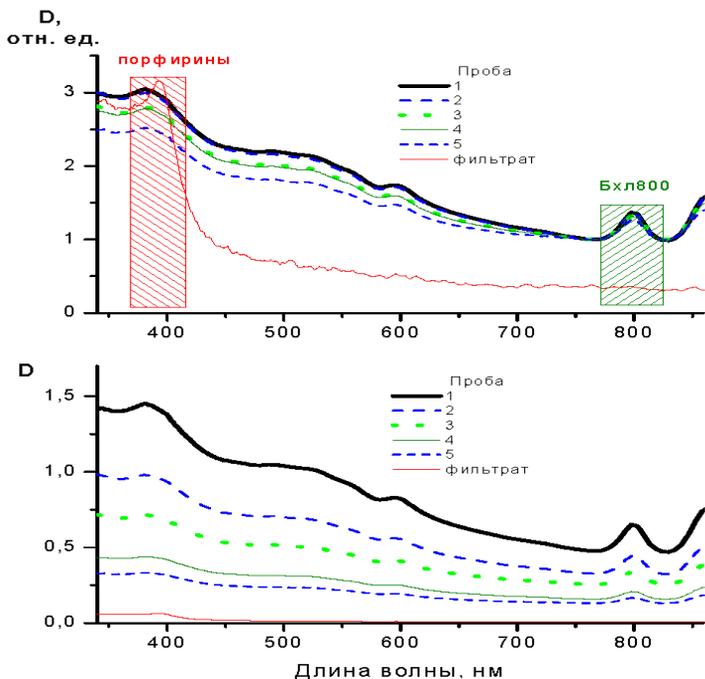


Рис. 1. Спектры поглощения культуры бактерии *Chromatium* в водной среде при различной степени разведения. Внизу – исходные спектры,верху – нормированные на величину оптической плотности на длине волны 760 нм.

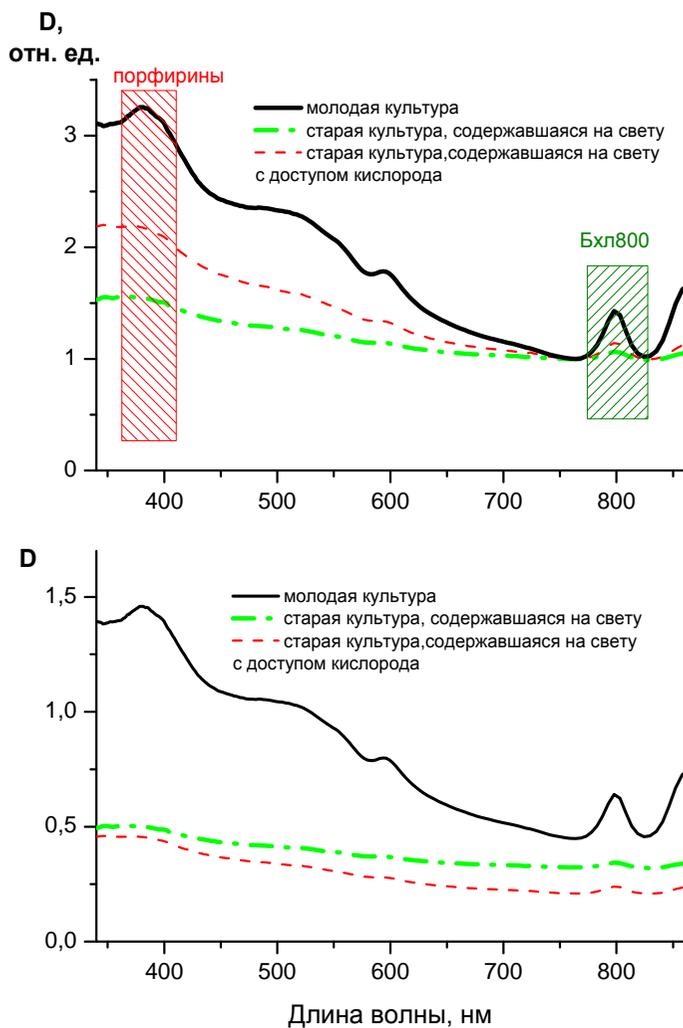


Рис. 2. Спектры поглощения трех культур *Chromatium* в разном физиологическом состоянии. Внизу – исходные спектры, вверху – нормированные на величину оптической плотности на длине волны 760 нм.

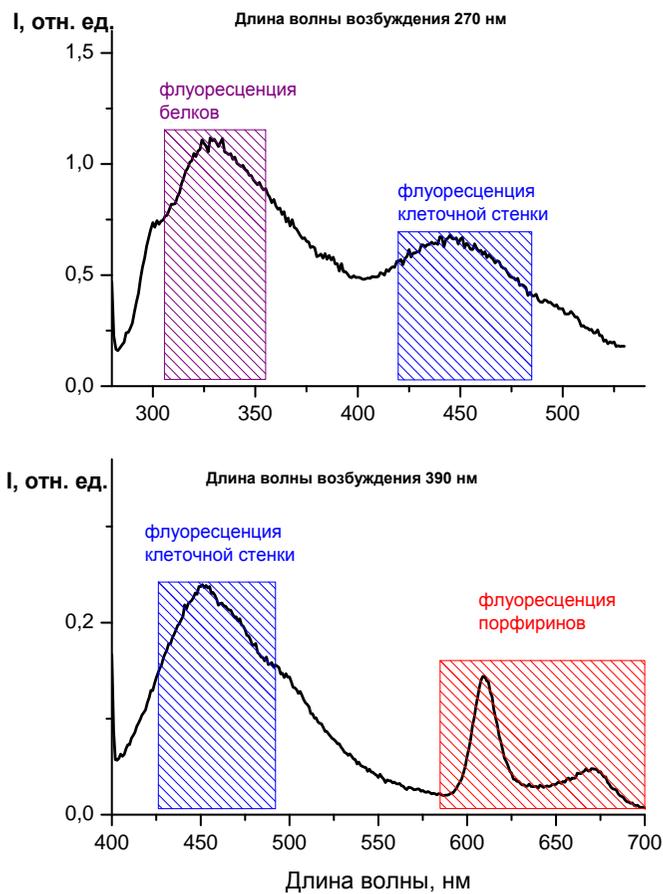


Рис. 3. Спектры испускания флуоресценции культуры бактерии *Chromatium* в водной среде при различных длинах волн возбуждения.

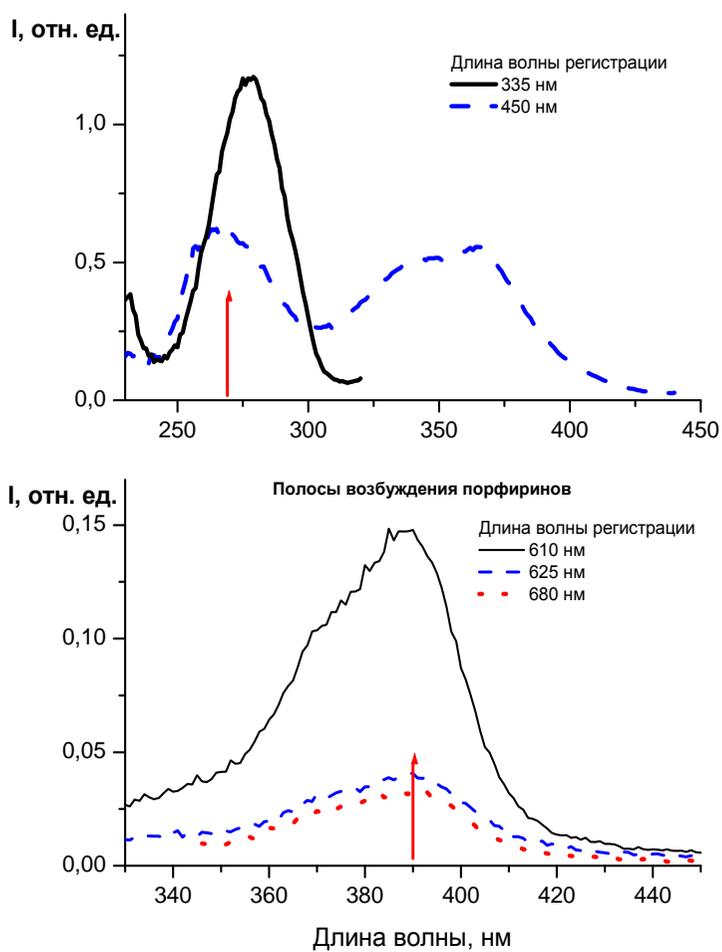


Рис. 4. Спектры возбуждения флуоресценции культуры бактерии *Chromatium* в водной среде при различных длинах волн испускания.

Интенсивность флуоресценции клеточных культур

Интенсивность полос флуоресценции может зависеть от концентрации клеток в растворе, от физиологического состояния культуры и режима ее выращивания (освещенность, температура). При этом может меняться соотношений интенсивностей полос флуоресценции.

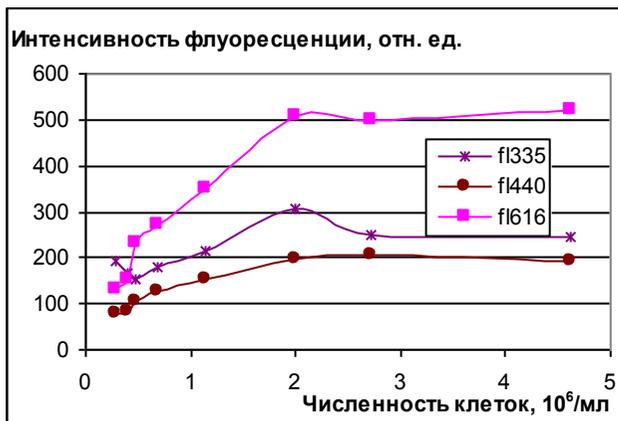
В проведенных нами экспериментах интенсивность свечения для всех трех полос флуоресценции при увеличении концентрации клеток в растворе сначала линейно возрастает, а затем выходит на насыщение. Наличие предельной концентрации, после которой интенсивность флуоресценции практически перестает расти, может быть обусловлено большим поглощением возбуждающего света и испущенного сигнала флуоресценции в концентрированном растворе.

Экспериментально было обнаружено, что соотношение полос белков (УФ полоса) и клеточной стенки (синяя полоса) зависит от физиологического состояния культуры: при старении культуры оно заметно возрастает.

Рассмотрим особенности изменения интенсивности флуоресценции при возрастании концентрации клеток в растворе на примере трех образцов культуры *Chromatium*.

Эксперимент 1, молодая культура *Chromatium*

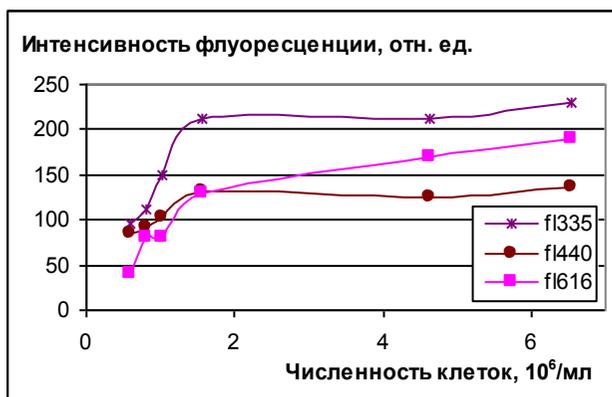
Интенсивность для всех трех полос флуоресценции при увеличении концентрации клеток до 2 млн клеток/мл линейно возрастает, а затем выходит на насыщение.



Для молодой культуры *Chromatium* наблюдается превышение интенсивности синей полосы флуоресценции над УФ, в эксперименте средняя величина отношения интенсивностей полос УФ/синяя составило 0.8

Эксперимент 2, зрелая культура *Chromatium*

Интенсивность для всех трех полос флуоресценции при увеличении концентрации клеток в растворе возрастает до концентрации 2 млн клеток/мл, а затем выходит на насыщение.



Для зрелой культуры *Chromatium* наблюдается превышение интенсивности УФ полосы над синей, в эксперименте средняя величина их отношения составила 1.5

Эксперимент 3, старая культура *Chromatium*

Спектры испускания флуоресценции для этой культуры приведены на рис.3. Интенсивность УФ полосы белков почти в 2 раза превышает интенсивность полосы свечения клеточной стенки.

Основные результаты и выводы

Выделены три главные полосы флуоресценции пурпурных серных бактерий в УФ и видимой областях спектра:

УФ полоса белковых комплексов с максимумом 335 нм при возбуждении на 270 нм;

широкая синяя полоса люминесценции клеточной стенки и продуктов-метаболитов с максимумом 440...450 нм при возбуждении УФ светом;

узкие полосы свечения порфириновых соединений с максимумом на 616 нм и 680 нм.

В фильтрате бактериальной среды главным образом присутствуют вторая и третья полосы спектра флуоресценции культуры клеток. Их интенсивность в фильтрате в некоторых случаях превышает интенсивность полос в исходной жидкой культуре. Это может быть связано с тем, что в фильтрате молекулы присутствуют в основном в мономерной форме, а эффективность свечения мономеров, как правило, существенно выше, чем у агрегатов молекул.

Предположение, что порфириновые соединения существуют в фильтрате в виде мономерных молекул, а в клеточной культуре – в виде агрегатов, подтвержда-

ется тем фактом, что их полоса поглощения для фильтрата много уже полосы поглощения порфиринов в исходной культуре.

УФ полоса в фильтрате ослаблена во много раз по сравнению с УФ полосой в клеточной культуре. Крупные белковые молекулы, которые вносят основной вклад в УФ флуоресценцию клеточной культуры, оседают на фильтре, а флуоресценцию с максимумом 335 нм в фильтрате могут давать растворенные в среде фенольные соединения – продукты клеточного метаболизма.

На интенсивность полос флуоресценции оказывают влияние различные факторы, такие как условия роста клеток, физиологическое и агрегатное состояние культуры. Сопоставление интенсивности полос испускания и численности бактерий, определенной путем прямого подсчета клеток под микроскопом, показало, что

собственная флуоресценция пурпурных серных бактерий в водной среде может быть использована для их количественной диагностики;

линейная зависимость интенсивности свечения и численности клеток наблюдается в определенном концентрационном диапазоне – для численности бактерий до 2 млн. клеток /мл;

линейная корреляция интенсивности свечения и численности клеток наблюдается только при разведении одной культуры клеток;

соотношение интенсивностей полос испускания белков и клеточной стенки может применяться для оценки физиологического состояния клеток.

Флуоресцентные методы обладают высокой чувствительностью, экспрессностью и дистанционностью, и могут служить для изучения микроорганизмов в их естественных экологических нишах. Однако применение флуоресцентных методов для количественной диагностики бактерий требует дополнительных исследований.

Литература

1. Экология микроорганизмов. /Под ред. Нетрусова А.И. – Москва: Изд. центр «Академия». 2004, – 272 с.
2. Шлегель Г. Общая микробиология. - Москва: Мир, 1987.- 567 с.
3. Карнаухов В.Н. Спектральный анализ в клеточном мониторинге состояния окружающей среды. – Москва: Наука, 2001. – 186 с.
4. Thar R., Kuhl M., Holst G. Fiber-Optic Fluorometer for Microscale Mapping of Photosynthetic Pigments in Microbial Communities. Appl. and Env. Microbiology, 2001, Vol. 67, No. 6, p. 2823–2828.

КИНЕТИЧЕСКАЯ ФЛУОРИМЕТРИЯ ПРИРОДНЫХ ВОД

Банишев А.А., Маслов Д.В., Мешканцов А.А., Остроумов Е.Е., Фадеев В.В.
*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
 физический факультет banishev@lid.phys.msu.su*

Введение

Одной из важных задач экологии является диагностика природных вод, которая позволяет обнаруживать и количественно определять "аномалии" в характеристиках водных экосистем, например, появление вредных примесей, изменение характеристик естественных компонентов водной среды – фитопланктона, водного гумусового вещества, белковых соединений и т.д. Поэтому актуальной является задача развития таких методов диагностики водных сред, которые позволяют получать наиболее полную информацию об исследуемом объекте.

Известно, что флуориметрия является эффективным методом исследования природных объектов [1]; ее основным достоинством является высокая чувствительность. Однако традиционная флуориметрия имеет ограниченные возможности в анализе группового состава и состояния указанных выше объектов, поскольку их широкие полосы флуоресценции, как правило, мало отличаются для разных групп и мало меняются при изменении их состояния. Новые варианты в решении задач прецизионной диагностики открываются с применением методов лазерной флуориметрии, позволяющих определять молекулярные фотофизические параметры исследуемых объектов.

Данная работа посвящена отработке одного из таких методов – метода кинетической флуориметрии (флуориметрии с переменным стробированием) в “неклассическом” варианте, когда длительности возбуждающего лазерного импульса t_p (в нашем случае $t_p \approx 10$ нс) и стробирующего импульса приемника излучения t_g (10 нс) сравнимы с временами жизни исследуемых объектов [2,3], типичные значения которых для сложных органических соединений варьируют от долей до единиц нс.

В таком варианте метод кинетической флуориметрии не мог обеспечить такой точности определения величин τ , какую обеспечивает классическая кинетическая флуориметрия, в которой

$$t_p \ll \tau \text{ и } t_g \ll \tau, \text{ а также } t_{\text{step}} \ll \tau \quad (1),$$

где t_{step} – шаг изменения времени задержки t_{del} строба приемника относительно возбуждающего импульса (шаг перемещения строба). Однако сравнительная простота флуориметра (что особенно важно в полевых экспериментах) оправдывала применение кинетической флуориметрии в варианте, когда условия (1) не выполняются, и стимулировала поиск все новых методов обработки измеренных кинетических кривых, повышающих точность определения величин τ .

Значительного прогресса на этом пути удалось добиться с применением искусственных нейронных сетей (ИНС) [3,4]. Нейросетевые алгоритмы позволяют с достаточно высокой точностью решать обратные задачи кинетической флуориметрии и в случае, когда $t_p > \tau$, $t_g > \tau$ и $t_{\text{step}} \geq \tau$, если экспериментальные условия близки к модели, на которой тренируется ИНС [3,4].

В данной работе исследовано влияние отклонения некоторых экспериментальных параметров от их модельных значений на точность определения величины τ .

Отметим, что рассматриваемый “неклассический” вариант кинетической флуориметрии может оказаться предпочтительнее классического в случае, когда осуществляется синтез кинетической флуориметрии с другими подходами во флуориметрии, в первую очередь, с нелинейной флуориметрией [5] – синтез, приводящий к так называемому “матричному” методу [6].

Теоретические основы метода кинетической флуориметрии

Теория кинетической флуориметрии базируется на уравнениях, описывающих баланс (кинетику) населенности молекул сложных органических соединений (СОС) в различных энергетических состояниях: решив эту систему, можно найти закон изменения концентрации молекул СОС в первом возбужденном синглетном состоянии $n_3(t)$ и рассчитать число фотонов флуоресценции испущенных в результате воздействия лазерного импульса [3,4]:

$$N_{fl} = K_{31} \cdot l \cdot \pi r_0^2 \times \int_{-\infty}^{\infty} n_3(t) \cdot dt \quad (2),$$

где l – толщина слоя среды, из которого регистрируется флуоресценция, πr_0^2 – площадь поперечного сечения лазерного пучка, K_{31} – скорость излучательной дезактивации.

Назовем кинетической кривой зависимость числа фотонов в строке приемника t_g от времени задержки строка t_{del} относительно лазерного импульса, возбуждающего флуоресценцию, т.е. зависимость $N_{fl}(t_{del})$ (рис. 1). В случае прямоугольного строка приемника зависимость $N_{fl}(t_{del})$ определяется выражением:

$$N_{fl}(t_{del}) = K_{31} \cdot l \cdot \pi r_0^2 \times \int_{-t_g/2+t_{del}}^{t_g/2+t_{del}} n_3(t) dt \quad (3).$$

Задержка t_{del} меняется дискретно пропорционально шагу перемещения строка приемника: $t_{del} = i \cdot t_{step}$, где i – номер строка приемника. В наших экспериментах (см. ниже) $t_{step} = 2,5$ нс.



Рис. 1. Метод кинетической флуориметрии.

Обратим внимание на процедуру выбора “нулевой точки”, т.е. момента времени, когда $t_{del}=0$. Мы выбрали эту точку из условия, что при $t_{del} = 0$ совпадают центры возбуждающего лазерного импульса и строба приемника. Такой выбор оказался очень удобным при практической реализации метода: в эксперименте положение “ноль-строба” может быть определено по достижению максимума сигналом комбинационного рассеяния (КР) света молекулами растворителя, так как сигнал КР является практически безинерционным.

В эксперименте флуоресценция измеряется в относительных единицах (отсчетах детектора). Для того чтобы сопоставить экспериментальные данные с расчетными, и те и другие представляются в нормированном виде: число фотонов флуоресценции $N_f(t_{del})$ при данной задержке t_{del} в стробе шириной tg делят на число фотонов в таком же стробе при нулевой задержке $N_f(0)$:

$$I_f(t_{del}) = \frac{N_f(t_{del})}{N_f(0)} \quad (4).$$

Так как задержка меняется дискретно (в наших экспериментах - с шагом 2,5 нс), то положение нулевого строба определяется с точностью до половины шага перемещения строба (в нашем случае $\pm 1,25$ нс). На рис. 2 изображены два из возможных взаимных расположений нулевого строба приемника и лазерного импульса. На рис. 2а изображен идеальный случай, когда центры нулевого строба и лазерного импульса точно совпадают. При этом в зависимости сигнала КР растворителя от задержки строба приемника $NRS(t_{del})$ (в кинетической кривой сигнала КР) присутствует ярко выраженный максимум (рис. 3, кружки) и положение нулевого строба определяется однозначно.

В эксперименте центры нулевого строба и лазерного импульса не обязательно совпадают, что вносит погрешность в определение времени затухания флуоресценции. Так, например, возможна ситуация, когда центры двух соседних стробов равноудалены от центра лазерного импульса (рис. 2б). При этом максимальное значение сигнал КР принимает при двух соседних положениях строба (рис 3, кресты). В результате возникает неопределенность, при нормировке сигналов флуоресценции, приводящая к ошибкам в построении кинетической кривой и, следовательно, к ошибкам в определении из нее времен жизни возбужденных состояний флуорофоров.

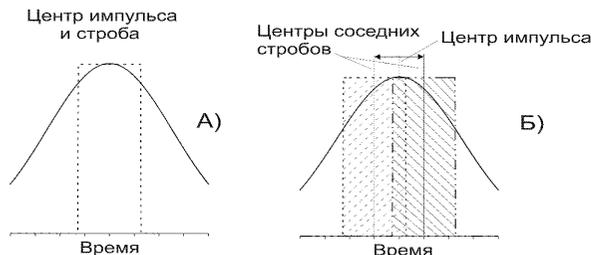


Рис. 2. Возможное положение нулевого строба.

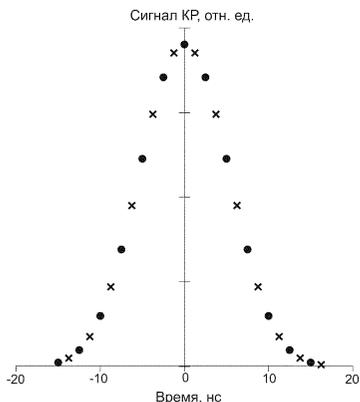


Рис. 3. Кинетическая кривая КР растворителя.

Для того чтобы выяснить, насколько неопределенность положения “ноль-строба” влияет на точность определения этих времен, было проведено численное моделирование.

Численное моделирование

Численное моделирование проводили без учета нелинейных эффектов и в предположении, что лазерный пучок имеет прямоугольное распределении фотонов в поперечном сечении.

Для изучения влияния положения “ноль-строба” на точность восстановления времени жизни τ при вычислении кинетической кривой вместо выражения (3) использовалось следующее выражение:

$$N_{\Pi}(t_{del}) = K_{31} \cdot I \cdot \pi r_0^2 \times \int_{-t_g/2 + \epsilon t_{step} + t_{del}}^{t_g/2 + \epsilon t_{step} + t_{del}} n_3(t) dt \quad (5).$$

Величина ϵt_{step} (t_{step} – шаг строба приемника, $-0,5 \leq \epsilon \leq 0,5$) характеризует не точность позиционирования “ноль-строба” в пределах шага строба приемника. Когда $\epsilon=0$ центр лазерного импульса совпадает с центром “ноль-строба” (рис. 2а), а кинетическая кривая КР имеет ярко выраженный максимум (рис. 3, кружки). Если $\epsilon=0,5$ или $\epsilon=-0,5$, то мы имеем ситуацию изображенную на рис. 2б и 3 (крестики).

Вычисленная при определенном значении ϵ кинетическая кривая подавалась на вход алгоритма решения обратной задачи, который сравнивал эту кривую с “правильной” кинетической кривой, рассчитанной для $\epsilon=0$. В результате получалось некоторое значение времени жизни $\tau(\epsilon)$, которое сравнивалось с истинным τ . Разность $(\tau(\epsilon) - \tau(0))$ характеризует влияния положения “ноль-строба” на точность восстановления времени жизни.

При расчетах использовались следующие параметры: $t_p=10$ нс, форма лазерного импульса – гауссова, $t_g=10$ нс, форма строба – прямоугольная, $t_{step}=2,5$ нс. Мо-

делирование производилось для двух значений времен жизни τ : 1 и 8 нс. Полученные результаты представлены в таблице 1.

Таблица 1. Влияние положения “ноль-строба” на точность восстановления τ .

$\tau=1\text{нс}$		$\tau=8\text{нс}$	
$\varepsilon \times 100, \%$	$100 \times (\tau(\varepsilon) - \tau) / \tau, \%$	$\varepsilon \times 100, \%$	$100 \times (\tau(\varepsilon) - \tau) / \tau, \%$
50	-79	50	-25
20	-50	20	-11
0	0	0	0
-20	49	-20	12
-50	126	-50	33

Из таблицы 1 видно, что 50%-ая неопределенность “ноль-строба” (т.е. $\pm 1,25$ нс) приводит к погрешности определения времени жизни τ до $\pm 1,5 \div 2,5$ нс. С другой стороны, если экспериментально удастся запозиционировать “ноль-строб” таким образом, что неопределенность $\varepsilon \times 100$ будет менее 20% по модулю (т.е. $\pm 0,5$ нс), то можно достичь точности определения τ не хуже $\pm 0,5 \div 1$ нс.

Аналогичным образом было рассмотрено влияние других аппаратных факторов, таких как погрешности определения формы и длительности лазерного и стробирующего импульсов, величины шага. Как оказалось, эти погрешности по отдельности оказывают влияние на точность восстановления τ , меньше, чем влияние погрешности в установке нулевого строба.

Поэтому основное внимание в экспериментальной части данной работы было уделено проблеме точной установки нулевого строба.

Экспериментальная установка

Для практической реализации кинетической флуориметрии в нашей лаборатории была создана экспериментальная установка, которая уже была подробно описана ранее в работах [3,4].

В качестве источника излучения использовался импульсный (частота следования импульсов 10 Гц) ИАГ:Nd – лазер с удвоением частоты (длина волны излучения 532 нм). Основное излучение лазера с длиной волны $\lambda=1064$ нм отсекается фильтром СЗС-23. Лазерное излучение на длине волны 532 нм имеет следующие характеристики: длительность лазерного импульса по полувысоте $t_{\text{имп}}=10$ нс, энергия в импульсе 10 мДж.

