

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ
ЭКОЛОГИИ
(ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ФИЗИКА)**



№9

Москва
2002

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

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ
ЭКОЛОГИИ**
(ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ФИЗИКА)

№ 9



Москва
2002

Физические проблемы экологии N 9

Физические проблемы экологии (экологическая физика). № 9

Под ред. В.И. Трухина, Ю.А. Пирогова, К.В. Показеева. М.: Физический факультет МГУ, 2002.— Стр.183.

Сборник научных трудов третьей Всероссийской конференции «Физические проблемы экологии (экологическая физика)». Рассмотрены вопросы экологии околоземного пространства и верхних слоев атмосферы, экологические проблемы гидросферы, экологические проблемы гидросферы, физические методы и средства мониторинга природных сред, экологические проблемы физики Земли.

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

Издание осуществлено благодаря финансовой поддержке ФЦП «Интеграция» — проекты 2.1–304, Р0029, РФФИ (грант 01–02–26030)

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

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

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

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

Работа конференции проходила на Пленарном заседании и в 7 секциях:

Секция 1. Экология околоземного космического пространства и атмосферы;

Секция 2. Физические проблемы экологии гидросферы;

Секция 3. Экологические проблемы физики Земли;

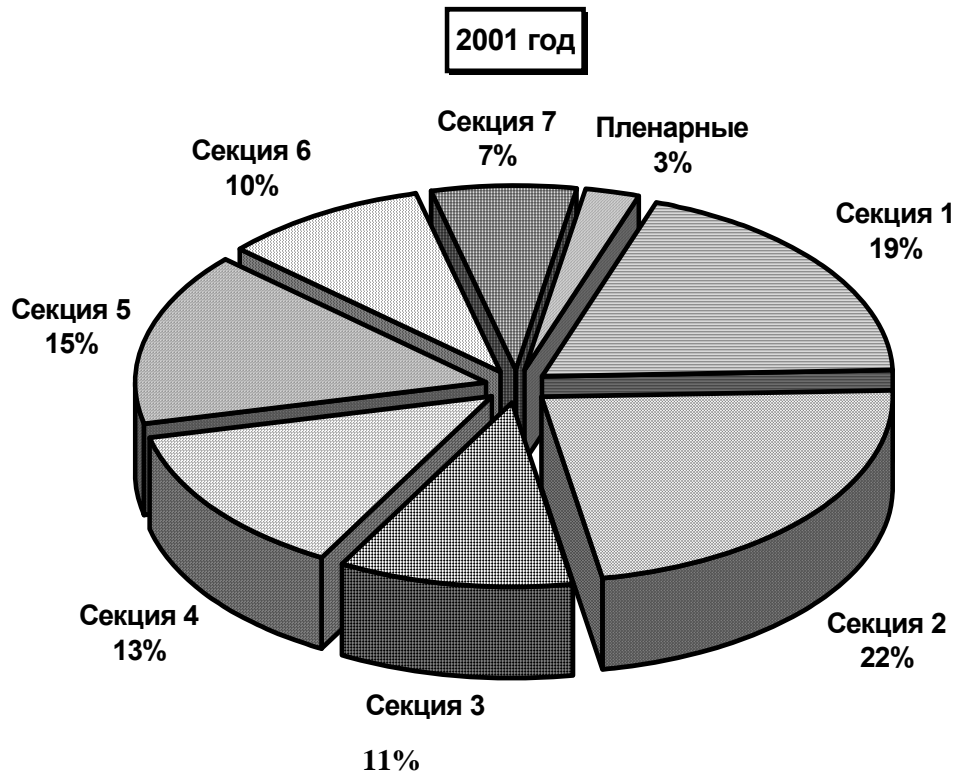
Секция 4. Биофизическая экология;

Секция 5. Физические методы мониторинга природных сред;

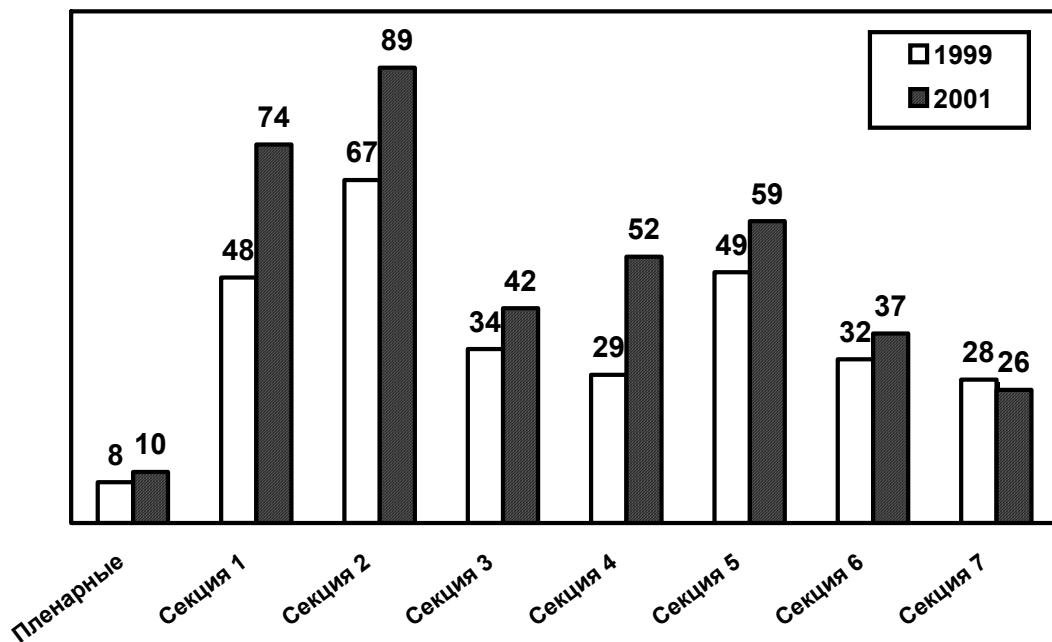
Секция 6. Прикладные аспекты экологической физики;

Секция 7. Вопросы экологического образования.

Распределение докладов по секциям приведено ниже.



Работа предыдущей конференции (второй) в 1999 г. проходила по этим же секциям. Анализ докладов первой конференции в 1997 г. показал, что подобное распределение было и на ней. Приведенный ниже рисунок свидетельствует о росте числа докладов практически по всем направлениям и об устоявшемся соотношении между научными направлениями конференции.



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

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

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

Настоящий сборник “Физические проблемы экологии (Экологическая физика)” N 9 продолжает публикацию трудов Третьей Всероссийской конференции “Физические проблемы экологии (Экологическая физика)”, начатую в NN 6, 7, 8.

Ответственные редакторы:

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

СЕКЦИЯ 1

**ЭКОЛОГИЯ ОКОЛОЗЕМНОГО
КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА И АТМОСФЕРЫ****ОСОБЕННОСТИ ЯВЛЕНИЯ ИСКУССТВЕННОГО F-SPREAD
В СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЕ**

Алимов В.А., Выборнов Ф.И., Митякова Э.Е., Рахлин А.В.

Научно-исследовательский радиофизический институт

F-spread (F-рассеяние, диффузные отражения, множественные отражения, рассеянные отражения) — явление, наблюдаемое на всей сети ионосферных станций. Состоит в том, что при вертикальном зондировании ионосферы отраженный сигнал теряет первоначальную структуру, становится диффузным, имеет большую продолжительность, чем зондирующий. Существенно влияет на надежность и качество коротковолновой радиосвязи.

В работе [1] рассматриваются механизмы образования диффузных отражений среднеширотной ионосферы и отмечается превалирующее значение для среднеширотной диффузности механизмов рассеяния на магнитно-ориентированных неоднородностях. Определяющим условием во всех рассмотренных механизмах явления F-spread предполагается наличие неоднородностей в ионосфере

При воздействии мощным радиоизлучением на ионосферную плазму вследствие большого разнообразия физических условий в ионосфере наблюдается развитие широкого спектра явлений, к которым в первую очередь следует отнести:

- а) нагрев электронов в поле мощной радиоволны и связанные с ним изменения электронной концентрации [2];
- б) изменение в результате нагрева плазмы ее проводимости и связанные с этим вариации плотности ионосферных токов [3–4];
- в) развитие вблизи уровня отражения волны накачки (ВН) параметрических неустойчивостей и как следствие этого — генерация плазменной турбулентности [5–7].

Указанные процессы имеют различные пороги по мощности волны накачки и характерные времена развития, существенно зависят от ионосферных условий. Они могут взаимно усиливать и ослаблять друг друга. Поэтому отклик ионосферы при воздействии мощным радиоизлучением носит сложный, а зачастую многоступенчатый характер.

Одним из видов реакции ионосферы на зондирование ее мощной радиоволной, является уширение следа отражения на высотно-частотной характеристике. Данное явление получило название искусственный F-spread искусственной диффузности (ИД). Впервые это явление было обнаружено в экспериментах по искусственной модификации ионосферы в Боулдере (США) [8] и независимо в г. Горьком в НИРФИ [9]. Эксперименты показали, что ИД легко создается как в дневной, так и ночной ионосфере, а ее характеристики внешне очень похожи на естественный F-spread, хотя в естественных условиях диффузность отраженных сигналов в средних широтах обычно имеет место только в ночное время с максимумом появляемости около полуночи [3].

Для развития заметной диффузности отраженных сигналов мощность волны накачки (ВН) O-поляризации должна быть не менее 10 МВт. Постепенное увеличение мощности ВН (за счет последовательного включения передатчиков с мощностью 250 кВт) приводят вначале к росту интенсивности ИД, а затем к насыщению при мощностях ВН $P_{эф} \approx 50$ МВт. При воздействии на ионосферу волнами X-поляризации необходимы более высокие уровни мощности ВН, и насыщения, аналогичного случаю O-компоненты, не отмечалось [10].

В проводившихся экспериментах было установлено, что внешний вид искусственной диффузности в значительной степени определяется состоянием ионосферы до начала воздействия. Если на ионограммах до первого включения нагрева имели место различного рода аномалии (перемещающиеся ионосферные неоднородности, естественная диффузность, дополнительные отражения и т.п.), хотя и в слабо развитом виде, то ИД, как правило, имела большую интенсивность, захватывала большой высотный интервал и часто сопровождалась появлением дополнительных наклонных отражений, утроением или учетверением отраженных следов.

Результаты экспериментов по исследованию искусственного F-spread с использованием фазового ВЧ радара были представлены в [11–12], где показано, что F-рассеяние вызывается крупномасштабными неоднородностями, вытянутыми вдоль силовых линий магнитного поля Земли. Отмечалась сильная зависимость от действующей высоты углов прихода отраженного от ионосферы сигнала радара. При этом в условиях длительных времен нагрева (на ионограммах наблюдалась сильная диффузность) направление углов прихода от действующей высоты менялось с северного направления (для наименьших высот измерений 352 км.) к южному (наибольшая высота 442 км.). Действующая высота менялась установкой соответствующей частоты излучения радара. При этом для искусственного F-spread отмечалось появление множественных отражений уже через несколько десятков секунд после включения нагревного стенда. Радарные измерения показывают, что возмущения в условиях искусственного F-

spread охватывают область ионосферы от высот максимума F-слоя до высоты 150 км над поверхностью Земли.

Регулярный характер миграции угла прихода при включении нагревного стенда и зависимость доплеровского смещения частоты от углов прихода в условиях искусственного F-spread, по мнению авторов [11], позволяют считать ответственными за явление искусственного F-spread крупномасштабные сильновытянутые вдоль магнитного поля неоднородности, а механизмом их образования тепловую самофокусировку [11], [13].

Явление F-spread в ионосфере в естественных условиях связывают с рассеянием радиоволн на неоднородностях электронной концентрации с размерами 1–5 км. [14], [19], [27]. Данные по релаксации искусственного F-spread, а также результаты измерения времени исчезновения мерцаний сигналов дискретных источников показывают [9], что здесь мы имеем дело с генерацией искусственных неоднородностей, для которых значения флуктуаций концентрации плотности плазмы могут достигать значений $\frac{\Delta N}{N} \approx (1 - 5) * 10^{-2}$. Как показали измерения, это крупномасштабные неоднородности, занимающие значительный высотный интервал (100–150 км), а протяженность области возмущения по горизонтали превышает 200 км.

Своей максимальной величины ИД достигает, как правило, за 3–5 минут, что соответствует развитию неоднородной структуры с масштабами 10–40 км., однако 1–5 км, неоднородности вносят значительный вклад в явление диффузности. В [14] показано, что существуют способы возбуждать ИД, сопровождаемую дополнительными особенностями на ионограммах. Применение специальных режимов нагрева ионосферы позволяет управлять спектром ионосферных неоднородностей, что приводит к значительным изменениям структуры многолучевого отраженного КВ сигнала [14–15].

Считается абсолютно доказанной связь явления ИД с наличием индуцированных неоднородностей в ионосфере [11–12, 15, 16–18]. Однако, вопрос о модели данного явления до сих пор оставался открытым. Наиболее полная модель была предложена в [15], где утверждается, что, как и в случае естественной диффузности, в формировании многолучевого сигнала искусственного F-spread участвует весь спектр неоднородностей электронной концентрации, присутствующих в ионосфере (от нескольких сотен метров до нескольких десятков километров)

Идеализированная регулярная модель мелкомасштабных неоднородностей ионосферы рассмотрена в работе [18], где показана доминирующая роль сильновытянутых вдоль магнитного поля Земли неоднородностей в экспериментах по генерации искусственного F-spread в условиях средних.

Таким образом, воздействие мощным КВ излучением на ионосферу приводит к появлению искусственного F-spread, интенсивность которого зависит от мощности и длительности работы нагревного стенда. Искусственный F-spread имеет порог по мощности. Времена развития искусственного F-spread составляют единицы минут, а времена релаксации 10–20 минут и существенно зависят как от мощности стенда, так и от природных факторов (см. рис. 1 — ионограммы сделаны с интервалом 2 минуты после выключения нагревного стенда).

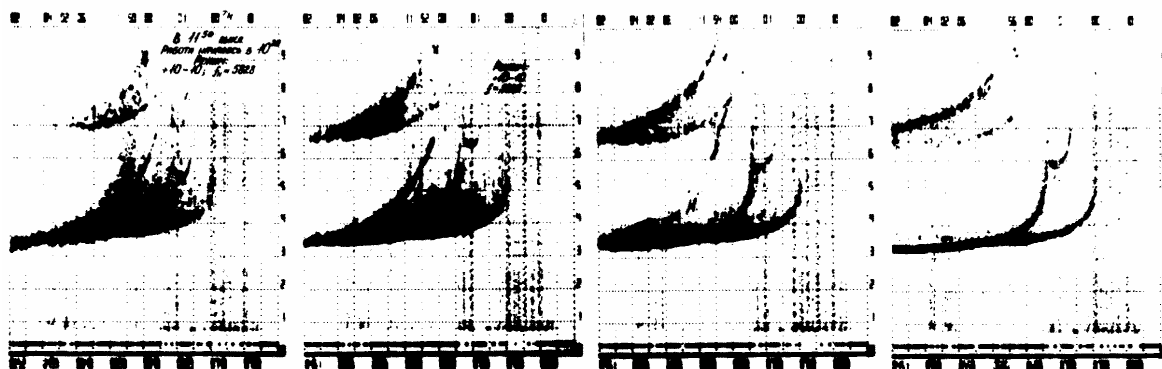


Рис. 1

Экспериментальные исследования статистических характеристик радиоволн при ВЗ ионосферы и наземном приеме МВ-ДМВ сигналов орбитальных ИСЗ типа "Транзит" (на когерентных частотах 150 и 400 МГц) проводились на радиофизическом полигоне НИРФИ в Зименках Нижегородской области. На этом полигоне были развернуты следующие приемопередающие и измерительные комплексы: станция ВЗ ионосферы типа "Сойка-6000" на базе ЭВМ М6000, приемный комплекс для проведения измерений сигналов орбитальных ИСЗ системы "Транзит" на когерентных частотах 150 и 400 МГц, стенд нагрева ионосферы мощным КВ излучением — "Ястреб".

Для исследования неоднородной структуры ионосферы методом радиопросвечивания использовался наземный комплекс, принимающий сигналы бортовых передатчиков орбитальных навигационных ИСЗ системы "Транзит" (США) и "Цикада" (Россия). Высота околополярных орбит данных ИСЗ 1000 км, что значительно превышает значения высот максимума концентрации F слоя ионосферы.

Для эффективной мощности $P_{эф}=20$ МВт диффузность отраженного сигнала уверенно регистрировалась через 5–7 минут и полностью исчезала через 5–12 минут после выключения нагревного стенда. Уменьшение мощности до 10 МВт не позволяло наблюдать искусственное F-рассеяние в дневное время. В вечернее и ночное время диффузность достигалась толь-

ко при временах воздействия больших 7 минут и никогда не превышала уровень 2-х баллов. Увеличение времени нагрева до десятков минут — единиц часов не приводило к сколько-нибудь заметному увеличению диффузности. Времена релаксации при мощностях нагрева 20 МВт практически не зависели от длительности нагрева.

Эти эксперименты позволяют утверждать, что в условиях средних широт эффективная пороговая мощность генерации эффекта искусственного F-spread находится на уровне 8–10 МВт. В данных экспериментах нагревальный стенд излучал О-компоненту. Попытка получения аналогичных результатов на Х-компоненте с эффективной мощностью до 20 МВт к успеху не привела.

Необходимо отметить, что индуцированная диффузность в большинстве случаев являлась частотной. Наблюдались слабые проявления высотной диффузности в нижней части спектра диапазона зондирования. Воздействие на ионосферу производилось, как правило, вблизи критической частоты на одной из разрешенных частот стенда "Ястреб" (4.6 или 5.75 МГц).

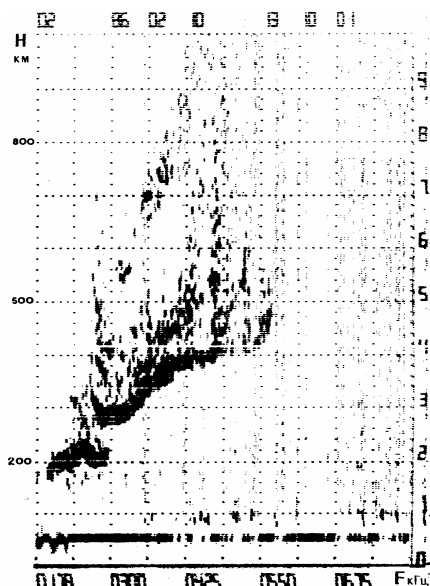


Рис. 2

Отмечалось, что ИД в слое F1 исчезает быстрее, чем в слое F2 ионосферы. При воздействии на частоте, близкой к критической, слоя F2, диффузность сначала развивается на частотах, близких к частоте волны накачки, быстро захватывая всю верхнюю часть ионограммы и постепенно опускаясь в область более низких частот (рис. 2). При этом диффузность может распространяться на отражения, отвечающие слою F1 ионосферы, захватывая интервал высот 100–150 км. ИД в F-слое возникает как при воздействии радиоизлучением О-поляризации, так и Х-поляризации, хотя в последнем случае наблюдаются существенные отличия в характере и временных параметрах ИД.

Использование стенда "Сура" с Рэф ≈ 50–100 МВт позволяет наблюдать диффузность при временах нагрева 2–3 минуты. Увеличение времени воздействия до 5–10 минут непрерывной работы стенда приводит к полному развитию диффузности, и при больших временах нагрева рост не наблюдался.

Имеющиеся данные и результаты работ [14], [17] позволяют построить зависимость времени развития диффузности от эффективной мощно-

сти для среднеширотного нагревного стенда с излучением O-компоненты (рис. 3).

В экспериментах, проводимых в НИРФИ, имелась возможность получать ионограммы вертикального зондирования (ВЗ) как непосредственно в пункте нагрева (Васильсурск), так и в 120 км западнее от него, вблизи г. Нижнего Новгорода.

Один из таких экспериментов по целенаправленному созданию искусственной диффузности с помощью стенда "Сура" был проведен в дневные часы в январе 1987 года. Его результаты представлены на рис. 4 в виде временных зависимостей величины и высоты критической частоты слоя F2 (которая фиксировалась по частоте 4,25

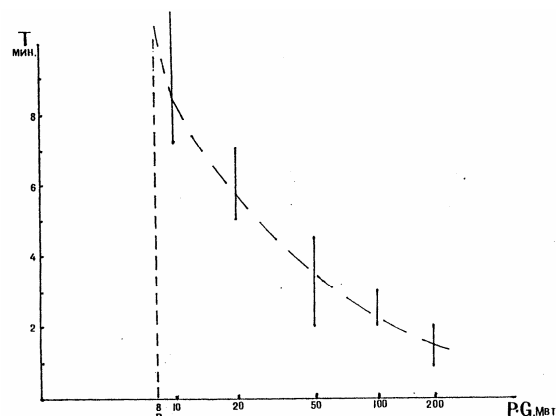


Рис. 3

МГц), а также ширины следа необыкновенной компоненты Δf на ионограммах станции ВЗ "Базис" в Васильсурске и АИС в г. Нижнем Новгороде. На временной оси сплошными линиями отмечены циклы нагрева, частоты нагрева указаны на рисунке. Анализ результатов этого эксперимента показал следующее:

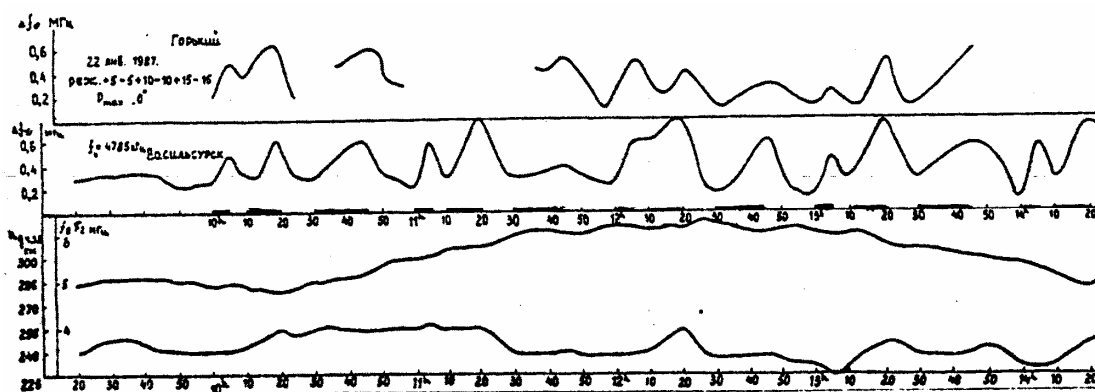


Рис. 4

1. Искусственная диффузность различной степени интенсивности возникла в значительном большинстве циклов нагрева и регистрировалась как в Васильсурске, так и на расстоянии 120 км;

2. Длительность нагрева 5–10 минут достаточна для создания ИД, дальнейшее продолжение нагрева увеличения интенсивности не дает (отмечены случаи, когда нагрев длительностью 5 минут вызывал ИД большей интенсивности, чем нагрев длительностью 15 минут);

3. Интенсивность ИД растет при подъеме высот слоя F2 ионосферы.

4. При наличии на ионограммах перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ) интенсивность ИД возрастает.

Последние два обстоятельства обнаруживают значительное сходство между искусственным и естественным F-spread. Известно [19], что частота появления и интенсивность естественного F-spread возрастает при увеличении действующей высоты слоя и обнаруживает теснейшую связь с ПИВ.

В проводившихся экспериментах было установлено, что внешний вид искусственной диффузности в значительной степени определяется состоянием ионосферы до начала воздействия. Если на ионограммах до первого включения нагрева имели место разного рода аномалии (упомянутые выше

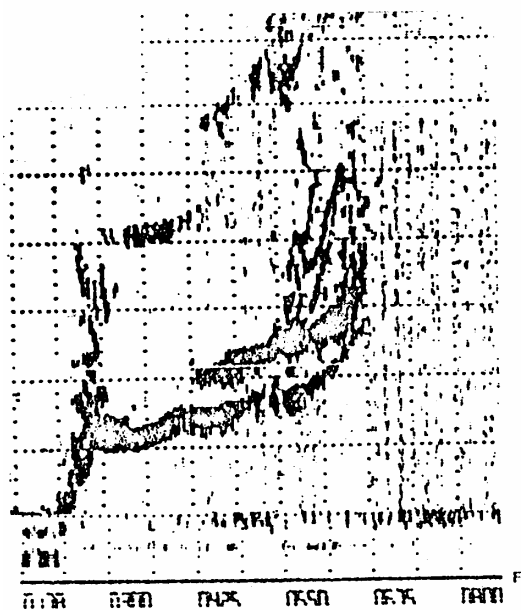


Рис. 5

ПИВ, естественная диффузность, дополнительные отражения и т.п.) хотя и в слабо развитом виде, то ИД, как правило, имела большую интенсивность, захватывала большой высотный интервал и часто сопровождалась появлением дополнительных наклонных отражений, утроением или учетверением отраженных следов. Пример такой ИД в период ее релаксации представлен на рис. 5.

Воздействие на ионосферу очень длительное время, кроме эффектов ИД, может приводить к крупномасштабным расслоениям ионосферы. В феврале 1986 г. при работе нагревного стенда "Сура" на необыкновенной компоненте после двух часов работы на ионограмме регистрировалось крупномасштабное возмущение в виде мощных наклонных диффузных отражений, охватывающих диапазон частот от 4.2 до 6.5 МГц и высот от 250 до 500 км. После часовой паузы нагревный стенд снова был включен, и опять появились аналогичные возмущения. Время релаксации таких крупных возмущений составляло 15–25 минут.

Была обнаружена зависимость интенсивности искусственного F-spread от наличия волнообразных изменений ионосферных параметров (критической частоты слоя F2, высоты отражения пробной волны фиксированной частоты). Чем выше амплитуда этих волн, тем больше интенсивность искусственного F-spread.

При приближении частоты зондирования к критической быстро возрастает длительность общей группы импульсов О-компоненты. При этом возможны два случая:

— наблюдается значительная длительность отраженного сигнала (до 1–2 мс) при низком (≈ 0.1) индексе мерцаний, при этом наблюдается как бы "перетекание" компонентов одного одиночного импульса в другой;

— при значительной длительности общей группы отраженного сигнала имеется значительный индекс мерцаний (~ 1), т.е. наблюдаются быстрые независимые изменения амплитуд одиночных импульсов (с временами ~ 1 сек.).

Проведение экспериментов в двух разнесенных на 120 км пунктах осенью 1995 года на полигонах НИРФИ "Зименки" и "Васильсурск" позволяют утверждать, что при значительной синхронности наблюдаемой искусственной диффузности, форма отраженного импульса для случаев работы нагревного стенда "Ястреб" или "Сура" может существенно отличаться. При зондировании области нагрева над Васильсурском с полигона "Зименки" (использовался ионозонд "Сойка-6000") иногда наблюдался квазирегулярный дополнительный импульс между О- и Х-компонентами, длительность которого примерно равнялась длительности О- отражения. Аналогичные измерения для нагревного стенда в Зименках показывают диффузную структуру отраженного импульса, аналогичную естественной.

Выводы

Проведенный в октябре 1995 г. эксперимент по синхронным наблюдениям за отраженными КВ сигналами в территориально разнесенных наблюдательных пунктах в Васильсурске и Зименках продемонстрировали определяющую роль искусственных крупномасштабных неоднородностей ионосферной плазмы с размерами в несколько единиц-десятков километров в формировании искусственного F-spread.

Приведенные выше результаты показывают возможность искусственного моделирования в ионосфере процессов и явлений, наблюдаемых в естественных условиях. ИД обладает, с одной стороны, характеристиками, сходными с естественным F-spread, и в тоже время сравнительно легко возбуждается в любое время суток, хотя и носит пороговый характер по эффективной мощности воздействия.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 99–02–16052).

Литература

1. Гершман Б.Н., Казимировский Э.С., Кокоуров В.Д., Чернобровкина Н.А. Явление F-рассеяния в ионосфере. - М.: Наука, 1984 г., 141 с.

2. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М. Наука, 1973
 3. Иткин М. А., Котик Д.С. и др. Нагрев нижней ионосферы коротковолновым радиоизлучением. – Препринт НИРФИ, №167, Горький, 1983
 4. Грач С.М., Митяков Н.А., Трахтенгерц В.Ю. Ускорение электронов и дополнительная ионизация при параметрическом нагреве плазмы. - Физика плазмы, 1986 г., 12, вып. 6, с. 693–701.
 5. Васьков В.В., Гуревич А.В. Параметрическое возбуждение ленгмюровских колебаний в ионосфере в поле сильных радиоволн. - Изв.ВУЗов. Радиофизика, т. 16, № 2, с. 188–198, 1973
 6. Ерухимов Л.М., Метелев С.А. и др. Экспериментальные исследования стрикционной параметрической неустойчивости в ионосфере. - Изв.ВУЗов. Радиофизика, 1982 г., т. 25, № 5, с. 490–494.
 7. Васьков В.В., Гуревич А.В. Самофокусировочная и резонансная неустойчивости в F-области ионосферы. - В кн.: Тепловые нелинейные явления в плазме. 1979 г., Горький, ИПФ АН СССР, с. 81–138.
 8. Utlaut W.F., Cohen R. Modifying the ionosphere with intense radio waves. - Science, 1971, v. 174, № 4006, p. 245–255.
 9. Беликович В.В. и др. Новые результаты исследований нелинейных явлений в ионосфере. - Изв.ВУЗов. Радиофизика, 1975 г., т. 18, № 4, с. 516–520.
 10. Ерухимов Л.М., Митякова Э.Е. Неоднородная структура ионосферы и ее связь с волновыми возмущениями. - В сб.: Динамика ионосферы. Алма-Ата, 1991 г., с. 18–25.
 11. Allen E.M., Thome G.D., Rao P.B. HF phased array observations of heater-induced spread-F. - Radio Science, 1974, vol. 9, № 11, November, p. 905–916.
 12. Allen E.M., Thome G.D., Rao P.B., St.Germain R.L. The angular distributions of spread-F returns from artificially modified ionosphere. - J. Geophys. Res., 1974, 79, p. 3161–3169.
 13. Штуббе П., Конка Х. Воздействие на область F с помощью мощного радиоизлучения. - В сб.: Полярная верхняя атмосфера. Ред.: Дир Ч., Холтет Я. М.: Мир, 1983 г., с. 91–106.
 14. Фролов В.Л. Об явлении переноса модуляции при воздействии на ионосферную плазму мощным радиоизлучением. - Изв.ВУЗов. Радиофизика, 1981 г., т. 4, № 5, с. 529–532.
 15. Алимов В.А., Ерухимов Л.М. Стохастическая модель явления F-spread в ионосфере. - Изв.ВУЗов. Радиофизика, 1995г., т. 38, № 12, с. 1227–1240.
 16. Выборнов Ф.И., Ерухимов Л.М., Мясников Е.Н. и др. Измерение спектра флуктуаций фазы и амплитуды сигналов ИСЗ. - Изв.ВУЗов. Радиофизика, 1986 г., 29, № 4, с. 491–494.
 17. Utlaut W.F., Violette E.J. Further observation of ionospheric modification by high-powered HF transmitter. - J. Geophys. Res, 77, 1972, p.6804 – 6818.
-

18. Алимов В.А., Выборнов Ф.И., Рахлин А.В. О роли крупномасштабных неоднородностей ионосферы в формировании среднеширотного F-spread. - Изв.ВУЗов. Радиофизика, 1996 г., т. 39, № 5, с. 564–567.
19. Выборнов Ф.И., Митякова Э.Е., Рахлин А.В. Отклик ионосферы на возмущение мощной радиоволной. - Препринт НИРФИ № 376, Н. Новгород, 1993 г., 27 с.

БАЗА ДАННЫХ МОНИТОРИНГА В АТМОСФЕРЕ ЕВРАЗИИ РАДИАЦИОННО И КЛИМАТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ КОМПОНЕНТ

Вишератин К.Н., Каменоградский Н.Е., Кашин Ф.В.

Институт экспериментальной метеорологии НПО "Тайфун"

Введение

Быстрое развитие современных технологий создания информационных систем предоставило научным коллективам и организациям возможность ускорить процесс разработки различных электронных баз данных для представления результатов своих исследований. Основные функции таких баз — интеграция разьединенных детализированных данных, их хранение и модификация, предоставление потенциальным пользователям удобного интуитивно понятного интерфейса. В широком спектре направлений и подходов, реализуемых при создании информационных систем и баз данных, важным обстоятельством является проявляющаяся в последние годы тенденция к предоставлению оперативного доступа к результатам наблюдений и научных экспериментов, что в немалой степени определяется широким распространением сетей интернет. Одной из особенно актуальных является проблема формирования общедоступных баз данных и архивов различных геофизических параметров и данных измерений, необходимых в экологических исследованиях и задачах прогноза климата. Число сайтов, представляющих результаты, полученные при мониторинге природных сред, в последние годы систематически растет. Кроме основной задачи — предоставления заинтересованным профессиональным исследователям постоянно обновляемого и расширяемого экспериментального материала, как правило, все больше внимания уделяется популярному изложению изучаемой научной проблемы, насыщению информацией иллюстративного и справочного характера.

Содержание базы данных

В настоящей работе представлено описание базы данных, основанной на многолетних наблюдениях (1980–2001 гг.) в атмосфере центральной части Евразии (о. Иссык-Куль, 43°N, 77° E) концентраций ряда радиацион-

но и климатически активных газовых компонент: озона O_3 (е.Д.), углекислого газа CO_2 ($млн^{-1}$), водяного пара H_2O ($г/см^2$), двуокиси азота NO_2 ($мол/см^2 \cdot 10^{15}$) и спектральной прозрачности атмосферы СПА (отн. ед.). Ранее эти временные ряды хранились в виде записей на разнородные носители. База данных главным образом ориентирована на хранение и постоянное пополнение информации, получаемой на станции Иссык-Куль, и в дальнейшем будет расширена за счет данных станции Обнинск. Наблюдения на станции Иссык-Куль проводятся на единой методологической основе спектроскопическим методом, основанным на регистрации солнечного излучения в полосах поглощения атмосферных газов, т.е. предоставляют информацию о концентрациях атмосферных компонент во всей толще атмосферы [1]. Место наблюдений находится на северном побережье озера (рис. 1), котловина которого расположена среди горных массивов Тянь-Шаня высотой от 4000 до 5500 метров. Озеро площадью 6200 квадратных километров находится на высоте 1600 метров над уровнем моря. Для определения общего содержания озона используется участок спектра 303–315 нм, двуокиси азота — 437–443 нм, водяной пар и углекислый газ определяются по ИК спектрам в области 4879–4910 $см^{-1}$, спектральная прозрачность атмосферы — в видимом диапазоне 400–1000 нм. В течение одного дня обычно проводится 10–100 измерений. Погрешности единичного измерения составляют 0.6% (O_3), 10% (NO_2), 2% (CO_2), 4% (H_2O) и 10% (СПА). База данных включает также значения сопутствующих приземных метеопараметров — температуры $T(^{\circ}C)$, влажности H (мб) и давления P (мб) и кроме табличного материала содержит графические и иллюстративные материалы, а также результаты спектрального и вейвлетного анализа.

В силу специфики методов измерений организация данных в исходных файлах для ряда компонент различна. На основе анализа структуры и периодичности поступления исходных данных и затрат времени на приведение данных к структурно единому виду был реализован поэтапный подход к построению базы: в начале результаты наблюдений приводятся к единому виду представления в оперативном архиве, затем эти структуризованные данные служат основой для построения исполняемого приложения LAST.

Оперативный архив исходных данных

На первом этапе в среде одного из распространенных табличных процессоров (EXCEL) на основе поступающих по электронной почте первичных данных формируется единообразная структура временных рядов (среднедневных экспериментальных данных). Построенный с помощью табличного процессора оперативный архив исходных данных решает задачи хранения, обновления и редактирования данных, генерации необходимых форматов файлов, и обеспечивает совместимость с другими пакетами обработки результатов измерений (статистическими, графическими и т.д.).

Для этого исходные данные наблюдений, содержащиеся в ASCII, *.rtf, *.xls – файлах с различной структурой с помощью вспомогательных программ приводятся к единому виду. Каждому конкретному временному ряду данных присваивается определенное имя, (например ряду среднедневных значений общего содержания озона присваивается имя O3_dayly). Важным обстоятельством является возможность непосредственного использования этих данных в стандартных статистических пакетах (ряды не должны иметь пропусков, а в случае отсутствия данных в ячейки вводится условная метка). Такой формат является основным для хранения среднедневных данных. На его основе формируются все другие форматы, например, вычисляются среднемесячные значения, которые хранятся в двух форматах. Первый формат аналогичен рассмотренному выше, во втором формате переменными являются названия (или номера) месяцев, в одной записи расположены данные за один год. Любой из этих массивов может быть сохранен в распространенных форматах или в случае необходимости через буфер обмена помещен в рабочую среду пакетов статистической обработки, графических или текстовых редакторов.

База данных ЛАСТ

На втором этапе созданные в оперативном архиве структуризованные файлы используются при создании исполняемого приложения – базы данных. Такая база является информационной системой, предназначенной для локального использования и должна решать задачи хранения и обновления данных, иметь дружественный и интуитивно понятный интерфейс, необходимые пояснения, справки и руководства к работе. Распространение базы данных может осуществляться на основе устанавливаемых версий.

База данных ЛАСТ (Лаборатория Атмосферной Спектроскопии научно-производственного объединения “Тайфун”) разработана в среде CW4 в виде исполняемого приложения last.exe. При запуске приложения загружается главная процедура, содержащая стандартное меню и панель инструментов (рис. 1). В качестве фона окна использован спутниковый снимок [2] оз. Иссык-Куль и предгорий Тянь-Шаня. Стрелкой (раскрывающей при щелчке на ней более подробные сведения о станции) показано местонахождение станции наблюдений. Из меню или панели инструментов запускаются процедуры, предоставляющие возможность выбора компонент базы данных — газовых составляющих (озон, углекислый газ, водяной пар и два набора данных — утро и вечер — для двуокиси азота), длин волн, на которых измеряется спектральная прозрачность и метеоданных (давление, температура, влажность). Для хранения данных используется формат файлов TOPSPEED. Просмотр и редактирование файлов могут быть осуществлены с помощью полос прокрутки и стандартных опций (Insert, Change, Delete) в нижней части окна. Функциональные особенности дочерних окон определяются в основном особенностями представленной на них информации и в

зависимости от этого могут содержать или не содержать полосы прокрутки, строку статуса, системные меню, быть масштабируемыми или фиксированного размера. Большинство дочерних окон выполнено в MDI-формате и может быть запущено параллельно с другими окнами или в нескольких копиях.

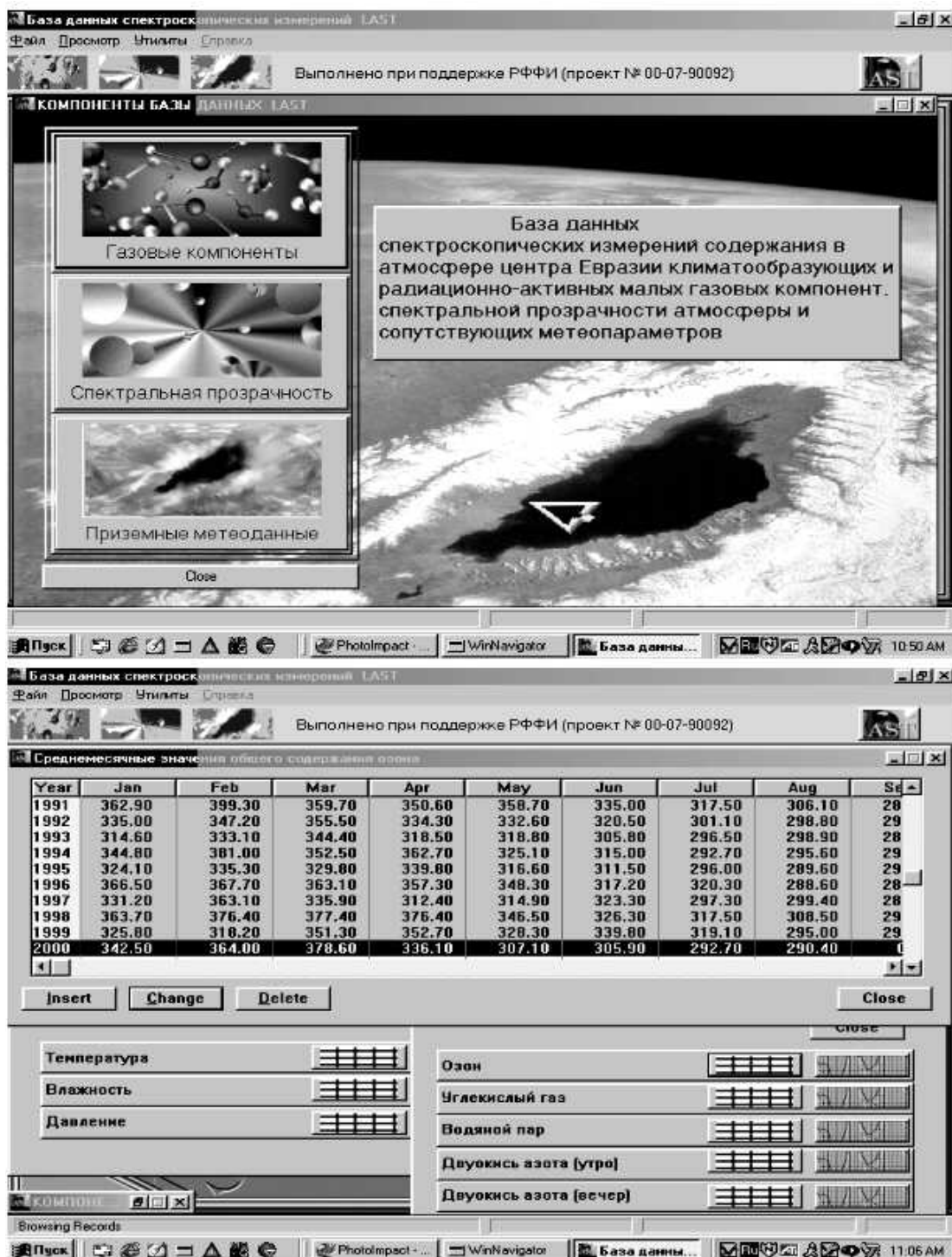


Рис. 1. Общий вид базы данных (вверху сразу после загрузки, внизу — с рядом открытых окон)

Аналитические и иллюстративные материалы

В базу данных включены также некоторые материалы справочного характера, результаты статистического и спектрального анализа, ссылки на публикации.