Часть излучения лазера с помощью отводной пластинки отводится на фотодиод ФД-256 (время нарастания переднего фронта не более 2 нс). Импульс с фотодиода подается на запускающий вход наносекундного генератора.

Основная часть излучения лазера с помощью линзы фокусируется на входной торец световода, который представляет собой эластичный герметичный кабель длиной около 7 метров и состоит из семи кварцевых волокон, упорядоченных на выходе в гексагональную структуру. В центре располагается возбуждающий световод. Вокруг него располагаются 6 приемных волокон для лучшего перекрытия апертуры. Собранное излучение подается на многоканальный анализатор спектра,

для чего 6 собирающих волокон ответвляются от облучающего световода и выстраиваются в ряд для ввода излучения в щель полихроматора.

Примерно через 35 нс после запуска наногенератора возбуждающий импульс появляется у выходного торца световодного кабеля и попадает в кювету с образцом. Сигнал отклика, попавший в приемные волокна кабеля, еще через 35 нс (то есть спустя 70 нс после запуска наногенератора) появляется на входной щели полихроматора.

В качестве приемника излучения, используется оптический многоканальный анализатор (ОМА). Анализатор представляет собой оптическую камеру, состоящую из входного блока электронно-оптического преобразователя (ЭОП) на базе стробируемой микроканальной пластины (МКП), приемной ПЗС-матрицы и оптического устройства, переносящего изображение от МКП на ПЗС-матрицу. Камера пристыковывается к входной щели полихроматора, в качестве которого используется монохроматор МУМ без выходной щели. Многоканальный анализатор соединен с компьютером и позволяет получать двумерную картину оптического изображения в плоскости выходной щели полихроматора.

Программное обеспечение, установленное на компьютере, позволяет осуществлять работу как в непрерывном, так и в стробируемом вариантах. Стробирование МКП осуществляется высоковольтными импульсами наногенератора (амплитудой ≈ 800 В). Наногенератор позволяет регулировать время задержки импульса строба в диапазоне от $t_0 \approx 50$ нс – мёртвого времени (минимальное время задержки от появления импульса с фотодиода до момента срабатывания камеры) – до 1200 нс с шагом $t_{step} = 2,5$ нс. Именно для компенсации мертвого времени используется световодный кабель.

Ширина строба t_g может варьироваться от 10 нс до 1200 нс. В своих экспериментах мы устанавливали ее равной 10 нс.

Позиционирование нулевого строба

Для того чтобы запозиционировать положение “ноль-строба” с точностью $\pm 0,5$ нс необходимо было найти способ перемещения строб-импульса относительно лазерного импульса (приходящего на ОМА) на величину меньшую t_{step} – дискреты перемещения строба. Для этого нами был предложен следующий способ.

Перемещая фотодиод, сигнал с которого запускает наногенератор, вдоль отраженного от отводной пластины лазерного луча, мы изменяли момент запуска наногенератора. Так как лазерный импульс распространяется в воздухе со скоростью света 3×10^8 м/с, то сдвиг диода на 30 см сдвигает момент срабатывания наногенератора на 1 нс. Следовательно, такая процедура позволяет сдвигать стробирующий импульс приемника относительно лазерного импульса практически непрерывно (с точностью заведомо лучшей чем t_{step}). Теоретически таким способом можно запозиционировать “ноль-строб” с точностью, соответствующей половине цене деления линейки или характерному размеру фотодиода, что составляет ≈ 3 пс (1 мм). Однако из-за шумов сделать этого практически невозможно. Так, например, если снять при одном положении фотодиода несколько кинетических кривых КР, то можно заметить, что от одной кривой к другой значение номера строба, при котором достигается максимум сигнала КР, может изменяться (на один шаг). Как показала практика, в принципе, можно подобрать такое положение

фотодиода, при котором “ноль-строб” не прыгает. Однако “поймать” с указанной теоретически точностью 3 пс положение “ноль-строба” не удается.

Поэтому практически процедура поиска “ноль-строба” выглядела следующим образом. При определенном положении фотодиода снимались три максимальные точки кинетической кривой КР (“ноль-строб” и два “соседних” строба). Такая “мини-кривая” из трех точек измерялась 10 раз для улучшения отношения сигнал/шум. После чего фотодиод передвигался примерно на 10 см и процедура снятия “мини-кривой” продолжалась. За “ноль-строб” принималось такое положение фотодиода, при котором максимум в полученной “мини-кривой” был наиболее ярко выражен (полученная кривая из трех точек близка по форме к равнобедренному треугольнику).

Каждая точка на кинетической кривой – результат экспозиции в течение 6,4 сек (максимальная экспозиция при данном уровне сигнала, при которой ОМА работает в линейном режиме), что при частоте следования импульсов 10 Гц эквивалентно накоплению по 64 импульсам лазера. Таким образом, время съемки одной “мини-кривой” равно ≈ 25 сек (с учетом сохранения информации на компьютере), время съемки 10 “мини-кривых” равно 250 сек, а общее время определения “ноль-строба” составляет 15-20 минут (при снятии “мини-кривых” при 3-4 положениях фотодиода).

Экспериментальные результаты

Эксперименты производилось на простейшем объекте: водном растворе красителя родамина 6Ж с концентрацией 10-10 М.

Для того чтобы продемонстрировать, что предложенная нами процедура поиска “ноль-строба” позволяет его запозиционировать с требуемой точностью, мы измерили кинетические кривые указанного раствора при трех положениях фотодиода. При каждом положении фотодиода мы получили по 10 кинетических кривых. Это делалось для увеличения отношения сигнал/шум.

Так как полная кинетическая кривая содержала ≈ 20 точек, то общее время снятия одной кривой ≈ 3 минуты, а 10 кинетических кривых – 30 минут.

На рис. 4 приведены полученные усредненные кинетические кривые флуоресценции Родамина 6Ж при различных положениях нулевого строба; на этих же рисунках построены полученные кинетические кривые сигнала КР воды.

На рисунке 4а представлена ситуация, аналогичная таковой, представленной на рисунке 2б, когда “ноль-строб” не определен: максимальное значение сигнал КР принимает сразу при двух соседних положениях строба приемника. В результате

возникает неопределенность – какое из двух положений строба принимать за ну-

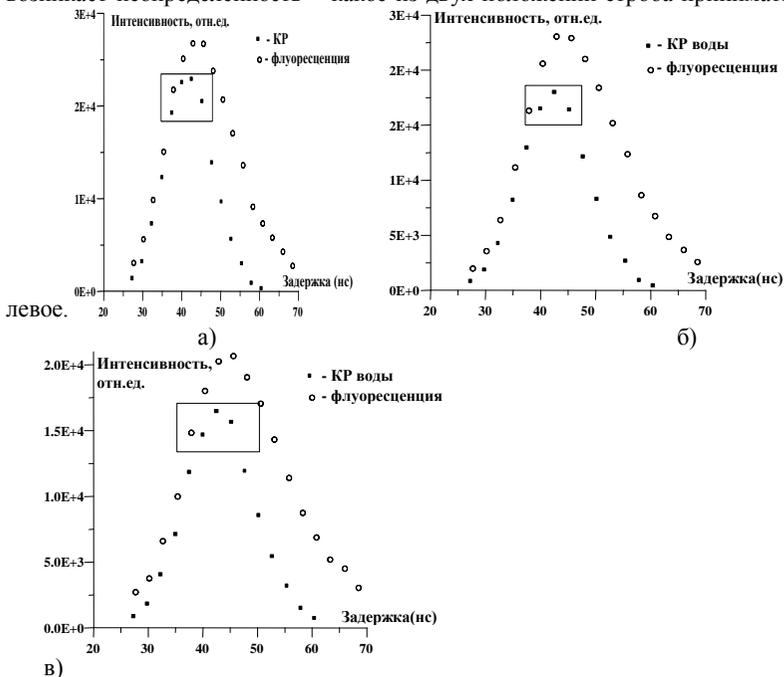


Рис. 4 Кинетические зависимости сигнала КР воды и флуоресценции водного раствора родамина БЖ при различных положениях “ноль-строба”.

мы восстановили из этой кривой два значения времени затухания флуоресценции: при нормировке на строб с меньшей задержкой и при нормировке на строб с большей задержкой. Полученные результаты представлены в первых двух строках таблицы 2.

На рисунке 4б представлена ситуация, аналогичная таковой, представленной на рисунке 2а, когда “ноль-строб” хорошо определен: три максимальные точки кинетической кривой КР образуют фигуру, близкую к равнобедренному треугольнику. Восстановленное значение времени затухания флуоресценции представлено в третьей строке таблицы 2.

На рисунке 4в представлена ситуация, когда “ноль-строб” хорошо определен, но три максимальные точки кинетической кривой КР не образуют равнобедренного треугольника: значение сигнала КР в стробе с большей задержкой (правой) немного больше (на $\approx 20\%$), чем в стробе с меньшей задержкой (левой). Такая ситуация, по-видимому, больше всего соответствует “точному попаданию” в “ноль-строб”, так как лазерный импульс имеет немного затянутый задний фронт. Восстановленное значение времени затухания флуоресценции представлено в последней строке таблицы 2.

Полученный массив кинетических кривых для каждого случая позиционирования нулевого строба обрабатывался двумя способами. В первом случае обрабаты-

валась усредненная кинетическая кривая, из которой определялось время затухания флуоресценции. Во втором случае, обрабатывалась каждая из 10 кинетических кривых, восстанавливалось 10 значений времени жизни флуоресценции, после чего полученные 10 значений времени жизни усреднялись. Полученные обоими способами времена жизни совпали во всех случаях. Отметим, что при обработке вторым способом разброс 10 полученных значений τ относительно усредненного значения (приведенного в таблице) был достаточно велик: ± 1 нс. Таким образом, усреднение кинетической кривой улучшает точность определения τ на ± 1 нс.

Таблица 2. Восстановленные времена жизни флуоресценции.

реализуемый случай позиционирования нулевого строба	восстановленное время жизни флуоресценции, нс
рисунок 4а; нормировка на строб с меньшей задержкой	6,7
рисунок 4а; нормировка на строб с большей задержкой	4,2
рисунок 4б	4,6
рисунок 4в	5,1

Обсудим результаты, представленные в таблице 2. Как видно, в случае, изображенном на рисунке 4а, при нормировке на соседние стробы восстановленные времена жизни флуоресценции (6,7 и 4,2 нс) различаются на 2,5 нс, что вполне объяснимо: шаг перемещения строба как раз и равен 2,5 нс.

В ситуациях, представленных на рисунках 4б и 4в, восстановленные значения τ лежат, как и ожидалось, между двумя значениями, определенными в случае 4а, причем значение, полученное в случае 4в – 5,1 нс – лежит ровно посередине.

В данной работе мы не имеем достаточной информации для уверенного заключения, какое значение τ – восстановленное в случае 4б или 4в – ближе к истине. Отметим лишь, что при использовании предложенного нами способ позиционирования “ноль-строба” погрешность определения τ не превышает $\pm(0,5 \div 1)$ нс (что эквивалентно позиционированию “ноль-строба” с точностью 15-20%, см. раздел “Численное моделирование”).

С учетом всех остальных погрешностей (формы и длительность стробирующего и лазерного импульсов, длительности шага перемещения строба) суммарная точность определения τ будет составлять $(1 \div 1,5)$ нс.

Восстановленные в случаях 4б и 4в времена жизни флуоресценции (4,6 и 5,1 нс) раствора родамина 6Ж в пределах указанной погрешности ($(1 \div 1,5)$ нс) совпадают с литературными данными [1,6].

Таким образом, для того чтобы с указанной выше точностью ($(1 \div 1,5)$ нс) определять времена жизни флуоресценции, необходимо использовать предложенную нами процедуру позиционирования “ноль-строба” с помощью сдвига фотодиода и набрать необходимую статистику (около 10 кинетических кривых).

Выводы

Данная работа была посвящена отработке метода лазерной флуориметрии с переменным стробированием в “неклассическом” варианте, когда длительности стробирующего и возбуждающего лазерного импульсов (≈ 10 нс) больше времени жизни флуоресценции τ , а шаг перемещения строб-импульса равен $2,5$ нс.

Было показано, что, при “грамотной” работе на собранной установке (используя предложенную нами процедуру определения “ноль-строба” и набирая статистику), можно достичь приемлемой точности определения времени жизни флуоресценции ($1 \div 1,5$ нс) даже на установке с такими “неидеальными” характеристиками.

Полученные в работе значения времени жизни простейшего модельного объекта – раствора родамина 6Ж – с указанной точностью согласуются с литературными данными [1,6].

Литература

1. Лакович Дж. Основы флуоресцентной спектроскопии. Москва, №Мир”, 1986, с.495.
2. P.Wild, A.R.Holzwarth and H.P.Good. Measurement and analysis of fluorescence decay curves. Rev.Sci.Instrum, 1977,v.48,No.12.
3. S.A.Dolenko, T.A.Dolenko, V.V.Fadeev, I.V.Gerdova, M.Kompitsas. Time-Resolved Fluorimetry of Two-Fluorophore Organic Systems Using Artificial Neural Networks, Optic Communication, 2002, V.213, p.p.304-324.
4. И.В.Гердова, Лазерная флуориметрия сложных органических соединений в водных средах. Кандидатская диссертация. М.: МГУ, физ.фак., 2002.
5. В.В.Фадеев. Нелинейная флуориметрия как метод диагностики природных органических комплексов. Вестник Московского Университета. Сер.3, Физика Астрономия, 1998, No4, с.49-58.
6. V.V.Fadeev, T.A.Dolenko, D.V.II'in, P.N.Litvinov, A.A.Meshkantsov. Matrix method of laser fluorimetry of complex organic compounds in water, EARSel eProceedings 2004, V.3, No.1, p.191-196

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ДИАГНОСТИКИ МОРСКОЙ ВОДЫ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

С.А.Буриков, Т.А.Доленко, А.В.Сугоняев

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет burikov@lid.phys.msu.su, tdolenko@radio-msu.net*

Введение

Важнейшим фактором, влияющим на развитие и жизнедеятельность морских организмов, является состояние их среды обитания. Знание значений параметров среды позволяет получать информацию об экологическом состоянии акваторий и о степени воздействия среды на биоту. Поэтому их одновременное дистанционное определение является актуальной проблемой, в решении которой метод лазерной спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) занимает особое место. Температура воды, взаимодействие молекул жидкой воды с неорганическими и органическими соединениями проявляется в изменении колебательных характеристик связанных молекул воды, что может быть зафиксировано методом КР спектроскопии. В спектре КР жидкой воды присутствуют несколько полос, которые по-разному реагируют на температуру и взаимодействие молекул воды с примесями. Особенно привлекательным является использование наиболее интенсивной валентной полосы КР воды для решения обратных задач КР спектроскопии: измерения параметров водной среды, определения степени взаимодействия различных примесей с молекулами воды и т.д. Данная работа посвящена применению искусственных нейронных сетей (ИНС) для прецизионного анализа спектра КР и для решения обратных задач КР спектроскопии.

Аппаратура и первичные данные

Экспериментальные исследования зависимости валентной полосы КР воды от температуры (Т) и солёности (S) выполнялись многими авторами (см., например, [1-4]) и показали, что изменения температуры и концентрации растворённых в воде солей существенно изменяют форму полосы. В данной работе были исследованы спектры КР воды в диапазоне температур от 4 до 80°C и солёности от 0 до 36 ‰, соответствующей солёности природной воды во внутренних водоёмах и открытом океане. В качестве источника возбуждения КР света использовалось излучение аргонового лазера ЛГ-106-М1 с длиной волны $\lambda_{\text{exc}}=488$ нм, мощность излучения составляла 200 мВт. Сигнал КР регистрировался полихроматором оптического многоканального анализатора OMA 1 (Princeton Applied Research Corp., USA) с дисперсией 0.14 нм/канал (при ширине щели 25 мкм). Для поддержания необходимой температуры в процессе эксперимента использовалась специальная система стабилизации и измерения температуры водных образцов. Эта система поддерживала температуру образца с точностью $\pm 0.2^\circ\text{C}$ за время регистрации спектра. Объём кюветы с исследуемой водой составлял 25 см³.

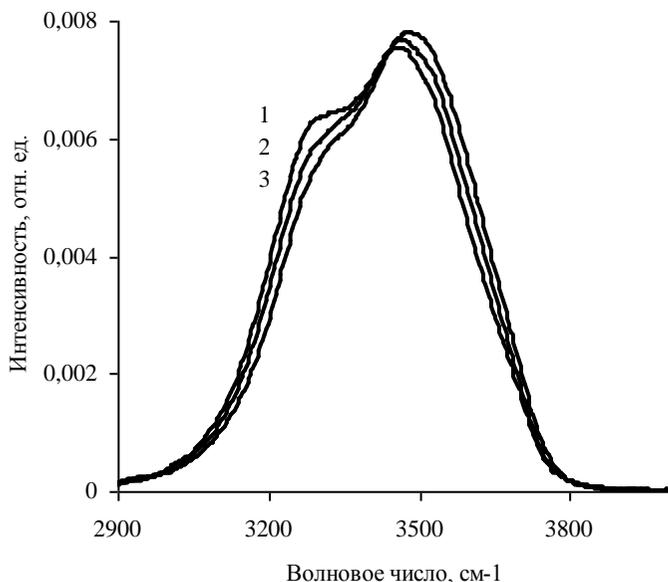


Рис. 1 Зависимость формы валентной полосы КР воды от температуры T: 1 – 20.3оС, 2 – 35 оС, 3 – 46.7 оС.

Как видно из рис.1-3, с увеличением температуры воды и концентрации растворенных в ней солей максимум полосы сдвигается в область высоких частот, интенсивность высокочастотного плеча увеличивается, а интенсивность низкочастотного плеча - уменьшается. Такая существенная зависимость валентной полосы КР воды от температуры (рис.1), от вида и концентрации растворенных неорганических солей (рис.2, рис.3) дает возможность решать обратную задачу КР спектроскопии – определять температуру (T) и концентрацию (C) солей в воде (а, следовательно, и соленость (S) морской воды).

Определение температуры и солености морской воды

Ранее в нашей лаборатории [4] был предложен метод дистанционного одновременного определения T и S воды с помощью параметров χ_{31} и χ_{32} - характеристик, равных отношению интенсивностей полосы: $\chi_{31} = I(\nu_3)/I(\nu_1)$, $\chi_{32} = I(\nu_3)/I(\nu_2)$, (рис.4). Частоты ν_1 , ν_2 и ν_3 соответствовали особым точкам первой производной валентной полосы КР дистиллированной воды (рис.4). Оказалось, что в указанных выше диапазонах изменения температуры и солености воды зависимости этих параметров от T и S с хорошей точностью аппроксимируются прямыми линиями [4]. Из полученных линейных зависимостей $\chi_{32}(T)$, $\chi_{32}(S)$, $\chi_{31}(T)$, $\chi_{31}(S)$ одновременно определялись T и S морской воды с точностью 0.7°C и 0.7‰,

соответственно, и концентрация солей в дистиллированной воде с точностью 0.3 М [4].

В последнее время для решения обратной двухпараметрической задачи по определению T и S морской воды нами использовались алгоритмы, основанные на применении искусственных нейронных сетей (ИНС) [5]. Для определения температуры и солёности морской воды по спектрам КР использовалось два подхода: 1) решение обратной задачи с обучением ИНС на экспериментальных спектрах; 2) создание оптимальной аналитической модели зависимости валентной полосы КР воды от T и S с помощью метода группового учета аргумента (МГУА) [6] с последующей тренировкой ИНС на модельных спектрах.

В первом случае ИНС обучалась на экспериментальных спектрах КР. Спектры нормировались к единице по площади. Для тренировки нейронной сети использовалась центральная наиболее информативная часть полосы. Сглаживания спектров не проводилось, так как ИНС достаточно устойчивы к шумам данных. Все экспериментальные спектры КР разбивались на три набора, необходимых для работы с ИНС: тренировочный, тестовый и экзаменационный набор. Использовались несколько архитектур ИНС. Лучшие результаты определения искомым параметров продемонстрировал 5-слойный перцептрон. Было получено, что средние абсолютные ошибки одновременного измерения температуры и солёности не превышают (на экзаменационном наборе) 0.5°C и 0.7‰, соответственно. Следует заметить, что точность определения параметров по спектрам КР с помощью ИНС оказалась немного выше, чем точность, обеспечиваемая другими методами [4].

Второй подход одновременного определения T и S по валентной полосе КР воды заключался в обучении ИНС на модельных спектрах. Такая модель была построена с помощью метода группового учета аргумента (МГУА) [6]. Все экспериментальные спектры КР воды использовались для создания полиномиальной модели зависимости интенсивности КР в каждом канале центральной части полосы от температуры и солёности воды с помощью МГУА. Такая полиномиальная зависимость является оптимальной, так как она обладает способностью к обобщению и поэтому адекватна независимым данным. Для каждого канала рассчитывались коэффициенты модели и их среднеквадратичные относительные ошибки. Зависимости интенсивностей КР в каждом канале от температуры (при солёности, равной 0), варьировались от линейной $Y=A+B \cdot t$ до кубической $Y=A+B \cdot t+C \cdot t^2+D \cdot t^3$.

Для определения параметров воды во втором подходе рассчитывалось необходимое количество спектров для тренировочного и тестового наборов. В результате обучения и применения ИНС было получено, что средние абсолютные ошибки одновременного определения температуры и солёности не превышают (на экзаменационном наборе) 1.10C и 1.5‰, соответственно. Большие ошибки определения T и S означают, что число и качество исходных спектров не удовлетворительно для создания адекватной модели зависимости сигнала КР от искомым параметров.

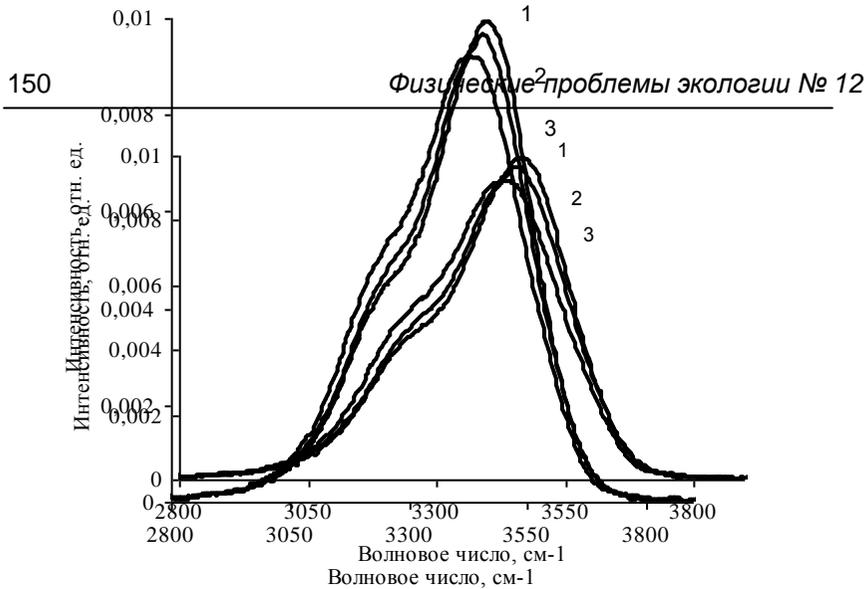


Рис.2 Валентная полоса КР воды в растворах солей калия (концентрация растворов 3.2 М): 1 – KI, 2 – KBr, 3 – KCl.

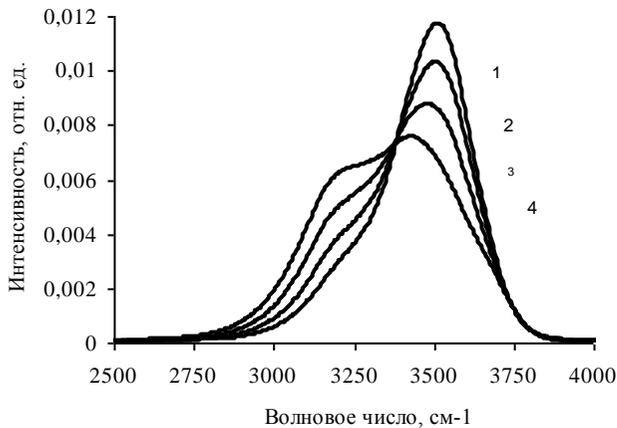


Рис.3 Зависимость валентной полосы КР воды в растворе соли NaI от концентрации: 1 - NaI, 6m (моляльность); 2 - NaI, 4m; 3 - NaI, 2m; 4 – дистиллированная вода.

Стимулом для продолжения поисков моделей является как открывающаяся на этом пути возможность неограниченного увеличения тренировочных наборов, так и надежда на получение новой информации о структуре и свойствах колебательных спектров жидкой воды.

Идентификация неорганических солей и определение их концентраций в водных растворах

Благодаря различному влиянию солей на валентную полосу КР воды (рис.3) существуют реальные предпосылки для распознавания типа соли по спектральному образу полосы КР. Использование ИНС для решения этой задачи позволяет распознавать тип растворенной соли и увеличивает чувствительность метода в определении концентрации примеси в воде.

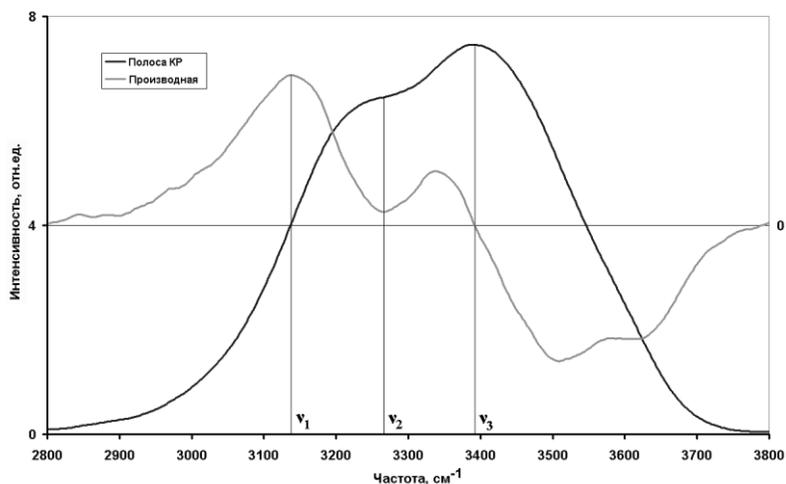


Рис.4. Иллюстрация выбора точек валентной полосы КР воды для расчета параметров χ_{31} и χ_{32} .

1. Однокомпонентные растворы

Первая часть поставленной задачи представляла собой задачу классификации, решение которой позволяет по валентной полосе КР раствора определить, какая соль (NaI, NaCl, KCl, KBr, KI) растворена в воде. Для корректной работы с ИНС все количество экспериментальных спектров разбивалось на тренировочный, тестовый и экзаменационный наборы. Использовалась архитектура ИНС трехслойный перцептрон, имеющая 5 выходов - по одному для каждой соли: единице на выходе соответствовала присутствующей в растворе соли, ноль означал, что соли в растворе нет.

Таблица 1. Результаты решения задачи классификации солей по спектрам КР однокомпонентных растворов (на экзаменационном наборе).

Реальные соли	идентифицированные соли						Всего	правильные ответы, %
	NaI	NaCl	KCl	KBr	KI	I		
NaI	9	0	0	0	0	0	9	100.00
NaCl	1	4	0	0	0	0	5	80.00
KCl	0	0	12	0	1	1	13	92.31
KBr	0	0	10	4	0	0	14	28.57
KI	0	0	0	0	1	6	16	100.00

В Таблице 1 приведены результаты решения задачи классификации растворов солей на проверочном наборе. В ячейках центральной части Таблицы 1 показано распределение распознанных спектров (ответов сети) по солям. В последнем столбце дана часть истинных ответов (в процентах) для каждой соли. Как видно из Таблицы 1, четыре соли (NaI, KI, NaCl и KCl) ИНС идентифицирует очень хорошо (с вероятностью 80...100%). Соль KBr сеть ошибочно причисляет к классу KCl. Это подтверждает результаты, полученные многими авторами, в том числе, и в нашей лаборатории [4], что влияние аниона I- на валентную полосу КР воды гораздо сильнее, чем влияние анионов Cl- и Br-.

Вторая часть задачи заключалась в том, чтобы после классификации солей определить их концентрацию в воде. Для этого было обучено 5 ИНС (пятислойный перцептрон) для каждой соли. Каждая сеть имела один выход – концентрацию растворенной в воде соли. Расчеты показали, что с помощью ИНС можно определить концентрацию солей с погрешностью 0.06 – 0.09 М, что несколько меньше, чем погрешность при определении концентрации растворенной в воде соли с помощью зависимости параметра $\chi_{32}(C)$.

2. Двухкомпонентные растворы.

Для идентификации одновременно двух солей (KI и KCl) в растворе по валентной полосе КР воды с помощью ИНС использовалось два подхода - «от эксперимента» и «квазимодельный». В первом случае для обучения ИНС использовались все полученные экспериментальные спектры в двухкомпонентном и однокомпонентных растворах. Во втором случае для получения представительных тренировочного и тестового наборов использовались смоделированные спектры – из спектров однокомпонентных растворов солей с учетом их концентраций численно рассчитывались спектры двухкомпонентного раствора. Очевидно, что такая процедура получения спектров смеси не учитывает возможности взаимного влияния компонент. Рассматривался диапазон изменения концентраций до 1.5 М. ИНС имела два выхода – концентрации одной и второй соли.

Результаты решения задачи представлены в Таблице 2.

Чтобы оценить, насколько выбранная модель отличается от реальной, мы предъявили ИНС, натренированной на смоделированных спектрах, экзаменационный набор, состоящий из реальных спектров КР воды. В результате этого предъяв-

ления было получено, что "квазимодельная" нейронная сеть определяет концентрацию солей KI и KCl в двухкомпонентном растворе по реальным спектрам КР с точностью 0.17 М и 0.26 М, соответственно. Сравнение этих результатов с результатами подхода "от эксперимента" показывает, что в диапазоне концентраций солей до 1.5 М учетом взаимодействия солей друг с другом можно пренебречь.

Таблица 2. Решение задачи определения концентрации неорганических солей в двухкомпонентном растворе

Наборы спектров, предъявленные ИНС	ИНС, обученная на экспериментальных спектрах		ИНС, обученная на квазимодельных спектрах	
	KI ΔC , М	KCl ΔC , М	KI ΔC , М	KCl ΔC , М
экспериментальные спектры КР воды	0.07	0.24	0.17	0.26
квазимодельные спектры КР воды	0.14	0.21	0.01	0.02

ΔC , М – средние абсолютные ошибки определения концентрации в молях

Заключение

В работе предложены новые подходы к решению обратных задач КР спектроскопии на основе применения искусственных нейронных сетей. Показано, что использование ИНС позволяет немного повысить точность одновременного определения температуры и солёности морской воды по сравнению с предыдущими методами. Показана возможность идентификации солей и определения их концентрации в однокомпонентных и двухкомпонентных растворах.

Литература

1. G.Walrafen, M.Hokmabadi & W.Yang. Raman isosbestic points from liquid water. *J. of Chemical Physics*, 1986, v.85, pp.6964-6969.
2. J.Sherer, M.Go & S.Kint. Raman spectra and structure of water from -10 to 90° . *J. of Physical Chemistry*, 1974, v.78, No13, pp.1304-1313.
3. N.Abe & M.Ito. Effects of hydrogen bonding on the Raman intensities of methanol, ethanol and water. *J. of Raman Spectroscopy*, 1978, v.7, No3, pp.161-167.
4. T.A.Dolenko, I.V.Churina, V.V.Fadeev, S.M.Glushkov. Valence band of liquid water Raman scattering: some peculiarities and applications in the diagnostics of water media. *J. of Raman Spectroscopy*, 2000, v.31, pp.863-870.
5. M.Hassoun *Fundamentals of Artificial Neural Networks*, 1995 (Cambridge, Mass., London. The MIT Press).
6. H.Madala & A.Ivakhnenko. *Inductive Learning Algorithms for Complex Systems Modeling*. Boca Raton, CRC Press Inc., 1994, pp.27-65.

7. S.A. Burikov, I.V. Churina, S.A. Dolenko, T.A. Dolenko, V.V. Fadeev. New approaches to determination of temperature and salinity of seawater by laser Raman spectroscopy. EARSel eProceedings 3, №3, 2004, pp.298-305.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО МОНИТОРИНГА ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ЭКОЛОГИЧЕСКОЙ ГИС РЫБИНСКОГО ВОДОХРАНИЛИЩА

Литвинов А.С. (1), Фадеева И.В. (2), Чубаров В.В. (2)

Институт биологии внутренних вод РАН litvinov@ibiw.yaroslavl.ru

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Повышение антропогенной нагрузки на водоемы требует разработки и внедрения новых методов их мониторинга, отличающихся высокими экспрессностью (вплоть до режима реального времени) и производительностью, обеспечивающей квазисинхронный режим съемки значимых параметров на протяженных акваториях.

В первую очередь применение такой техники актуально для водоемов в районах крупных промышленных зон. К числу таких водоемов относится Рыбинское водохранилище, являющееся одним из крупнейших искусственных водоемов в мире. Рыбинское водохранилище используется для регулирования стока р. Волги, для нужд водного транспорта, гидроэнергетики, в промышленном и коммунальном водоснабжении, для рыбного хозяйства и рекреации. В береговой зоне Рыбинского водохранилища, в г. Череповце, расположены крупные металлургические и химические предприятия.

Все это в совокупности со сложной гидрологической структурой водоема делает Рыбинское водохранилище уникальным объектом для отработки новых методов и средств экологического мониторинга. К числу таких методов относятся методы лазерной спектроскопии, из которых наиболее перспективным является метод флуоресцентной спектроскопии, сущность которого применительно к водным средам состоит в следующем. В спектре регистрируемого оптического сигнала при лазерном возбуждении водной среды выделяются полосы флуоресценции фитопланктона (ФП), растворенного органического вещества (РОВ), нефтяных загрязнений (НЗ) и других органических примесей, а также линия рассеяния на взвеси и полоса комбинационного рассеяния воды. Интенсивность флуоресценции целесообразно выражать в единицах флуоресцентного параметра F_0 , равного отношению интенсивности флуоресценции примеси к интенсивности комбинационного рассеяния (КР) воды (метод внутреннего репера [1]); физический смысл параметра F_0 – флуоресценция единицы объема среды в ответ на единичное лазерное возбуждение. Поэтому можно строго количественно сравнить величины флуоресценции, полученные в разное время, в разных акваториях, на разных приборах.

Изобретение абсолютных показателей, количественно характеризующих те или иные свойства водной среды (к флуоресценции органических примесей можно добавить рассеяние Ми, интенсивность которого пропорциональна концентрации взвеси, и др.), поставило вопрос о создании банков данных этих показателей.

Проблема представления и анализа данных особенно остро стоит в экологии, которая в основном занимается решением комплексных задач и исследованием динамических процессов, когда требуется быстрая обработка больших объемов информации. Специфика здесь заключается в необходимости совместного ис-

пользования многослойных картографических изображений и табличных данных мониторинговых и специальных исследований. Возможность решения этой проблемы связана с развитием информационных технологий, на базе которых возникло новое направление - геоинформатика, занимающаяся созданием и изучением геоинформационных систем (ГИС). В одной из самых кратких формулировок ГИС – это технология сбора, хранения, преобразования, отображения и распространения пространственно-координированной информации [2]. С научно-исследовательской точки зрения ГИС представляет собой средство изучения природных систем, с производственной - является комплексом аппаратных устройств и программных продуктов (ГИС-программ).

Способ организации информации в ГИС как правило таков, что картографические (пространственные) объекты с их описанием хранятся в базе данных виде слоев. Каждый слой содержит набор тематически однородных объектов и таблицу их атрибутов. Для возможности проведения комплексного анализа экологические геоинформационные системы должны включать в себя такое количество слоев, которое необходимо для решения поставленной задачи, например, рельеф, гидросеть, растительность, застройка, места выброса загрязняющих веществ, точки отбора проб и т.д. Такое послойное хранение информации удобно, так как слои можно активизировать, т.е. выводить на экран в любом сочетании в зависимости от задачи.

Одной из самых используемых ГИС-программ в настоящее время является ArcView, относящаяся к программным продуктам фирмы ESRI (США). С помощью программы ArcView можно создавать в цифровом формате карты с изображением исследуемых объектов и осуществлять привязку к этим объектам их качественных и количественных характеристик (атрибутов). Программа позволяет проводить анализ и моделирование данных. С ее помощью можно производить пространственные запросы и осуществлять поиск объектов, отвечающих заданным критериям; моделировать дискретные данные непрерывными переменными; решать задачи оптимизации; выполнять сложные пространственные операции с целью получения новой информации; проводить статистический анализ пространственно-временных распределений. Некоторые из этих возможностей ГИС были использованы в данной работе, которая может рассматриваться как начало реализации проекта создания ГИС Рыбинского водохранилища с использованием как результатов новых съемок, так и данных многолетних наблюдений.

Лазерная съемка Рыбинского водохранилища

Первая лазерная съемка Рыбинского водохранилища была проведена 19 – 22 августа 2003 г. с борта НИС «Ареал». Пробы воды отбирались с поверхности водохранилища. Отобранная проба воды прокачивалась перистальтическим насосом через специальную кварцевую кювету в лазерном спектрометре. Прокачка пробы позволяет устранить влияние возможной деградации органических комплексов под действием лазерных импульсов за счет большой разницы облучаемого объема (порядка 0,01 см³) и всего объема пробы (200 см³). Пробы отбирались через каждые 30 минут. Точки отбора проб (станции) с № 1 по № 21 расположены на маршруте от п. Борок вдоль затопленных русел р.р. Волги и Мологи, с № 22 по № 49 от западного берега водохранилища (устье р. Сить) через его центральную часть до г.

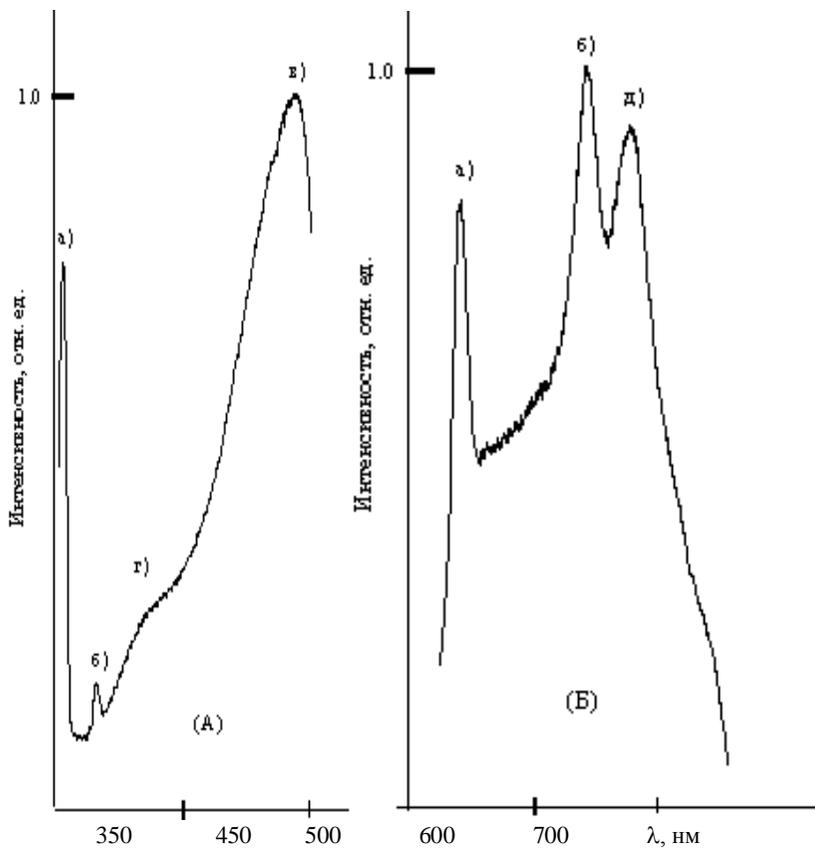


Рис.2 Типичные спектры эхо-сигналов воды при возбуждении лазерным излучением на длинах волн 266 нм (А) и 532 нм (Б). Линии и полосы: а) – рассеяние Ми, б) – КР воды, в) – флуоресценция РОВ, г) – флуоресценция НЗ, д) – флуоресценция фитопланктона.

- полоса флуоресценции растворенного органического вещества (РОВ) ($\lambda_{\text{РОВmax}} \approx 425$ нм; ширина на полувысоте $\Delta\lambda_{\text{РОВ}} \approx 100$ нм);

- полосы флуоресценции нефтяных загрязнений (НЗ), растворенных и эмульгированных в воде (в области 300...380 нм); в этой же области могут находиться полосы флуоресценции белковых соединений (БС) и аминокислот (300...350 нм). Обработка такого рода спектров позволяет, в принципе, получить информацию о параметрах компонентов среды. Обработка включает в себя: разделение полос; получение отношения площадей под контурами полос, т.е. отношения чисел фотонов, в частности, числа фотонов флуоресценции к числу фотонов КР воды (метод внутреннего репера); зависимости этого отношения (флуоресцентного параметра Φ) от плотности потока фотонов возбуждающего излучения, т.е. кривых насыщения флуоресценции, из которых можно определить молекулярные фотофизические параметры сложных органических соединений (ФП, РОВ, НЗ, БС); зависимости параметра Φ от времени задержки строба приемника (кинетические кривые), из которых можно также определить некоторые фотофизические параметры, и т.д.

Для каждой пробы спектры снимались трижды: два раза при УФ возбуждении (длина волны 266 нм) и один раз при возбуждении на длине волны 532 нм. Первый спектр использовался для определения интенсивности линии рассеяния на взвеси, нормированной на интенсивность полосы КР воды с целью оценки содержания взвеси; второй – для анализа спектра флуоресценции в области 300...600 нм с целью определения содержания органических веществ, в том числе, нефтяных загрязнений; третий – для определения характеристик спектра флуоресценции фитопланктона с целью оценки содержания хлорофилла «а» и обнаружения сине-зеленых водорослей. Отметим, что, в силу малой изменчивости формы полос, отношение интенсивностей в их максимумах пропорционально отношению площадей под контурами полос, которые с большей точностью пропорциональны концентрациям соответствующих компонентов водной среды.

На протяжении всего маршрута на борту судна велась непрерывная запись температуры и электропроводности воды на горизонте 0.5 м с регистрацией данных на двухканальный самописец КСП – 4.

Во время съемки в 6-ти точках было проведено определение концентрации нефтяных загрязнений (СНЗ) с использованием метода лазерной флуориметрии. Для повышения точности определения вклада флуоресценции НЗ в общую полосу флуоресценции (рис. 2) проводилась нормировка в максимуме этой полосы. Для морских вод такая нормировка проводится в максимуме полосы КР воды. Однако для пресных вод, как видно из спектров, интенсивность полосы флуоресценции органики многократно превышает интенсивность полосы КР воды и нормировка в максимуме последней дает большие погрешности.

Определение СНЗ проводилось следующим образом. Из полосы флуоресценции реальной пробы вычитается полоса флуоресценции РОВ (гумусового вещества), также нормированная на интенсивность в максимуме. Полоса гумусового вещества получается после экстрагирования НЗ из воды гексаном. При этом мы делаем предположение, что форма полосы РОВ не меняется в исследуемой акватории, что, строго говоря, требует специальной проверки. Построив разностные спектры (выделив полосу флуоресценции НЗ), рассчитываем величины параметра $\Phi_{\text{НЗ}} = \frac{N_{\text{флНЗ}}}{N_{\text{КР}}} / \frac{N_{\text{флНЗ}}}{N_{\text{КР}}}$ (число фотонов флуоресценции НЗ; $N_{\text{КР}}$ – число фотонов флуоресценции КР воды) и, используя калибровочную кривую, построим

ную по воднорастворимому стандарту НЗ, оцениваем значения концентрации НЗ – СНЗ.

Концентрация НЗ в районе Череповецкого речного порта составляет около 400 мкг/л, что в 8 раз превышает ПДК. Влияние НЗ по судовому ходу прослеживается практически до середины водохранилища, где концентрация НЗ падает до долей ПДК. В районе судовых ходов в центральной части водохранилища (ст. 61 находится на судовом хорду) концентрация НЗ может возрасти до 160 мкг/л, что, по-видимому, связано со сбросами льяльных вод с судов.

Обработка результатов съемки Рыбинского водохранилища с применением ГИС-технологий

В качестве картографической основы для картирования результатов съемки и проведения комплексного экологического анализа Рыбинского водохранилища была взята электронная карта, полученная путем оцифровки бумажной карты масштаба 1:200 000. Карта состоит из тематических слоев, которые могут быть подразделены на следующие основные блоки: геодезическая основа и геофизические данные, рельеф суши; гидрография; растительный покров и грунты; населенные пункты; промышленные, сельскохозяйственные и культурные объекты, запovedники; дорожная сеть и дорожные сооружения; единицы политико-административного деления. Каждый блок включает в себя несколько электронных слоев, содержащих пространственные объекты и их атрибутивные таблицы.

На основе этой электронной карты предполагается создавать новые слои данных, содержащие экологическую (гидрологическую, гидрофизическую, гидрохимическую и др.) информацию, в том числе данные лазерного мониторинга акватории.

В качестве первого шага в этом направлении с помощью ГИС-программы ArcView 3.3 был создан электронный слой, содержащий в качестве пространственных объектов точки измерений на Рыбинском водохранилище во время экспедиции 19 – 22 августа 2003 г. Атрибутами этого слоя являются показатели качества воды в каждой точке: температура, электропроводность, флуоресцентные параметры РОВ и фитопланктона, параметр рассеяния Ми. Путем наложения созданного слоя на существующие (в данном случае на гидрографическую сеть, батиметрию и населенные пункты) была получена серия карт с параметрами качества воды в дискретных точках. На рис. 3 в качестве примера приведена одна из таких карт.

Классификация точек по значениям параметра ФОРОВ (рис. 3) проводится автоматически с помощью программы ArcView. В данном случае был применен метод естественных границ из меню программы, при котором используется статистический расчет (оптимизация по Дженку (Jenk)), позволяющий минимизировать вариации в пределах каждого класса. Границы классов установлены в местах сравнительно больших скачков значений параметра ФОРОВ.

Повышенные значения ФОРОВ наблюдаются в точках, расположенных вдоль затопленного русла р.Мологи, а также в Шекснинском плесе вдоль затопленного русла р.Шексны. Отметим, что по данным исследований цветности в Рыбинском водохранилище максимальные ее значения также наблюдаются в местах выхода в открытую часть водохранилища Шекснинского и Моложского потоков [3, 4, 5].

Сопоставление ФОРОВ и цветности представляет большой интерес. Как известно, показатель цветности является одним из основных гостированных параметров, характеризующих качество воды. Определяющее влияние на цветность пресных вод оказывает гумусовое вещество (мерой которого является концентрация органического углерода Corg): с ростом концентрации гумусового вещества растет и цветность. Таким же образом, но с еще большей корреляцией, связаны параметры ФОРОВ и Corg . В работе [6] была установлена корреляция между ФОРОВ и цветностью (для вод Можайского водохранилища). В [7] предложен инструментальный метод определения цветности, в котором полностью смоделирован процесс визуального определения цветности стандартным наблюдателем по бихромат-кобальтовой шкале, а также получено еще более высокое, чем в [6] значение коэффициента корреляции между ФОРОВ и цветностью. Изучение взаимосвязи показателей ФОРОВ и цветности предполагается проводить в следующих натуральных экспериментах на Рыбинском водохранилище.

С помощью программы ArcView был выполнен совместный попарный анализ измеренных характеристик: построены диаграммы распределений средних значений параметра А по классам значений параметра В. Для примера в качестве пар параметров А – В взяты ФМи – ФОРОВ (рис.4а) и Т – ФОФП (рис. 4б). Так, на диаграмме (рис. 4а) показаны средние значения параметра рассеяния Ми для каждого из пяти классов

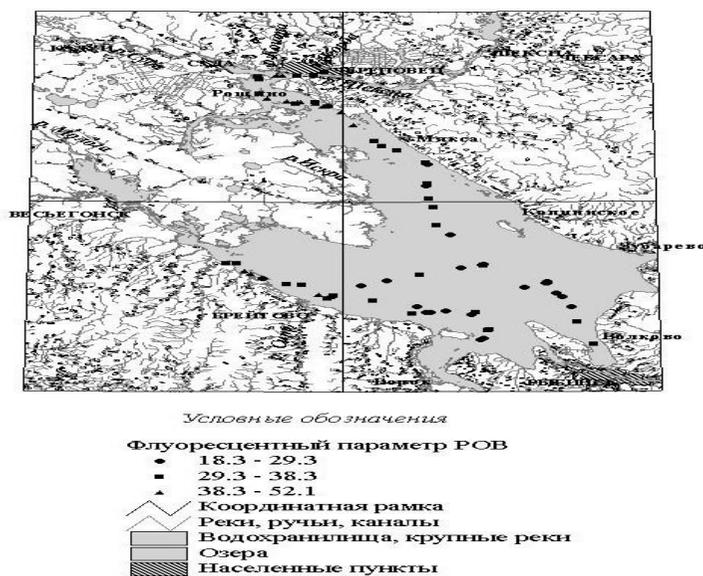
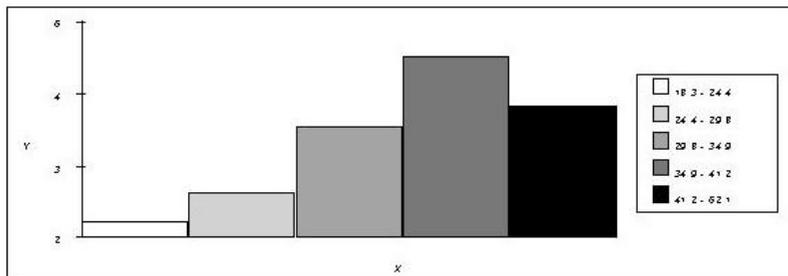
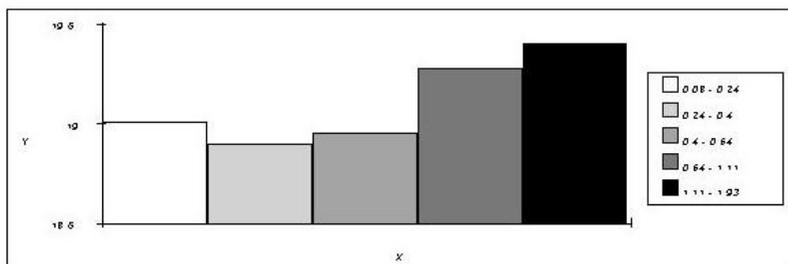


Рис.3. Флуоресцентный параметр РОВ в Рыбинском водохранилище 19-22 августа 2003 г. на горизонте 0.0 м



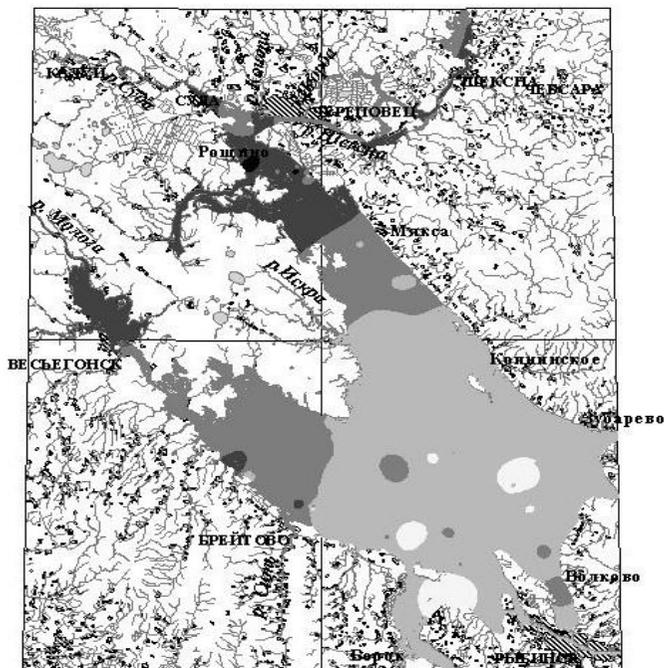
а) Параметр рассеяния Ми и флуоресцентный параметр РОВ.
По оси X - классы флуоресцентного параметра РОВ по интервалам, указанным в легенде; по оси Y - средние значения параметра рассеяния Ми внутри классов флуоресцентного параметра РОВ



б) Температура воды и флуоресцентный параметр ФП.
По оси X - классы флуоресцентного параметра ФП по интервалам, указанным в легенде; по оси Y - средние значения температуры воды (град.С)

Рис. 4. Диаграммы совместного анализа измеряемых параметров

флуоресцентного параметра РОВ. В целом наблюдается тенденция повышения значения параметра рассеяния Ми с возрастанием класса ФОРОВ. Это может быть вызвано во-первых, общим источником взвешенных и флуоресцирующих в диапазоне РОВ веществ в водоеме. Во-вторых, источником флуоресценции могут быть непосредственно сами взвешенные частицы. Отметим что, взвешенное вещество в Рыбинском водохранилище имеет в основном терригенное происхождение (наносы рек, размыв торфяников, берегов и др.). Роль биотической компоненты (животные и растительные организмы планктона и бентоса) невелика; доля фитопланктона в общем содержании взвешенного органического вещества не превышает 10 – 20 % [8].



Условные обозначения

Флуоресцентный параметр POB

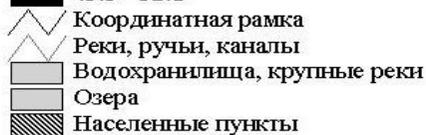
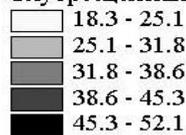


Рис. 5. Распределение флуоресцентного параметра POB в Рыбинском водохранилище 19-22 августа 2003 г. на горизонте 0.0 м

Дискретные распределения, представленные точечными слоями (рис. 3) дают весьма ограниченную информацию о структуре полей измеряемых показателей. Модуль Spatial Analyst программы ArcView позволяет построить поверхности – непрерывные распределения параметров. Хотя съемка 2003 г. была далеко не оптимальна для построения поверхностей (из-за неравномерного расположения станций), такая операция была выполнена с целью апробации метода на конкретном материале. При построении поверхностей измеряемых характеристик был применен метод обратных взвешенных расстояний из меню программы. На рис.5 в качестве примера приводится одно из полученных распределений. По результатам будущих съемок водохранилища (при более равномерном покрытии акватории точками измерений) планируется построить более репрезентативные распределения параметров, обеспечивающие лучшие возможности для их совместного анализа.