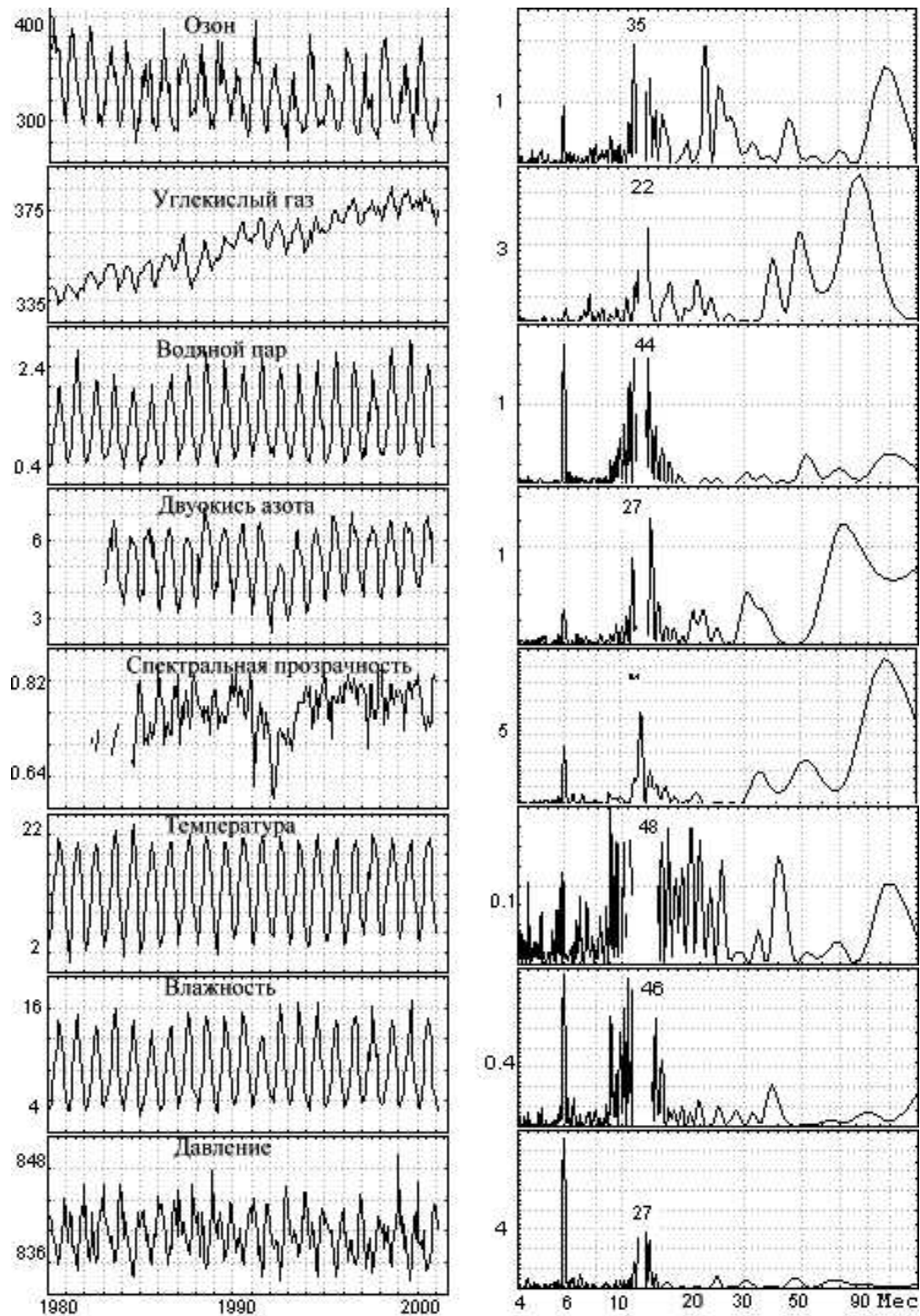


Рис. 2. Временные ряды и их периодограммы

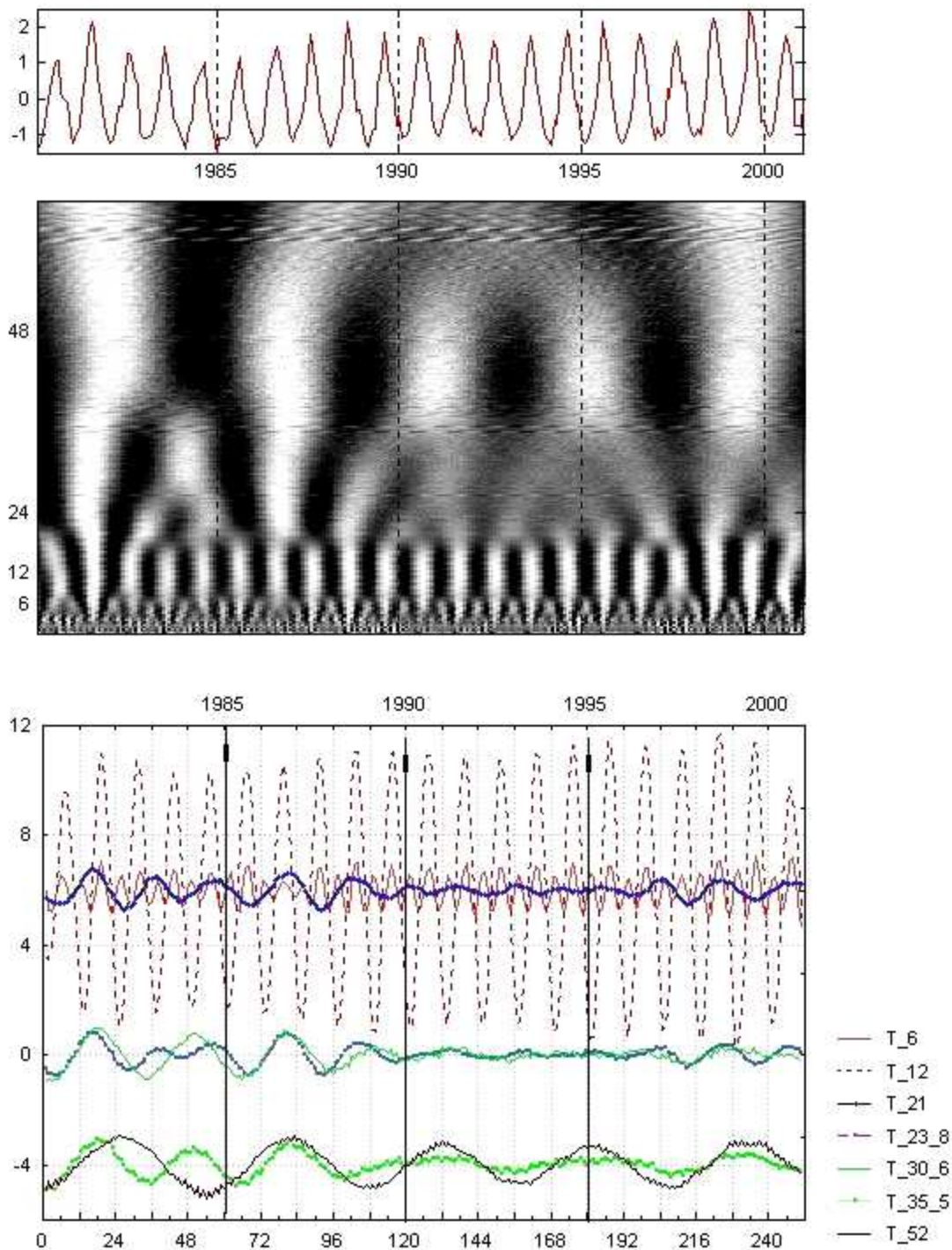


Рис. 3. водяной пар. Вейвлет — преобразование и временной ход основных гармоник

На рис. 2 показаны исходные временные ряды O_3 , NO_2 , CO_2 , H_2O , СПА, T , H , P и их периодограммы, полученные с помощью Фурье-анализа после стандартизации рядов и исключения тренда. Значения периодограммы представляют сумму квадратов коэффициентов действительной и мнимой части преобразования, нормированные на $2/N$, где N — длина ряда, одинаковая для компонент. Спектральные амплитуды годовых гармоник

указаны на рисунке цифрами. Относительно других гармоник наибольшая амплитуда годовой гармоник характерна для приземной температуры и влажности и общего содержания в атмосфере водяного пара. Для ряда H_2O результаты вейвлет-преобразования показаны в качестве примера на рис. 3. Преобразование выполнено с вещественной функцией Морле. Общий вид стандартизованного ряда показан в верхней части рисунка. В середине рисунка представлен общий вид результатов преобразования (левая шкала — периоды в месяцах, по оси абсцисс — годы, максимумы спектральных амплитуд соответствуют черному цвету). В нижней части рис. 3 приведены значения коэффициентов преобразования для основных периодов (6, 12, 21, 23.8, 30.6, 35.5 и 52 месяца), полученных с помощью Фурье-анализа (значения коэффициентов для различных гармоник для наглядности смещены относительно друг друга по оси ординат). Особенностью данного ряда, как следует из представленных материалов, является небольшой рост амплитуды годовой гармоник, проявляющийся также в тренде общего содержания водяного пара [1], и существенное уменьшение в период 1980 - 1991 гг. так называемых квазидвухлетних и квазитрехлетних колебаний с периодами от 2 до 4 лет.

В настоящее время заканчивается третий этап создания информационной системы — разработка Web-страницы, на которой будет представлен как необходимый для профессионального использования экспериментальный материал, так и существенно расширенный раздел сведений о характеристиках приборов, сведения об оригинальных экспедиционных результатах и ряд дополнительной информации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 00-07-90092).

Литература

1. *Кашин Ф.В., Арефьев В.Н., Вишератин К.Н., Каменоградский Н.Е., Семенов В.К., Синяков В.П.* Результаты экспериментальных исследований радиационно-активных составляющих атмосферы в центре Евразии//Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 2000. Т. 36. № 4. С. 463–492.
2. [http://images.jsc.nasa.gov \(STS059-223-042.jpeg\)](http://images.jsc.nasa.gov (STS059-223-042.jpeg)).

МОДЕЛЬ ЗАТУХАНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ЯДРЕ ИНТЕНСИВНОГО АТМОСФЕРНОГО ВИХРЯ

Ингель Л.Х.

НПО "Тайфун", г. Обнинск

Хорошо известно, что вращение жидкой среды, вообще говоря, подавляет турбулентность (см. например, [1]). Поэтому в центральных облас-

тях интенсивных атмосферных вихрей (тропических циклонов, смерчей) турбулентность, в большей или меньшей степени, подавлена. Ввиду известной аналогии между эффектами вращения и стратификации, для описания влияния вращения на турбулентность имеет смысл использовать модели, апробированные при описании эффектов стратификации. В частности, для описания эффектов быстрого вращения в настоящей заметке модифицирована соответствующая полуэмпирическая модель [2], которая хорошо согласуется с теорией подобия при достаточно устойчивой стратификации [3].

Априори можно ожидать, что с усилением стратификации (вращения) масштаб турбулентности l уменьшается. Будем рассматривать предельный случай, когда l много меньше характерных горизонтальных масштабов, на которых заметно меняется средняя удельная кинетическая энергия турбулентных пульсаций b и другие средние (нетурбулентные) поля. В этом случае в уравнении баланса турбулентной энергии в форме Колмогорова-Монина [4] диффузионное слагаемое пренебрежимо мало по сравнению с диссипативным (это можно проверить, например, когда решение для b будет найдено). Упомянутое уравнение для приземного слоя атмосферы в этом случае можно записать в виде

$$\frac{db}{dt} = -\alpha_T K N^2 - \frac{K^3}{c^4 l^4} + B, \quad K = l\sqrt{b}. \quad (1)$$

Здесь N — частота плавучести, K — коэффициент турбулентности, c и α_T — безразмерные постоянные*), слагаемое B описывает генерацию турбулентной энергии (оно, вообще говоря, может зависеть от времени и пространственных координат).

Относительно масштаба турбулентности l , примем следующую гипотезу [2]:

$$l = s b^{1/2} / N, \quad (2)$$

где s — безразмерная постоянная. Эта гипотеза имеет простой физический смысл [2]: правая часть (2), с точностью до постоянного множителя, представляет собой расстояние, которое пройдет в вертикальном направлении частица среды с первоначальной турбулентной скоростью $b^{1/2}$, прежде чем эта частица будет остановлена силами плавучести. Ясно, что масштаб турбулентности не может по порядку величины превышать упомянутое расстояние. Когда оно невелико (при достаточно устойчивой стратификации), не видно также оснований брать l меньше правой части (2). Эта гипотеза согласуется также с соображениями размерности и подобия [3].

* Пренебрегаем здесь рассматриваемой иногда возможностью зависимости α_T от числа Ричардсона.

Во вращающейся среде некоторым аналогом частоты плавучести является так называемый параметр инерциальной устойчивости (см., например, [5] и библиографию к этой работе):

$$N_v = \sqrt{\left(\frac{2v}{r} + f\right)\left(\frac{v}{r} + \frac{dv}{dr} + f\right)}. \quad (3)$$

Здесь r — расстояние до оси вихря (он предполагается осесимметричным), v — тангенциальная скорость, f — параметр Кориолиса. В простейшем случае твердотельного вращения (ситуация, характерная для центральных областей геофизических вихрей)

$$N_v = \frac{2v}{r} + f \quad (4)$$

и не зависит от радиальной координаты.

Для описания динамики турбулентности в ядре вихря будем пользоваться системой (1), (2), заменив там N на N_v . Предполагаем, что скорость вращения может меняться, так что N_v , вообще говоря, зависит от времени. Генерацию турбулентной энергии B считаем известной функцией времени. Не исключается также зависимость B , как и N_v , от радиуса.

Система (1), (2) сводится к уравнению

$$\frac{d(N_v K)}{dt} + S N_v^2 K = s B, \quad (5)$$

где безразмерная константа $S = s\alpha_T \left(1 + \frac{1}{c^4 s^2 \alpha_T}\right)$.

При этом

$$b = \frac{1}{s} N_v K, \quad 1 = (s K / N_v)^{1/2}.$$

Считаем известным поле турбулентности в начальный момент времени:

$$K|_{t=0} = K_0.$$

Соответствующее решение уравнения (5) будет

$$K = \frac{1}{N_v} e^{-S \int_0^t N_v dt'} \left[(N_v K)|_{t=0} + s \int_0^t B e^{S \int_0^{t'} N_v dt''} dt' \right]. \quad (6)$$

В простейшем случае, когда генерация турбулентности отсутствует, а скорость вращения не зависит от времени, получаем

$$K = K_0 e^{-SN_v t}.$$

Постоянные s и S не могут быть найдены в рамках рассматриваемой теоретической схемы. Имеются основания предполагать, что они по порядку величины не превышают единицы [2]. Из (7) следует, что турбулентность подавляет вращение за время порядка $(SN_v)^{-1} \approx S^{-1}(r/2v) = (2S\omega)^{-1}$, где ω — угловая скорость вращения. Пусть в центральной части тропического циклона $v = 50$ м/с при $r = 20$ км. Тогда при $S = 0,1$ время, в течение которого подавляется турбулентность, составляет всего порядка получаса. В смерчах той же скорости соответствуют горизонтальные масштабы на три порядка меньше. Поэтому время подавления турбулентности оказывается порядка нескольких секунд. На первый взгляд, эти цифры могут показаться неправдоподобно малыми (при $S = 1$ характерные времена получаются ещё на порядок меньше). Но напомним, что воздух в приземных слоях интенсивных вихрей обновляется чрезвычайно быстро (в смерчах скорость трансверсальной циркуляции достигает десятков метров в секунду, т.е. воздух обновляется за время порядка секунды). Если при этом турбулентность оказывается подавленной (как это наблюдается), то, следовательно, процесс её подавления действительно происходит очень быстро.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №01-05-64117).

Литература

1. *Луговцов Б.А.* Лабораторные модели торнадоподобных вихрей. - В сб. "Интенсивные атмосферные вихри". М., Мир, 1985, с. 341–353.
2. *Ингель Л.Х.* О структуре устойчиво стратифицированного приземного слоя атмосферы при наличии тепловыделяющей примеси. - Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1986, т. 22, N 1, с. 10–16.
3. *Динамическая метеорология.* Под ред. *Лайхтмана Д.Л.* - Л., Гидрометеоиздат, 1976, 607 с.
4. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Т. 1. - С.-Пб., Гидрометеоиздат, 1992, 694 с.
5. *Schubert W.H., Hack J.J.* Transformed Eliassen balanced vortex model. - J. Atmos.Sci., 1983, vol. 40, p. 1571–1583.

ДИНАМИКА РАЗВИТИЯ ОБЛАКА ВЗРЫВА И ХИМИЧЕСКИЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ NO_x В НЕМ

Кожухов С.А., Зыков Ю.Н.

Институт динамики геосфер РАН

Задача распространения газовой составляющей продуктов взрыва при проведении взрывных работ на открытых карьерах возникает в связи с присутствием в их составе значительного количества токсичных газов (окислы азота и углерода) и газов, способных оказывать негативный эффект на сельскохозяйственную деятельность при вымывании их осадками на землю (закисление почвы). Эта задача состоит из ряда достаточно самостоятельных этапов, описывающих явление переноса и трансформации газового состава:

- формирование и развитие термика;
- распространение облака продуктов взрыва в свободной атмосфере;
- трансформация токсичной части газообразных продуктов взрыва и наработка кислоты.

Отдельно отстоит выбор или определение коэффициента турбулентной диффузии, характеризующего развитие облака.

Для решения задач всплытия и эволюции облака продуктов взрыва (термика) мы используем подход, предложенный Гостинцевым и др. [4]. В нашем случае, когда мы обладаем только визуальной информацией о термике, подобный подход имеет неоспоримое достоинство. Динамическая задача о подъеме термика в стратифицированной атмосфере решается автономно на основании только уравнений движения, неразрывности и плавучести без детализации распределения температуры и концентрации компонент. При временах движения меньше времени тепловой релаксации термика и на достаточном удалении от точки мгновенного выделения тепла вырабатывается автомодельный режим движения концентрационно-теплового термика с сохранением во всей области течения величин интегралов плавучести, тепла и вещества. При малых коэффициентах турбулентности ($\nu < 1$) на автомодельном участке (АУ) задача о подъеме термика имеет аналитическое решение.

$$\Delta X_A = \left(\Pi_0 / \nu^2 \right)^{1/4} (\Delta t)^{1/2}; \quad R = 2,44 \nu^{1/2} \Pi_0^{1/4} (t)^{1/2}, \quad (1)$$

где ΔX_A — смещение верхней кромки термика относительно ее положения в момент выхода на АУ, Π_0 — плавучесть термика, Δt — время движения на АУ ($\Delta t = t - t_0$, t_0 — время выхода на АУ), R — радиус термика. Характерное время выхода термика на автомодельный режим $t_0 = 3R_0^2 / \Pi_0^{1/2}$, вре-

мя диффузного перемешивания $t_0 = \Pi_0^{-1/2} \nu^{-1/3} P_a^{-2/3}$, (P_a — атмосферное давление, R_0 — радиус термика к моменту, когда R становится $\sim t^{1/2}$) и наблюдаемое t_0 разнятся незначительно и составляют ~ 12 – 20 с. Время достижения термиком уровня равновесия $t \approx \left(\frac{1,3}{N} + t_0 \right)$. Высота зависания

$$\bar{H} = 1,25 \Pi_0^{1/4} (\nu N)^{-1/2}. \quad (2)$$

Радиус термика к моменту достижения им уровня теплового равновесия

$$\bar{R} = 3,05 \Pi_0^{1/4} \nu^{1/2} N^{-1/2} \quad (3)$$

где $g=9,8$ м²/с, $\beta = 1/T_a$ — термический коэффициент расширения (T_a — температура атмосферы), $\Gamma = dT/dx$ — фактический градиент температуры в атмосфере, $\Gamma_a = \frac{g}{c_p} = 0,0098$ град/м — адиабатический градиент температуры, c_p — теплоемкость воздуха при постоянном давлении.

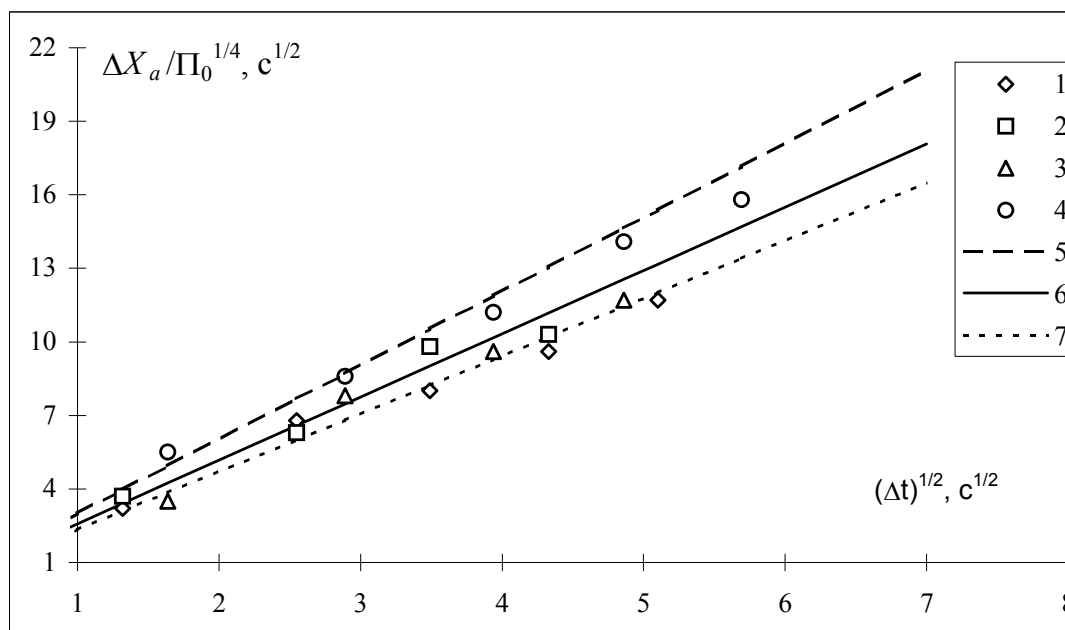


Рис. 1. Данные по динамике подъема верхней кромки термика. 1 — взрыв № 3 на Лебединском карьере; 2 — взрыв № 2 на Лебединском карьере; 3 — взрыв № 2 на Стойленском карьере; 4 — взрыв № 5 на Стойленском карьере; 5 — расчетная зависимость $\Delta X / (\Pi_0^{1/4}) = f(\Delta t^{1/2})$ при $\nu = 0,11$; 6 — зависимость при $\nu = 0,15$; 7 — зависимость при $\nu = 0,17$

Вышеизложенное показывает, что для описания движения термика нам необходимо по данным видеосъемки развития облаков продуктов взрыва и пыли, образованных малоуглубленными взрывами, определить его плавучесть (Π_0), коэффициент турбулентности (ν), момент выхода на

автомодельный режим (t_0) и размер (R_0). Фактический градиент температуры определяется из метеоданных.

Мы предлагаем следующую методику [5]. На основании материалов видеозаписи взрывных работ (на Лебединском и Стойленском карьерах) мы строим зависимости вертикальных координат термика (ΔX_a) и его радиуса (R) от времени (рис. 1, 2).