Заключение

Натурные рекогносцировочные исследования на Рыбинском водохранилище показали, что созданный авторами лабораторный образец лазерного спектрометра позволяет снимать панорамные спектры проб реальной природной воды, содержащие линии и полосы, которые несут информацию о концентрациях взвеси, растворенного органического вещества, нефтяных загрязнений, фитопланктона. Соотношения интенсивностей полос позволяет проводить нормировку линии рассеяния на взвеси и полос флуоресценции органических примесей на интенсивность полосы КР воды, получая не зависящие от характеристик прибора параметры Ф0, которые могут быть пересчитаны в концентрации соответствующих примесей.

Энергетика спектрометра обеспечивает чувствительность прибора, достаточную для регистрации флуоресценции РОВ и фитопланктона в их естественных концентрациях и НЗ в концентрации до долей ПДК, причем из объема воды порядка 0.01 см³.

Полученные данные показывают перспективность лазерных методов и средств для экологического мониторинга Рыбинского водохранилища и позволяют перейти к следующему этапу – к этапу оптимизации системы лазерного мониторинга, в котором существенную роль должно сыграть применение метода геоинформационных систем.

Работа выполнена в рамках Соглашения о сотрудничестве между физическим факультетом МГУ им. М.В. Ломоносова, институтом биологии внутренних вод им. И.Д. Папанина РАН и КБ «Луч» при поддержке ФЦП «Реформирование и развитие ОПК (проект № 36.6656.11.265) и РФФИ (проект № 02-05-64430).

Литература

1. Клышко Д.Н., Фадеев В.В. Дистанционное определение концентрации примесей в воде методом лазерной спектроскопии с калибровкой по комбинационному рассеянию. ДАН СССР, 1978, т.238, №2, с.320-323.
2. Берлянт А.М. Геоинформационное картографирование. М.: Астрей, 1997.

-
3. Скопинцев Б.А., Бакулина А.Г. Органическое вещество в водах Рыбинского анилица в водохр1964 г. Труды Ин-та биол. внутр. вод, 1966, т. 13 (16), с. 3-32.
 4. Буторин Н.Б. Смирнов Н.П. Основные закономерности изменений физических и химических характеристик водных масс Рыбинского водохранилища. Труды Ин-та биол. внутр. вод, 1972, т. 23 (26), с.107-127.
 5. Бикбулатов Э.С., Лебедев Ю.М., Литвинов А.С., Бикбулатова Е.М., Рощупко В.Ф., Ершов Ю.В., Цельмович Ю.Л. Гидрохимическая характеристика верхневолжских водохранилищ в меженных период 1997 г. Водные ресурсы, 2001, т. 28, №5, с. 606-614.
 6. Немальцев А.С., Фадеева И.В., Чубаров В.В. Метод лазерной флуориметрии для выделения водных масс в континентальных водоемах. Вестник Московского университета. Сер. География. 1985, № 5, с. 43 – 49.
 7. Струганова И.А., Фадеев В.В., Чубаров В.В.. Инструментальное определение показателя цветности природных пресных вод. Водные ресурсы.1985, № 4, с. 136-142.
 8. Авакян А.Б., Литвинов А.С., Ривьер И.К. Опыт 60-летней эксплуатации Рыбинского водохранилища. Водные ресурсы, 2002, т.29, №1, с. 5-16.
-

МЕТОД ДИСТАНЦИОННОЙ ЛАЗЕРНОЙ БИОИНДИКАЦИИ
КАЧЕСТВА ВОДЫ

Маслов Д.В., Остроумов Е.Е.

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет, maslov@lid.phys.msu.su***Введение**

Развитие абсорбционной и флуоресцентной лазерной спектроскопии и ее применение к фотосинтезирующим организмам стало фундаментом нового перспективного направления экологического мониторинга – создания методов диагностики состояния фотосинтетического аппарата фотосинтезирующих организмов (ФСО) на основе определения их фотофизических параметров *in situ*, дистанционно (или с помощью погружаемых зондов) и экспрессно.

Первичные процессы фотосинтеза, включающие поглощение света, миграцию энергии возбуждения с пигментов антенного комплекса на реакционные центры (РЦ) и разделение зарядов, непосредственно зависят от состояния фотосинтетического аппарата ФСО [1,2]. Эта зависимость легла в основу дистанционного лазерного метода биоиндикации качества окружающей среды по изменению фотофизических параметров ФСО, порядки величин которых были определены *in vitro* с помощью пико- и фемтосекундной лазерной спектроскопии [3,4].

В 1972-73 г.г. были сообщены результаты первых опытов по дистанционному лазерному зондированию природных вод и показано, что при возбуждении излучением с длиной волны 532 нм (вторая гармоника излучения ИАГ:Nd-лазера) в спектрах оптического отклика (рис. 1) присутствуют две хорошо выделяемые полосы – полоса флуоресценции фитопланктона с максимумом на длине волны 685 нм, принадлежащая хлорофиллу а (Хл а) фотосистемы II, и полоса комбинационного рассеяния света молекулами воды с максимумом на длине волны 651 нм (см. обзор [5]). Флуоресцентный параметр Φ , равный отношению сигнала (числа фотонов) флуоресценции ФП Нфл, к сигналу комбинационного рассеяния воды НКР ($\Phi = \text{Нфл/НКР}$) стали использовать как меру концентрации молекул Хл а (СХл а). При этом полагалось, что сигнал

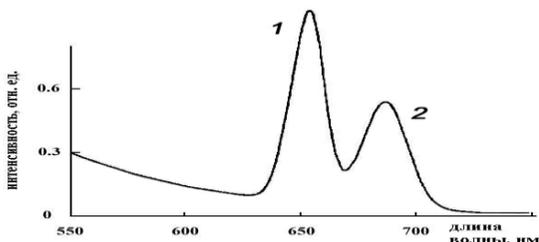


Рис. 1. Типичный спектр оптического отклика природной воды при возбуждении излучением с длиной волны 532 нм: 1 – полоса комбинационного рассеяния света молекулами воды, 2 – полоса флуоресценции фитопланктона.

флуоресценции фитопланктона $N_{фл}$ линейно зависит от интенсивности I (или плотности потока фотонов F) возбуждающего лазерного излучения.

Однако в последующих работах (см. [5]) было показано, что в общем случае зависимость $N_{фл}$ от F нелинейная, причем нелинейность начинает проявляться при достаточно низких для импульсных лазеров значениях плотности потока фотонов F : $F \sim 1021 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ($I \sim 1 \text{ кВт/см}^2$). Это, с одной стороны, резко усложняет процедуру определения концентрации СХл а: для ее определения необходимо перейти

$$\Phi_0 = \lim_{F \rightarrow 0} \Phi(F)$$

к ненасыщенному флуоресцентному параметру Φ_0 , который не зависит от F и прямо пропорционален СХл а. С другой стороны, это дает дополнительный канал информации об исследуемом объекте: измеряя нелинейную зависимость числа фотонов флуоресценции $N_{фл}$ или флуоресцентного параметра Φ от плотности потока фотонов F (кривую насыщения флуоресценции), можно определить некоторые фотофизические параметры флуоресцирующего объекта. Последнее лежит в основе метода нелинейной флуориметрии (флуориметрии насыщения) [6].

В данной работе сообщается об успешной попытке разработать процедуру определения из кривой насыщения флуоресценции Φ_0 параметра Φ_0 и параметра A , представляющего собой произведение трех фотофизических параметров Φ_P . Это дополняет арсенал флуоресцентных методов диагностики ФСО, к числу которых принадлежат методы Pump and Probe [7], Fast Repetition Rate [8], Pump During Probe [9], Pulse Amplitude Modulation [10].

Расчет кривых насыщения флуоресценции фитопланктона

Алгоритм определения фотофизических параметров методом нелинейной флуориметрии заключается в следующем. Измеряют нелинейную зависимость числа фотонов флуоресценции $N_{фл}$ от плотности потока фотонов F возбуждающего лазерного излучения – $N_{фл}(F)$. Следует отметить, что в эксперименте число фотонов флуоресценции $N_{фл}$ измеряется в относительных единицах (отсчеты фотодетектора). Для перехода к величинам, которые можно измерить в абсолютных единицах, производят нормировку числа регистрируемых квантов флуоресценции $N_{фл}$ на некоторый реперный сигнал $N_{репер}$, линейно зависящий от плотности потока фотонов возбуждающего излучения. В качестве реперного сигнала используют или излучение самого лазера, направленное отводной пластинкой во второй фотодетектор или так называемый внутренний репер – сигнал комбинационного рассеяния света молекулами воды [5,6]. Отношение $\Phi = N_{фл}/N_{КР}$ называется флуоресцентным параметром. Зависимость $N_{фл}(F)$ (или $\Phi(F)$) называется кривой насыщения флуоресценции. Решив прямую задачу, то есть рассчитав теоретически кривую насыщения флуоресценции $\Phi(F)$ исходя из принятой модели, можно решить обратную задачу – определить параметры модели, осуществляя «подгонку» расчетной кривой под экспериментальную путем варьирования параметров модели.

Для расчета теоретических кривых насыщения флуоресценции Φ_P мы использовали предложенную в [11] трехпараметрическую модель формирования флуоресцентного отклика Φ_P на импульсное лазерное возбуждение (длительность импульсов $\tau_{имп} \approx 10 \text{ нс}$, частота повторения $\nu \approx 10 \text{ Гц}$). Параметрами этой модели являются: σ – сечение возбуждения молекул хлорофилла а фотосистемы II, учитываю-

щее как прямое поглощения света молекулами Хл а, так и перенос возбуждения на них с молекул вспомогательных пигментов; τ – время релаксации возбужденных состояний молекул Хл а, обусловленное только внутримолекулярной дезактивацией и переносом энергии на реакционные центры; γn_0 – максимальная скорость синглет-синглетной аннигиляции (γ – константа скорости синглет-синглетной аннигиляции возбужденных состояний молекул Хл а, n_0 – локальная концентрация молекул хлорофилла а в хлоропласте).

Сделав ряд предположений, указанных ниже, можно получить (см. [12]) следующее приближенное выражение для кривой насыщения флуоресценции $\Phi(F)$:

$$\Phi^{-1}(F) = \Phi_0^{-1} \left(\alpha_1 + \sqrt{\alpha_2 + \alpha_3 A F} \right) \quad (1),$$

$$\Phi_0 = \lim_{F \rightarrow 0} \Phi(F)$$

где Φ_0 – ненасыщенный флуоресцентный параметр, не зависящий от F ; параметр A – произведение исходных фотофизических параметров σ , τ и γn_0 : $A = \sigma \tau \gamma n_0$; коэффициенты α_1 , α_2 и α_3 зависят только от типа распределения интенсивности лазерного излучения во времени и в поперечном сечении пучка

(при этом $\alpha_1 + \sqrt{\alpha_2} = 1$). Для распределения типа «тангенс гиперболический» во времени и «прямоугольного» в поперечном сечении пучка (что имело место в наших экспериментах), коэффициенты α_1 , α_2 и α_3 имеют следующие значения: $\alpha_1 = 0,64$, $\alpha_2 = 0,13$, $\alpha_3 = 0,43$.

При получении выражения (1) были сделаны следующие предположения:

- слой суспензии клеток водоросли, из которого регистрируется флуоресценция, является оптически тонким на длинах волн возбуждения и флуоресценции;
- выполняется квазистационарное приближение: $\tau \ll \text{тимп}$, что соответствует условиям нашего эксперимента, в котором длительность возбуждающего лазерного импульса ($\text{тимп} \approx 10$ нс) была много больше времени релаксации возбужденных состояний молекул Хл а как в случае открытых ($\tau \approx 300$ пс, см. [1]), так и в случае закрытых реакционных центров ($\tau \approx 1$ нс, см. [1]);

- $\gamma n_0 \gg \tau^{-1}$, то есть максимальная скорость синглет-синглетной аннигиляции γn_0 много больше скорости линейной релаксации τ^{-1} , что является следствием высокой локальной концентрации молекул Хл а ($n_0 \approx 0,1 \div 1$ М);

- в рабочем диапазоне плотностей потока фотонов выполняется неравенство $F \ll \gamma n_0 / \sigma$, что справедливо, поскольку экспериментальные кривые насыщения флуоресценции ФП измеряются, как правило, в диапазоне $F \approx 1020 \div 1025 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, (ограничение снизу связано с чувствительностью приемной аппаратуры, ограничение сверху – негативным влиянием мощного лазерного излучения на клетки фитопланктона), а параметры σ и γn_0 имеют следующие характерные значения: $\sigma \approx 10 \div 16 \text{ см}^2 [2]$, $\gamma n_0 \approx 10^{12} \text{ с}^{-1} [4]$.

Таким образом, из экспериментальной кривой насыщения флуоресценции фитопланктона $\Phi(F)$ можно определить ненасыщенный флуоресцентный параметр Φ_0 , линейно связанный с концентрацией молекул хлорофилла а $C_{Хл а}$, и фотофизический параметр $A = \sigma \tau \gamma n_0$.

Экспериментальная установка

Блок-схема созданной нами экспериментальной установки приведена на рис. 2. Для возбуждения флуоресценции хлорофилла а ФП используется импульсный ИАГ:Nd-лазер с удвоением частоты (длина волны излучения 532 нм). Основное излучение лазера с длиной волны 1064 нм подается фильтром СЗС-21. Лазерное излучение на длине волны 532 нм имеет следующие характеристики: максимальная энергия в импульсе 10 мДж, длительность импульса по полувысоте 12 нс, частота следования импульсов 10 Гц.

Лазерное излучение проходит через ячейку Поккельса, набор ослабляющих светофильтров, линзовый телескоп и падает на диафрагму, которая выделяет центральную часть пучка. Ослабляющие фильтры используются для того, чтобы установить выбранное значение максимальной плотности потока F_{\max} , относительно которого производится ослабление излучения ячейкой Поккельса.

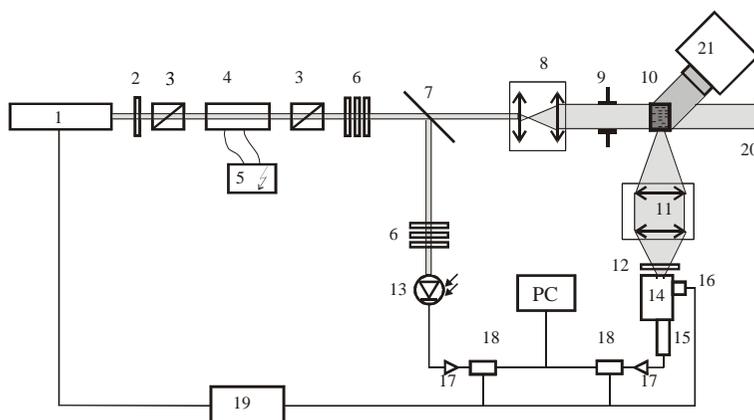


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки: 1 – ИАГ:Nd-лазер с удвоением частоты, 2 – светофильтр СЗС-21, 3 – поляризатор (призма Глана), 4 – электрооптический элемент DKDP, 5 – источник регулируемого высокого напряжения ГИН-7, 6 – набор ослабляющих светофильтров, 7 – отводная пластинка, 8 – линзовый телескоп, 9 – диафрагма, 10 – кювета с образцом, 11 – линзовый объектив, 12 – светофильтр ОС-14, 13 – фотодиод ФД-7К, 14 – монохроматор МУМ, 15 – ФЭУ-100, 16 – шаговый двигатель, 17 – усилитель, 18 – АЦП, 19 – блок синхронизации, 20 – измеритель энергии лазерных импульсов, 21 – диапроектор «Свительз».

Излучение, возбуждаемое в кювете с образцом, собирается линзовым объективом и фокусируется им на вход первого канала системы регистрации, который состоит из монохроматора МУМ (Россия) и фотоэлектронного умножителя ФЭУ-100 (Россия), работающего в токовом режиме. Сигнал с анода ФЭУ после усиления и аналого-цифрового преобразования поступает в компьютер.

Развертка спектра в монохроматоре осуществляется шаговым двигателем. При снятии кривой насыщения монохроматор настраивается на длину волны максимума полосы флуоресценции хлорофилла а ФП (685 нм). Ширина щелей монохроматора равна 1,5 мм, чему соответствует ширина полосы регистрации флуоресценции 3 нм.

Второй канал регистрации служит для получения реперного сигнала, в качестве которого используется излучение лазера, направляемое отводной пластиной на фотодиод ФД-7К. Сигнал со второго канала поступает в компьютер одновременно с основным сигналом. Эта система регистрации была разработана в нашей лаборатории и описана в работе [13].

Минимальная плотность потока фотонов F , при которой можно надежно регистрировать сигнал в основном канале, определяется средней концентрацией молекул X_l а, то есть содержанием клеток ФП в пробе. Подбирается такое содержание ФП в пробе, при которой, с одной стороны, обеспечивается надежная регистрация сигнала флуоресценции, а с другой стороны, выполняется условие оптически тонкого слоя. Для увеличения отношения сигнал/шум применяется усреднение по 128 импульсам лазера.

Методика измерений

Перед началом измерений производили калибровку показаний (числа отсчетов)

в реперном канале $N_{\text{репер}}^{\text{макс}}$ при максимальной плотности потока фотонов $F_{\text{макс}}$, для чего измеряли энергию лазерного импульса $E_{\text{макс}}$, длительность лазерного импульса $\tau_{\text{имп}}$ и площадь поперечного сечения S лазерного пучка. Плотность по-

тока фотонов $F_{\text{макс}}$ определяли по формуле
$$F_{\text{макс}} = \frac{E_{\text{макс}}}{\hbar\omega \times S \times \tau_{\text{имп}}}$$
, где $\hbar\omega$ - энергия фотона.

Форму и длительность лазерного импульса измеряли с помощью фотоэлемента коаксиального ФК15 (полоса пропускания 1 ГГц) и скоростного осциллографа: С7-10б (полоса пропускания 650 МГц). Оказалось, что форма лазерного импульса с большой степенью точности аппроксимируется распределением типа «тангенс гиперболический» с длительностью импульса по полувысоте $\tau_{\text{имп}}=12$ нс.

Распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка после диафрагмы было близким к «прямоугольному»; диаметр пучка в кювете был равен 7 мм.

Энергию лазерного импульса измеряли пирозлектрическим датчиком PE25 («ORHIR», США), откалиброванным в соответствии со стандартом NIST (погрешность измерения 5%).

После измерения $F_{\text{макс}}$ и $N_{\text{репер}}^{\text{макс}}$ снимали кривую насыщения флуоресценции. Первую экспериментальную точку регистрировали при максимальной плотности потока фотонов $F_{\text{макс}}$. Затем лазерное излучение калиброванно ослабляли при помощи ячейки Поккельса. В каждой точке кривой насыщения измеряли значения сигналов в обоих каналах системы регистрации: $N_{\text{фл}}$ и $N_{\text{репер}}$. Плотность потока фотонов F определяли по величине реперного сигнала:
$$F = F_{\text{макс}} \left(N_{\text{репер}} / N_{\text{репер}}^{\text{макс}} \right)$$
. Заканчивали экспериментальный цикл измерением при минимальной плотности потока фотонов. Для проверки степени негативного влияния мощного лазерного излучения на клетки водорослей после окончания первого экспериментального цикла проводили второй в обратном порядке. Прак-

тически во всех случаях кривые насыщения, полученные при уменьшении (первый цикл) и увеличении (второй цикл) плотности потока фотонов совпадали в пределах погрешности измерений.

Для нахождения параметров Φ_0 и A из полученной экспериментально кривой насыщения флуоресценции $\Phi^{-1}(F)$ использовали следующую процедуру. Экспериментальную кривую аппроксимировали модельной функцией вида (1), где Φ_0^{-1} и A – варьируемые параметры, а коэффициенты α_1 , α_2 и α_3 имели следующие значения: $\alpha_1=0,64$, $\alpha_2=0,13$, $\alpha_3=0,43$. Путем минимизации среднеквадратичного отклонения между экспериментальной и модельными кривыми (функции невязки), находили значения параметров Φ_0^{-1} и A .

Для освещения фитопланктона постоянным белым светом использовали диапроектор «Свитязь» (Россия) с лампой КГМ 24/150 (Россия). Интенсивность светового потока диапроектора измеряли с помощью измерителя мощности LM-2 («Carl Zeiss», Германия).

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рисунках 3а и 3б изображены экспериментальные кривые насыщения флуоресценции $\Phi^{-1}(\sqrt{F})$, полученные в экспериментах с водорослью *Thalassiosira weissflogii*, находящейся в различных функциональных состояниях. На рисунке 3а представлены кривые насыщения флуоресценции, измеренные в диапазоне изменения плотности потока фотонов $4 \times 10^{20} \leq F \leq 4 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, на рисунке 3б - $6 \times 10^{19} \leq F \leq 6 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Из рис. 3 видно, что экспериментальные кривые насыщения флуоресценции имеют, в полном согласии с аналитическим выражением (1), следующие особенности: при «больших» значениях F ($AF \gg \alpha_2/\alpha_3$) флуоресцентный параметр Φ^{-1} линейно зависит от \sqrt{F} ; при уменьшении F линейность нарушается и зависимость $\Phi^{-1}(\sqrt{F})$ выходит на стационарный уровень $\Phi^{-1}(\sqrt{F}) \approx \Phi_0^{-1}$.

Кривые насыщения флуоресценции водоросли *T. weissflogii* в состоянии с открытыми РЦ (после предварительной темновой адаптации), отмечены на рисунках 3а и 3б цифрой 1. Вычисленное для этого случая значение параметра A : $A_{отг} = (1,6 \pm 0,2) \times 10^{-23} \text{ см}^2\text{с}$.

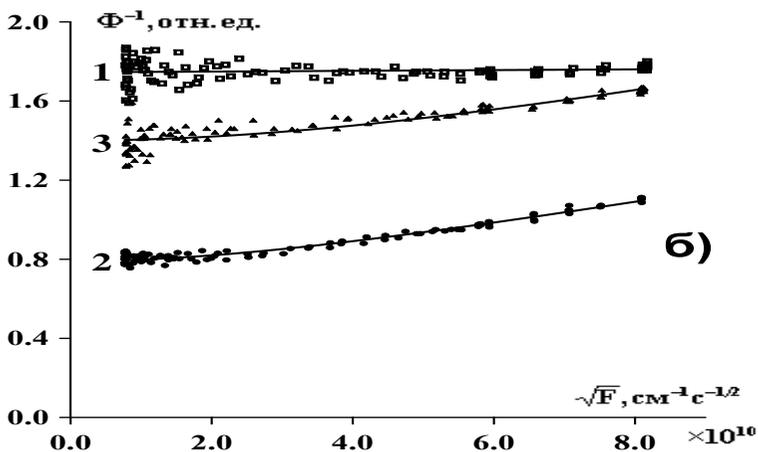
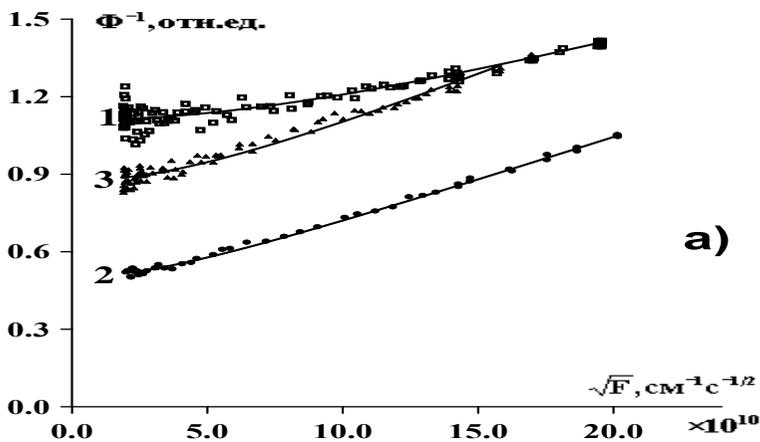


Рис. 3. Кривые насыщения флуоресценции водоросли *T. weissflogii*, находящейся в различных функциональных состояниях. 1 – водоросль в состоянии с открытыми реакционными центрами, 2 – водоросль в состоянии с закрытыми реакционными центрами (после добавления диурона и включения небольшой фоновой подсветки), 3 – водоросль освещается постоянным белым светом интенсивностью 50 Вт/м². Диапазон изменения плотности потока фотонов F : а) $4 \times 10^{20} \div 4 \times 10^{22} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, б) $6 \times 10^{19} \div 6 \times 10^{21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Кривые насыщения для водоросли в состоянии с закрытыми РЦ (после добавления диурана и включения небольшой фоновой подсветки) отмечены на рисунках 3а и 3б цифрой 2. Вычисленное значение параметра А: $A_{зак} = (1,5 \pm 0,2) \times 10^{-22}$ см²с.

При добавлении диурана блокируется цепь электронного транспорта и восстанавливается первичный хинонный акцептор QA, что приводит к возрастанию времени жизни возбужденных состояний молекул Хл а т. Если предположить, что значения параметров σ и $\gamma_{п0}$ не изменяются при добавлении диурана, то увеличение в 9 раз параметра А означает возрастание в 3 раза значения параметра τ (поскольку $A = \sigma \tau^2 \gamma_{п0}$): $\tau_{зак} / \tau_{отк} = 3$.

На рис. 4 представлен результат эксперимента, в котором было зарегистрировано увеличение интенсивности флуоресценции водоросли в 2,5÷3 раза после добавления диурана. Плотность потока фотонов зондирующих лазерных импульсов $F \approx 7 \times 10^{20}$ см⁻²с⁻¹. При таком значении F насыщение флуоресценции практически не проявляется (рис. 3б), и можно считать, что число фотонов флуоресценции $N_{фл} \sim \sigma \tau F$ [6]. Поэтому полученный результат означает возрастание времени жизни τ (в предположении постоянства σ): $\tau_{зак} / \tau_{отк} \approx 2,5 \div 3$. Это в пределах погрешностей эксперимента совпадает с оценкой, сделанной на основе измерения значений параметра А методом нелинейной флуориметрии.

Кривые насыщения флуоресценции водоросли *T. weissflogii*, полученные на фоне освещения постоянным белым светом интенсивностью $I \approx 50$ Вт/м², отмечены на рисунках 3а и 3б цифрой 3. Восстановленное значение параметра А: $A_{осв} = (6 \pm 1) \times 10^{-23}$ см²с, что в 3,5 раза больше, чем значение параметра $A_{отк}$, полученного для водоросли в состоянии с открытыми РЦ.

На рис. 5 показано изменение интенсивности флуоресценции адаптированной к темноте водоросли при включении освещения. Плотность потока фотонов зондирующих лазерных импульсов

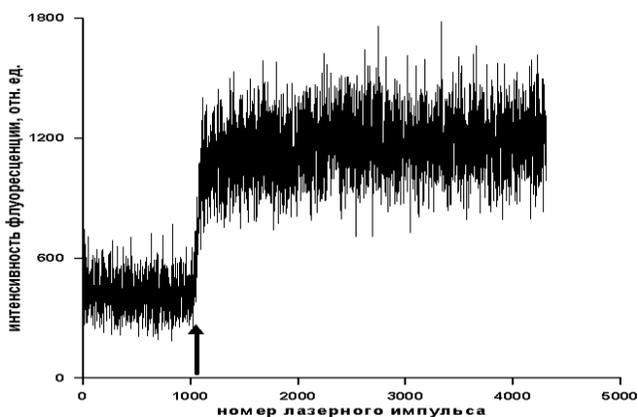


Рис. 4. Изменение интенсивности флуоресценции водоросли *T. weissflogii* при добавлении диурана. Стрелка — момент добавления диурана в концентрации 10-5 М и включения небольшой фоновой подсветки (≈ 1 Вт/м²). Плотность потока фотонов $F \approx 7 \times 10^{20}$ см⁻²с⁻¹.

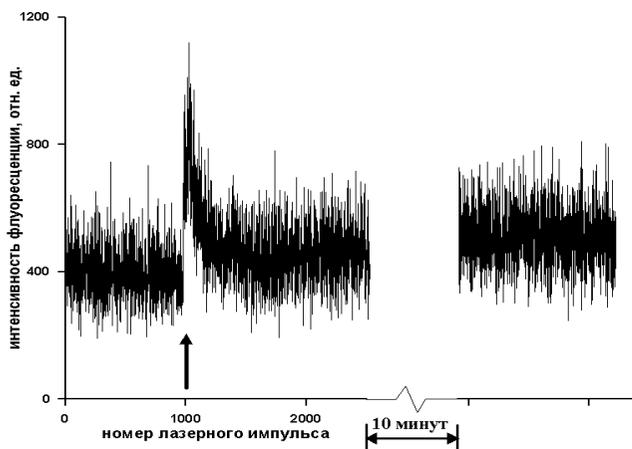


Рис. 5. Изменение интенсивности флуоресценции водоросли *T. weissflogii* при включении постоянного белого света интенсивностью 50 Вт/м². Стрелка – момент включения света. Плотность потока фотонов $F \approx 8 \times 10^{20}$ см⁻²с⁻¹.

$F \approx 8 \times 10^{20}$ см⁻²с⁻¹, поэтому насыщением флуоресценции можно пренебречь. Из рисунка видно, что в начальный момент времени после включения освещения, интенсивность флуоресценции возрастает, затем уменьшается и достигает стационарного уровня, немного (на 15-20%) превышающего исходный, наблюдаемый в состоянии с открытыми РЦ.

Таким образом, получен интересный и важный для диагностики фитопланктона результат: при облучении культуры водорослей постоянным белым светом ($I \approx 50$ Вт/м²), установившийся уровень флуоресценции практически не изменяется (с точностью до 15-20%) по сравнению с уровнем флуоресценции в состоянии с открытыми РЦ, в то время как значение фотофизического параметра A увеличивается в 3,5 раза.

Может быть предложено несколько вариантов интерпретации этого результата, основанных на известных закономерностях фотофизических процессов, происходящих при облучении водорослей интенсивным белым светом [12]. Выбор правильного варианта требует дополнительных исследований.

На рис. 6 изображены экспериментальные кривые насыщения флуоресценции монокультур трех различных водорослей: *Thalassiosira weissflogii*, *Tetraselmis viridis* и *Isochrysis galbana*. Кривые насыщения снимались в диапазоне изменения плотности потока фотонов $4 \times 10^{20} \div 4 \times 10^{22}$ см⁻²с⁻¹. Перед снятием кривых насыщения проводилась темновая адаптация водорослей.

Для контроля состояния водорослей использовался диапроектор «Свитель». При включении диапроектора изменение флуоресценции всех исследуемых водорослей было аналогично изображенному на рис. 5, что говорило об оптимальном

состоянии образцов. Контроль осуществлялся до и после снятия кривых насыщения.

Из рис. 6 видно, что кривые насыщения исследуемых водорослей существенно различаются: у водорослей *Th. weissflogii* и *I. galbana* зависимости $\Phi^{-1}(\sqrt{F})$ при уменьшении F только начинают выходить на стационарный уровень, в то время как кривая насыщения водоросли *Tet. viridis* уже вышла на стационарный уровень $\Phi^{-1} \approx \Phi_0^{-1}$.

Восстановленное значение параметра A водоросли *Th. weissflogii*: $A_{Th} = 1,6 \times 10^{-23} \text{ см}^2 \text{ с}$.

Значение параметра A водоросли *I. galbana*, восстановленное из кривой насыщения, обозначенной цифрой 3 на рис. 6, имеет значение $A_I = 3,7 \times 10^{-23} \text{ см}^2 \text{ с}$.

Так как зависимость $\Phi^{-1}(\sqrt{F})$ водоросли *Tet. viridis*, обозначенная цифрой 2 на рис. 6 вышла на стационарный уровень, то восстановить значение параметра A из этой кривой невозможно. Очевидно, что

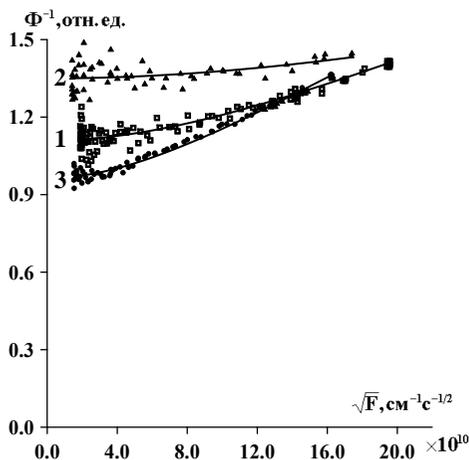


Рис. 6. Кривые насыщения флуоресценции монокультур трех водорослей (после предварительной темновой адаптации) в представлении $\Phi^{-1}(\sqrt{F})$. 1 – водоросль *Thalassiosira weissflogii*, 2 – водоросль *Tetraselmis viridis*, 3 – водоросль *Isochrysis galbana*. Диапазон изменения плотности потока фотонов $4 \times 10^{20} \div 4 \times 10^{22} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

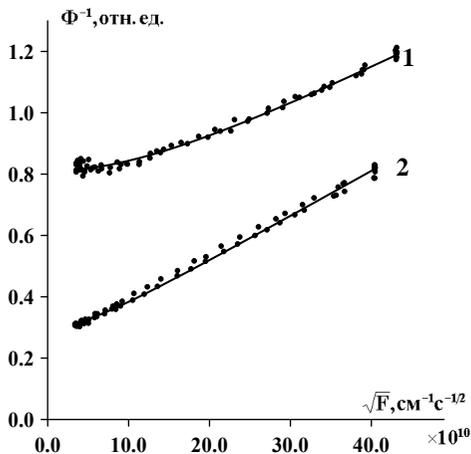


Рис. 7. Кривые насыщения флуоресценции водоросли *Tetraselmis viridis* в представлении $\Phi^{-1}(\sqrt{F})$. 1 – водоросль в состоянии с открытыми РЦ, 2 – водоросль в состоянии с закрытыми РЦ. Диапазон изменения плотности потока фотонов $1,2 \times 10^{21} \div 1,7 \times 10^{23} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

информативный участок кривой насыщения данной водоросли расположен в диапазоне больших F . Поэтому нами были получены кривые насыщения флуоресценции водоросли *Tet. viridis* в диапазоне изменения плотности потока фотонов $1,2 \times 10^{21} \div 1,7 \times 10^{23} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ (рис. 7).

Кривая 1 на рис. 7 соответствует состоянию с открытыми реакционными центрами, кривая 2 – состоянию с закрытыми реакционными центрами. Восстановленное значение параметра водоросли *Tet. viridis* в состоянии с открытыми РЦ $A_{\text{Tet}} = 6,8 \times 10^{-24} \text{ см}^2\text{с}$, в состоянии с закрытыми РЦ – $A_{\text{Tet}} = 6,1 \times 10^{-23} \text{ см}^2\text{с}$. Таким образом параметр A водоросли *Tet. viridis* изменяется на порядок при закрытии РЦ, что аналогично результатам, полученным для водоросли *Th. weissflogii*.

Три используемые нами водоросли принадлежат разным типам: Chlorophyta, Chromophyta и Prymnesiophyta [14]. Наиболее вероятным объяснением зависимости параметра A от видовой принадлежности водоросли являются различия в пигментном составе водорослей. Действительно, у типа Chlorophyta (водоросль *Tet. viridis*) в составе пигментов присутствует Хл b, в то время как у типов Chromophyta (водоросль *Th. weissflogii*) и Prymnesiophyta (водоросль *I. galbana*) пигмента Хл b нет, но присутствуют молекулы Хл c. Кроме того, данные типы водорослей довольно сильно отличаются и по составу каротиноидов. Поэтому можно предположить, что фотофизический параметр σ – сечение возбуждения молекул Хл a (а следовательно и параметр $A = \sigma \tau_2 \gamma n_0$) специфичен для каждого из трех используемых типов водорослей.

Заклучение

В работе получено приближенное аналитическое выражение для кривой насыщения флуоресценции ФП. Параметрами кривой насыщения являются ненасыщенный флуоресцентный параметр F_0 , линейно связанный с концентрацией молекул Хл а, и параметр $A = \sigma \tau \gamma_0$, где сомножители σ , τ и γ_0 имеют смысл фотофизических параметров молекул Хл а в нативном хлоропласте водоросли.

Показанная в экспериментах чувствительность параметра А к состоянию фотосинтетического аппарата водоросли и ее видовой принадлежности открывает возможности использования метода нелинейной лазерной флуориметрии в диагностике (в том числе дистанционной) ФП, наряду (а в дальнейшем, по-видимому, в сочетании) с другими известными флуоресцентными методами такими как Pump and Probe, Fast Repetition Rate, Pulse Amplitude Modulation.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ №02-05-64430, №03-02-16628.

Литература

1. Рубин А.Б. Биофизика: в 2-х томах, т.2. М.: Книжный дом «Университет», 2000. 468с.
2. Клейтон Р. Фотосинтез. Физические механизмы и химические модели. М.: Мир, 1984. 350с.
3. Roelofs T.A., Lee C.-H., Holzwarth A.R. // *Biophysical journal*. 1992. V.61. P.1147-1163.
4. Rubin L.B., Braginskaya O.V., Isakova M.L., Efremov N.A., Paschenko V.Z. // *Journal of Luminescence*. 1984. V.29. P.399-411.
5. Фадеев В.В., Бунин Д.К., Венедиктов П.С. // *Квантовая электроника*. 1996. Т.23, №11. С.963-973.
6. Fadeev V.V., Dolenko T.A., Filippova E.M., Chubarov V.V. // *Optics Communications*. 1999. V.166. P.25-33.
7. Kolber Z.S., Falkowski P.G. // *Limnol. Oceanogr*. 1993. V.38, №8. P.1646-1665.
8. Kolber Z.S., Prasil O., Falkowski P.G. // *Biochimica et Biophysica Acta*. 1998. V.1367. P.88-106.
9. Olson R.G., Chekalyuk A.M., Sosik H.M. // *Limnol. Oceanogr*. 1996. V.41, №6. P.1253-1263.
10. Schreiber U., Schliwa U., Bilger W. // *Photosynthetic research*. 1986. V.10. P.51-62.
11. Маслов Д.В., Фадеев В.В., Литвинов П.Н. // *Вестник Московского Университета. Серия 3. физика, астрономия*. 2002. №1. С.34-37.
12. Маслов Д.В. Определение фотофизических параметров фитопланктона методом нелинейной лазерной флуориметрии: Дис. ... к-та физ.-мат. наук. М.: МГУ, НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына, 2003. С.46-68.
13. Козырева О.В., Чубаров В.В. // *ПТЭ*. 2001. №3. С.157-158.
14. B.R. Green, D.G. Durnford. The Chlorophyll-Carotenoid Proteins of Oxygenic Photosynthesis. *Annu. Rev. Plant Physiol. Plant Mol. Biol*. 1996, v.47, p.685-714.

УЧЕБНО-НАУЧНЫЙ ПОЛИГОН «ВОЛГОВЕРХОВЬЕ»

Пирогов Ю.А. (1), Тищенко А.П. (2)

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (1)**Тверской государственный университет (2)***Введение**

Учебно-научный полигон “Волговерховье” создавался по инициативе Тверского и Московского Государственных Университетов при поддержке Правительства Москвы с целью проведения фундаментальных и прикладных научных исследований по моделированию природно-антропогенных геозкосистем.

Одной из основных задач данного проекта являлось обеспечение студентов обоих университетов базой практических занятий и междисциплинарных научных исследований в области геоэкологии и экологической физики.

В настоящее время на полигоне развернут комплекс научно-исследовательской аппаратуры, включающей универсальный набор метеорологического, гидрологического, геофизического, термометрического, радиофизического и геохимического оборудования, созданы уникальные инженерно-технические сооружения для проведения непрерывных в течение годового природного цикла измерений различных физико-химических параметров атмосферы, гидросферы, биосферы, литосферы.

В процессе создания полигона привлекались средства Федеральной программы «Сохранение природного и культурного наследия Великого Водораздела»; гранта Фонда «Открытое Общество» (проект «Экологическое воспитание, просвещение и образования»); Международной программы «Inko-Copernicus» (проект «Леса Волги» при участии Геттингенского университета); гранта Мэрии Москвы «Водораздел»; гранта Министерства образования РФ «Создание региональной геоинформационной системы Волговерховье»; гранта РФФИ «Использование космических съемок для оценки чрезвычайных ситуаций».

Геоморфологическое описание территории полигона «Вологоверховье»

Выбор места для учебно-научного полигона определялся уникальным географическим положением территории Волговерховья и исключительной экологической ее значимостью. Район «Волговерховье» располагается в центральной части Валдайской возвышенности, где находится водораздел бассейнов крупнейших европейских рек: Волги, Западной Двины, Днепра и левых притоков Невы, которые определяют во многом экологическую обстановку на большей части Европейской территории Российской Федерации (Главный Водораздел Русской Равнины). Природный комплекс характерен для всей средней полосы России. Район имеет особенность геологического и геоморфологического строения, влияющие на экологическую обстановку.

Учебно-научный полигон «Волговерховье» обеспечивает с 1995 года проведение учебных практик студентов и работ аспирантов Тверского и Московского государственных университетов по специальностям геоэкология и физические методы геоэкологического мониторинга.

Территория Волговерховья расположена в пределах крупной тектонической структурной единицы - древней Русской платформы. Фундамент Русской платформы начал формироваться в архейскую и протерозойскую эры. Позднее формирование фундамента сопровождалось различными тектоническими движениями: горообразованием и разрушением гор, образованием глубоких рифтовых впадин, нашествием и трансгрессией моря. В результате этого в палеозое и мезозое древние кристаллические породы были перекрыты мощным осадочным чехлом, а структурная поверхность фундамента расчленена глубокими впадинами (пагеорифтами).

Осадочный чехол Волговерховья сложен девонскими и каменноугольными отложениями. Девонские и большая часть среднекаменноугольных отложений представлены преимущественно карбонатными породами (доломитами, известняками, мергелями). Нижнекаменноугольные, частично среднекаменноугольные отложения представлены терригенными породами - глинами, песками, алевролитами.

Четвертичный период ознаменовался широким развитием покровных оледенений, которые существенно преобразовали территорию, перекрыв коренные породы толщей ледниковых и водно-ледниковых пород.

В результате событий четвертичного времени на территории сформировались такие типы рельефа, как моренно-эрозионные равнины московского возраста, моренные равнины московского и валдайского возраста, моренно-водно-ледниковые равнины московского и валдайского возраста, водно-ледниковые равнины валдайского возраста, озерно-водно-ледниковые равнины московского и валдайского возраста, древнеаллювиальные (надпойменно-террасовые) равнины, голоценовые, древнеаллювиально-водноледниковые, древнеаллювиальные и аллювиальные равнины (долины малых рек и ручьев) валдайские и голоценовые.

Древние морфоструктуры и морфоскульптуры Московского и Валдайского оледенений и связанные с ними природные процессы предопределили образование современных ландшафтов верхней Волги.

Минерально-сырьевые ресурсы Волговерховья представлены естественными, в основном, строительными материалами. Это глины, карбонатные породы, песчано-гравийные материалы, строительные пески, которые разрабатываются карьерным способом.

Характерен равнинный рельеф, где возвышенные всхолмленные участки моренных равнин и гряд сочетаются с обширными волнистыми водно-ледниковыми или плоскими озерно-ледниковыми и аллювиальными низинами.

Основная черта рельефа Волговерховья - моренные холмы, расположенные группами и в одиночку. Гряды, возвышенности, поднятия Волговерховья чередуются с низменностями, которые сопровождают долины рек.

Климат здесь определяется совокупностью трех факторов:

1. Географическое положение, определяющее количество и режим поступления энергии от Солнца.
2. Циркуляция атмосферы, характеризующая перенос различных воздушных масс, атмосферных фронтов, циклонов и антициклонов через территорию региона.
3. Условия подстилающей поверхности (рельеф, растительность, степень увлажнения территории и т.п.) – факторы, которые обусловили формирование в Волговерховье умеренно-континентального климата.

Реки бассейна Волговерховья по условиям питания и режиму относятся к восточно-европейскому типу, для которого характерны высокое весеннее половодье, низкая летняя межень с отдельными подъемами уровней при выпадении дождей и низкая зимняя межень.

Все реки бассейна имеют смешанный характер питания: это талые снеговые воды (более 50%), дождевые (15-20%) и грунтовые (25-35%).

Главная река региона - Волга. В пределах данной территории ее длина составляет 95 км, площадь бассейна 3412 км². Она вытекает едва заметным ручейком из ключа на болоте недалеко от селения Верхневолжье Осташковского района. До плотины, построенной в 1843 году, рядом с поселком Селище Волга протекает через озера Стерж, Вселуг, Пено, Верхнее Волго и Нижнее Волго и является по существу протоком, соединяющим озера.

Волговерховье расположено в северо-западной части Московского артезианского бассейна, представляющего собой сложную систему водоносных горизонтов и комплексов. Подземные воды приурочены к каменноугольным и девонским отложениям, по химическому составу воды относятся к гидрокарбонатным кальциевым.

Территория Волговерховья богата озерами. Большинство из них имеет ледниково-происхождение.

Озера Стерж, Вселуг, Пено, Верхнее и Нижнее Волго находятся в подпоре верхневолжской плотины и составляют Верхневолжское водохранилище.

Неотъемлемой частью ландшафта бассейна Волговерховья являются болота, которые распространены практически по всей территории. Поэтому Волговерховье обладает богатыми запасами торфа.

Для территории характерны подзолистые, дерновые, дерново-подзолистые, болотные почвы и почвы речных пойм.

Основные почвообразующие породы: моренные валунные суглинки и супеси; пески, принесенные водно-ледниковыми потоками; глины, отложившиеся на дне послеледниковых озер; безвалунные покровные суглинки, а также разнообразные аллювиальные отложения.

Наибольшее распространение в Волговерховье имеют дерново-подзолистые почвы. Они занимают наиболее дренированные водоразделы и склоны холмов; формируются на любых материнских породах под разнообразной лесной растительностью с густым мохово-лишайниковым или травяным покровом.

Большую долю в почвенном покрове Волговерховья составляют болотные почвы (верховые, низинные и переходные).

Вдоль рек распространен еще один вид почв - пойменные или аллювиальные. В целом характерной чертой региона является комплексность почвенного покрова, т.е. сочетание почв разной степени оподзоленности и заболоченности, а также разного механического состава.

Территория расположена в лесной зоне, в подзоне южной тайги, переходящей на юг в смешанные широколиственные леса. Леса - основной тип растительности данного региона.

Типичны еловые леса, состоящие преимущественно из формации ели европейской, изредка ели сибирской.

Они занимают выровненные участки или понижения рельефа с суглинистыми или супесчаными плодородными почвами нормального увлажнения. Еловые леса

представлены всеми основными группами: зеленомошными (надпочвенный покров образуют зеленые мхи - гилокомии, плевроций, дикранум, кукушкин лен и др.); чернично-зеленомошными (добавляется черника); зеленомошно-брусничными (в надпочвенном покрове преобладает брусника со значительной долей зеленых мхов) и кисличными(в травяно-кустарничковом покрове доминирует кислица и ряд других таежных видов: седмичник европейский, линнея северная, майник двулистный и др.).

Другим типом коренных лесов являются сосняки. Они представлены сходными типами, наибольшее распространение имеют сосняки зеленомошные. Встречаются также сосняки сфагновые, которые приурочены к заболоченным участкам.

Территория пока еще является достаточно облесенной. Однако интенсивные антропогенные воздействия сильно изменили растительный покров региона. Резко уменьшилось количество коренных типов еловых и широколиственных лесов, во многих случаях они сменились производными смешанными и мелколиственными лесами, зарослями кустарников. С 1990 г. резко увеличились вырубки, часты пожары; негативное воздействие также оказывают осушительные мелиорации верховых болот, проводившихся с 60-х годов прошлого века. Поэтому в настоящее время резко встает проблема восстановления коренных еловых лесов и повышения их продуктивности.

Животный мир Волговерховья типичен для подзоны южной тайги. Он сформировался в результате заселения различными животными, проникшими сюда из соседних территорий. Из европейских видов здесь обитают зеленый дятел, зеленушка, черный хорь, типичные таежные виды представлены трехпалым дятлом, глухарем, рябчиком, снегирем, белкой-летягой, зайцем - беляком.

Из насекомоядных обитают: еж обыкновенный, крот обыкновенный; из грызунов: белка, рыжая европейская полевка. Фоновыми видами хищных млекопитающих являются лесная куница, европейская норка, ласка, бурый медведь, рысь, лисица и волк. На территории района встречаются лось, кабан. Чрезвычайно богата орнитофауна. По берегам водоемов много земноводных и пресмыкающихся.

Волговерховье является одним из немногих регионов Европы, где находятся гнездовья орла-бвркута (около 30 особей).

Промышленность региона представлена прежде всего предприятиями, использующими местные природные ресурсы - лесные, минерально-строительные, торф. Кроме того, имеется ряд предприятий пищевой промышленности, перерабатывающей сельскохозяйственное сырье.

Значительный объем промышленных запасов древесины сосредоточен в Пенновском районе, где занимаются заготовкой и переработкой древесины.

Местные минеральные ресурсы использует комбинат строительных материалов в поселке Селище.

Из предприятий агропромышленного комплекса большая часть связана с местной сырьевой базой - молокозаводы и маслозаводы, мясокомбинат, консервный завод и льнозавод.

Экономические связи с другими областями обеспечивает, прежде всего, железнодорожный транспорт. Через Пено проходит железная дорога Бологое-Осташков-Пено с выходом на Великие Луки и Прибалтику и обеспечивает связи с другими областями и Санкт-Петербургом. Железная дорога Москва-Тверь-Осташков связывает территорию с Тверью, Москвой и Санкт-Петербургом.

На территории распахано всего 7-10% земель. Как правило, господствуют крохотные, размером 1-3 га поля, к тому же сильно засоренные камнями.

Сельское хозяйство в основном имеет молочно-картофельное направление.

Пашни заняты посевами льна в сочетании с многолетними и однолетними травами и озимыми яровыми зерновыми культурами, а также посевами картофеля.

Анализ условий среды обитания свидетельствует о благоприятной естественной эколого-географической ситуации в Волговерховье. Природные системы характеризуются достаточно высокой устойчивостью, повышенным потенциалом атмосферного и водного самоочищения, значительным биотическим потенциалом естественного восстановления. Естественный экологический фон создает в целом комфортные условия для жизни человека, животных и растений.

Территория отличается высокой способностью к саморегуляции природных процессов, что во многом определяет устойчивость геозкосистем. Устойчивость поддерживается также значительной степенью географического и биологического разнообразия и преобладанием малоизмененных стабильно функционирующих природных биосистем.

Природная геоэкологическая ситуация характеризуется дефицитом некоторых элементов (Са, Со, Си, I и др.), вызывающими у населения различные заболевания.

Наиболее важным нарушением геосистемы Волговерховья явилось создание Верхневолжского водохранилища. В результате строительства бейшлота в 1852 г. в районе п. Селище существенно изменились природные условия реки Волги, ее гидрологический, гидрохимический и гидробиологический режимы.

Водные запасы территории активно используются в народном хозяйстве. Отработанные воды различных категорий, возвращаемые в водоемы составляют около 4% от среднегололетнего стока. Собственно загрязненные и грязные воды не превышают 0,4% от среднегололетнего стока на территории.

В пределах территории наибольшее количество выбросов в атмосферу приходится на районы, расположенные вдоль основных транспортных магистралей. В целом Волговерховье следует отнести к регионам с умеренно антропогенно трансформированными геосистемами.

Аппаратно-измерительный комплекс учебно-научного полигона «Волговерховье»

Аппаратно-технический комплекс полигона состоит из пяти самостоятельных «узлов» сбора метеорологических и экологических параметров, объединенных в автоматизированную систему контроля, сбора и обработки их на тестовом участке «Черная речка».

Для дистанционных измерений характеристик подстилающей поверхности и ее покрова, которые используются при дешифрировании космических и аэрофотоснимков, построена 40-метровая вышка с лифтовой платформой для размещения и подъема аппаратуры дистанционного зондирования в ИК и ММ диапазонах и радиационного контроля падающей и отраженной радиации.

На вышке установлена прецизионная аппаратура для измерения метеорологических и экологических параметров, позволяющая осуществлять круглогодичный мониторинг динамики содержания CO₂ и H₂O, температуры и влажности воздуха,

количества осадков; падающей и отраженной солнечной радиации; скорости и трехмерного направления воздушных потоков.

Накопление и обработка всей поступающей информации производится на рабочей станции, расположенной в специально построенном лабораторном блоке.

Проводимые измерения транспирации в стволах деревьев осуществляются двумя методами:

1. Метод теплового баланса. На дереве на уровне 1,5 м устанавливаются параллельно 5 плоских электродов с одной стороны и 5 с другой; над электродами, которые имеют разную полярность (чтобы происходило нагревание), и под ними на расстоянии 0,5-1 см углубляются по две термопары. Диагонально по отношению к “блоку” электродов на расстоянии 5 см устанавливаются 4 контрольные термопары. Точно такое же оборудование находится на противоположной стороне дерева. Каждое дерево в районе расположения датчиков оборачивается системой слоев (поролоном, алюминиевой фольгой и полиэтиленом) для обеспечения термо- и гидроизоляции.

2. Экспериментальный метод, «метод теплового поля». Он заключается в использовании игольчатого датчика, который представляет собой игольчатый электрод-нагреватель, установленный в центре и окруженный пятью термопарами, которые располагаются по углам пятиугольника. Шестая термопара устанавливается непосредственно под электродом. Датчики располагаются с двух сторон дерева и имеют гидрозащиту. Преимущество этого метода в большей чувствительности к слабым низким потокам.

В районе впадения в речку Черную ее левого притока (ручей без названия) создан малый гидрологический пост с целью организации гидрологических наблюдений и дальнейшего моделирования водосборных процессов. Данный участок был выбран потому, что геоэкосистема ручья была признана наиболее подходящей для изучения и организации здесь в дальнейшем долговременных гидрологических измерений.