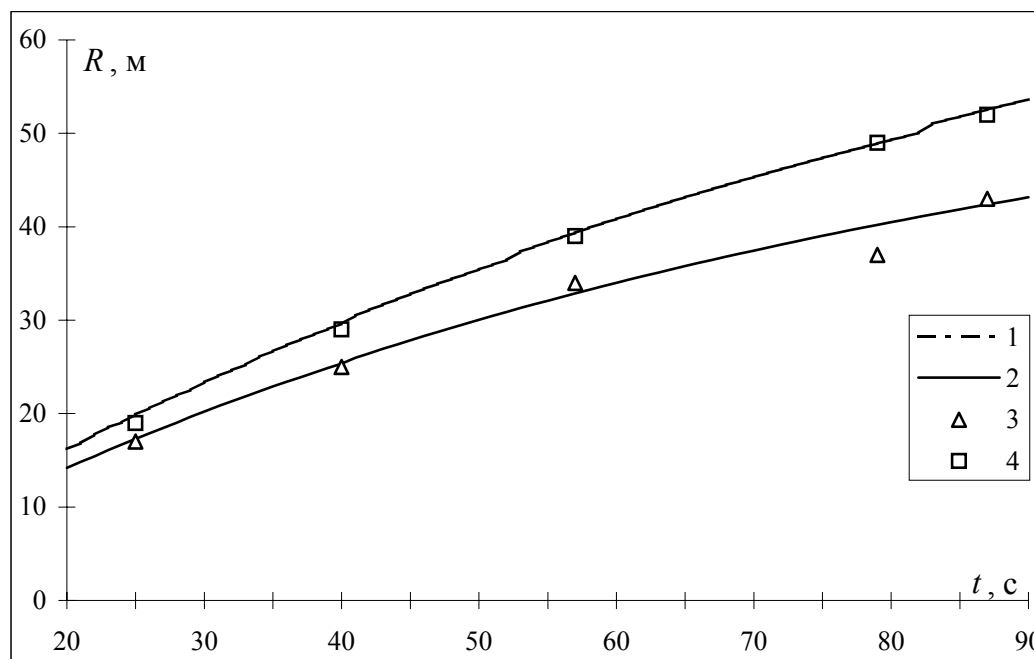


Рис. 2. Данные по динамике изменения размера термика. 1,4 — взрыв № 3 на Лебединском карьере; 2, 3 — взрыв на Стойленском карьере

Из рисунков видно, что начиная с момента времени t_0 зависимость $\Delta X_a(t)$ и $R(t)$ становится пропорциональной $t^{1/2}$, т.е. устанавливается автомодельный режим движения с постоянной плавучестью Π_0 (см. выражение 1). Решая совместно кинематические уравнения для наблюдаемого ряда значений $H(t_i)$ и $R(t_i)$, мы определяем плавучесть термика и его коэффициент турбулентности (Табл. 1).

Таблица 1. Характеристики термиков от малозаглубленных взрывов на открытых карьерах

№	Место (карьер)	Дата и время	h , м	Масса ВВ, т	Π_0 , $\text{м}^4/\text{с}^2$	α , %	ν	t_0 , с
2	Лебединский	7.09.95	+30	68	530	15	0,15	~15-20
3	Лебединский	12 ч 34 м	-75	124	1200	12	0,17	
2	Стойленский	1.09.95	-25	88	580	18	0,15	
5	Стойленский	14 ч 00 м	+65	29	170	20	0,11	

h — высота закладки заряда ВВ относительно уровня дневной поверхности.

Примечание

Во время проведения взрывов на Лебединском карьере, стояла ясная погода; ветер Ю-В (140°), скорость ≈ 2 м/с; температура 25°C ; уровень дневной поверхности карьера $+256$ м. Во время проведения взрывов на Стойленском карьере, стояла ясная погода; ветер Ю-В (110°), скорость ≈ 3 м/с; температура 22°C ; уровень дневной поверхности карьера $+130$ м.

Доля тепловой энергии оставшейся в продуктах взрыва (α) рассчитывается из выражения $\alpha = \frac{2\pi_0\pi\rho_a c_p T_a}{Q_\Sigma g\beta}$, где Q_Σ — полная энергия заряда ВВ.

Величина α зависит от обводненности карьера, геомеханических свойств почвы (прочности, пористости, плотности, теплопроводности), формы зарядов, глубины их закладки и т. д. В наблюдаемых нами взрывах доля тепловой энергии колеблется в пределах 12–20 % и имеет тенденцию падать с увеличением массы ВВ.

Построив на основании полученных выше данных зависимость плавучести термика и коэффициента турбулентности от массы ВВ, мы можем для конкретного взрыва (массы ВВ) определить их величины. Значения Π_0 и ν в диапазоне масс ВВ от 30 до 150 т с хорошей точностью можно аппроксимировать линейной зависимостью:

$$\Pi_0 (\text{м}^4/\text{с}^2) = 10,6 m (\text{т}) - 200; \nu = 0,1 + 5,6 \cdot 10^{-4} m (\text{т}).$$

В качестве примера приведем аппроксимационные выражения для \bar{R} и \bar{H} для взрывов на средних широтах России в первой декаде сентября ($T_a = 288,2$ К, $T_H = 286,5$ К на высоте 250 м) [1], $dT/dx = -6,8 \cdot 10^{-3}$ град/м и $N^2 = 5,65 \cdot 10^{-4}$. Отсюда:

$$\bar{R} (\text{м}) = 18,3 (0,1 + 5,6 \cdot 10^{-4} m)^{1/2} \cdot (10,6m - 200)^{1/4}$$

$$\bar{H} (\text{м}) = 8,3 (0,1 + 5,6 \cdot 10^{-4} m)^{-1/2} \cdot (10,6m - 200)^{1/4}.$$

Определение коэффициента турбулентной диффузии свободной атмосферы (k_T) удалось связать с наблюдаемой трансформацией верхней части термика. Поскольку видеосъемка термика ведется с расстояний, значительно превышающих его радиус, и линию видимой границы мы проводим на существенных расстояниях от его центра, то воспользовавшись для оценки $k_T(R)$ гипотезой о Гауссовом распределении частиц [5] в верхней части термика, мы не сделаем большой ошибки.

Приравнивая оптические толщины (θ) на линиях наблюдения, проходящих через верхние границы пары облаков одинакового размера R' от различных по массе ВВ взрывов, и, полагая, что число частиц в облаке пропорционально массе m_i ВВ, мы определим

$$k_T(R) = \frac{(R')^2(t_1 - t_2)}{4t_1t_2} \cdot \left(\ln \frac{m_1t_1}{m_2t_2} \right)^{-1},$$

t_i – время достижения облаками разных взрывов радиуса R' . Для определения k_T свободной атмосферы продифференцируем выражение для θ по времени и, приравняв производную dR/dt нулю, получим зависимость k_T от времени (t_∞) достижения облаком максимальных размеров

$$k_T = k_T(R') \frac{t'}{t_\infty} \exp\left(\frac{R'^2}{4\pi k_T(R')t'} - 1\right)$$

К этому времени тороидальный вихрь практически затух, и облако продуктов ВВ дрейфует как обыкновенное облако в свободной атмосфере.

На рис. 3 приведена зависимость величины k_T от характерного масштаба вихрей, полученная как расчетным путем, так и посредством наблюдения за шар-пилотами и туманом [8]. Здесь же представлены и наши результаты. Разброс величин разных авторов несколько превышает пределы погрешностей k_T , определенного с помощью номограмм [8]. Нам представляется целесообразным для выявления мест локальных загрязнений в окрестностях определенного карьера использовать предложенный подход с целью набора статистики величин k_T в зависимости от метеоусловий, отражающих особенности орографии местности.

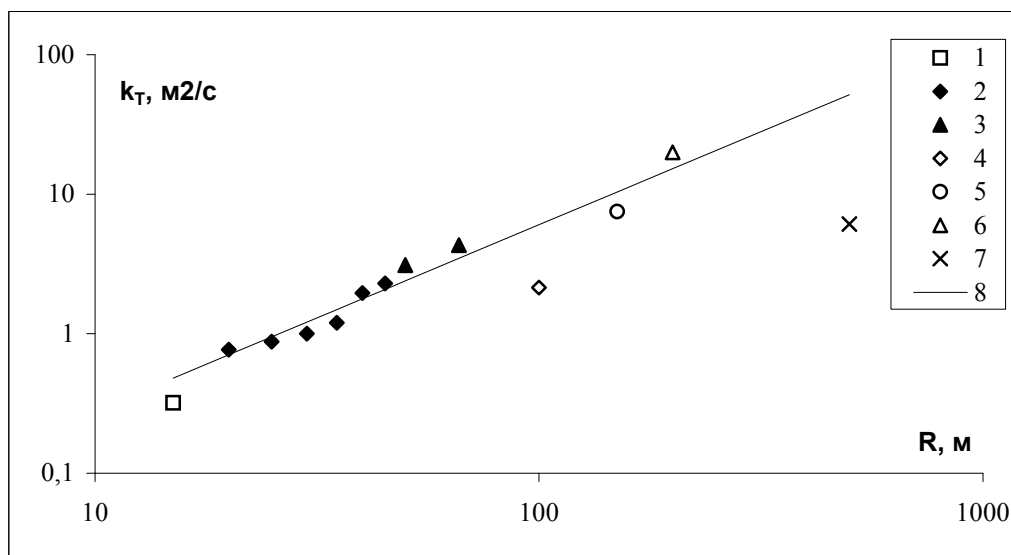


Рис. 3. Зависимость величины коэффициента турбулентной диффузии от масштаба пути перемешивания. 1 — Шмидт, анеометры; 2 — данные измерений на Лебединском карьере, высота подъема диффузионной области в порядке увеличения: 38 м, 42 м, 50 м, 66 м, 70 м, 80 м; 3 — данные измерений на Стойленском карьере, высота подъема диффузионной области: 100 м, 200 м; 4, 7 — Тейлор, шар-пилоты; 5 — данные авторов, свободно-конвективная атмосфера, 6 — Леттау, наблюдения за туманом; 8 — зависимость $k = 0,013L^{4/3}$

Развитие химически активного облака в "свободной" атмосфере для случая когда характерное время реакции окислов азота (n_B) с основными атмосферными реагентами ($-n_A$) меньше, чем время диффузионного расширения облака ($\tilde{k} n_A^{-1} \ll R^2 / k_T$) и содержание активных атмосферных реагентов незначительно ($\leq 10^9$ см⁻³), описывается диффузионно-кинетическими уравнениями [7]:

$$\frac{\partial n_B}{\partial t} = k_T \Delta n_B \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_A}{\partial t} = -\tilde{k} n_A n_B, \quad (5)$$

где \tilde{k} — эффективная константа скорости реакции стока окислов азота и Δ — лапласиан.

Хотя в начальный момент свободного дрейфа (t_0^*) облако заполнено газообразными загрязнителями равномерно, за время $\tau \cong R_0^2 / 4 k_T \cong 50$ с в облаке устанавливается распределение близкое к гауссовому, и в дальнейшем оно не зависит от начальных условий. Решение уравнения (4) имеет вид:

$$n_B(r, t) = \frac{s_0}{\pi^{3/2} (R_0^2 + 4k_T t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{R_0^2 + 4k_T t}\right), \quad (6)$$

где t — время = x/u (x — ветровой снос облака, u — скорость ветра, s_0 — полное количество частиц реагента). Подставив выражение (6) в уравнение (5) нетрудно получить распределение атмосферного реагента в районе фронта реакции [7]. Выражение (6) справедливо для $n_B \gg n_A$ (т.е. во всей области значений $[NO_x]$, превышающих уровень ПДК).

Вопрос трансформации токсичной части газообразных продуктов взрыва мы будем рассматривать на примере окислов азота (NO_x) как наиболее ядовитых [3] (с учетом выбрасываемых количеств) из состава образующихся продуктов.

Перечень реакций, дающих основной вклад в химию NO_x на временах от десятых долей секунды до 10^4 с., мы получили, воспользовавшись справочными данными по содержанию активных малых газовых составляющих в нижней тропосфере [1] и перечнем аэрономических реакций [2], содержащим наиболее полные данные по кинетике и фотохимии. Итоги отбора приведены в табл. 2.

Зная величины фоновых концентраций активных компонент (см. табл. 2) и константы скоростей химических реакций (k_i), оценим величины членов, входящих в систему кинетических уравнений $[n_B] = P_i - Q_i$ и характерные времена реакций $\tau_i = (k_i [i])^{-1}$ (см. табл. 1), где n_B , P_i , Q_i — матрицы-столбцы NO_x их источников и стоков. Процесс условно можно разделить на

3 стадии. Быстрая состоит в установлении равновесия между NO и NO_2 . Характерное время процесса τ_1 составляет 0,3 с; соотношение между NO_2 и NO в квазиравновесном состоянии равно

$$\frac{k_1[O][M] + k_2[O_3]}{k_8[O] + k_1[O][M] + k_2[O_3]} = 0,66$$

и определяется содержанием озона и атомарного кислорода в невозмущенной атмосфере. Характерное время (t_u) изменения объема термика $\gg \tau_1$, поэтому концентрация окислов азота в термике равна:

$$n_{NO_x}^o(t_0^*) = \frac{m_{\text{вв}} c_v^{NO_x}}{\rho W(t)} \left(\frac{P_a}{P_0} \right) \left(\frac{T_0}{T_a} \right) \cdot L, \quad (7)$$

где $m_{\text{вв}}$ — масса взорванного ВВ, $c_v^{NO_x}$ — удельный выброс окислов азота в атмосферу = $3,2 \cdot 10^{-3}$ [6], ρ — плотность окислов азота равная, W_0 — объем термика к моменту достижения им уровня теплового равновесия $W_0 = 2,6\pi v^{3/2} \Pi_0^{3/4} N^{-3/2}$, L — число Лошмидта.

Таблица 2 Основные реакции NO_x в тропосфере

№	Реакция	К, $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	Концентрация компонент [1], $\text{част}/\text{см}^3$	Характерное время, с
1	$NO + O + M \rightarrow NO_2 + M$	$8,6 \cdot 10^{-32}$	$[O] \sim 1,3 \cdot 10^{11}$	3
2	$NO + O_3 \rightarrow NO_2 + O_2$	$1,8 \cdot 10^{-14}$	$[O_3] \sim 1,3 \cdot 10^{14}$	0,5
3	$NO + HO_2 \rightarrow NO_2 + OH$	$8 \cdot 10^{-12}$	$[HO_2] \sim 3 \cdot 10^8$	400
4	$NO + ClO \rightarrow NO_2 + Cl$	$1,7 \cdot 10^{-11}$	$[ClO] \sim 3 \cdot 10^8$	200
5	$NO + CH_3O_2 \rightarrow NO_2 + CH_3O$	$7,6 \cdot 10^{-12}$	$[CH_3O_2] \sim 10^8$	$1,3 \cdot 10^3$
6	$NO + OH + M \rightarrow HONO + M$	$6,5 \cdot 10^{-32} [O_2]$ $6,5 \cdot 10^{-31} [N_2]$	$[OH] \sim 4 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^5$
7	$NO_2 + O_3 \rightarrow NO_3 + O_2$	$3,2 \cdot 10^{-17}$		$3,3 \cdot 10^2$
8	$NO_2 + O \rightarrow NO + O_2$	$9,7 \cdot 10^{-12}$		1
9	$NO_2 + CH_3O_2 + M \rightarrow$ $CH_3O_2NO_2 + M$	$1,5 \cdot 10^{-30} [M]$		$2,5 \cdot 10^2$
10	$NO_2 + OH + M \rightarrow HNO_3 + M$	$2,6 \cdot 10^{-30} [M]$		$3,3 \cdot 10^4$
11	$NO_2 + HO_2 + M \rightarrow HO_2NO_2 + M$	$1,8 \cdot 10^{-31} [M]$		$6,7 \cdot 10^2$
12	$HNO_3 + OH \rightarrow NO_3 + H_2O$	$1,3 \cdot 10^{-13}$	$[HNO_3] \sim 6 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^6$

Характерное время стока $NO - NO_2$ по основным каналам (в реакциях с O_3 , CH_3O_2 , OH , HO_2) составляет $\tau_2 \sim 1,7 \cdot 10^2$ с. (медленный процесс) $[NO - NO_2] = [NO - NO_2]_0 \exp(-t/\tau_2)$.

Самый длительный процесс (τ_3) – сток HNO_3 , $\tau_3 \approx 2 \cdot 10^6$ с (20 суток).

$[HNO_3] = -0,11 [NO - NO_2]_0 \exp(-t/\tau_2) + C \exp(-t/\tau_3)$, где $C = [HNO_3]_{\text{фон}} + 0,11 [NO - NO_2]_0$.

Загрязнение местности окислами азота оценивается следующим образом. Начальные условия диффузионной задачи для конкретного взрыва (m_{BB}): высота подъема термика (\bar{H}), его радиус (\bar{R}) и начальная концентрация ($n_{NO_x}^0$) определяются из выражений (2, 3, 7). Далее, используя уравнение (7) рассчитываем распределение концентрации $n_{NO_x}(r, t)$ в облаке в зависимости от расстояния от центра облака и от времени дрейфа (расстояние от места взрыва) — рис. 4.

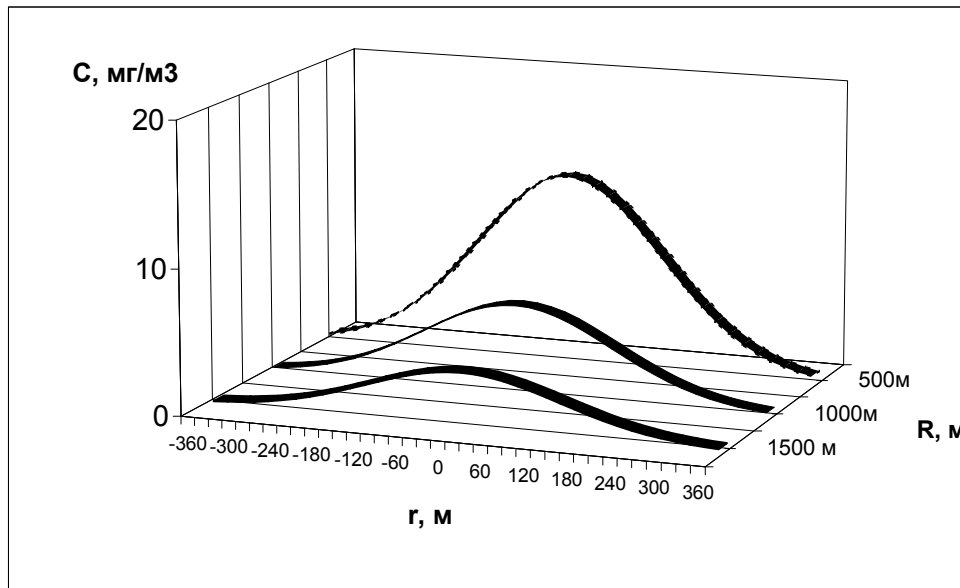


Рис. 4. Распределение концентрации окислов азота в зависимости от расстояния от центра облака и от расстояния до места взрыва (масса ВВ = 100 т)

Конечной целью работы следует считать определение зон превышения предельно допустимых концентраций окислов азота на уровне земли и порций NO_x , получаемых человеком, находящимся в этой зоне. Заменяя в уравнении (7) r^2 на $\bar{H}^2 + \tilde{R}^2$ в показателе экспоненты (где \tilde{R} — расстояние вдоль поверхности земли от проекции центра облака), мы получим распределение NO_x на уровне земли:

$$n(\tilde{R}, t) = \frac{m_{66} c_v}{\rho} \left(\frac{P_a}{P_0} \right) \left(\frac{T_0}{T_a} \right) \cdot L \cdot \pi^{-3/2} \cdot (R_0^2 + 4k_T t)^{-3/2} \cdot \exp \left(- \frac{\bar{H}^2 + \tilde{R}^2}{R_0^2 + 4k_T t} \right) \quad (8)$$

На рис. 5 построены зоны превышения ПДК для производственных помещений в зависимости от расстояния от места взрыва и массы ВВ ($[NO_x] \geq 5 \text{ мг/м}^3$).

$$\tilde{R} < \left\{ \left[- \ln \frac{n_{NO_x}^{ПДК} \cdot \rho \cdot \pi^{3/2} \cdot (R_0^2 + 4k_T t)^{3/2}}{m_{BB} \cdot c_v \cdot L} \right] \cdot (R_0^2 + 4k_T t) - \bar{H}^2 \right\}^{1/2}$$

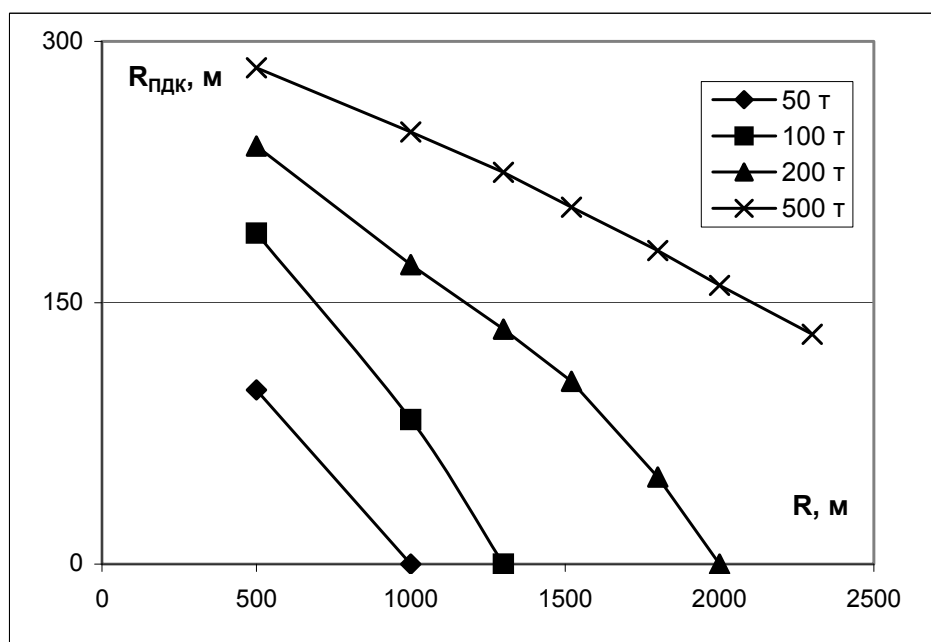


Рис. 5. Зоны превышения ПДК для производственных помещений в зависимости от расстояния до места взрыва и массы ВВ

Величина порции окислов азота $N(R)$ получаемой человеком, находящимся на земле на расстоянии R от места взрыва при прохождении облака определяется интегрированием выражения (8) по \tilde{R} :

$$N(R) = 2/u \int_0^{\infty} n(\tilde{R}, t) d\tilde{R} = \frac{m_{ВВ} \cdot c_v^{NO_x} \cdot L}{\rho \cdot \pi \cdot u \cdot (R_0^2 + 4k_T R/u)} \exp\left(-\frac{\bar{H}^2}{R_0^2 + 4k_T R/u}\right) \quad (9)$$

Порции NO_x , получаемые человеком, в зависимости от расстояния до места взрыва и массы ВВ.

На рис. 6 представлены зависимости $N(R)$ для взрывов с различной массой ВВ.

Сопоставим полученные результаты с санитарно-гигиеническими данными [3]. Без последствий человек переносит порцию NO_x , не превышающую $5 \cdot 10^2$ мг·мин/м³ в течении 10 мин. При более высоких порциях наблюдаются отравления. Порция $3 \cdot 10^3$ мг·мин/м³ вызывает бронхопневмонию, порция $5 \cdot 10^3$ мг·мин/м³ — отек легких. Подобные порции (для взрывов $m \leq 200$ т ВВ) получить за пределами зоны охранения $R \sim 1 \div 2$ км невозможно. Даже в случае нахождения под облаком на границе зоны охранения, человек не сможет получить порцию на порядок меньшую предела безопасности в $5 \cdot 10^2$ мг·мин/м³.

В заключение подведем итоги.

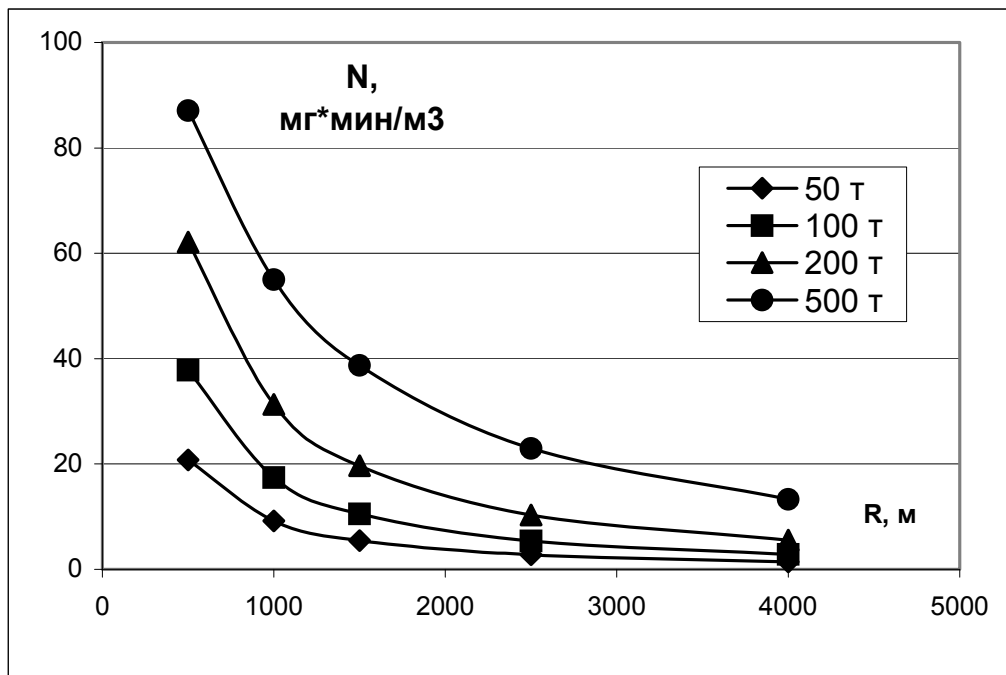


Рис. 6

Представленная к рассмотрению методика расчета распространения и трансформации газообразных загрязнений NO_x от взрывов на открытых карьерах является целостной и базируется на корректной физической основе:

— в части динамической задачи о подъеме термика используются решения уравнений движения, неразрывности и плавучести без детализации распределения температуры и концентрации [4];

— в задаче о распределении примеси в свободной атмосфере используется классический диффузионный подход и ряд упрощений, связанных с наличием химических реакций, которые не приводят к потере точности решения [7];

— в химической составляющей работы использованы основные аэрономические реакции. Вклад остальных по крайней мере на порядок меньше;

— для ответственных ситуаций предложена полуэмпирическая модель определения коэффициента турбулентной диффузии свободной атмосферы [5].

В методике использована и чисто эмпирическая зависимость плавучести и коэффициента турбулентности от массы ВВ, полученная по данным видеосъемок на карьерах КМА с использованием подхода Гостинцева [4]. Использование количественных результатов зависимости $\Pi_0(m_{ВВ})$ на иных карьерах требует дополнительных уточнений, поскольку выход тепла в термик определяется технологическими условиями закладки зарядов, гео-

механическими свойствами рудного тела карьера и степенью его обводненности.

Наличие в расчетах метеопараметров (температура атмосферы и ее градиент в области всплытия термика, содержание в атмосфере активных реагентов (O , O_3 , HO_2 , ClO , CH_3O_2)) позволяют достаточно детально анализировать ситуацию с распространением загрязнений при различных метеоусловиях и, зная розу ветров, оценивать годовые загрязнения и вклад в них взрывов проводимых в разные сезоны.

Самостоятельный интерес представляет расчет границ зон превышения ПДК при прохождении облака и определение порций NO_x , полученных человеком, находящимся в зоне загрязнения.

Литература

1. Атмосфера. Справочник. Л. Гидромет. 1991, 509 с.
2. *Baulch D.L.* Evaluated kinetic and photochemic data for atmospheric chemistry. *J. Phys. Chem.* 1982, v. 11, 2, p. 327–490.
3. Вредные вещества в промышленности. Химия, Л., 1997 г., 417с.
4. *Гостинцев Ю.А., Солодовник А.Ф., Лазарев В.В., Шацких Ю.В.* Турбулентный термик в стратифицированной атмосфере. Препринт ИХФ РАН. Черногловка. 1985, 45 с.
5. *Кожухов С.А., Соловьев С.П.* Определение коэффициента турбулентной диффузии продуктов взрыва и пыли перед фронтальной границей всплывающего термика. В сб. Физические процессы в геосферах при сильных возмущениях. Москва, РАН, 1996, с. 314–320
6. Техника, технология взрывных работ на рудниках. Под. ред. *Демидюка Г.П.*, М, Недра, 1978 г., 237 с.
7. *Гершензон Ю.М., Григорьева В.М., Максюттов Ш.Ш.* Химия искусственных газовых облаков в верхней атмосфере Земли, Труды ИЭМ, Физика верхней атмосферы, вып. 21 (143) с. 3–31., М. Гидрометиздат, 1996 г.
8. Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей. Под. Ред. *Нойстада Ф.Т., Дона В., Л.* Гидрометиздат, 351 с.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ ПОЛЕЙ СОЛНЕЧНОЙ УФ РАДИАЦИИ В АТМОСФЕРЕ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ ВОЗМУЩЕНИЯ

Манойло А.В.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

1. Введение

В настоящее время в теоретических подходах к изучению и анализу данных натурных измерений стали преобладать методы, связанные с численным моделированием происходящих в атмосфере процессов. Но, не смотря на большое количество уже разработанных различными авторами численных моделей атмосферы, многие задачи атмосферной оптики все еще далеки от своего решения.

Очень важной и малоисследованной задачей, решение которой невозможно без применения численных схем расчета радиационных полей, является выявление и изучение особенностей отклика полей УФ радиации в атмосфере на различные возмущения пространственных распределений концентрации ее газовых и аэрозольных составляющих, связанные с действием источников возмущения естественного и антропогенного происхождения [1], [2], [3]. Данные экспериментальных наблюдений структуры радиационных полей [2], [4] позволяют говорить о том, что, по-видимому, возмущение полей УФ радиации наиболее ярко проявляет себя не повсеместно (в широком диапазоне высот и длин волн), а в узких областях фазового \vec{r}, λ -пространства (\vec{r} — радиус-вектор, определяющий положение точки в пространстве, λ — длина волны УФ радиации), в пределах которых возмущение радиационных полей может превышать уровень возмущения в любой точке вне этой области в десятки раз, а экспериментальные измерения возмущения УФ радиации вне этой области будут давать уровень фона даже при достаточно заметных нарушениях пространственной структуры распределения ее газовых и аэрозольных составляющих. Знание таких особенностей отклика структуры полей УФ радиации позволит вносить поправки в существующие методики поиска и наблюдения возмущений структуры радиационных полей в атмосфере (например, методики синхронного наблюдения различных слоев атмосферы в УФ диапазоне с наземных, авиационных и космических подвижных измерительных комплексов, измерения УФ радиации в которых базируются на методике Добсона), возникающих в результате аварийных выбросов различных химически активных веществ или в результате естественных катаклизмов [2], [4], [5]. Тем не менее эти области еще не открыты и описание их в научной печати еще не дано.

Как уже неоднократно отмечалось [1], [2], [3], для достижения прогресса в понимании процессов, связанных с распространением солнечной УФ радиации в атмосфере, в расчетно-теоретических исследованиях необходимо использовать комплекс численных моделей расчета полей солнечной УФ радиации в атмосфере, позволяющий решать в режиме реального времени прямые и обратные задачи оптики атмосферы в сложных метеорологических условиях, в том числе в условиях присутствия в атмосфере полей разорванной облачности с различной вертикальной структурой их микрофизических характеристик [2]. При этом модели, входящие в комплекс, должны быть согласованы по структуре и форме представления входных данных о пространственной структуре

атмосферы и ее сезонной изменчивости, алгоритмическим и программным решениям, а использование для расчета структуры радиационных полей различных численных методов должно снимать большинство ограничений на глубину и объем исследований, связанных с ограниченной применимостью приближенных методов расчета радиационных полей [2], [3]. Несмотря на наблюдаемые в литературе попытки различных исследователей объединить ряд разрозненных численных моделей в один комплекс [3], существенный прогресс в этой области еще не достигнут.

2. Характеристики полей солнечной УФ радиации в Земной атмосфере

Приведем описание основных терминов и определений, которые будут использоваться в работе.

Направление распространения УФ радиации определяется единичным вектором $\vec{\Omega}(\alpha, \beta, \gamma)$. Ось Z направлена вверх. Направление $\vec{\Omega}$ по отношению к оси Z характеризуется углом θ (или $\mu = |\cos\theta|$) и азимутом φ .

$I(\lambda, \vec{r}, \vec{\Omega})$ — спектральная плотность яркости излучения ($\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \text{ср}^{-1} \text{нм}^{-1}$), распространяющегося в направлении $\vec{\Omega}$, в точке, задаваемой вектором \vec{r} . Нисходящий $F^\downarrow(\lambda, \tau)$ и восходящий $F^\uparrow(\lambda, \tau)$ компоненты потока солнечной радиации на уровне τ вычисляются по формулам

$$F^\uparrow(\tau) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 I(\lambda, \tau, \mu, \varphi) d\mu d\varphi, \quad F^\downarrow(\tau) = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^0 I(\lambda, \tau, \mu, \varphi) d\mu d\varphi,$$

где $\tau = \int_0^\infty \sigma_e(z) dz$ — оптическая толщина, соответствующая высоте z , $\sigma_e(z)$ — объемный коэффициент ослабления (м^{-1}).

Прямой поток солнечной радиации, пришедшей на уровень τ , вычисляется по закону Бугера:

$$F_{dir}(\tau) = F_\infty \mu \exp(-\tau / \mu),$$

где F_∞ — поток солнечной радиации на верхней границе атмосферы.

Актинический поток F_{act} , характеризующий суммарный уровень радиации на высоте $z(\tau)$, дается выражением

$$F_{act}(\lambda, \tau) = F^\uparrow(\lambda, \tau) + F^\downarrow(\lambda, \tau) + F_{dir}(\lambda, \tau) / \mu.$$

Фактор радиационного возмущения (ФРВ) солнечной УФ радиации в атмосфере определяется как

$$\Phi_{те}(\lambda, \tau) = \frac{1}{F_{\infty}} (F^{\text{возмущенный}}(\lambda, \tau) - F^{\text{фазовый}}(\lambda, \tau)),$$

где $F^{\text{возмущенный}}(\lambda, \tau)$ — возмущенное значение избранной характеристики поля УФ радиации, $F^{\text{фазовый}}(\lambda, \tau)$ — значение избранной характеристики поля УФ радиации, характерное для уровня фона, а F_{∞} — значение избранной характеристики поля УФ радиации вне атмосферы.

3. Комплекс численных моделей атмосферы

Разработан новый комплекс численных моделей атмосферы, предназначенный для решения в режиме реального времени прямых и обратных задач оптики атмосферы в УФ диапазоне и отвечающий современным требованиям, сформулированным в пункте 1.

Модели согласованы по структуре и форме представления входных данных о пространственной структуре атмосферы и ее сезонной изменчивости, алгоритмическим и программным решениям. Различные методы решения уравнения переноса (дельта-Эддингтон в схеме расчета полей компонентов потока УФ радиации, метод последовательных порядков рассеяния в схеме расчета полей энергетической яркости УФ радиации и метод Монте-Карло в модели переноса УФ радиации через поле разорванной облачности), используемые в моделях, позволяют снимать ряд основных ограничений точности и надежности модельных расчетов [3].

Впервые в практике решения подобных задач в модели полей разорванной облачности учтена вертикальная структура микрофизических характеристик облаков [2].

Разработанный комплекс согласованных моделей может быть использован для внесения изменений в методику спутниковой озонотрии TOMS-7, позволяющих повысить точность получаемых расчетных данных [2], [5].

4. Особенности структуры возмущенных полей солнечной УФ радиации в Земной атмосфере. Области радиационного возмущения

Разработанный комплекс численных схем расчета полей УФ радиации в Земной атмосфере, описанный в пункте 2, был использован для проведения расчетно-теоретического исследования особенностей отклика полей солнечной УФ радиации в атмосфере на различные возмущения пространственного распределения концентрации атмосферного озона и аэрозоля, связанные с воздействием источников возмущения как естественного, так и антропогенного происхождения. Исследованы последствия нарушений структуры пространственного распределения атмосферных газов и аэрозоля, опубликованных в работах [6], [7], [8], [9], [10], [11], [12], [13].

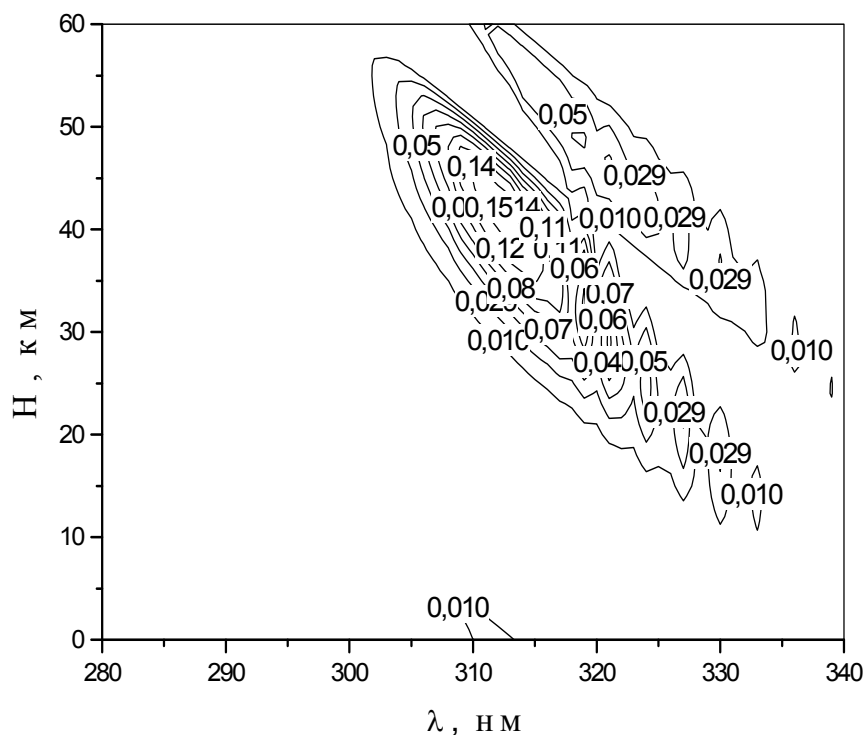


Рис. 1. ФРВ спектральной плотности актинического потока УФ радиации в тропических широтах после извержения вулкана Пинатубо, солнечный зенитный угол — 80° , H — высота над уровнем земли

В результате нарушений пространственного распределения атмосферного озона и аэрозоля, возникающих в результате извержений вулканов (Пинатубо, рис. 1–3, и Эль Чичон), полетов высотной авиации и аномальных изменений в области антарктической озонной “дыры” (рис. 4–6), в (\vec{r}, λ) — полях фактора радиационного возмущения компонент потока УФ радиации появляются узкие области радиационного возмущения (рис. 1), в центре которых уровень возмущения поля УФ радиации может превышать возмущение в любой точке поля вне этой области в десятки раз [1], [2], [13], [14].

Следует отметить, что, в тех случаях, когда в результате действия источников возмущения разрушение озона происходит на разных высотах, структура полей возмущенной УФ радиации будет состоять из нескольких узких областей – очагов радиационного возмущения (рис. 1, 4), при этом вне этих областей измерительная аппаратура будет регистрировать невозмущенные поля УФ радиации независимо от мощности источника возмущения поля концентрации атмосферного озона [1], [2].

Очаги радиационного возмущения строго локализованы в фазовом (\vec{r}, λ) — пространстве и занимают лишь незначительную его часть. Разрез вдоль оси длин волн λ дает узкий высотный максимум, разрез вдоль оси

высот — узкий спектральный максимум (рис. 2, 3, 5, 6). При значениях зенитного угла солнца, превышающих 40° , все точки высотно-спектральных максимумов выстраиваются в (\vec{r}, λ) - плоскости вдоль одной прямой [2].

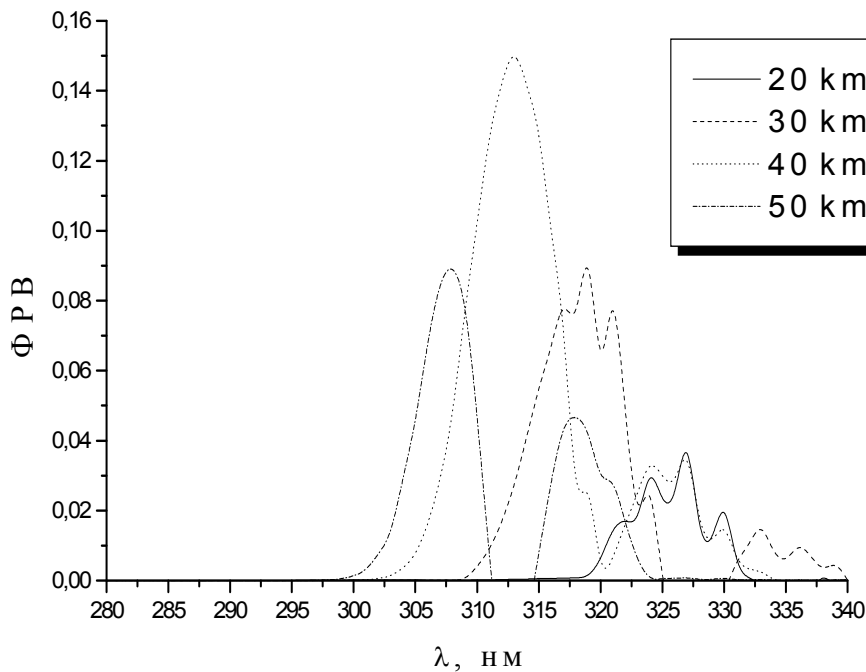


Рис. 2. Спектральные максимумы ФРВ актинического потока УФ радиации (после извержения Пинатубо), рассчитанные для различных значений высот над поверхностью земли

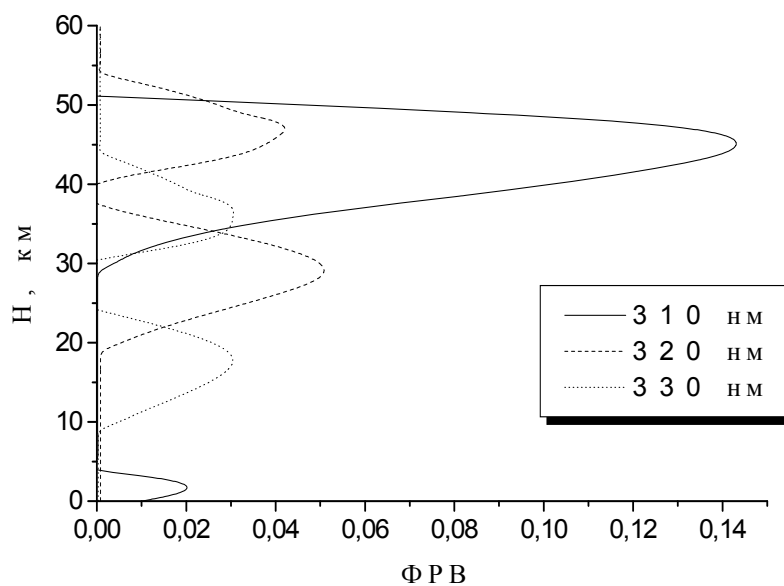


Рис. 3. Слои радиационного возмущения спектральной плотности актинического потока (после извержения Пинатубо) для различных значений длин волн УФ радиации

В (\vec{r}, λ) -полях нисходящего и актинического потоков есть области радиационного возмущения, касающиеся поверхности земли (рис. 1, 3). Из рис. 1, 2 видно, что максимальное возмущение приземной УФ радиации наблюдается в спектральном диапазоне 300–315 нм. По-видимому, именно в этом спектральном диапазоне наземным станциям следует организовывать поиск и регистрацию возмущений радиационных полей от различных естественных и антропогенных источников.

Следует отметить, что на любой фиксированной длине волны λ возмущение поля УФ радиации будет заметно только в том случае, если тонкий слой разрушения атмосферного озона пересекает ее слой эффективного рассеяния (слой, в котором происходит формирование рассеянного потока УФ радиации на данной длине волны λ в невозмущенных условиях) [1], [2]. Таким образом, такая избирательная чувствительность полей УФ радиации к разрушению озона на различных высотах позволяет говорить о том, что каждой длине волны λ соответствует свой достаточно узкий диапазон высот (или несколько диапазонов) радиационного зондирования, в котором структура поля УФ радиации будет чувствительна к изменениям в озоне.