В разных районах бассейна реки Волги, в том числе, и в Чистой речке, проводились заборы и исследования образцов воды с целью определения наличия и концентрации токсичных солей тяжелых металлов и других примесей.

Экологам хорошо известна высокая токсичность ряда тяжелых металлов, к которым относятся ртуть, свинец, олово, таллий, теллур, хром и другие. Эти металлы, а также их соединения, являются высокотоксичными в водных растворах. Так, ртуть является токсичной для человека при концентрации 5×10^{-3} мг/л. Водные растворы таких металлов, как никель, свинец, титан, висмут и хром токсичны для человека при концентрации около 0.1 мг/л.

Известны некоторые химические и биофизические механизмы действия тяжелых металлов на функционирование живых клеток и организмов. К ним относятся такие, как отравление ферментов, нарушение проницаемости мембран, нарушение электронного и ионного транспорта, блокирование нервной проводимости, а также разрыв цепи свободно радикальных процессов.

Чтобы определить наличие и концентрацию токсичных солей тяжелых металлов в водном растворе проводятся измерения светорассеяния с изменением величины РН (путем добавления в раствор щелочи или кислоты). При этом при некотором значении РН (в так называемой изоэлектрической точке белка) измеряемая

масса достигает максимальной величины, значение которой растет пропорционально концентрации тяжелого металла.

В районе полигона регулярно берутся пробы в нескольких точках: из притока р. Волги, из колодца, из Чистой речки, из озера Волго (у берега и на глубине).

При проведении измерений содержания токсичных соединений в пробах воды, взятых из разных точек бассейна реки Волги, в т.ч. из Чистой речки и озера Волго, использовались установка с He-Ne лазером и фотоэлектрической регистрацией излучения, а также прибор (Luminometer - 1251 LKB Wallac) с иодной лампой в качестве источника света, модернизированного с помощью оптического волокна и светофильтра для регистрации рассеянного излучения под 90° к падающему лучу.

Полигон регулярно обеспечивается материалами космических съемок данной территории со спутников «Метор-3М» - 6 спектральных диапазонов и «Тerra» - 36 спектральных диапазонов для построения модели геосистемы «Волговерховье».

В настоящее время на полигоне проводятся исследования по следующим направлениям:

создание прогнозной модели геосистемы Верхневолжья с целью прогноза ее изменения под влиянием естественных и антропогенных факторов;

математическое моделирование процесса накопления углерода в верховых болотах, для оценки запасов углерода на поверхности земли для прогноза экологической обстановки;

изучение свойств подстилающих поверхностей, зависимостей коэффициентов поглощения и отражения природных объектов в различных диапазонах длин волн;

изучение взаимосвязи испарения лесной растительности и температуры воздуха над пологом леса с активностью фотосинтеза, для создания моделей и оценки динамики теплового баланса и изменения климата;

моделирование региональной изменчивости климата и оценки ее зависимости от вырубки лесов;

моделирование гидрологического режима региона «Волговерховье», включая поверхностные и подземные стоки и прогнозирование гидрологических катастроф;

исследования взаимосвязи конвекционных тепловых потоков и радиации;

мониторинг вариаций магнитного поля;

создание баз данных по результатам проводимых наблюдений;

постоянное развитие созданной базы тематических карт территории.

Как уже было сказано, территория Волговерховья, к которой относится полигон, отличается высокой степенью базисной изученности, достигнутой благодаря многочисленным научным исследованиям, выполненным, в частности, кафедрой геоэкологии и лаборатории геоэкоинформатики Тверского госуниверситета и физическим факультетом МГУ.

За указанный период практику на полигоне прошли около 180 студентов и 10 аспирантов. Полученные материалы полигонных исследований использовались при написании 60-ти курсовых и 30-ти дипломных работ, а также 9-ти кандидатских диссертаций.

С 1995 года по настоящее время на территории учебно-научного полигона проводятся учебные практики студентов и аспирантов Тверского и Московского госуниверситетов по геоэкологии и физическим методам геоэкологического мониторинга.

Выполняется съемка и описание экосистем различного типа (река, лес с преобладанием ели). Собираются и систематизируются полевые материалы, в том числе результаты нивелирования и теодолитной съемки, дешифрирование аэрокосмических снимков, проводится описание растительного и почвенного покровов лесных и болотных экосистем. Берутся пробы грунтов и воды, выполняется измерения транспирации деревьев.

После полевых исследований производится камеральная обработка полученных данных. Составляются описания выделенных экосистем. Студенты также активно участвуют в создании и совершенствовании серии тематических карт Волговерховья, в сборе и обработке измерений метеорологических и экологических параметров, в измерениях транспирации деревьев, в проведении анализа проб воды.

С 2005 года планируются практики по земному магнетизму на базе аппаратуры и при участии ИЗМИРАН и лазерному зондированию вод озер (физический факультет МГУ).

Создан учебно-методический центр «Волговерховье» для проведения физико-экологических экспериментов, учебной базы студентов и аспирантов физико-экологической специальности.

Полигон постоянно оснащается современным оборудованием, связанным с новейшими научными разработками физического факультета МГУ, Геттингенского университета (Германия), ИЗМИРАНа.

В процессе экспериментальных работ был решен ряд фундаментальных и прикладных задач: моделирования глобального изменения климата Земли, моделирования процессов водного баланса на поверхности земли и его влияния на климатические особенности, разработана методика дешифрирования космических и аэрофотоснимков в геоэкологических и тематических целях.

На базе полигона прошли обучение современным методам исследования и получили оригинальные материалы для проведения научно-исследовательских работ ряд поколений студентов и аспирантов двух российских университетов.

В настоящее время полигон «Волговерховье» фактически является Центром коллективного пользования и нуждается в определенной организационно-финансовой поддержке Министерства образования и науки.

Сотрудниками физического факультета МГУ и Тверского государственного университета разработана программа развития Учебно-научного полигона «Волговерховья» как Центра коллективного пользования по обучению студентов и аспирантов геоэкологической и физико-экологической специальностей и проведению соответствующих научно-исследовательских работ.

ОПТИМИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК РАДИОСПЕКТРОМЕТРОВ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ОЗОНА И ОКИСИ ХЛОРА В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Розанов С.Б. (1), Соломонов С.В. (1), Игнатъев А.Н. (2),
Кропоткина Е.П. (1)

(1) *Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН (ФИАН),*

E-mail: sergroz@sci.lebedev.ru

(2) *Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический
факультет, E-mail: ignatyev_alex@mail.ru*

1. ВВЕДЕНИЕ

Дистанционное зондирование атмосферы на миллиметровых (ММ) радиоволнах является эффективным методом исследований содержания и вертикального распределения (ВР) ее малых газовых составляющих (МГС) [1]. Регистрация спектральных линий теплового излучения исследуемых молекул должна проводиться с минимальными искажениями их формы, что достигается высокой чувствительностью и оптимальным спектральным разрешением спектрометров. В настоящее время в ФИАН ведется разработка новых спектрометров на частоты 142,2 и 204,4 ГГц для одновременных наземных измерений ВР озона и озоноразрушающих молекул окиси хлора в атмосфере. В данной работе представлены результаты оптимизации характеристик создаваемых приборов.

2. Расчеты спектров излучения атмосферы в МиллиМетровом диапазоне волн

Для оценки ожидаемых интенсивностей спектральных линий излучения МГС атмосферы и уточнения требований к аппаратуре были проведены расчеты яркостной температуры излучения атмосферы в спектральных линиях озона, окиси хлора и других газов. Расчеты велись на основе уравнения переноса излучения. Коэффициенты поглощения атмосферных газов определялись в рамках традиционной модели уширения спектральных линий, обусловленного соударениями молекул, учитывалось также избыточное поглощение в водяном паре и нерезонансное поглощение в молекулярном кислороде и азоте. Значения спектроскопических параметров газов были взяты из атласа спектральных линий HITRAN 2000 [2]. Использовалась плоскостойкая модель атмосферы (высоты 0-100 км), в которую были включены 9 газов, имеющих резонансные линии в ММ диапазоне (O₂, H₂O, O₃, ClO, N₂O, NO, NO₂, HNO₃, CO), а также азот. Исходными данными являлись ВР температуры, давления и концентрации газов модельной атмосферы. В модели использовались два дневных профиля озона (см. рис.1), полученные в ФИАН по результатам регулярных наблюдений на ММ волнах [3]. Эти профили соответствуют двум предельным случаям ВР озона, наблюдаемым над Москвой в холодное полугодие [4]. Дневной профиль ВР окиси хлора (рис.1), имеющий максимумы на высотах 20 и около 40 км, взят из работы [5], а ВР остальных МГС (N₂O, NO, NO₂, HNO₃ и CO) - из работы [6]. В программу расчёта закладывалось несколько профилей температуры и влажности тропосферы, что позволяло моделировать

различные условия наблюдений. На рис. 2 показаны рассчитанные спектры собственного излучения атмосферы при наблюдениях в зенит в диапазоне частот 15–420 ГГц для зимних условий средних широт. При расчете использовался профиль озона, представленный на рис.1 (кривая 1).

В результате расчетов было установлено, что для наземного дистанционного зондирования озона и окиси хлора на ММ волнах предпочтительными являются спектральные линии излучения этих МГС с центральными частотами 142,175 ГГц и 204,35 ГГц соответственно. Эти линии находятся вблизи центров окон прозрачности атмосферы и в наибольшей степени удовлетворяют условию изолированности. Расчеты показали, что оптимальный зенитный угол зондирования, для которого достигается максимум отношения сигнал/шум, уменьшается при повы-

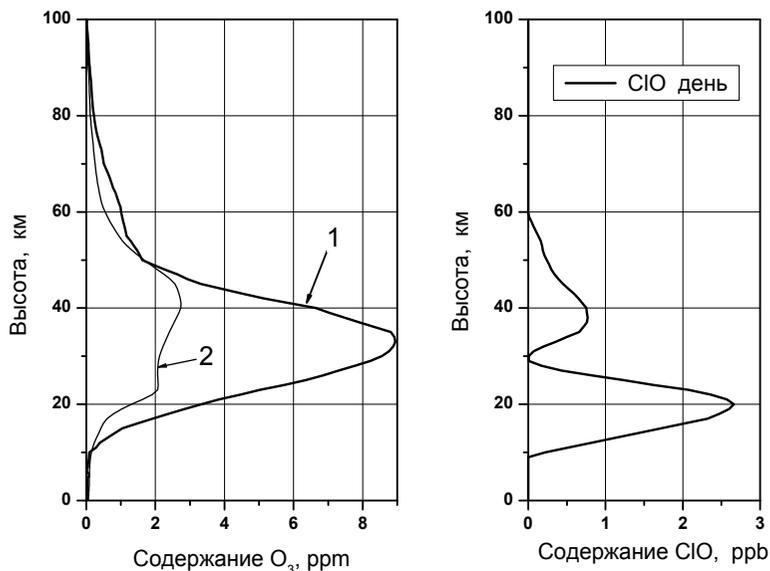


Рис. 1. Примеры использованных в расчетах вертикальных распределений относительного содержания озона (слева) и окиси хлора (справа). Единицы измерения 1 ppm и 1 ppb соответствуют 10⁻⁶ и 10⁻⁹.

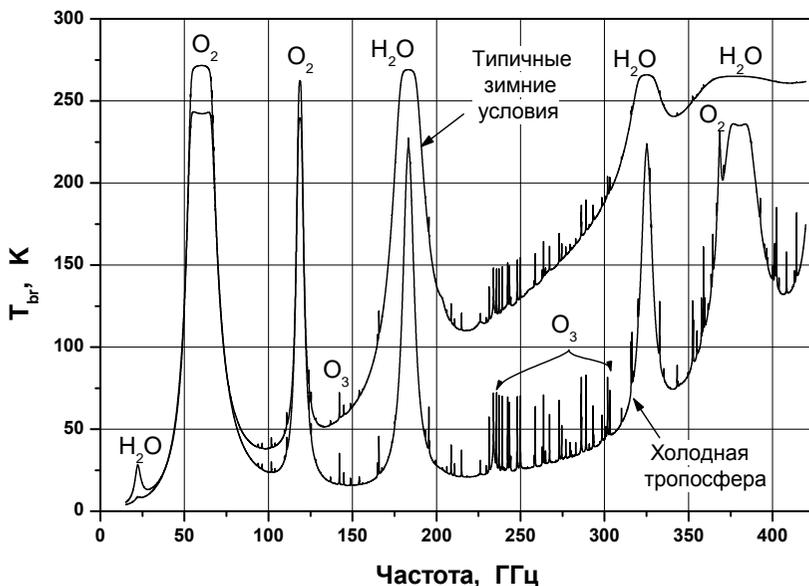


Рис. 2. Яркостная температура собственного излучения атмосферы при наблюдениях в зенит в диапазоне частот 15–420 ГГц для зимних условий средних широт.

шении влажности тропосферы. Для оптимальной работы 2-миллиметрового озонметра в широком диапазоне тропосферных условий необходимо изменять зенитный угол в пределах 60° – 75° . Для 1,5-миллиметрового спектрометра требуемый диапазон зенитных углов составляет 40° – 70° [7].

Компьютерное моделирование (см. также разделы 4 и 5) позволило уточнить основные требования к спектрометрам. Для восстановления ВР озона на высотах 15–75 км (до 95 км ночью) с хорошей точностью при времени измерения не более 1–2 часов шумовая температура озонметра, работающего на частоте 142,2 ГГц, должна быть не более 1500 К, здесь и далее приводятся однополосные значения шумовых температур. Для восстановления ВР окиси хлора на высотах 15–50 км по линии излучения 204,4 ГГц при времени накопления сигнала не более 6–8 часов шумовая температура спектрометра должна быть не более 700 К. Требуемая полоса анализа составляет около 500 МГц для обоих приборов. Спектральное разрешение в центре линии должно быть $\leq 0,1$ МГц для озона и ≤ 10 МГц для окиси хлора. На крыльях линий для обоих приборов оно может составлять 25–50 МГц.

3. ВХОДНЫЕ УСТРОЙСТВА РАДИОСПЕКТРОМЕТРОВ

В состав каждого радиоспектрометра входят малошумящий модуляционный супергетеродинный приемник, анализатор(ы) спектра (АС) и персональный компьютер со специальным программным обеспечением. Боль-

шое внимание при разработке приемников было уделено снижению их уровня шума за счет оптимального построения входных квазиоптических устройств. С целью минимизации потерь сигнала во входных устройствах обоих приемников используются металлические зеркала и поляризационные сетки. Оптическая схема озонметра показана на рис. 3. Излучение неба в полосе с центром на 142,175 ГГц с зенитного угла, выбранного поворотом плоского зеркала 1, фокусируется параболическим зеркалом 2 на вращающуюся лопасть модулятора-переключателя 4 (частота модуляции около 30 Гц). Для калибровки входной пучок периодически перекрывается теплым чернотельным излучателем 3 с яркостной температурой T_0 . В полупериод, когда лопасть модулятора пересекает входной пучок, в приемник поступает отраженный от нее опорный шумовой сигнал с постоянной по спектру яркостной температурой T_{ref} . Величина T_{ref} может изменяться в пределах $T_N \leq T_{ref} \leq T_0$ при поворотах проволочной сетки 7 в пределах 0° - 90° в ее плоскости. Здесь $T_N \approx 100$ К – яркостная температура излучателя 5, охлаждаемого жидким азотом, $T_0 = 293$ К – комнатная температура. Угол между плоскостью рисунка и плоскостью сетки 7 равен $52,5^\circ$. При наблюдениях угол поворота сетки 7 и зенитный угол зондирования будут выбираться так, чтобы температура T_{ref} была близка к средней яркостной температуре неба в рабочей полосе частот. Далее пучок фокусируется эллиптическим зеркалом 8 и проходит сквозь сетку 10, которая пропускает только горизонтально поляризованное излучение. Специальная перископическая конструкция, позволяет направить сверху на сетку 10 немодулированное излучение холодной нагрузки 5, вертикально поляризованная компонента которого отражается сеткой 10 в сторону однополосного фильтра (поляризационный интерферометр Майкельсона [8], состоящий из сетки 11 и двух 90-градусных уголкового отражателей 12 и 13). При разности хода лучей в плечах интерферометра $\Delta l = \lambda_{ПЧ1}/4 = 20$ мм поляризации модулированного излучения неба на сигнальной частоте и немодулированного холодного фона на зеркальной частоте 134,675 ГГц совпадают в выходном пучке интерферометра, фокусируемом эллиптическим зеркалом 14, и оказываются ортогональны поляризации модулированного излучения неба на зеркальной частоте, которое отражается в сторону сеткой 15. Здесь $\lambda_{ПЧ1} = 80$ мм – длина волны, соответствующая первой промежуточной частоте (ПЧ1) приемника 3,75 ГГц. Сбоку на сетку 15 падает излучение 1-го гетеродина 16, сфокусированное зеркалом 18, в поляризации, ортогональной к поляризации излучения, проходящего сквозь сетку 15. Однополосный фильтр и зеркало 14 установлены на столике, который совершает возвратно-поступательное движение в плоскости рисунка. Такая модуляция длины пути входного луча позволяет исключить искажения измеряемых спектров озона стоячими волнами во входных устройствах приемника.

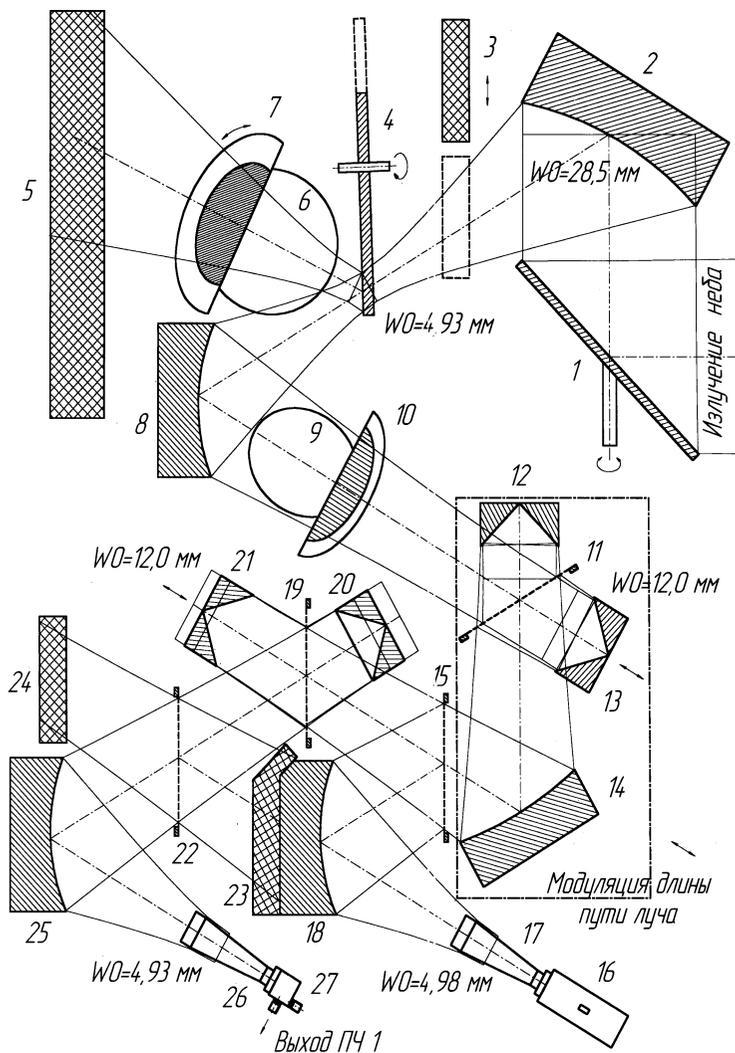


Рис. 3. Оптическая схема озонметра на частоту 142 ГГц: 1 - плоское поворотное зеркало; 2 - внеосевое параболическое зеркало; 3 - подвижный теплый чернотельный излучатель; 4 - модулятор-переключатель; 5 - холодный чернотельный излучатель; 6, 9, 23, 24 - теплые чернотельные излучатели; 7 - поворотная проволочная сетка; 8, 14, 18, 25 - внеосевые эллиптические зеркала; 10, 11, 15, 19, 22 - проволочные сетки; 12, 20 - неподвижные уголкового зеркала; 13, 21 - подвижные уголкового зеркала; 16 - 1-й гетеродин; 17, 26 - рупорные облучатели; 27 - 1-й смеситель. Модуляция длины пути луча.

Далее пучок поступает в диплексер-интерферометр, состоящий из сетки 19 и угольковых отражателей 20 и 21. Диплексер имеет разность хода $\Delta L = \Lambda ПЧ1/2 = 40$ мм и обеспечивает в выходном пучке совпадение поляризаций колебаний 1-го гетеродина, модулированного излучения неба на сигнальной частоте и немодулированного холодного фона на зеркальной частоте, которые после фокусировки зеркалом 25 проходят в смеситель 27, чувствительный только к одной поляризации принимаемого излучения. Холодный фон на зеркальной частоте снижает шумовую температуру приемника. Сетка 22 отражает в сторону амплитудные шумы 1-го гетеродина на сигнальной и зеркальной частотах, которые на выходе диплексера поляризованы ортогонально перечисленным выше сигналам.

Расчетные значения радиусов перетяжек w_0 гауссовых пучков указаны на Рис. 3. Радиусы апертур оптических элементов составляют не менее $2,25 w_0$, что для основной моды гауссовых пучков дает величину потерь за счет диафрагмирования -44 дБ. Для упрощения конструкции эллиптические зеркала 8, 18, 25, а также не показанное на Рис. 3 зеркало перископа сделаны одинаковыми. Угол падения для всех внеосевых зеркал равен $\gamma = 30^\circ$. Это втрое уменьшает искажения пучков на зеркалах по сравнению с обычным углом падения 45° , т.к. величина таких потерь пропорциональна $\text{tg}^2\gamma$ [9]. В приемнике озонметра использованы конические рупорные облучатели (17 и 26 на Рис. 3) с гофрированной внутренней поверхностью, разработанные в ФИАН [10].

Оптическая схема входных устройств приемника на частоту 204 ГГц в основных чертах совпадает со схемой Рис. 3. Главное отличие состоит в том, что 1-й смеситель и усилитель ПЧ1 этого приемника, а также холодный излучатель 5 размещены в криоблоке, охлаждаемом до температуры около 20 К с помощью микрокриогенной системы замкнутого цикла. Одна из поляризаций холодного фона излучателя 5, выводимого из криоблока через специальное окно, поступает в зеркальную полосу смесителя, а ортогональная к ней поляризация используется для калибровки приемника и формирования опорного уровня температуры T_{ref} , близкого к яркостной температуре неба. Чтобы избежать искажений слабой линии окиси хлора излучением неба, частично просачивающимся через однополосный фильтр в зеркальную полосу смесителя, частота гетеродина выбрана равной 208,1 ГГц. В этом случае при ПЧ1 3,75 ГГц зеркальная полоса оказывается в пределах частотного окна 211,2-212,5 ГГц, в котором нет сильных линий атмосферных газов [2]. В приемнике на 204 ГГц используются гладкостенные конические рупорные облучатели со ступенькой на внутренней поверхности конуса (двухмодовые рупора) [11].

4. УСИЛИТЕЛЬНО-ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЙ ТРАКТ И АНАЛИЗАТОРЫ СПЕКТРА

В обоих приемниках установлены малошумящие волноводные смесители на планарных диодах Шоттки типа АА138В-3, разработанные в ФИАН [12, 13]. Твердотельные гетеродины на частоты 138,425 и 208,1 ГГц, (разработка НИИПП, г.Томск), построены по схеме задающего генератора на диоде Ганна с двумя удвоителями частоты. Выходные мощности гетеродинов составляют 13 и 7 мВт соответственно. Оба гетеродина имеют электронную перестройку частоты, что позволяет стабилизировать их частоты системами ФАПЧ на основе генератора опорной частоты 5,5 ГГц. Параметры смесителей, усилителей ПЧ1 и гетеродинов позволя-

ют обеспечить шумовую температуру радиоспектрометров, указанную в разделе 2. Усилительно-преобразовательные тракты обоих спектрометров, разработанные в СКБ ИРЭ РАН, г.Фрязино, имеют выходы на частотах 1,75 ГГц и 312,5 МГц. Для преобразований частоты сигнала с ПЧ1 к выходным частотам используются опорная частота 5,5 ГГц и ее субгармоники.

К выходу 1,75 ГГц подключается широкополосный акустооптический анализатор спектра (АОС, разработка СПбГПУ, г. Санкт-Петербург, [14]) с входной полосой частот 1,5-2 ГГц, а к выходу 312,5 МГц – узкополосный или широкополосный фильтровой АС (разработка ИПФ РАН, г. Нижний Новгород). Новые фильтровые АС разрабатывались с учетом опыта эксплуатации в озонметре ФИАН фильтровых АС, созданных в ИПФ РАН в 90-х годах [1, 3, 15]. В обоих радиоспектрометрах предусмотрен ввод в АОС вспомогательного реперного сигнала с частотой 1,6 ГГц для контроля тепловых дрейфов АОС при длительных наблюдениях [14]. Кроме того, оба прибора имеют отдельный широкополосный канал для измерения средней яркостной температуры неба во входной полосе частот шириной около 0,5 ГГц.

Широкополосный 95-канальный фильтровой АС-95 имеет полосу анализа около 480 МГц. Его частотное разрешение меняется от 0,2 МГц в центре полосы до 20 МГц на краях. Распределение каналов различной ширины в полосе анализа АС-95 оптимизировано для измерений ВР озона на высотах 15-75 км [1, 3, 15]. При исследованиях стратосферной окиси хлора высокое спектральное разрешение в центре линии не требуется [7], поэтому центральные каналы АС-95 при наблюдениях окиси хлора должны объединяться для повышения чувствительности. Результаты расчетов спектрального сглаживания для оптимизированной частотной сетки широкополосного фильтрового АС с объединенными каналами шириной 10, 20 и 40 МГц показаны на рис. 4 для дневного профиля окиси хлора (рис. 2). Сплошная кривая представляет истинный спектр, маркеры – значения яркостной температуры в объединенных каналах, а пунктирная линия использована для обозначения границ каналов. Во всех каналах величина спектрального сглаживания (вследствие конечной ширины полосы пропускания этих каналов) не превосходит величины 0,01 К и примерно соответствует ожидаемому уровню шума на выходах каналов при времени накопления сигнала несколько часов.

Узкополосный 50-канальный фильтровой АС-50 с полосой анализа 10 МГц и разрешением, меняющимся от 0,1 МГц в центре полосы до 0,6 МГц на ее краях, предназначен для исследований озона в ночное время на высотах до 95 км [3]. Он будет использоваться в озонметре совместно с АОС или широкополосным фильтровым АС.