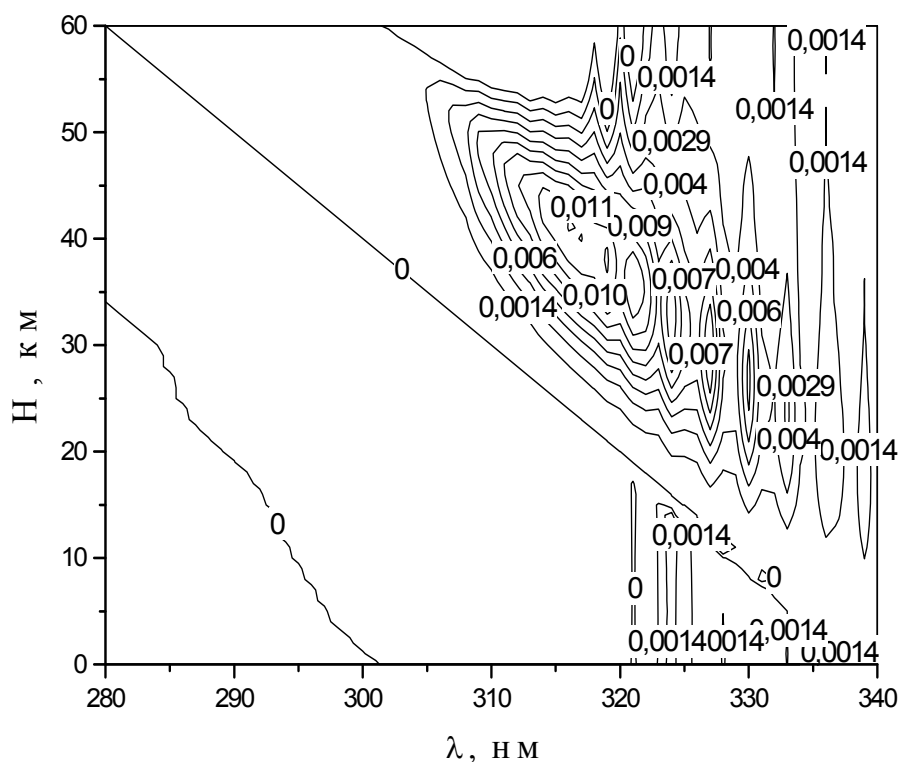


Рис. 4. ФРВ спектральной плотности восходящего потока УФ радиации в полярных широтах южного полушария в области Антарктической озонной “дыры”, 30 сентября 1986 г., солнечный зенитный угол– 80°, H – высота над уровнем земли

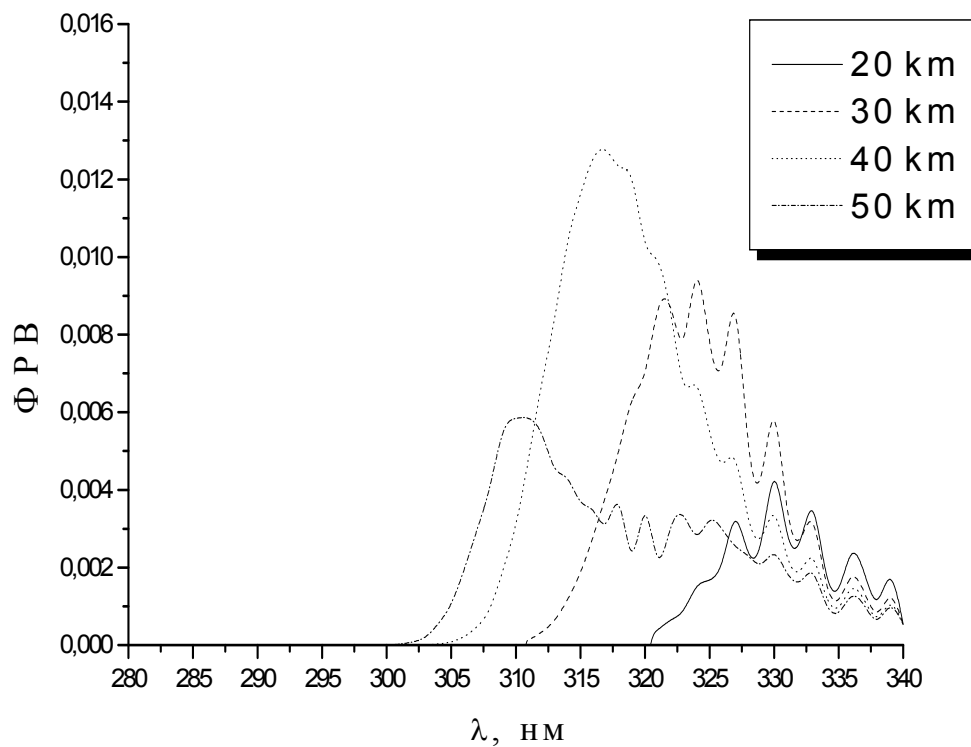


Рис. 5. Спектральные максимумы ФРВ восходящего потока УФ радиации (в области антарктической “дыры”), рассчитанные для различных значений высот над поверхностью земли

Поток УФ радиации на длине волны λ , регистрируемый измерительной аппаратурой на поверхности земли, в космосе или с высотного самолета, несет в себе информацию о разрушении атмосферного озона только в том диапазоне высот, в котором лежит его слой радиационного зондирования, и не содержит информацию о разрушении озона на других высотах. Следовательно, если пробегать вдоль оси длин волн и на какой-то длине волны λ будет обнаружен всплеск возмущения, то можно сказать, в каком диапазоне высот расположен слой разрушения озона.

(\vec{r}, λ) — поля фактора радиационного возмущения восходящего потока УФ радиации показывают, что во всех сценариях возмущения газового и аэрозольного состава атмосферы в диапазоне длин волн 300-320 нм наблюдается заметное увеличение УФ альбедо системы Земля-атмосфера [2], что хорошо согласуется с данными измерений SBUV, зарегистрировавших увеличение УФ альбедо в том же спектральном диапазоне после извержений вулканов Пинатубо, Эль Чичон и в области антарктической озонной “дыры” [16].

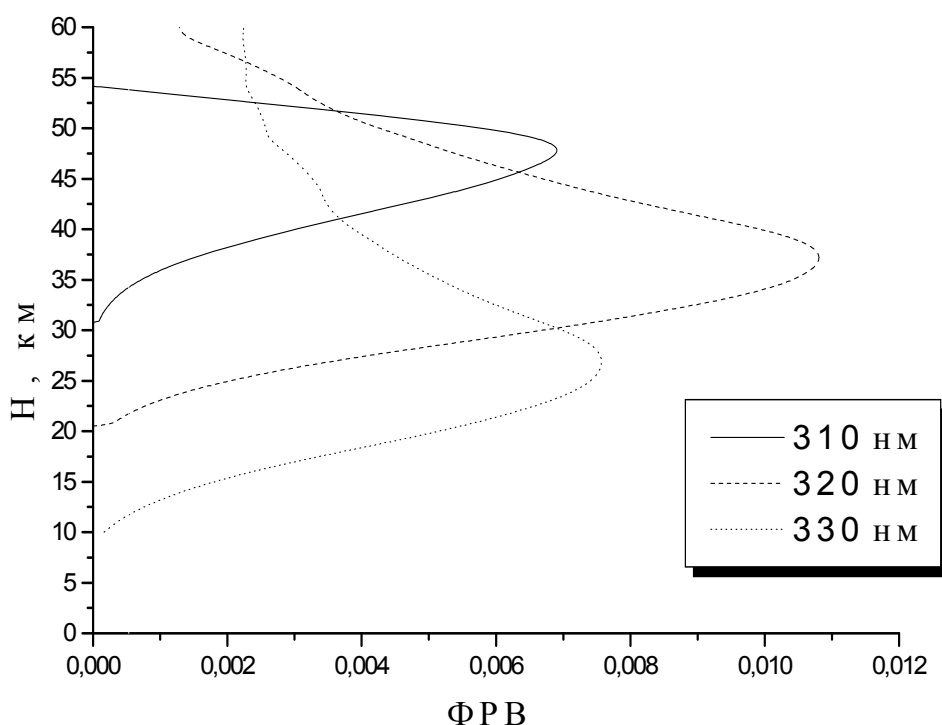


Рис. 6. Слои радиационного возмущения спектральной плотности восходящего потока (в области Антарктической “дыры”) для различных значений длин волн УФ радиации

Заключение

В спектрально-высотных полях УФ радиации при нарушениях пространственного распределения атмосферного озона впервые обнаружены узкие области радиационного возмущения, в центре которых уровень возмущения поля УФ радиации может превышать возмущение в любой точке поля вне этой области в десятки раз.

Выявленная в результате проведенных расчетно-теоретических исследований избирательная чувствительность полей УФ радиации к разрушению озона на различных высотах позволяет говорить о том, что каждой длине волны λ соответствует свой достаточно узкий диапазон высот радиационного зондирования, в котором структура полей УФ радиации чувствительна к изменениям в озоне.

Впервые теоретически установленные закономерности отклика полей солнечной УФ радиации в атмосфере на различные возмущения пространственного распределения атмосферного озона могут стать основой для внесения поправок в существующие методики поиска и наблюдения очагов аномальных изменений в структуре радиационных полей в Земной атмосфере.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 00-05-64742 и Интеграция”.

Литература

1. Крамарова Н.А., Кузнецов Г.И., Манойло А.В., Использование численных радиационных моделей для изучения тонких структур пространственных распределений озона и аэрозоля в атмосфере на структуру полей УФ радиации, сборник тезисов конференции “Физические проблемы экологии-99”, Москва, МГУ им. М.В. Ломоносова, 1999, с. 23.
2. Кузнецов Г.И., Манойло А.В. Особенности отклика полей солнечной УФ радиации в атмосфере на различные нарушения ее газового и аэрозольного состава, сборник трудов 6-й конференции молодых ученых МАПАТЭ-2000, Нижний Новгород, ИПФ РАН, 2000, с. 42–55.
3. Ленобль Ж. Перенос радиации в рассеивающих поглощающих средах, Санкт-Петербург, Гидрометеиздат, 1990.
4. Курбанов И.О. Режим УФР в атмосфере, диссертация на соискание степени кандидата физ.-мат. наук, Москва, МГУ им. М.В. Ломоносова, 1995.
5. Hsu N.C., McPeters R.D., Seftor C.J. and Thompson A.M. Effect of an Improved Cloud Climatology on the Total Ozone Mapping Spectrometer Total Ozone Retrieval, 1997, JGR, v. 102, NO. D4, pp. 4247–4255.
6. DeLuisi J. et al., On some radiative features of El Chichon volcanic stratospheric dust cloud and a cloud of unknown origin observed at Mauna Loa, JGR, 1992, v. 88, NC11, pp. 6769–6772.
7. Gleason J.F. et al., Record low global ozone in 1992, Science, 1993, v. 90, pp. 523–526.
8. Hayashida S., Sasano Y. Stratospheric aerosol change in the early stage of volcanic disturbance by the Pinatubo eruption observed over Tsukuba, Japan, GR Lett., 1993, v. 20, N 7, pp. 575–578.
9. Hofman D.J. et al., Ozone loss in the lower stratosphere over US in 1992-1993: evidence for heterogenic chemistry on the Pinatubo aerosol, Geophysical Research Letters, v. 21, N 1, pp. 65–68, 1994.
10. Kerr J.B., Wardle D.I., Tarasick D.W. Record low ozone values over Canada in early 1993, GR Lett., 1993, v. 20, N 18, pp. 1979–1982.
11. Pitari G. And Rizi V. An estimate of the chemical and radiative perturbation of stratospheric ozone following the eruption of Mt. Pinatubo, JAS, 1993, v. 50, N 19, pp. 3260–3276.
12. Danilin M.Y., Fahey D.W., Schumann U., Prather M.J., Penner J.E., Ko M.K.W., Weisenstein D.K., Jackman C.Y., Pitari G., Kohler I., Sausen R., Weaver C.J., Douglass A.R., Connell P.S., Kinnison D.E., Dentener F.J., Fleming E.L., Bernsten T.K., Isaksen I.S.A., Haywood J.V., Karcher B. Aviation fuel tracer simulation: Model intercomparison and implications, Geophysical Research Letters, 1998, v. 25, no 21, p. 3947–3950.
13. Danilin M.Y., "Local stratospheric effects of solid rockets emissions", Annales Geophysical, 1993, № 11, pp. 23–26.

14. Kuznetsov G.I., Manoilo A.V., Semutnikova E.G. and Terekhova O.A. Radiative Perturbation by the HSCT Fleet: A Sensivity Study, "The Atmospheric Effects of Aviation", 1998, Virginia Beach Conference Center, USA, Conference on the Atmospheric Effects of Aviation, Abstracts, p. 72.
15. Кузнецов Г.И., Манойло А.В. Влияние полетов сверхзвуковой стратосферной авиации и ракет на структуру полей солнечной ультрафиолетовой радиации в атмосфере, Двойные технологии, 2000 г., № 3, с. 79–82.
16. Wen G., Frederick J.E. "Ozone within the El Chichon aerosol cloud inferred from solar backscatter ultraviolet continuous-scan measurements", JGR, 1994, v.99, ND1, pp. 1263–1271.

ГЛОБАЛЬНЫЕ ПОЛЯ СПЕКТРАЛЬНОГО АЛЬБЕДО
СИСТЕМЫ ЗЕМЛЯ–АТМОСФЕРА В ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН
280–340 НМВ УСЛОВИЯХ РАЗОРВАННОЙ ОБЛАЧНОСТИ

Манойло А.В.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

1. Вступление

Одной из важных и малоисследованных задач оптики атмосферы является теоретическое исследование глобальных полей УФ альбедо системы Земля-атмосфера, рассчитываемых при помощи численных моделей для конкретных эмпирических полей разорванной облачности с различной вертикальной структурой микрофизических характеристик облаков. Актуальность решения этого класса задач связана с необходимостью внесения изменений в методику спутниковой озонметрии TOMS-7, для которой неопределенность в положении нижней границы слоя облачности и используемое в этой методике предположение об однородности их вертикальной структуры может приводить к ошибкам в определении общего содержания озона (СО), достигающим значений ~20 единиц Добсона (Hsu et al., [1997]). Более точный учет пространственной структуры разорванной облачности также необходим для адекватной интерпретации уже накопленных данных спутниковой озонметрии.

В настоящее время в теоретических подходах к изучению и анализу данных натурных измерений стали преобладать методы, связанные с численным моделированием происходящих в атмосфере процессов. Но, не смотря на большое количество уже разработанных различными авторами численных моделей атмосферы, многие задачи атмосферной оптики все еще далеки от своего решения.

Для достижения заметного прогресса в понимании процессов, связанных с распространением солнечной УФ радиации в атмосфере, в расчетно-

теоретических исследованиях необходимо использовать комплекс взаимосогласованных численных моделей расчета полей солнечной УФ радиации в атмосфере, позволяющий решать в режиме реального времени прямые и обратные задачи оптики атмосферы в сложных метеорологических условиях, в том числе — в условиях присутствия в атмосфере полей разорванной облачности с различной вертикальной структурой их микрофизических характеристик. При этом модели, входящие в комплекс, должны быть согласованы по структуре и форме представления входных данных о пространственной структуре атмосферы и ее сезонной изменчивости, алгоритмическим и программным решениям, а использование для расчета структуры радиационных полей различных численных методов должно снимать большинство ограничений на глубину и объем исследований, связанных с их ограниченной применимостью. Несмотря на попытки различных исследователей объединить ряд разрозненных численных моделей в один комплекс, существенный прогресс в этой области еще не достигнут.

2. Характеристики полей солнечной УФ радиации в Земной атмосфере

Приведем основные термины и определения, которые будут использоваться в статье. Направление распространения УФ радиации определяется единичным вектором Ω . Ось Z направлена вверх. Направление Ω по отношению к оси Z характеризуется углом θ (или $\mu = |\cos \theta|$) и азимутом φ .

$I(\lambda, \vec{r}, \vec{\Omega})$ — спектральная плотность яркости излучения ($\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \text{ср}^{-1} \text{нм}^{-1}$), распространяющегося в направлении Ω , в точке, задаваемой вектором r . Нисходящий $F^\downarrow(\lambda, \tau)$ и восходящий $F^\uparrow(\lambda, \tau)$ компоненты потока рассеянной солнечной радиации на уровне τ вычисляются по формулам

$$F^\uparrow(\tau) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 I(\lambda, \tau, \mu, \varphi) d\mu d\varphi, \quad F^\downarrow(\tau) = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^0 I(\lambda, \tau, \mu, \varphi) d\mu d\varphi,$$

где $\tau = \int_0^\infty \sigma_e(z) dz$ — оптическая толщина, соответствующая высоте z ,

$\sigma_e(z)$ — объемный коэффициент ослабления (м^{-1}).

Спектральное альbedo системы Земля-атмосфера A определяется как

$$A = \frac{F^\uparrow(H)}{F^\infty},$$

где $F^\uparrow(H)$ — спектральная плотность восходящего потока УФ радиации на высоте H , F^∞ — внеатмосферный поток солнечной УФ радиации.

3. Комплекс численных схем расчета полей солнечной УФ радиации в атмосфере

Для решения задач, сформулированных в пункте 1, разработан комплекс численных моделей атмосферы, предназначенный для решения в режиме реального времени прямых и обратных задач оптики атмосферы в УФ диапазоне и отвечающий современным требованиям, сформулированным выше. Модели используют дельта-метод Эддингтона в схеме расчета полей компонентов потока УФ радиации, метод последовательных порядков рассеяния в схеме расчета полей энергетической яркости УФ радиации и метод Монте-Карло в модели переноса УФ радиации через поле разорванной облачности. Различные методы удачно дополняют друг друга и повышают точность расчетов.

Впервые в практике решения подобных задач в модели полей разорванной облачности учтена вертикальная структура микрофизических характеристик облаков.

Горизонтальная неоднородность поля разорванной облачности задается гауссовым распределением облачных фрагментов в азимутальной плоскости.

Вертикальная стратификация жидкокапельного облачного аэрозоля задается функцией распределения частиц по размерам внутри облака. В качестве модельного спектра капель $n(r)$ принято следующее представление (Мазин, Хргиан [1989]):

$$n(r) = \begin{cases} \frac{AN_0}{r^\nu}, 0.1 \text{ мкм} < r < r_{\min}, \\ \frac{N_0}{\partial(\alpha+1)\beta^{\alpha+1}} r^\alpha \exp\left(-\frac{r}{\beta}\right), r_{\min} < r < 20 \text{ мкм}, \\ \frac{N_0}{\partial(\alpha+1)\beta^{\alpha+1}} r^\alpha \exp\left(-\frac{r}{\beta}\right) + \frac{(\delta-1)N_{100}N_0}{100} \left(\frac{100}{\delta}\right)^\delta, 20 \text{ мкм} < r < 100 \text{ мкм}, \\ \frac{(\delta-1)N_{100}N_0}{100} \left(\frac{100}{\delta}\right)^\delta, 100 \text{ мкм} < r < r_{\max}, \\ 0, r > r_{\max}. \end{cases}$$

где $N_0 = \int_0^{\infty} n(r) dr = 1$, $\beta = \frac{\bar{r}}{\alpha + 1}$, $\Gamma(\alpha + 1)$ — гамма-функция параметра α ,

A, ν, \bar{r} — параметры распределения $n(r)$, которые зависят от формы облаков, масштаба осреднения и других факторов.

Для облаков St, Sc, Ac в среднем на высоте z над нижней границей в слое от 0,1 до 0,6 км значение среднего радиуса \bar{r} описывается формулой (Мазин, Хргиан [1989]):

$$\bar{r} = 3,4(1 + bT)(1 + 0,3a_1z + 0,3a_2z^2 + 0,3a_3z^3), \quad (1)$$

где \bar{r} измеряется в мкм, T — температура в $^{\circ}\text{C}$ на нижней границе облака, z — высота (км) над ней. Коэффициенты в формуле (1) равны:

$$b = 0,037(^{\circ}\text{C})^{-1}, \quad a_1 = 5\text{км}^{-1}, \quad a_2 = -6,0\text{км}^{-2}, \quad a_3 = 2,1\text{км}^{-3}.$$

Достоверность представленных в публикации расчетных данных обеспечивается:

- высокой надежностью численных методов, используемых в моделях, и отсутствием существенных упрощающих предположений при приближенном решении уравнения переноса солнечной УФ радиации;
- хорошим совпадением результатов численных расчетов с натурными измерениями и расчетами авторов других численных моделей;
- надежностью используемых для моделирования экспериментальных данных (модели атмосферы NASA Goddard Space Flight Center).

4. Глобальные поля альbedo системы Земля-атмосфера в УФ диапазоне

При помощи разработанного комплекса численных моделей впервые для конкретной эмпирической модели поля разорванной высококучево-облачности (Мазин, Хргиан, [1989]) на основании модельных расчетов построены глобальные поля УФ альbedo системы Земля-атмосфера.

Появление в атмосфере полей разорванной облачности приводит к заметному росту спектрального УФ альbedo в диапазоне 290–330 нм. На рис. 1–3 представлены рассчитанные при помощи разработанных нами численных схем глобальные поля спектрального УФ альbedo Земля-атмосфера (выраженного в % относительно уровня безоблачной атмосферы) на длинах волн 290, 300 и 310 нм, построенные для глобального распределения месячных значений среднего покрытия небосвода облаками Ac (толщина облаков постоянна и равна 0,1 км) по всему земному шару для января (зенитный угол солнца — 60°). При этом толщина облачного покрова изменялась от 100 до 700 м при высоте нижней границы высококучево-облачности — 3–4 км.