АОС имеет полосу до 500 МГц, частотное разрешение около 1 МГц и шаг следования каналов около 0,6 МГц. Он может быть использован как для исследований стратосферного озона на высотах 15-55 км, так и для измерений ВР окиси хлора. Вследствие конечного частотного разрешения каналов АОС измеренный спектр отличается от истинного. Результат спектрального сглаживания в АОС вблизи центра озонной линии показан на рис. 5, а. Сплошная линия соответствует истинному спектру, а квадратные маркеры показывают значения сиг-

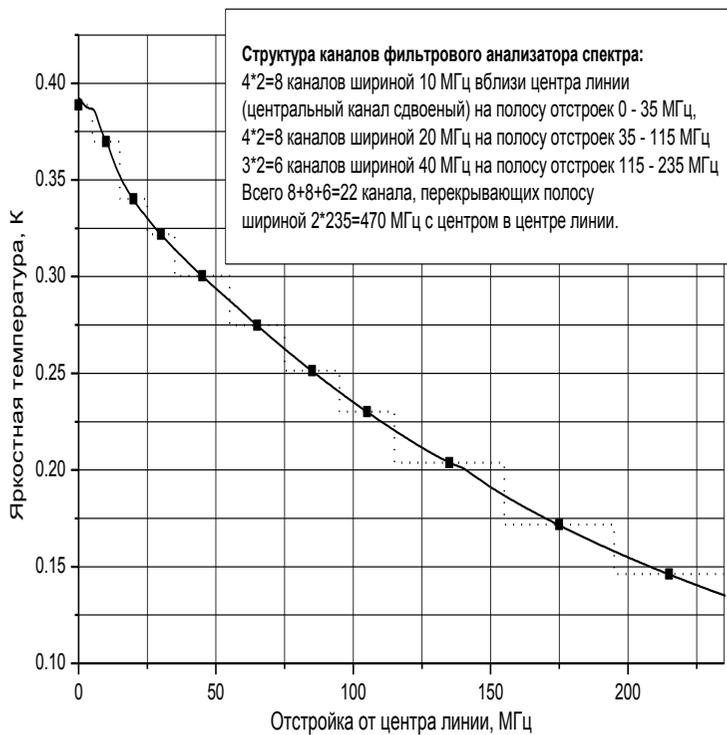


Рис. 4. Расчетные значения яркостной температуры линии окиси хлора 204,4 ГГц в каналах оптимизированного фильтрового анализатора спектра с шириной каналов 10, 20 и 40 МГц.

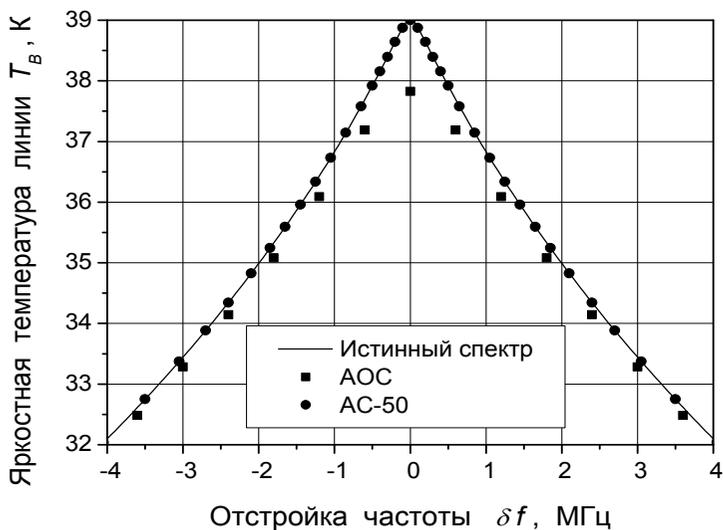


Рис. 5, а. Спектральное сглаживание центральной части линии озона в каналах широкополосного АОС (при частотном разрешении каналов 0,95 МГц по уровню -3 дБ) и в каналах АС-50.

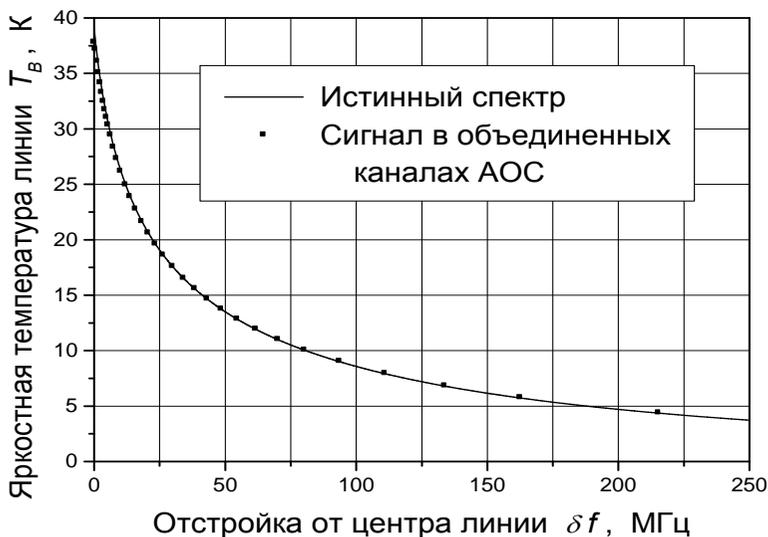


Рис. 5, б. Расчетные значения яркостной температуры линии озона в 35 объединенных каналах озонметра с широкополосным АОС.

нала в каналах. Видно, что в центральном канале сигнал оказывается примерно на 1 К меньше истинного значения радиояростной температуры ТВ в центре линии. При отстройке от центра линии на 4-5 МГц сглаживание спектра в отдельных каналах АОС становится малым. Чтобы обеспечить одновременно широкую полосу анализа около 500 МГц и малые отличия измеренного спектра от истинного в центре линии озона, нужно вместе с АОС использовать узкополосный фильтровой анализатор спектра АС-50, (см. Рис. 5, а).

По мере удаления от центра линии ее яркостная температура уменьшается. С другой стороны, алгоритм восстановления ВР методом Тихонова (см. раздел 5) наиболее эффективно работает, если значения отношения сигнал/шум в каждой из частотных точек, для которых известна яркостная температура линии, одинаковы или близки. Поэтому для сохранения примерно постоянного значения отношения сигнал/шум $TB/\delta T$ во всей полосе АОС необходимо объединение соседних каналов АОС на крыльях линии в группы, что достигается программными средствами. Увеличение эффективной ширины каналов позволяет уменьшить уровень шума δT . Такое снижение спектрального разрешения на крыле линии вполне допустимо, т.к. кривизна спектра быстро падает при удалении от центра линии. Это иллюстрируется рис. 5, б, где представлены пересчитанное к внетропосферным условиям крыло линии озона для ВРО, приведенного на рис. 2 (кривая 1), и зенитного угла зондирования 60° (сплошная кривая), а также массив точек-маркеров, представляющих значения яркостной температуры линии на выходах 35 объединенных каналов озонометра с АОС. Эти объединенные каналы охватывают 421 спектральный канал АОС, что соответствует полосе анализа 253 МГц (половине общей полосы озонометра). В наиболее удаленный от центра линии объединенный канал сгруппировано 123 канала АОС, и он имеет эффективную ширину 75 МГц. Расчёты показали, что спектральное сглаживание, связанное с таким объединением каналов, мало (рис. 5, б).

5. Численное моделирование восстановления вертикальных профилей озона и окиси хлора

Определение ВР озона и окиси хлора по их спектрам производится с использованием специальных алгоритмов, основанных на методе Тихонова [16]. Этот метод с успехом применяется в ФИАН для восстановления ВР озона в стратосфере и мезосфере [1, 3, 17]. Для восстановления ВР стратосферной окиси хлора по результатам измерения спектров ее излучения на частоте 204 ГГц алгоритм и программа [17] были соответствующим образом изменены [18]. Ниже приведены некоторые результаты численного моделирования восстановления ВР озона и окиси хлора для создаваемых радиоспектрометров. Алгоритм численных экспериментов выглядит следующим образом:

1) Для некоторого выбранного профиля ВР озона или окиси хлора, называемого истинным, по алгоритму [7] рассчитывается спектр собственного излучения соответствующей газовой составляющей, приведённый к внетропосферным условиям.

2) К полученному спектру добавляется гауссов шум, имитирующий флуктуации при регистрации излучения модуляционным радиометром.

3) Полученный спектр сглаживается с помощью линейной интерполяции по трём соседним каналам АС.

4) Для сглаженного спектра озона или окиси хлора решается задача восстановления профиля ВР с таким параметром суммарной погрешности (см. [17, 18]), чтобы обеспечить максимальную точность восстановления профиля ВР при заданных параметрах приёмной аппаратуры и времени наблюдения.

5) Этапы расчётов по пунктам с 1 по 4 многократно повторяются (10 раз). Полученные восстановленные профили усредняются на каждом высотном уровне и рассчитываются среднеквадратичные отклонения от среднего.

На рис. 6 представлен результат восстановления вертикального профиля озона в численном эксперименте по наблюдению спектральной линии этой МГС с цен-

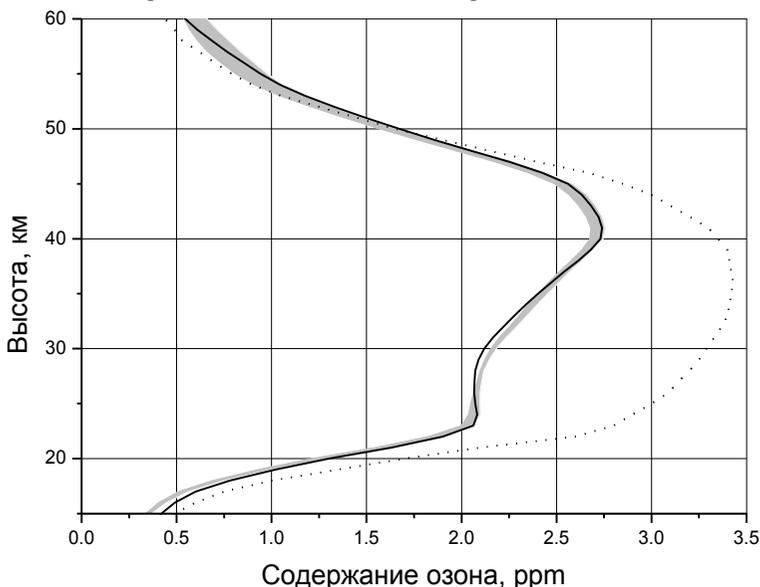


Рис.6. Моделирование восстановления профиля ВР озона из спектра, полученного при регистрации в течение 1 часа радиоспектрометром с однополосной шумовой температурой 1500 К.

тром на 142,175 ГГц с помощью радиоспектрометра с шириной полосы пропускания 500 МГц, шумовой температурой 1500К, оптимизированным частотным разрешением, изменяющимся от 0,1 МГц в центре линии до 75 МГц на крыле (рис.5), при среднем влагосодержании зимней тропосферы. Сплошная чёрная линия – истинный профиль ВР озона (рис. 1, кривая 2), пунктир – нулевое приближение, серая область соответствует восстановленным профилям (ширина этой области на каждом высотном уровне равна удвоенному среднеквадратичному отклонению от среднего). Точность восстановления ВР озона достаточно высока - лучше 5% на высотах 20-50 км. Как видно из рис.6, метод Тихонова позволяет восстановить отдельные детали на профиле озона – резкое уменьшение вертикального градиента ВР озона на высоте 23 км (такая особен-

ность на ВР озона характерна при появлении полярного воздуха в стратосфере над Москвой [4]). На высотах ниже 17 км относительные ошибки определения ВР озона возрастают, хотя абсолютная ошибка остается малой.

Результаты численного моделирования восстановления ВР окиси хлора для спектрометра, работающего на частоте 204 ГГц, показаны на Рис. 7. Рассмотрен случай наблюдения с охлаждаемым приемником с однополосной шумовой температурой 500 К, оптимизированным фильтровым анализатором спектра (рис.4), при

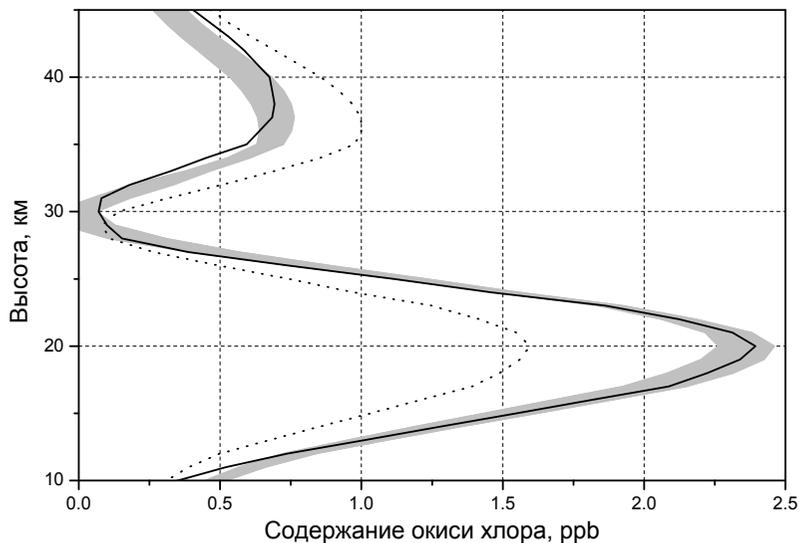


Рис.7. Моделирование восстановления профиля ВР окиси хлора из спектра, полученного при регистрации в течение 6 часов радиоспектрометром с однополосной шумовой температурой 500 К.

времени наблюдения 6 часов, при пониженном влагосодержании зимней тропосферы (тропосферное ослабление 3 дБ). Сплошная линия представляет исходный модельный профиль окиси хлора, пунктирная линия – нулевое приближение итерационной процедуры метода Тихонова, серая область соответствует восстановленным профилям. Результаты расчётов показали, что в нижнем максимуме профиля окиси хлора точность восстановления составляет около 5 %, что позволит уверенно регистрировать содержание стратосферной окиси хлора и его изменения, которые могут достигать десяти и более раз. В верхнем максимуме точность восстановления – около 10 %. Вполне достоверно восстанавливается также содержание окиси хлора в окрестности локального минимума на высоте 30 км.

6. Заключение

Проведенная оптимизация характеристик разрабатываемых высокочувствительных радиоспектрометров на частотах 142 и 204 ГГц для наземных исследований атмосферного озона и окиси хлора обеспечивает гибкий выбор частотного разрешения анализаторов спектра, входящих в состав этих приборов, что даёт воз-

возможность регистрировать линии озона и окиси хлора с минимальными искажениями. Параметры используемых приемников и анализаторов спектра и разработанные математические методы обеспечат эффективное восстановление вертикальных распределений озона на высотах 15-75 км (до 95 км ночью) и окиси хлора на высотах 15-50 км, что важно для решения различных задач экологии, физики атмосферы и других областей фундаментальных и прикладных исследований.

Авторы выражают глубокую благодарность директору Отделения оптики ФИАН, чл.-корр. РАН И.И.Собельману, префекту ВАО г.Москвы, проф. Н.Н.Евтихиеву, проф. Н.А.Есепкиной (СПбГПУ), проф. Ю.А.Пирогову (физфак МГУ), директору "Мосэкомониторинга" Е.Г.Семутниковой, А.М.Октябрьскому (Министерство образования и науки РФ) и И.И.Бородулиной (Московский комитет по науке и технологиям) за постоянную поддержку работы и внимание к ней. Большой вклад в создание аппаратуры и программного обеспечения был внесен В.Н.Леоновым, А.Н.Лукиным, В.Ф.Троицким и Н.И.Кузнецовым (ФИАН), И.И.Саенко и С.К.Кругловым (СПбГПУ), А.М.Штанюком, П.Л.Никифоровым и В.Ф.Вдовиным (ИПФ РАН), В.Г.Божковым и В.И.Перфильевым (НИИПП), С.Ю.Турыгиным (СКБ ИРЭ РАН), К.П.Гайковичем (ИФМ РАН), В.П.Меркуловым и С.В.Логвиненко (ПРАО АКЦ ФИАН), А.М.Пилипенко (НПО "Сатурн") и А.А.Орловым (ИОФАН), которым авторы искренне признательны. Работа была поддержана Минпромнауки РФ (госконтракт № 40.032.11.43), Московским комитетом по науке и технологиям (договор 25-Т/03), ФЦП "Интеграция" (проект № 316), программой ОФН РАН "Проблемы радиофизики", грантом РФФИ №03-02-17436 и грантом программы "Ведущие научные школы" НШ-1254.2003.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.В.Соломонов. Радиофизические исследования озоносферы //Успехи соврем. радиоэлектрон.- 2003.- №1.- С.9-25.
2. HITRAN-2000, <ftp://cfa-ftp.harvard.edu/pub/HITRAN/>.
3. С.В.Соломонов, Е.П.Кропоткина, С.Б.Розанов. Исследование вертикально-распределения озона в стратосфере и мезосфере на миллиметровых волнах //Иzv. вузов. Радиофиз.- 2003.- Т.46, №8-9.- С.764-770.
4. С.В.Соломонов, Е.П.Кропоткина, А.Н.Лукин, С.Б.Розанов. Изменения в озоном слое над Московским регионом по наблюдениям на миллиметровых волнах //Краткие сообщения по физике ФИАН. – 1998. - №1 - С.23-27.
5. M.Kuntz, G.Kopp, H.Berg, G.Hochschild, R.Krupa. Joint retrieval of atmospheric constituent profiles from ground-based millimeterwave measurements: ClO, HNO₃, N₂O and O₃ //J. Geophys. Res.- 1999.- V.104, No.D11.- P.13981-13992.
6. Г.Брасье, С. Соломон. Аэрномия средней атмосферы. М.: Гидрометеониздат, 1987.
7. А.Н.Игнатьев, Е.П.Кропоткина, Ю.А.Пирогов, С.Б.Розанов. Исследование возможности наземных наблюдений атмосферной окиси хлора на частоте 204 ГГц //Радиотехн. и электрон.- 2003.- Т.48, №6.- С.679-683.
8. М.С.Яновский, Б.Н.Князьков. Квазиоптические поляризационные интерферометры приемников ММ и СММ волн //Иzv. вузов. Радиоэлектрон.- 1977.- Т.20, №11.- С.35-41.

9. J.A.Murphy. Distortion of a simple Gaussian beam on reflection from off-axis ellipsoidal mirrors //Int. J. IR and MM waves.- 1987.- V.8, No.9.- P.1165-1187.
 10. С.Б.Розанов. Квазиоптический интерферометр коротковолновой части миллиметрового диапазона волн с корректирующими объективами //Вестн. МГТУ. Сер. Приборостроение. - 1991.- №3.- С.52-62.
 11. P.D.Potter. A new horn antenna with suppressed sidelobes and equal bandwidths //Microwave J. - 1963. - V.6, No.6. - P.71-78.
 12. С.Б.Розанов. Малошумящие смесители диапазона волн 2 мм на диодах Шоттки с балочными выводами //Радиотехн. и электрон. - 1996. - Т.41, №3. - С.362-369.
 13. С.Б.Розанов, В.Г.Божков, В.И.Перфильев, С.Ю.Турьгин. Разработка и исследование смесителя на планарном диоде Шоттки в диапазоне волн 1,5 мм //Изв. вузов. Радиофиз.- 2003.- Т.46, №8-9.- С.771-778.
 14. Н.А.Есепкина, Е.П.Кропоткина, С.К.Круглов, В.Н.Леонов, А.Н.Лукин, С.Б.Розанов, И.И.Саенко, С.В.Соломонов. Радиометрический комплекс с акустооптическим анализатором спектра для исследований атмосферного озона на частоте 142 ГГц //Успехи соврем. радиоэлектрон. – 2003. - №1.- С.52-60.
 15. V.A.Gusev, E.P.Kropotkina, S.V.Logvinenko, A.N.Lukin, P.L.Nikiforov, S.B.Rozanov, A.M.Shtanjuk, S.V.Solomonov. Heterodyne spectrometer for remote sensing of the atmospheric ozone //Proc. 3rd Int. Symp. on Phys. and Engineering MM and subMM Waves, Kharkov, Sept.15-17, 1998.- V.2.- P.694-696. Харьков: Изд. ИРЭ НАНУ, 1998.
 16. А.Н.Тихонов, А.В.Гончарский, А.В.Степанов, А.Г.Ягола. Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. М.:«Наука», 1983.
 17. К.П.Гайкович, Е.П.Кропоткина, С.В.Соломонов. Определение вертикального профиля атмосферного озона по наземным измерениям излучения в миллиметровом диапазоне //Изв.АН. Сер. Физ. атмосфер. и океана.- 1999.- Т. 35, №1.- С.86-95.
 18. К.П.Гайкович, А.Н.Игнатьев, Е.П.Кропоткина, Ю.А.Пирогов, С.Б.Розанов, С.В.Соломонов. Методы определения содержания окиси хлора из наблюдений на миллиметровых волнах (в печати).
-

КОНТРОЛЬ СОСТОЯНИЯ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ СРЕДСТВАМИ ЛАЗЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

*Запевалов А.С., **Показеев К.В.

**Морской гидрофизический институт НАН Украины*

***Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Введение

Основной объем информации, получаемой с использованием средств дистанционного зондирования авиа и космического базирования, основан на регистрации электромагнитных волн рассеянных и отраженных морской поверхностью. Тонкая структура рельефа морской поверхности чувствительна к таким факторам, как ветер, внутренние волны, течение, концентрация поверхностно-активных веществ и т.д., что создает возможность дистанционного мониторинга процессов, протекающих в пограничных слоях атмосферы и океана [1]. Не смотря на его актуальность, вопрос о реакции структуры морской поверхности на изменения в пограничных слоях атмосферы и океана до сих пор не достаточно изучен [2].

В настоящее время в океанологических исследованиях сложились три основных направления лазерного зондирования: импульсная локация, фазовая профилометрия, и индикация бликов [3, 4]. Первые два позволяют исследовать крупномасштабные компоненты ветрового волнения, в то время как последнее дает информацию о мелкомасштабных компонентах. При его применении морская поверхность зондируется узким лазерным лучом непрерывно, но регистрируются только сигналы обратного "квазизеркального" отражения, появляющиеся в моменты времени, когда отраженный от поверхности пучок света попадает в приемник.

При описании взаимодействия электромагнитных волн, и, в частности, света, с поверхностными волнами обычно используются модели, в которых спектр поверхностных волн имеет детерминированную связь со скоростью ветра [5]. В то же время анализ прямых натуральных измерений параметров поверхностных волн и скорости ветра показывает [6], что связь между ними имеет стохастический характер. Неоднозначность существенно зависит от скорости ветра и особенно велика при скоростях менее 5 м/с, она также различна для волн разных диапазонов.

Практически во всех моделях, описывающих рассеяние света морской поверхностью, используется ее представление в виде случайной движущейся гауссовой поверхности [7, 8]. Такой подход используется не смотря на то, что ряд натуральных экспериментов показывает, что морская поверхность не является строго гауссовой. В распределении уклона поверхности наблюдаются отклонения от распределения Гаусса, которые возрастают с усилением ветра [9-11]. Это приводит к изменению свойств границы океан-атмосфера, характеризующих ее как отражающую поверхность. В частности, изменение асимметрии продольной компоненты уклона с ростом скорости ветра проявляется, в угловом смещении максимума отражения света [12].

В настоящей работе обобщены результаты натуральных комплексных экспериментов, в которых исследовалась изменчивость тонкой топографической структу-

ры морской поверхности, а также изучались свойства границы раздела океан-атмосфера, как отражающей свет поверхности [13-16].

Измерительная аппаратура

Прибор для лазерного зондирования. В приборе для лазерного зондирования была принята схема с совмещенными источником и приемником оптического сигнала. Источником оптического сигнала является He-Ne лазер с мощностью 4 мВт. Диаметр апертуры фотоприемника равняется 5 см. Зондирование проводилось с высоты 5 м. Диаметр пятна на невозмущенной поверхности при зондировании в надир равнялся 5 мм.

Широкополосный волнограф. Для измерения возвышения поверхности использовался широкополосный струнный резистивный волнограф. Датчиком волнографа является отрезок неизолированной нихромовой проволоки, вертикально пересекающий границу раздела вода-воздух. В зависимости от диаметра датчика и применяемого типа первичных преобразователей датчик имел следующие характеристики: разрешающая способность – 0.5 - 2.5 мм; частотный диапазон – 0.05 - 40 Гц; диапазон высот волн – до 4 - 6 м [17].

Двумерный уклономер. Для измерений уклонов морской поверхности использовался двумерный лазерный уклономер. Принцип работы прибора основан на измерении углов отклонения лазерного луча при прохождении из-под воды взволнованной границы раздела вода-воздух. Прибор имеет следующие технические характеристики: диапазон измеряемых уклонов $\pm 30^\circ$; погрешность измерений (по лабораторным испытаниям) – 0.2 о; диапазон допустимых высот волн – до 1 м, дискретность измерений – 0.02 сек [11].

Океанографическая платформа. Измерения проводились на океанографической платформе Морского гидрофизического института, расположенной на Черном море у Южного берега Крыма. Глубина в том месте, где установлена платформа ~30 м, что при характерных длинах черноморских ветровых волн соответствует условию “глубокой воды”. Минимальное расстояние от платформы до берега 650 м.

Ограничения модели Лонге-Хиггинса

До настоящего времени практически во всех моделях, описывающих рассеяние света морской поверхностью, используется модель Лонге-Хиггинса [18], в которой граница раздела вода-воздух представлена в виде случайной движущейся гауссовой поверхности. Такой подход используется как при анализе рассеяния солнечного света [7], так и при интерпретации результатов лазерного зондирования [8].

Существует несколько факторов, ограничивающих возможности применения модели Лонге-Хиггинса для расчета рассеяния света морской поверхностью. Первое, в ее основе лежит представление морской поверхности в виде

$$\xi(x, y, t) = \sum_n a^{(n)} \cos(k_x^{(n)} x + k_y^{(n)} y + \omega^{(n)} t + \varphi^{(n)})$$

(1)

где $a^{(n)}$ - амплитуда n -ой компоненты; $k_x^{(n)}$ и $k_y^{(n)}$ - волновые числа, непрерывно распределенные на плоскости (k_x, k_y) ; $\omega^{(n)} = \omega^{(n)}(k_x^{(n)}, k_y^{(n)})$; $\varphi^{(n)}$ - фаза, с равной вероятностью распределенная на интервале $(0, 2\pi)$. Модель Лонге-Хиггинса была предложена в 1960 г., когда в океанологии господствовала концепция о структуре волнового поля как о линейной суперпозиции волн, не взаимодействующих между собой. В настоящее время показано, что короткие волны, основные рассеиватели света, не могут быть описаны в виде (1). Их модели должны обязательно учитывать процессы генерации и диссипации, а также межволновое взаимодействие [19].

Второе, представление морской поверхности в виде (1) не учитывает, того обстоятельства, что короткие волны, распространяясь по поверхности длинной волны, вследствие ее орбитальных движений имеют скорость, отличную от фазовой скорости, следующей из их дисперсионного уравнения. Соответственно скорость перемещения зеркальных точек, определенная по модели Лонге-Хиггинса, не будет соответствовать их скорости в реальном волновом поле.

Третье, Лонге-Хиггинс построил статистику зеркальных точек, как статистику точек, в которых две пространственные производные функции (1) принимают строго заданные значения. При зондировании в надир таковыми являются точки, где обе компоненты уклонов одновременно обращаются в нуль,

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{\partial \xi}{\partial y} = 0, \quad (2)$$

это локальные максимумы и минимумы, а также седлообразные точки. Но, поскольку облучаемая поверхность и апертура фотоприемника имеют конечные размеры, блики могут регистрироваться и тогда, когда условие (2) строго не выполняется. Достаточно чтобы модуль уклонов был меньше некоторого, определяемого параметрами аппаратуры, критического значения [20]. При этом участок поверхности, от которого происходит зеркальное отражение, может вообще не содержать точек, для которых справедливо условие (2).

Четвертое, статистические моменты уклонов морской поверхности третьего и четвертого порядков имеют значения, отличающиеся от значений, соответствующих распределению Гаусса [9-11].

Асимметрия и эксцесс уклонов морской поверхности

Рассмотрим, как статистические характеристики уклонов морской поверхности изменяются при изменении скорости ветра. Зависимость асимметрии продольной

компоненты уклонов A_u от скорости ветра W представлена на рис. 1а. Видно, что с ростом скорости ветра отклонение от нормального закона распределения в

среднем возрастает. Зависимость $A_u = A_u(W)$ аппроксимируется регрессионным уравнением в форме

$$A_u = 0.04 - 0.019W \pm 0.16 \quad (3)$$

Коэффициент корреляции между параметрами A_u и W равен -0.34 с 95% доверительным интервалом равным 0.11. Качественно поведение асимметрии продольной компоненты уклонов (3) согласуется с результатами определения статистик уклонов, полученными по данным аэрофотосъемок солнечных бликов [9],

$$A_u = 0.04 - 0.032W \pm 0.12 \quad (4)$$

Однако в нашем случае коэффициент при W в уравнении (3) оказался несколько ниже, чем в регрессии (4).

Согласно [9] эксцесс продольной компоненты уклонов не зависит от скорости ветра и имеет среднее значение равное 0.23 при среднеквадратическом отклонении ± 0.40 . Полученные нами оценки E_u в основном лежат внутри области 0.23 ± 0.40 , однако, наблюдается слабая зависимость от скорости ветра (рис. 1б). Коэффициент корреляции равен -0.38 с 95% доверительным интервалом равным 0.1. Связь параметра E_u со скоростью ветра описывается линейной регрессией,

$$E_u = 0.43 - 0.037W \pm 0.26 \quad (5)$$

Значения асимметрии и эксцесса поперечной компоненты уклонов не зависят от скорости ветра (рис. 2). Для них, как и для оценок A_u и E_u , характерен значительный разброс: $A_c = 0.036 \pm 0.15$; $E_c = 0.28 \pm 0.29$.

Эффекты квазигауссового распределения плотности вероятностей уклонов

Зондирование в надир. При вертикальном лазерном зондировании блик зеркального отражения регистрируется, если значение модуля уклона

$\xi_m = \sqrt{\xi_u^2 + \xi_c^2}$ площадки, на которую падает лазерный луч, удовлетворяет условию [20].

$$\xi_m \leq \xi_K = d/4h, \quad (6)$$

где d – диаметр апертуры фотоприемника, h – расстояние от прибора до зондируемой поверхности. Соответственно вероятность зеркального блика при облучении взволнованной морской поверхности, равна вероятности того, что модуль уклона удовлетворяет условию (6).

Чтобы оценить влияние отклонений асимметрии и эксцесса компонент уклонов от значений, соответствующих распределению Гаусса, введем безразмерный параметр

$$\varepsilon = \int_0^{\xi_K} P(\xi_m) d\xi_m / \int_0^{\xi_K} P_{mN}(\xi_m) d\xi_m, \quad (7)$$

где P – плотность вероятностей модуля уклона, определенная для полученных в экспериментах значениях статистических моментов; P_{mN} – плотность вероятностей модуля уклона, в случае, когда его компоненты имеют нормальное распределение.

При расчете функции $P(\xi_m)$ учитывалось, что продольная и поперечная компоненты уклонов не коррелированы между собой. Для компонент уклонов использовалась аппроксимация плотности вероятностей, построенная на основе ряда Грама-Шарлье,

$$P(x) = P_N(x) \cdot \left[1 + \frac{1}{6} A H_3(x) + \frac{1}{24} E H_4(x) \right], \quad (8)$$

где x – нормированные на корень из дисперсии значение уклонов; P_N – одномерная плотность вероятностей распределения Гаусса; A и E – асимметрия и эксцесс соответствующей компоненты; H_3 и H_4 – ортогональные полиномы Чебышева-Эрмита третьего и четвертого порядка [21].

При расчетах использовались значения асимметрии и эксцесса компонент уклонов, представленные на рис. 1 и 2. Оценки параметра ε меняются в широких пределах (рис. 3). Как правило, выполняется соотношение $\varepsilon > 1$, т.е. реальная вероятность регистрации бликов зеркального отражения от поверхности моря выше, чем рассчитанная для гауссовой поверхности. Данный результат является следствием того, что в большинстве случаев значения E_u и E_c имеют положительный знак. Положительные значения эксцесса компонент уклонов приводят к

более высокой, чем при гауссовом распределении, вероятности значений модуля уклонов близких к нулевым. Значения параметра \mathcal{E} лежат в пределах от 0.93 до 1.29 при среднем значении 1.06.

Наклонное зондирование. Рассмотрим два случая: первый – когда зондирование проводится в направлении, совпадающем с генеральным направлением распространения волн, второй – когда лазерный луч ориентирован в ортогональном направлении. Обозначим угол между нормалью к невозмущенной поверхности и зондирующим лучом как α . Будем полагать, что блик зеркального отражения регистрируется, если для компонент уклонов одновременно выполняются два условия: в первом случае

$$\operatorname{tg}(\alpha - \alpha_K) \leq \xi_u \leq \operatorname{tg}(\alpha + \alpha_K), \quad |\xi_c| \leq \operatorname{tg} \alpha_K, \quad (9)$$

во втором

$$|\xi_u| \leq \operatorname{tg} \alpha_K, \quad \operatorname{tg}(\alpha - \alpha_K) \leq \xi_c \leq \operatorname{tg}(\alpha + \alpha_K), \quad (10)$$

где α_K – малый угол ($\alpha_K / \sigma_c \ll 1$).

Оценки параметра \mathcal{E} , рассчитанные для наклонного зондирования в продольном и в поперечном направлениях, приведены на рис. 4 и рис. 5 соответственно. При углах падения $\alpha = 3^\circ$, $\alpha = -3^\circ$, как и при вертикальном зондировании, значения параметра \mathcal{E} в основном превышают единицу; при $\alpha = 9^\circ$, $\alpha = -9^\circ$ в основном выполняется обратное соотношение $\mathcal{E} < 1$. При зондировании в продольном направлении положительные значения угла α соответствуют ситуациям, когда лазерный луч направлен навстречу волнам.

Для анализа влияния негауссового характера распределений плотности вероятностей компонент уклонов при разных углах зондирования построены осредненные зависимости $\bar{\mathcal{E}} = \bar{\mathcal{E}}(\alpha)$ для трех диапазонов скоростей ветра (рис. 6). При зондировании в продольном направлении с ростом скорости ветра наблюдается смещение максимума функции $\bar{\mathcal{E}} = \bar{\mathcal{E}}(\alpha)$ в сторону больших углов. Этот эффект обусловлен происходящим при усилении ветра ростом анизотропии продольного компонента уклонов. Изменение E_u с ростом скорости ветра (см. (5)) приводит к уменьшению $\max [\bar{\mathcal{E}}(\alpha)]$.

При зондировании в поперечном направлении максимум функции $\bar{\mathcal{E}} = \bar{\mathcal{E}}(\alpha)$ наблюдается при нулевых значениях угла α . Для индивидуальных оценок функ-

ции $\varepsilon = \varepsilon(\alpha)$ отмечалось смещение максимума относительно $\alpha = 0$. Оно может быть обусловлено, в частности, влиянием течения, ориентированного под углом к направлению ветра. Дополнительными факторами, приводящими к такому смещению, являются поворот вектора скорости ветра и то обстоятельство, что в зависимости от длины составляющих поля ветровых волн им требуется разное время, чтобы подстроиться под изменившееся направление ветра.

Связь бликов и энергии спектральных составляющих волнового поля

Как известно, рассеяние света в основном определяют короткие волны. В моделях рассеяния состояние поверхности обычно описывается с помощью однопараметрических регрессий, где предиктором является скорость ветра. Подобные модели хорошо описывают общие тенденции в изменении характеристик бликов, но становятся плохо применимы внутри отдельных гидрометеорологических ситуаций, когда скорость ветра меняется в узких пределах.

Эксперименты по лазерному зондированию, проведенные при устойчивом по скорости и направлению ветре, показали, что характер связи между энергией волн и статистиками бликами существенно зависит от скорости ветра. При слабых ветрах, при небольших значениях коэффициента вариаций σ_w / \overline{W} , корреляция между W и энергией спектральных составляющих волнового поля $\eta(f)$ мала. В подобных ситуациях зависимость частоты бликов от скорости ветра не наблюдается. При этом уровень корреляции между параметрами бликов и энергией отдельных волновых составляющих $\eta(f_i)$ существенно зависит от масштаба последних.

Как меняется уровень корреляции между $\eta(f_i)$ и частотой бликов F показано на рис. 7. Эта зависимость построена по данным измерений при средней скорости ветра 3.1, $\sigma_w / \overline{W} = 0.1$. Энергия спектральных составляющих и параметры бликов определялись за сеанс измерений, продолжительностью 30 сек. Из рис. 7 видно, что уровень корреляции растет с увеличением f_i . На частотах ниже 4 Гц уровень корреляции низок, но резко возрастает при превышении частоты 5 Гц. Аналогичным образом себя ведет и корреляция между $\eta(f_i)$ и средней за сеанс измерений длительностью бликов τ .

При более высоких скоростях ветра $W \geq 7$ м/с, и небольших значениях его коэффициента вариаций ($\sigma_w / \overline{W} \leq 0.1$) корреляция W и $\eta(f_i)$ на всех исследуемых масштабах лежит в пределах ± 0.2 . В указанных условиях связь между параметрами бликов (F и τ) и $\eta(f_i)$ отсутствует. В тоже время, не смотря на

узкий диапазон изменения W , корреляция частоты бликов и скорости ветра превышает уровень 0.5.

Таким образом, если при слабых ветрах статистики бликов в основном определяют высокочастотные волны ($f > 5$ Гц), то при более высоких значениях W не удастся выделить масштабы поверхностных волн, оказывающих преобладающее влияние на характеристики отражения лазерного луча. В этом случае можно говорить о кооперативном эффекте волн разных масштабов в формировании бликов.

Заключение

Связь между скоростью ветра и параметрами последовательностей бликов не является детерминированной, а имеет стохастический характер. Этот вывод хорошо согласуется с представленными в работе [6] результатами исследований изменчивости тонкой топографической структуры морской поверхности, где было показано, что энергия высокочастотных спектральных составляющих волнового поля неоднозначно зависит от скорости ветра.

При слабых ветрах статистики бликов в основном определяют короткопериодные волны с частотами выше 5 Гц. При средних и сильных ветрах не удастся выделить масштабы волн, оказывающие преобладающее влияние на формирование бликов.

Исследовано влияние на вероятность бликов зеркального отражения отклонений значений асимметрии и эксцесса уклонов от значений, соответствующих распределению Гаусса. Анализ проведен для углов зондирования до 15° . Показано, что при углах зондирования, близких к нулевым, вероятность зеркальных бликов в среднем на 6 % выше, чем рассчитанная для гауссовой поверхности. В отдельных случаях превышение может достигать 29 %. При зондировании под углами от 10° до 15° вероятность в среднем ниже и расхождение может превышать 40 %.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Мировой Океан» № 43.634.11.0001-7.

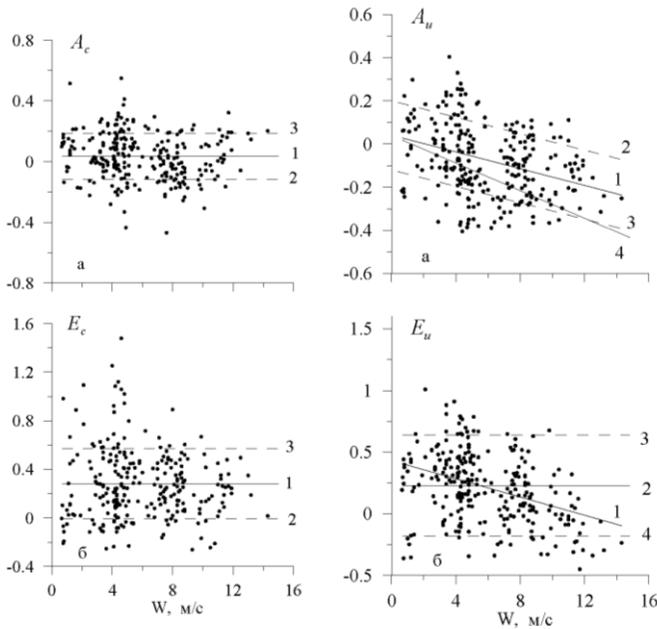


Рис. 1. (справа) Статистические моменты продольной компоненты уклонов: а) асимметрия A_u : точки – экспериментальные оценки, 1, 2 и 3 – регрессия (1) и среднеквадратические отклонения, 4 – регрессия (2); б) эксцесс E_u : точки – экспериментальные оценки, 1 – регрессия (3), 2, 3, 4 – среднее значение и среднеквадратические отклонения согласно [9].

Рис. 2. (слева) Статистические моменты поперечной компоненты уклонов: а) асимметрия A_c : точки – экспериментальные оценки, 1 – среднее значение, 2, 3 – среднеквадратические отклонения; б) эксцесс E_c : точки – экспериментальные оценки, 1 – среднее значение, 2, 3 – среднеквадратические отклонения.

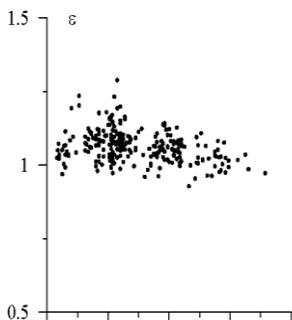


Рис. 3. Зависимость параметра ε от скорости ветра W при зондировании в надир.

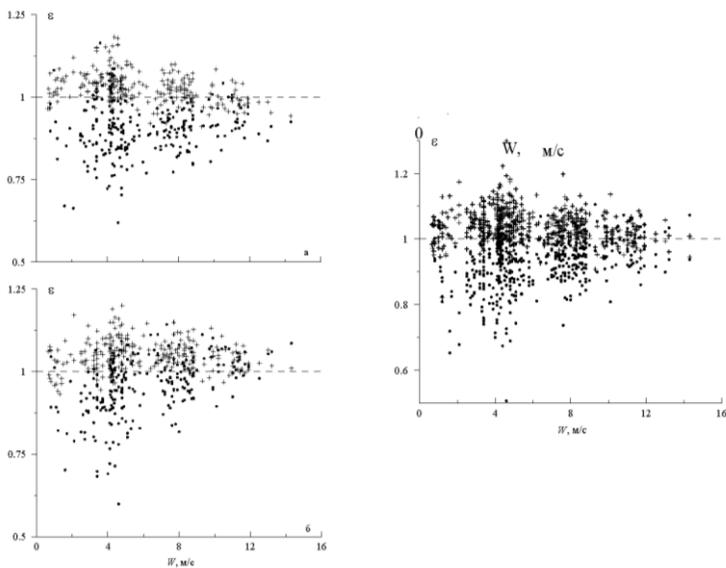


Рис. 4. Зависимости параметра ε от скорости ветра W при наклонном зондировании: а – зондирование в направлении распространения волн, \bullet – при $\alpha = -9^\circ$; $+ -$ при $\alpha = -3^\circ$; б – зондирование в направлении навстречу волнам, \bullet – при $\alpha = 9^\circ$; $+ -$ при $\alpha = 3^\circ$.

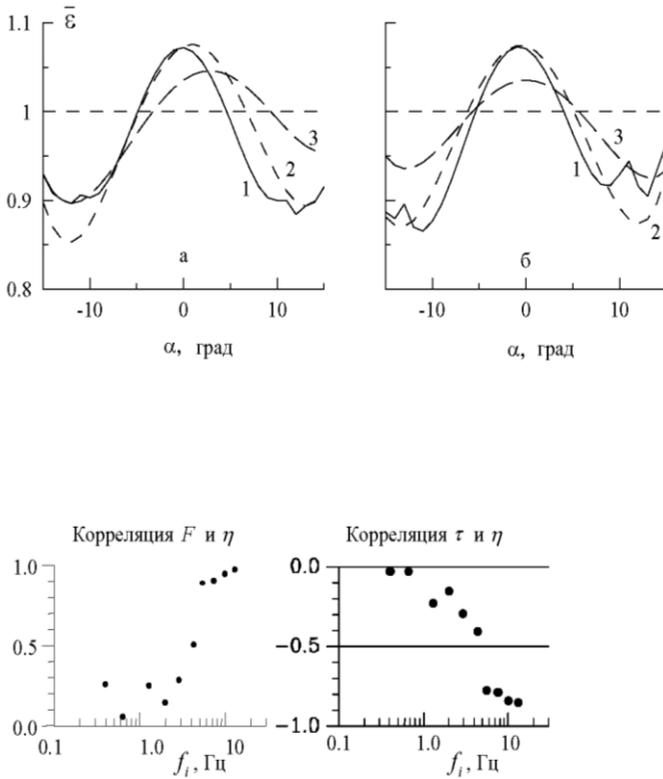


Рис. 6. (сверху) Функция $\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}(\alpha)$: (а) – зондирование вдоль направления распространения волн; (б) – поперек, 1 – диапазон $0.6 \leq W \leq 4$ м/с; 2 – диапазон $4 < W \leq 8$ м/с; 3 – диапазон $W > 8$ м/с.

Рис. 7. (снизу) Корреляция характеристик бликов (F – частота, τ – средняя длительность) и энергии спектральных составляющих волнового поля $\eta(f)$.

Список литературы

1. Фадеев В.В. Лазерный мониторинг морских экосистем // Физические проблемы экологии. № 5. – 1999. – С.186-194
2. Монин А.С., Красицкий В.П. Явления на поверхности океана. – Л.: Гидрометеиздат. – 1985. – 375 с.
3. Бункин Ф.В., Воляк К.И., Маляровский А.И., Михайлевич В.Г., Солнцев М.В., Шевченко Т.Б., Шуган И.В. Измерение параметров морского волнения по статистике отраженного лазерного сигнала // Труды ИОФАН СССР, М., Наука. – 1986. – Т. 1. – С. 3-23.
4. Носов В.Н., Пашин С.Ю. Статистические характеристики ветрового волнения в гравитационно-капиллярной области спектра // Известия АН СССР, Физика атмосферы и океана. – 1990. – Т. 26, № 11, С. 1161-1169.
5. Komen G.J., Cavaleri I., Donelan M. et al. Dynamics and modeling of ocean waves // Cambridge: Univ. Press, 1994, 540 p.
6. Христофоров Г.Н., Запевалов А.С., Смолов В.Е. Зависимость амплитудных характеристик высокочастотных компонент спектра ветровых волн от скорости ветра над морем // Морской гидрофизический журнал. – 1993. – № 3. – С. 67-77.
7. Гардашова Т.Г., Гардашов Р.Г. Математическая модель статистических характеристик света, отраженного от морской поверхности // Изв. РАН Физика атмосферы и океана 2001. – Т. 37, № 1. – С. 74-84.
8. Малиновский В.В., Гродский С.А., Кудрявцев В.Н., Смолов В.Е. Статистические характеристики лазерного сигнала, отраженного от морской поверхности // Морской гидрофизический журнал. – 2000. – № 3. – С. 64-75.
9. Cox С., Munk W. Statistics of the sea surface derived from the sun glitter // J. Mar. Res. – 1954. – V. 13. № 2. – P. 198-227.
10. Hughes B.A., Grant H.L., Chappell R.W. A fast response surface-wave slope meter and measured wind-waves components // Deep Sea Res. – 1977. – V. 24, № 12. – P. 1211-1223.
11. Христофоров Г.Н., Запевалов А.С., Бабий М.В. Статистические характеристики уклонов морской поверхности при разных скоростях ветра // Океанология. – 1992. – Т.3 2, вып. 3. – С. 452-459
12. Лонге-Хиггинс М.С. Статистический анализ случайной движущейся поверхности // В кн.: Ветровые волны, М.: Иностранная литература. – 1962. – С. 125- 218.
13. Запевалов А.С., Показеев К.В., Смолов В.Е. Зависимость интегральных характеристик уклонов морской поверхности от скорости ветра // Современные методы и средства океанологических исследований. Материалы конференции, Ч.1. -М.: ИО им. П.П. Ширшова РАН.– 2000.– С. 136-143
14. Запевалов А.С., Показеев К.В., Смолов В.Е. Лазерное зондирование морской поверхности (натурный комплексный эксперимент) // Тезисы докладов Третьей Всероссийской конференции «Физические проблемы экологии (Экологическая физика)». Москва. МГУ. Изд-во физического факультета МГУ, 23-25 мая 2001 г.– С.79.

15. Запевалов А.С., Показеев К.В., Смолов В.Е. Комплексные исследования оптических и топографических характеристик морской поверхности // Физические проблемы экологии (Экологическая физика), Москва. МГУ. Изд-во физического факультета МГУ.– 2001.– № 7.– С. 69-76.
16. Запевалов А.С., Показеев К.В., Пустовойтенко В.В. Оценка вероятности зеркального отражения от взволнованной морской поверхности // Четвертая Всероссийская конференция «Физические проблемы экологии (Экологическая физика)». Москва. МГУ. Изд-во физического факультета МГУ, 22-24 июня 2004 г.– С. 147-148.
17. Смолов В.Е., Запевалов А.С. Дифференциальный волнограф для исследования высокочастотных составляющих поля морских ветровых волн // Сб. Системы контроля окружающей среды, МГИ НАН Украины, Севастополь.– 2001.– С. 57-61.
18. Longuet-Higgins M.S. On the skewness of sea-surface slopes // J. of Phys. Oceanogr. – 1982. – V.12. – P. 1283-1291.
19. Кудрявцев В.Н. Физическая модель спектра капиллярно-гравитационных волн // Морской гидрофизический журнал. – 1996. – № 2. – С. 3-14.
20. Вильчинская Т.Б., Михайлович В.Г. Использование метода лазерного зондирования морской поверхности для определения приповерхностной скорости ветра // Морской гидрофизический журнал. – 1990.– № 6. – С. 57-61.
21. Кендалл М.Дж., Стьюарт А. Теория распределений // М.: “Наука”. – 1966. – 587 с.

СОДЕРЖАНИЕ

РЕШЕНИЕ ЧЕТВЕРТОЙ ВСЕРОССИЙСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ «ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИИ (ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ФИЗИКА)».....3

СЕКЦИЯ 2

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИИ ГИДРОСФЕРЫ

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ СИЛЫ КОРИОЛИСА НА ДИНАМИКУ РАЗВИТИЯ
ВЕСЕННЕГО ТЕРМИЧЕСКОГО БАРА.....5
Блохина Н.С., Орданович А.Е., Соловьев Д.А.

ЛАБОРАТОРНОЕ, ЧИСЛЕННОЕ И НАТУРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКОЙ
СТРУКТУРЫ СТОКОВЫХ ФРОНТОВ В ПРИБРЕЖНОЙ БАЛТИКЕ.....12
Гриценко В.А., Демченко Н.Ю., Руденко А.И., Чубаренко И.П.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ЦУНАМИОПАСНОСТИ ВДОЛЬ ЮЖНОГО ПОБЕРЕЖЬЯ КРЫМСКОГО ПОЛУОСТРОВА.....	24
---	----

Доценко С.Ф.

ЭКОЛОГИЧЕСКОЕ ОБРАЗОВАНИЕ - МИРОВОЗЗРЕНЧЕСКАЯ КОМПОНЕНТА.....	40
--	----

Неделько В.И., Пруднико В. Н.в, Хунджуга А.Г.

ОБ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЯХ ВОДНОГО СЛОЯ В ОЧАГЕ ЦУНАМИ.....	44
--	----

Носов М.А., Колесов С.В., Остроухова А.В., Алексеев А.Б.

ФОРМИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ СОСТАВА ВОДЫ В ПРИРОДНЫХ БАСЕЙНАХ С ПРИДОННЫМИ И ПРОМЕЖУТОЧНЫМИ СТРАТИФИЦИРОВАННЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ.....	56
--	----

Самолубов Б.И., Афанасьев Е.С., Шильнев А.В.

ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИИ ВОСТОЧНОЙ ЧАСТИ ЧЕРНОГО МОРЯ.....72
Шрейдер Ал.А., Шрейдер А. А.

АДЕКВАТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ И ПРОГНОЗ ЭВОЛЮЦИИ
 ПРИРОДНЫХ СИСТЕМ.....79
Чашечкин Ю.Д.

СЕКЦИЯ 3

ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ЗЕМЛИ

ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА УРАЛА ЗА ПОСЛЕДНЕЕ ТЫСЯЧЕЛЕНИЕ В СВЕТЕ
 ПРОБЛЕМЫ ГЛОБАЛЬНОГО ПОТЕПЛЕНИЯ.....97
Голованова И.В., Демежко Д.Ю.

МОДЕЛИ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ТВЕРДОЙ ОБОЛОЧКЕ ЗЕМЛИ И
 ГИДРОСФЕРЕ.....106
Трухин В.И., Козодеров В.В., Кузьмин Р.Н

СЕКЦИЯ 5

ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ МОНИТОРИНГА ПРИРОДНЫХ СРЕД

СОБСТВЕННАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ ПУРПУРНЫХ СЕРНЫХ
 БАКТЕРИЙ.....130
Агеев Д.В., Пацаева С.В., Южаков В.И.

КИНЕТИЧЕСКАЯ ФЛУОРИМЕТРИЯ ПРИРОДНЫХ ВОД.....140
Банишев А.А., Маслов Д.В., Мешканцов А.А., Остроумов Е.Е., Фадеев В.В.

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ДИАГНОСТИКИ МОРСКОЙ ВОДЫ МЕТОДОМ
 ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ
 СВЕТА.....150
Буриков С.А., Доленко Т.А., Сугоняев А.В.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО МОНИТОРИНГА ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ЭКОЛОГИЧЕСКОЙ ГИС РЫБИНСКОГО ВОДОХРАНИЛИЩА.....	157
<i>Литвинов А.С., Фадеева И.В., Чубаров В.В.</i>	
МЕТОД ДИСТАНЦИОННОЙ ЛАЗЕРНОЙ БИОИНДИКАЦИИ КАЧЕСТВА ВОДЫ.....	168
<i>Маслов Д.В., Остроумов Е.Е.</i>	
УЧЕБНО-НАУЧНЫЙ ПОЛИГОН «ВОЛГОВЕРХОВЬЕ».....	180
<i>Пирогов Ю.А., Тищенко А.П.</i>	
ОПТИМИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК РАДИОСПЕКТРОМЕТРОВ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ОЗОНА И ОКИСИ ХЛОРА В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ.....	188
<i>Розанов С.Б., Соломонов С.В., Игнатъев А.Н., Кропоткина Е.П.</i>	
КОНТРОЛЬ СОСТОЯНИЯ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ СРЕДСТВАМИ ЛАЗЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ.....	202
<i>Затевалов А.С., Показеев К.В.</i>	

Научное издание

*ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИИ
(ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ФИЗИКА)
№ 12*

*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*