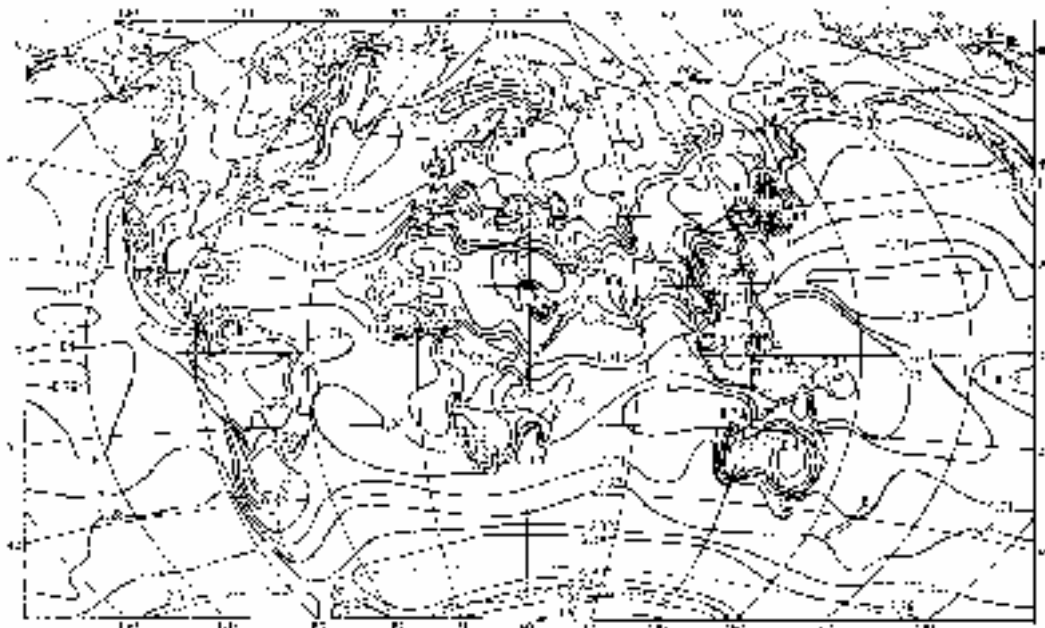


Рис. 1. Поле спектрального УФ альbedo Земля-атмосфера (выраженного в % относительно уровня безоблачной атмосферы) на длине волны 290 нм., рассчитанное для глобального распределение месячных значений среднего покрытия небосвода облаками Ас (толщина облаков постоянна и равна 0,1 км) по всему земному шару для января. Зенитный угол солнца – 60°

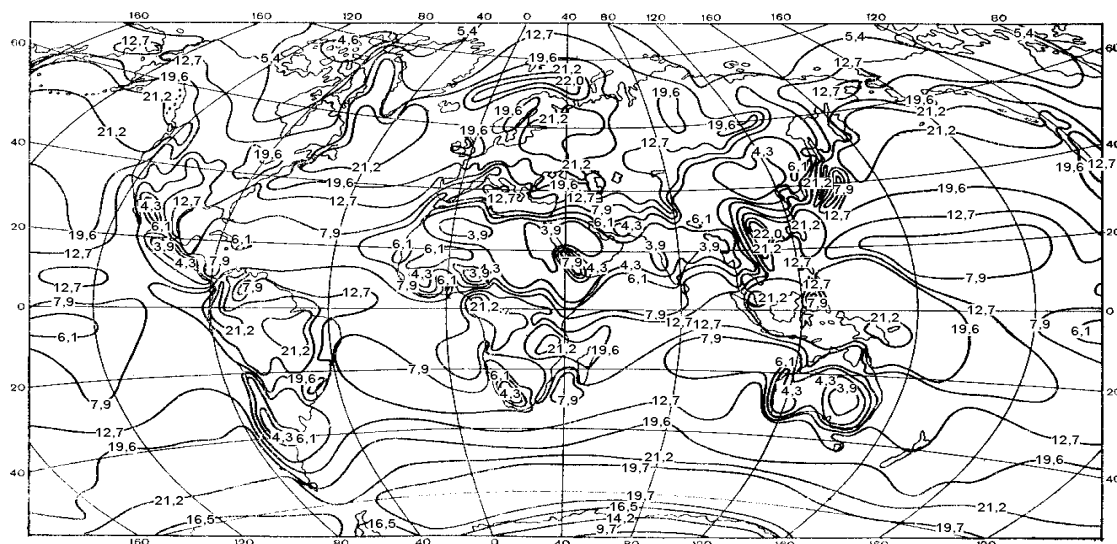


Рис. 2. Поле спектрального УФ альbedo Земля-атмосфера (выраженного в % относительно уровня безоблачной атмосферы) на длине волны 300 нм., рассчитанное для глобального распределение месячных значений среднего покрытия небосвода облаками Ас (толщина облаков постоянна и равна 0,3 км) по всему земному шару для января. Зенитный угол солнца — 60°

Поля УФ альbedo обнаруживают влияние циклонических зон, которые приводят к появлению максимума в поясе $50\text{--}60^\circ$ с.ш. над океанами и не-

сколько севернее — над материками. В северном полушарии над сушей хорошо прослеживается влияние пояса антициклонов — пояса пустынь, проявляющееся в основном между 20 и 40° с.ш. в уменьшении среднего балла облачности (до 3,7 балла) и низкими значениями УФ альбеда. Между 10° с.ш. и 10° ю.ш. располагается зона повышенного количества облачности, связанная с внутритропической зоной конвергенции воздушных течений (ВЗК). Этой зоне в полях УФ альбеда соответствует зона значительного увеличения восходящего потока. Увеличение восходящего потока УФ радиации более четко выражено над сушей и в январе (для которого максимум облачности в ВЗК наблюдается в южном полушарии) достигает своих максимальных значений в южной части этого широтного пояса (между 7,5 и 10° с.ш.). Циклонический пояс отчетливо выражен в южном полушарии над океаном между 50 и 70° ю.ш., где наблюдается всплеск уходящей УФ радиации.

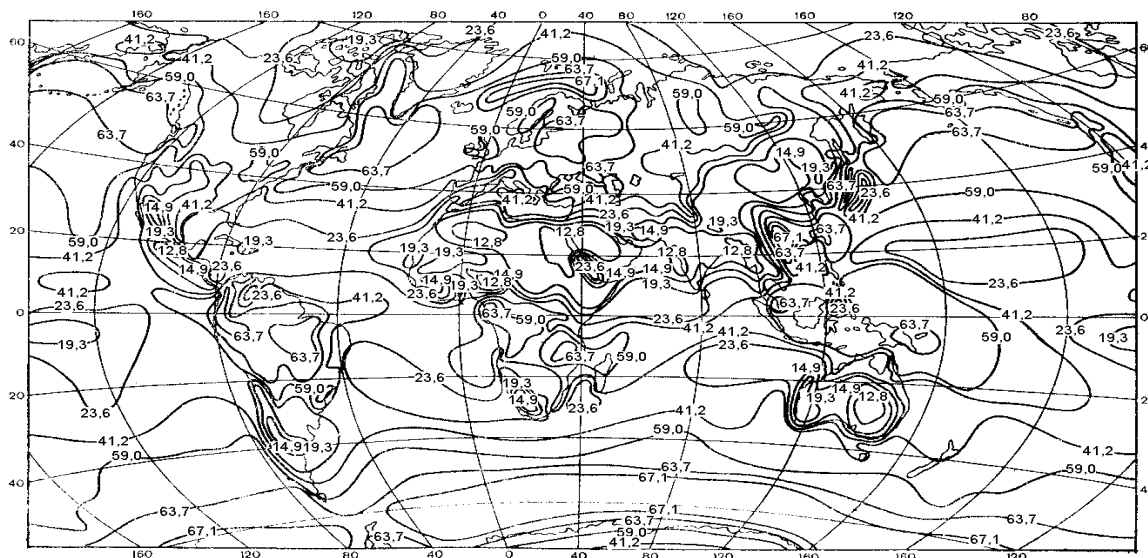


Рис. 3. Поле спектрального УФ альбеда Земля-атмосфера (выраженного в % относительно уровня безоблачной атмосферы) на длине волны 310 нм., рассчитаное для глобального распределение месячных значений среднего покрытия небосвода облаками Ас (толщина облаков постоянна и равна 0,5 км) по всему земному шару для января. Зенитный угол солнца — 60°

Анализируя глобальные поля восходящего потока УФ радиации, можно выделить несколько наиболее интересных областей. Среди них — область средиземноморского климата с влажным зимне-весенним периодом, характеризующимся пространственно локализованным максимумом изменения уходящей УФ радиации; область с облачной и снежной зимой над Японским морем с высоким уровнем уходящей УФ радиации; сухая и безоблачная область с низким уровнем уходящей УФ радиации в виде полосы вдоль западного побережья Южной Америки; обширные области ту-

манов и низких облаков с высоким уровнем УФ радиации над холодными морскими течениями — Бенгальским у юго-западных берегов Африки и Перуанским у берегов Южной Америки; области горных стран и плоскогорий, где особенности облачности и отклика полей уходящей УФ радиации могут быть крайне разнообразны; и, наконец, область сибирского зимнего антициклона, характеризующаяся низким уровнем уходящей УФ радиации.

Следует отметить, что самые высокие градиенты изменения величины альбедо наблюдаются вдоль границ материков и совпадают по своему географическому положению с границами областей облачности высокой бальности, вытянутых вдоль горных хребтов и приморских районов.

На основании полученных теоретических результатов можно установить, что контуры материков, которые иногда появляются в глобальных полях ОСО, измеренных по методикам спутниковой озонотрии TOMS-1–7, вероятно, являются результатом систематических ошибок, связанных с неточностью в определении положения нижней границы слоя облачности и используемом в этих методиках предположении об однородности их вертикальной структуры. Эти выводы подтверждаются как нашими теоретическими исследованиями, так и проведенным недавно сравнением данных TOMS-6 и TOMS-7, которые показали, что связанные с облачностью ошибки в определении ОСО могут достигать значений ~20 единиц Добсона.

5. Выводы

Разработан комплекс взаимосогласованных численных схем расчета полей солнечной УФ радиации в атмосфере, предназначенный для решения в режиме реального времени прямых и обратных задач оптики атмосферы. Впервые в практике решения задач атмосферной оптики в моделях полей разорванной облачности учтена вертикальная структура микрофизических характеристик облаков;

Впервые на основании модельных расчетов построены глобальные поля УФ альбедо системы Земля-атмосфера, рассчитанные для конкретной эмпирической модели поля разорванной высококучевой облачности.

Разработанный комплекс согласованных моделей может быть использован для внесения изменений в методику спутниковой озонотрии TOMS-7, позволяющих повысить точность получаемых расчетных данных.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 00–05–64742 и ФЦП «Интеграция».

Литература

1. *Ленюль Ж.* 1990: Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах. //Л.: Гидрометеиздат.

2. Мазин И.П., Хргиан А.Х. 1989: Облака и облачная атмосфера. Справочник. //Л.: Гидрометеиздат.
3. Фейгельсон Е.М. (ред), 1981: Радиация в облачной атмосфере. //Л., Гидрометеиздат.
4. Фейгельсон Е.М., Краснокутская Л.Д. 1978: Потoki солнечного излучения и облака. //Л.: Гидрометеиздат.
5. Hermann J.R., Krotkov N., Celarier E., Larco D. and Labow G. 1999: Distribution of UV radiation at the Earth's surface from TOMS-measured UV-backscattering radiances, JGR, v. 104, NO D10, pp. 12059–12076.
6. Hsu N.C., McPeters R.D., Seftor C.J. and Thompson A.M. 1997: Effect of an Improved Cloud Climatology on the Total Ozone Mapping Spectrometer Total Ozone Retrieval // JGR, v. 102, NO. D4, pp. 4247–4255.

РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ЭКОЛОГИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ ОБЛАКОВ

Станкевич К.С.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Абсолютные радиоастрономические измерения микроволнового излучения облаков могут быть методом диагностики их экологического состояния. Метод основан на дистанционном определении параметров релаксации воды в каплях и их изменений из-за растворённых сторонних веществ.

Микроволновое излучение облаков определяется эффективным сечением поглощения электромагнитных волн водяными каплями, и оптическую толщину облака можно представить в виде:

$$\tau(\lambda) = 0.1 \frac{3\pi}{\lambda} W \frac{6\varepsilon''}{(\varepsilon' + 2)^2 + \varepsilon''} = 0.1 \frac{3\pi}{\lambda} W C(\lambda), \quad (1)$$

$$C(\lambda) = \frac{6\varepsilon''}{(\varepsilon' + 2)^2 + \varepsilon''}, \quad (2)$$

где $\lambda(\text{см})$ — длина волны, $W \left[\text{кг} \cdot \text{м}^{-2} \right]$ — интегральная водность облака, ε' и ε'' — действительная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости водяных капель. Поскольку оптическая толщина облака на каждой длине волны формируется одними и теми же распределениями водности и температуры, то в случае тонких облаков отношение

$$\frac{\tau(\lambda_1)}{\tau(\lambda_2)} = \frac{\lambda_2 C(\lambda_1)}{\lambda_1 C(\lambda_2)}, \quad (3)$$

зависит только от диэлектрической проницаемости. Диэлектрическая проницаемость воды определяется уравнением Дебая:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_S - \varepsilon_{\infty}}{(1 + i\omega\tau_p)}, \quad (4)$$

К.Коль и Р.Коль модифицировали это уравнение, введя эмпирическую постоянную α и ионную проводимость вещества δ :

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_S - \varepsilon_{\infty}}{(1 + i\omega\tau_p)^{1-\alpha}} - i \frac{\delta}{\omega\varepsilon_0}, \quad (5)$$

где τ_p — наиболее вероятное время релаксации, α — параметр расширения, описывающий распределение времён релаксации ($0 \leq \alpha \leq 1$), $\varepsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} \frac{\phi}{\text{м}}$ — проводимость свободного пространства.

Все параметры $\varepsilon_{\infty}, \varepsilon_S, \tau_p, \delta, \alpha$ — являются функциями температуры и плотности вещества, для воды существует несколько стандартных моделей этих параметров, учитывающих также солёность. Наиболее полные аналитические модели [1, 2] были использованы для численных расчётов коэффициентов $C(\lambda)$. Для стандартных моделей $\frac{\tau(\lambda_1)}{\tau(\lambda_2)} = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^2$. Зависимость $\tau(\lambda) \approx \lambda^{-2}$ соответствует радиочастотным спектрам облаков по натурным измерениям.

В случае отклонения параметров диэлектрической проницаемости воды от стандартных моделей показатель степенной зависимости спектра должен быть отличен от 2. По результатам численного моделирования установлено, что отличия в спектрах определяются изменчивостью времени релаксации воды в каплях. Релаксационный процесс как межмолекулярное взаимодействие определяется микроскопическим или молекулярным временем релаксации, пропорциональным только вязкости жидкости, а растворы сторонних веществ (кислот, ПАВ) в каплях изменяют естественную вязкость воды.

Натурный эксперимент показал, что для диагностики состояний облачности эффективны измерения яркостных температур облаков на двух длинах волн $\lambda_1 = 0.8 \text{ см}$ и $\lambda_2 = 2 \text{ см}$, вне линии поглощения водяного пара. Для отношения яркостных температур на этих длинах волн имеем [3]:

$$\frac{T_J(\lambda_2 = 2)}{T_J(\lambda_1 = 0.8)} = 0.405 \frac{C(\lambda_2 = 2)}{C(\lambda_1 = 0.8)} \quad (6)$$

По измеренным отношениям коэффициентов $C(\lambda)$ вычисляется показатель спектра излучения облаков

$$T_{\lambda} = k\lambda^{-x} \quad (7)$$

Натурный эксперимент был проведён с целью исследования времён релаксации воды в мелкодисперсных каплях. Для этого были выбраны кучевые облака лёгкого (Cu_{hum}) и среднего (Cu_{med}) типа.

Предполагалось, что в мелкодисперсных каплях, с радиусом 4-5 мкм, молекулярную релаксацию будут определять не только внутреннее трение (вязкость), но и другие силы межмолекулярного взаимодействия.

Известно, что у полярных жидкостей на молекулярное взаимодействие также влияют сильные внутренние электрические поля, порождаемые дипольными моментами молекул. Эффект влияния внутреннего поля на молекулярное время релаксации обнаружен для ряда веществ [4] и его действию приписывают увеличение времени релаксации, в отдельных случаях в несколько раз. В полярных жидкостях диполи могут выстраиваться цугом, ориентируясь в одном направлении и суммируя свои моменты, либо антипараллельны, и тогда их моменты компенсируются.

Механизм дипольного взаимодействия молекул может реализоваться на поверхности капель. В состоянии равновесия свободная энергия капли должна быть минимальной, и в силу этого молекулы на поверхности выстраиваются так, чтобы дипольные моменты были обращены внутрь капли. В результате упорядочивается ориентация диполей, и, как отмечено выше, время релаксации может возрасть. Качественно ясно, что эффект увеличения времени релаксации обратно пропорционален размерам капель: как отношение поверхностной свободной энергии к объёмной. От конкретных реализаций в облаке распределения капель по размерам зависит величина эффекта.

Пример изменений наклона спектра приведён на t - t диаграмме рис. 1. Из 250 исследованных облаков в 30 % были обнаружены изменения на-

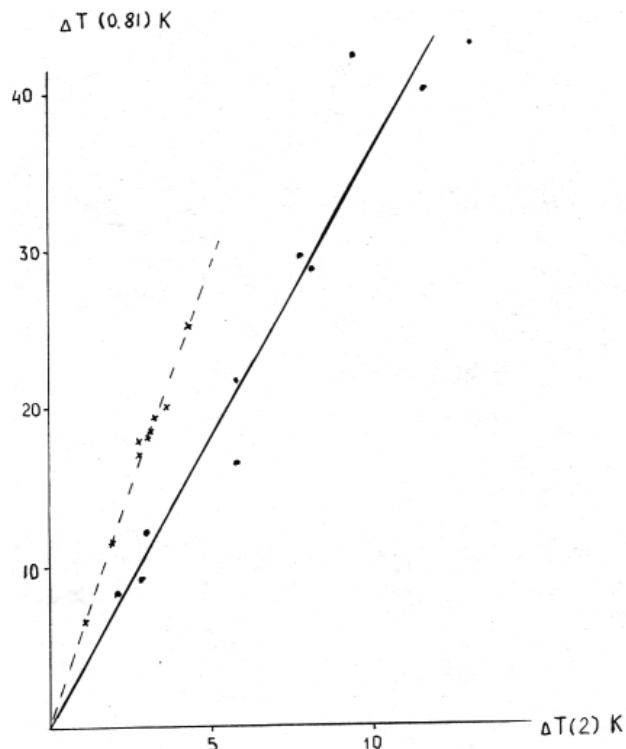


Рис. 1

клона спектров: показатель степенной зависимости распределялся в интервале

$$1.42 \leq x \leq 2,$$

Соответствующая изменчивость времени релаксации приведена на графике рис. 2. Приведённые результаты иллюстрируют достаточно высокую чувствительность метода дистанционного определения диэлектрической

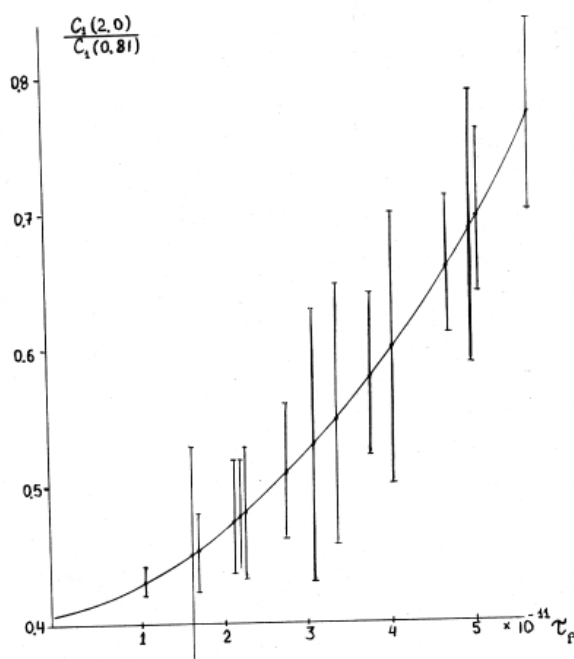


Рис. 2

ской проницаемости облачных капель и метод может применяться в целях экологической диагностики.

Приведённый выше эксперимент продемонстрировал влияние электрических межмолекулярных взаимодействий на релаксацию молекул. ПАВ уменьшают поверхностное натяжение и, следовательно, свободную энергию поверхности. Молекулы этих веществ имеют полярные концевые группы и неполярную часть. В водном растворе молекулы скапливаются на поверхности, их полярные концы остаются в воде: дипольный момент молекул

ПАВ обращён внутрь жидкости. Таким образом, сторонние вещества, в частности ПАВ, кроме изменения вязкости, вносят ещё дополнительные электрические межмолекулярные взаимодействия, что изменяет время молекулярной релаксации.

Литература

1. Klein L.A., Swift C.T. IEEE Trans. on Antennas and Prop. 1977, v. AP-25, p. 104.
2. Ray P.S. Appl. Opt. 1972, v. 11, p. 1836.
3. Станкевич К.С., Дудин В.Е., Подвойская О.А. Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1997, т. 33, с. 360.
4. Hill N.E., Vanghan W.E., Price A.H., Davies M. Dielectric Properties and Molecular Behavior. Van. Nostrand Reihold. London. 1969, 540 p.

ОСОБЕННОСТИ ВАРИАЦИЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИЗЕМНОГО ОЗОНА НАД ЕВРОПЕЙСКОЙ ЧАСТЬЮ РОССИИ

*Тарасова О.А. (2), Арабов А.Я. (1), Белоглазов М.И. (3), Еланский Н.Ф. (1),
Карпечко А.Ю. (3), Кортунова З.В. (4), Кузнецов Г.И. (2), Поволотская Н.П. (4),
Сеник И.А. (1)*

(1) Институт Физики Атмосферы РАН, Москва

(2) Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

(3) Полярный Геофизический Институт РАН, Апатиты

(4) Центральный Институт Курортологии, Кисловодск

Введение

Важная роль приземного озона как опасного загрязнителя признается с 40–50х годов 20 век, но его активное исследование в глобальном масштабе началось только в 70-е годы. С тех пор в мире развернута широкая озонметрическая сеть, позволяющая исследовать вариации приземного озона и его предшественников. Работа этой сети осуществляется в рамках национальных и международных проектов, например, европейских программы EUROTRAC-2 и ЕМЕР.

Россия до сих пор остается "белым пятном" на озонметрической карте Европы. Чтобы решить эту проблему, ряд озонметрических станций, принадлежащих Институту Физики Атмосферы РАН (Звенигородская научная станция, Кисловодская Высокогорная Научная станция и лаборатория в парковой зоне города Кисловодска) и Полярному Геофизическому Институту РАН (Ловозерская Научная станция), совместно с кафедрой физики атмосферы физического факультета МГУ включились в международный проект по исследованию тропосферного озона в Европе TOR-2 (Tropospheric Ozone Research). Уже на этапе предварительного анализа стало понятно, что режим концентрации приземного озона над Россией отличается от европейского. Данная работа посвящена освещает полученные результаты.

Краткое описание станций

Положение озонметрических станций, включенных в проект, показано на рис. 1.

Ловозерская Научная станция находится на плато Кольского полуострова на берегу озера Ловозеро. Станция удалена от мощных антропогенных источников загрязнения. Небольшое влияние могут оказывать лишь города Апатиты и Мончегорск, расположенные, соответственно, на расстоянии 80 км к юго-западу и 120 км к западу. Однако в теплый период, когда вклад фотохимических источников озона наиболее значим, влияние

этих городов ослаблено, т.к. в районе станции преобладают северные и восточные ветры. Ловозерская научная станция расположена в зоне тундры, поэтому вклад летучих органических соединений (ЛОС) в формирование вариаций приземного озона также невелик. Положение станции вдали от крупных источников загрязнения позволяет проанализировать крупномасштабный перенос примесей из Европы и сравнить его с затоками чистого воздуха из Арктики и из районов Северо-восточной Сибири.

Звенигородская научная станция (ЗНС) находится в сельском районе на расстоянии 30 км на юго-запад от Москвы. Загрязнения из Москвы достигают района станции достаточно редко, т.к. преобладающими направлениями ветра в регионе являются западные и северо-западные. За время измерений на ЗНС было зарегистрировано несколько случаев резкого повышения уровня концентрации окислов азота, что было связано с выносом воздуха из Москвы. Поскольку на станции также проводились измерения концентрации CO, CH₄ и аэрозоля, то для таких эпизодов могут быть исследованы основные процессы, происходящие в городском факеле.

Озонометрическая станция в городе Кисловодск находится в долине курортной зоны Кавказских Минеральных Вод. Город характеризуется средним уровнем загрязнения, определяемым в основном выбросами автотранспорта. Лаборатория находится на окраине города в направлении на высокогорную станцию на территории городского Парка отдыха.

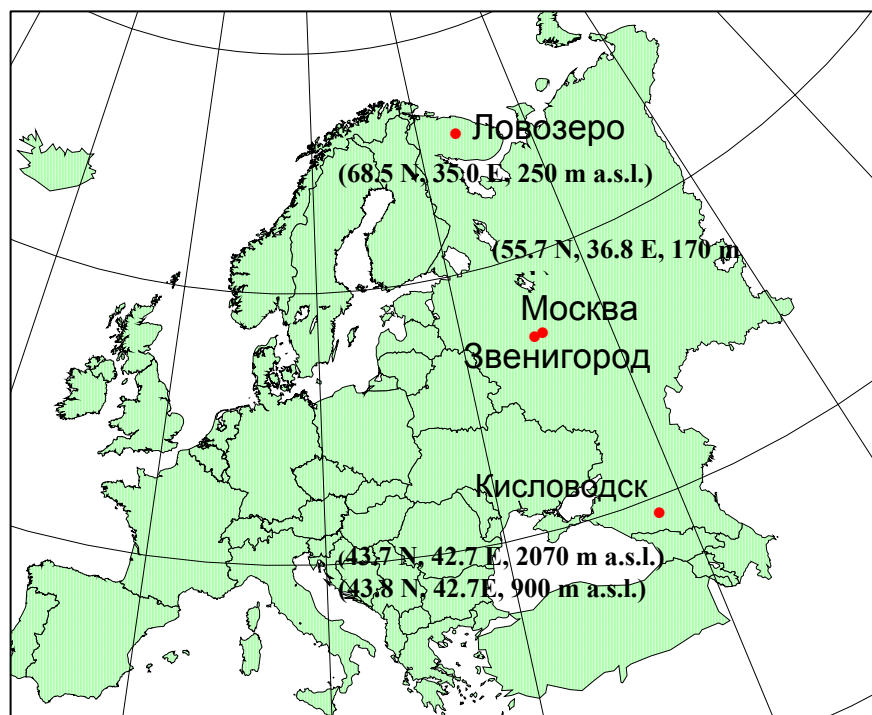


Рис. 1. Положение станций, измеряющих концентрацию приземного озона. Широта, долгота и высота над уровнем моря приведены в скобках. Две станции в Кисловодске показаны на рисунке одной точкой

Кисловодская Высокогорная Научная станция (КВНС) находится на Северном Кавказе на высоте 2070 м над уровнем моря. Она расположена в зоне альпийских лугов на плато, входящем в горную систему Скалистого хребта. Отсутствие преобладающих в окрестности станции вершин делает местный натекающий воздушный поток слабо возмущенным. К северу плато понижается. На расстоянии 18 км в этом направлении находится курортный город Кисловодск. К югу местность повышается. На расстоянии 46.5 км находится вершина Эльбрус. Главный Кавказский хребет и горный массив Эльбрус оказывают сильное воздействие на мезо-масштабную структуру воздушных потоков в регионе. В окрестностях станции отсутствуют мощные источники загрязнения. Некоторое влияние может оказывать лишь перенос воздуха из города Кисловодск. Во время теплого периода Высотная Планетарная Фронтальная Зона (ВПФЗ) сдвигается в район станции и дальше к северу. Иногда наблюдается тропическая тропопауза. Поскольку ближайший к станции склон ориентирован на север, влияние горно-долинной циркуляции ослаблено.

Наблюдения

В табл. 1 приведено краткое описание измерений, проводимых на станциях проекта.

Таблица 1

СТАНЦИЯ	ИЗМЕРЯЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ	ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ	ЧАСТОТА
Кисловодская высокогорная научная станция (2070 м) 43.7 N - 42.7 E	O ₃ , метео UV спектры (290-320 nm) NO _x общее содержание NO _x вертик. профили CO	1989 -> 1989 – 1995 1995 -> 1979 -> 1995 -> 1986 ->	непрер. с инт. непрер. непрер. с интер. с интерв.
город Кисловодск (900 м) 43.8 N – 42.7 E	O ₃ , метео	->	непрер.
Звенигород (170 м) 55.7 N – 36.8 E	O ₃ , метео, NO _x NO ₂ ОС и профили CO, CH ₄ общ. содерж.	9.1998 6.1999 1991-> 1974 ->	непрер. непрер. с интерв.
Ловозеро (250 м) 68.5 N – 35.0 E	O ₃ , метео NO ₂ ОС и профили	1.1999 -> 1.2000 ->	непрер. непрер.

Все измерения концентрации озона проводились с помощью стандартных газоанализаторов DASIBI 1008-AH, прокалиброванных по опорному генератору озона в Лаборатории Экологического Контроля (С.-

Петербург) в 1998 году. Кроме того, инструменты сравнивались с прибором DASIBI 1008-RS со встроенным генератором озона, приобретенным в 1996 году и между собой. В следующем году планируется провести международную калибровку приборов DASIBI, для проверки надежности данных. NO_2 и CO измеряются с помощью стандартных спектрофотометров. Спектры УФ радиации измеряются с помощью Брюеровского спектрофотометра, включенного в международную сеть под номером 43.

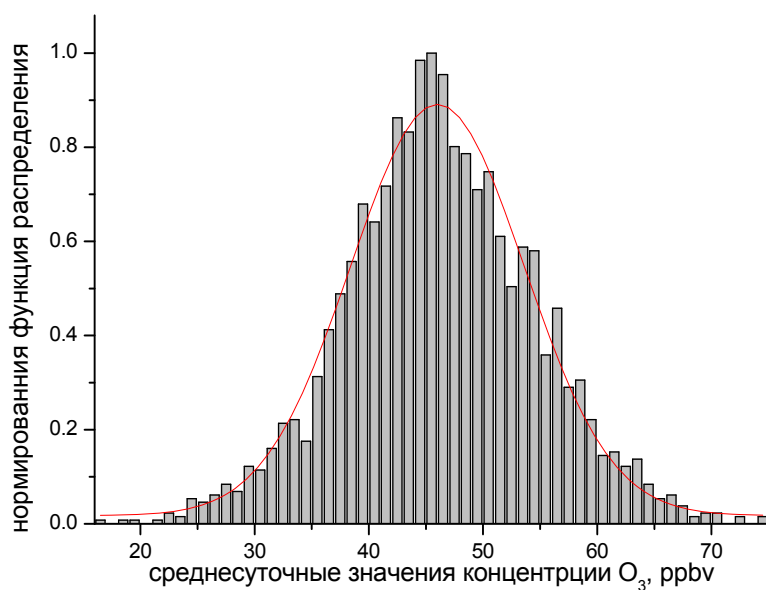
Функции распределения среднесуточных значений.

Исходные ряды концентрации озона имеют разрешение 1 минута, но для анализа использовались ряды с усреднением 1 час и более. Наиболее ярко особенности вариаций концентрации приземного озона видны на рис. 2, где представлены гистограммы распределения среднесуточных значений O_3 . Рассматривая гистограммы среднесуточных значений концентрации приземного озона, следует иметь в виду, что они построены для исходных рядов данных без сглаживания сезонных вариаций. Сезонные вариации отражаются на форме гистограммы, причем, в большей степени для станции Ловозеро со значительной амплитудой сезонного хода и невысокими среднегодовыми значениями, и в меньшей для КВНС с меньшей амплитудой сезонных вариаций и более высокими значениями концентрации O_3 .

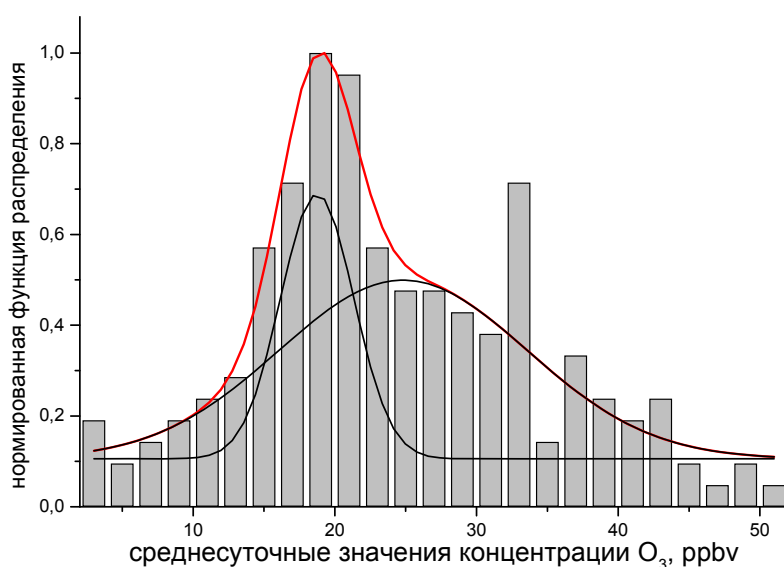
Как видно из рисунков, на станции Ловозеро (данные 1999–2000) и в городе Кисловодск (1998–1999) распределение имеет бимодальную структуру. Пока нет строго объяснения наличию двух максимумов у функции распределения среднесуточных значений. С одной стороны такая структура может определяться особыми условиями наблюдений, например, наличием полярного дня и ночи и отсутствием ночных инверсий на станции Ловозеро и эффектами горно-долинной циркуляции в городе Кисловодск. С другой стороны, можно предположить, что два максимума имеют различные механизмы формирования. Например, на станции Ловозеро первый максимум функции распределения отвечает за летнюю фотохимическую генерацию в незагрязненных условиях, а второй, в районе более высоких значений, определяется интенсивным вертикальным обменом между тропосферой и стратосферой в весенние месяцы. На станции в городе Кисловодск наблюдается противоположная картина, и более высокие значения в летний период определяются активным фотохимическим образованием озона в условиях более высокой освещенности. Отсутствие измерений в июне и июле привело к тому, что второй максимум в функции распределения несколько ниже, чем первый.

Особое внимание следует уделить функции распределения среднесуточных значений на Кисловодской Высокогорной Научной станции, построенной на основе 11-летнего ряда наблюдений. Эта функция хорошо аппроксимируется функцией нормального распределения, что, в частно-

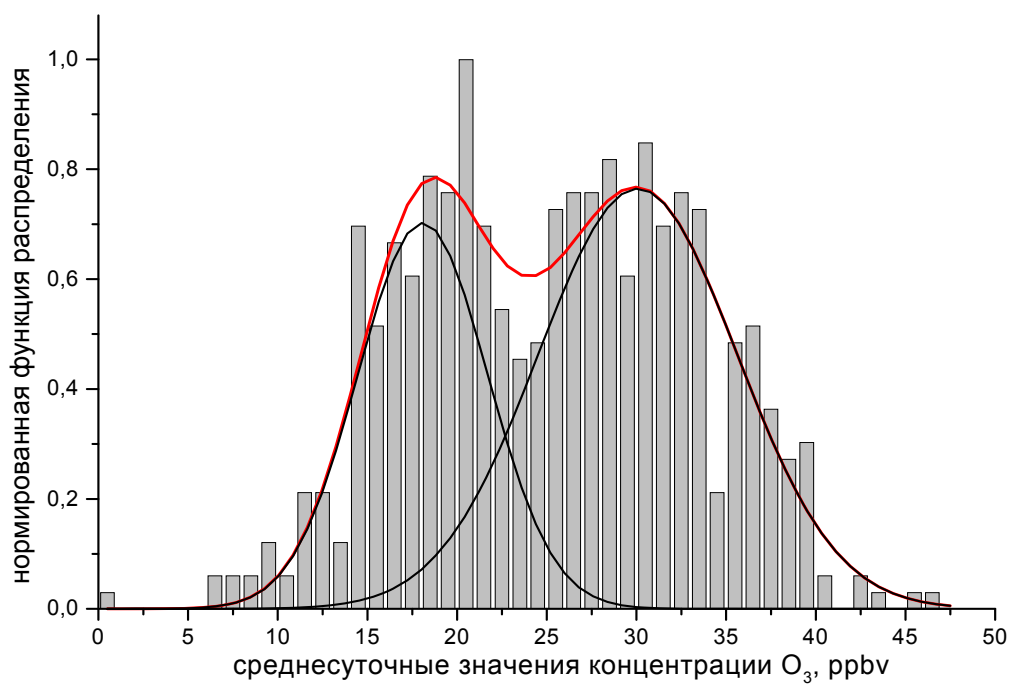
сти, говорит о слабом сезонном ходе концентрации приземного озона на этой станции. Максимум распределения приходится на величину 46 ppbv, что практически совпадает с величинами, регистрируемыми на европейских высокогорных станциях Цугшпитсе и Ванк (48 и 49 ppbv соответственно). Особенностью КВНС является то, что на станции не было зарегистрировано значений концентрации озона, выше 80 ppbv, хотя на европейских станциях эти значения доходят до 100 ppbv. Указанный факт подтверждает, что Кисловодская Высокогорная станция находится в более чистых условиях, чем высокогорные станции Европы.



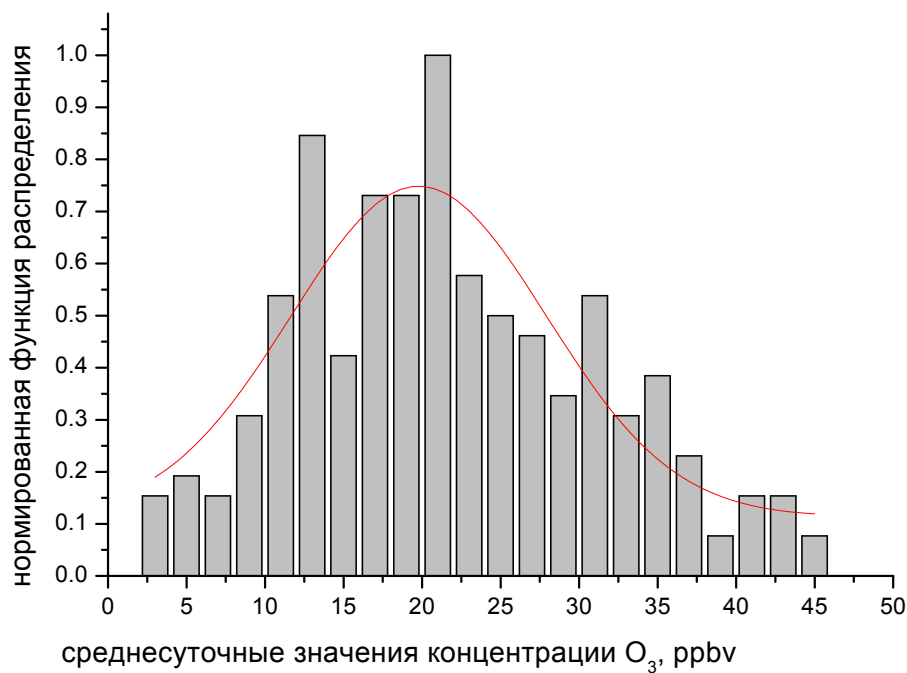
КВНС



г. Кисловодск



Ловозеро



Звенигород

Рис. 2. Нормированные функции распределения средних суточных концентраций приземного озона

На Звенигородской станции также регистрируется единственный максимум в функции распределения, но, отсутствие измерений в летний период не позволяет сделать строго вывода об отсутствии второго максимума.

Сезонные вариации

По ряду параметров режим концентрации приземного озона на Российских станциях отличается от режима на большинстве станций центральной и Западной Европы. Значения концентрации приземного озона на российской сети станций сравнимы с аналогичными измерениями на станциях стран Балтии и несколько ниже, чем регистрируется на большинстве станций Центральной и Западной Европы. К сожалению, имеющиеся в распоряжении ряды данных измерений с трех станций с небольшой высотой относительно уровня моря (Ловозеро, Звенигород и город Кисловодск) не позволяют проанализировать полный годовой цикл концентрации приземного озона (рис. 3). Тем ни менее, на основе измерений можно выделить три основных вида годового хода: с выраженным весенним максимумом (характерным для чистых условий), с широким летним максимумом (характерным для районов со средним уровнем загрязнения) и высокогорный (с двойным сезонным максимумом).

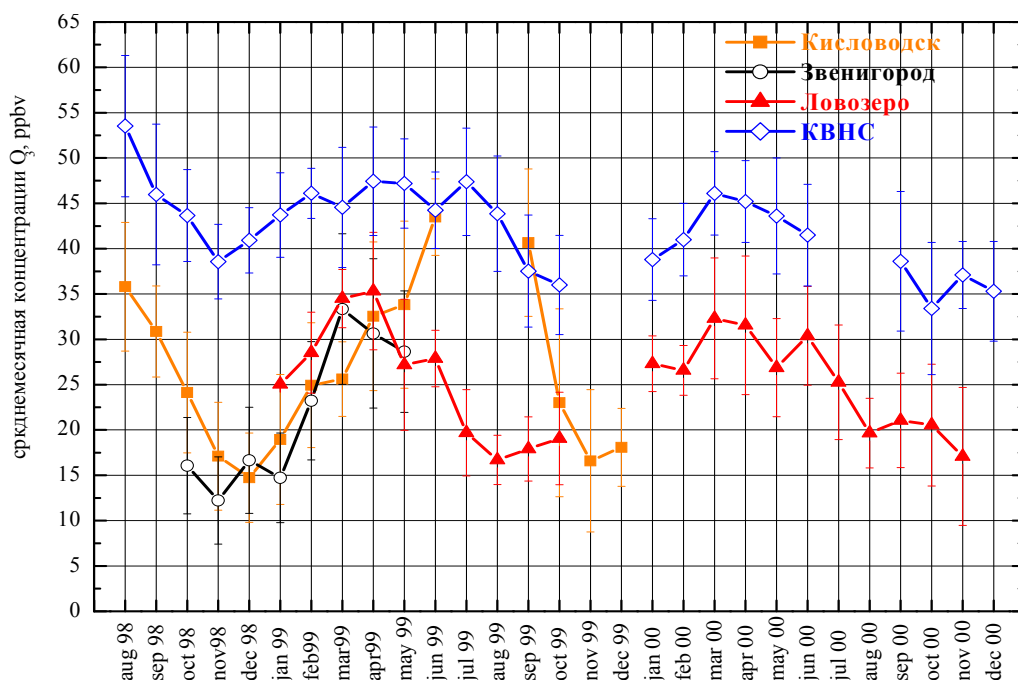


Рис. 3. Среднемесячные значения концентрации приземного озона за период с августа 1998 по декабрь 2000 года для всех станций проекта

Короткий ряд наблюдений на станции Ловозеро не позволяет сделать окончательного заключения о форме сезонных вариаций. Принципиальной особенностью сезонного цикла концентрации приземного озона в 1999 го-

ду является наличие одиночного весеннего (апрель) максимума концентрации (35.5 ppbv) и минимума в конце лета (16.7 ppbv). Подобная форма сезонных вариаций характерна для чистых станций северной Европы. Однако, в 2000 году на этой станции зафиксирован двойной сезонный максимум, хотя и с преобладанием весеннего месяца. Если в 1999 году амплитуда сезонных вариаций составила около 19 ppbv, что близко по значению к наблюдениям на Европейских станциях, то в 2000 году эта величина составила всего 12 ppbv. Дальнейшие наблюдения с подробным анализом метеорологических условий на этой станции должны уточнить причины значительной разницы в форме сезонного хода. В качестве рабочей гипотезы можно сделать предположение о том, что весенний максимум в 1999 году связан с короткопериодными процессами, например, стратосферным вторжением, вызвавшими резкий рост концентрации в марте 1999 года.

Сезонные ход концентрации приземного озона на Звенигородской научной станции имеет максимум весной (март — 33,5 ppbv для 1999 года) и осенний минимум (12.2 ppbv для 1998 года). Вероятно, что на станции существует широкий летний максимум, т.к. она может быть отнесена скорее к сельским условиям, чем к фоновым, однако отсутствие измерений в летний период не позволяет сделать окончательных заключений. Следует отметить, что в некоторых случаях, когда станция находилась в факеле города Москва, на станции регистрировались очень высокие значения концентрации приземного озона (на 5–10 ppbv выше, чем в остальные дни). К сожалению, все остальные доступные серии измерений также проводились не в летний период. Максимальная амплитуда сезонных вариаций за весь период измерений составила 21.2 ppbv.

Город Кисловодск, как самая южная и имеющая средний уровень загрязнения станция, имеет широкий летний максимум. Из-за отсутствия измерений в середине лета не представляется возможным выяснить, является ли максимум одиночным или двойным. По величине этот максимум составляет 45–50 ppbv. Минимум концентрации приземного озона наблюдается в конце осени - начале зимы и составляет 15 ppbv, как и на большинстве Европейских станций. Амплитуда сезонных вариаций превышает 30 ppbv. Аналогичные сезонные вариации наблюдаются на большинстве станций Европы, имеющих средний уровень загрязнения. Наличие широкого летнего максимума объясняется интенсивной генерацией озона из предшественников озона в условиях высокой освещенности.

Особо следует выделить средний многолетний ход приземной концентрации озона на Кисловодской высокогорной научной станции. Как и на большинстве высокогорных станций Европы, сезонный ход характеризуется наличием второго летнего (июль) максимума. Величина этого максимума ниже, чем на аналогичных европейских станциях. В то же время минимальные значения концентрации приземного озона совпадают для

большинства высокогорных станций. Амплитуда сезонных вариаций на КВНС редко превышает 15 ppbv. Вероятно, этот факт отражает меньшую эффективность фотохимического источника озона на КВНС, чем на высокогорных станциях Европы. Наличие двойного максимума в годовом ходе концентрации приземного озона на Кисловодской высокогорной научной станции может быть вызвано двумя причинами. Во-первых, влияние особых метеорологических условий. Обычно в районе КВНС в июне наблюдается большое число дней с туманами и дождями, в то время как в июле и августе наблюдается большое количество солнечных дней с высокой температурой. Вторая возможная причина состоит в том, что высотная планетарная фронтальная зона в теплый период проходит через район станции. В результате, циклоническая периферия ВПФЗ, характеризующаяся активным стратосферно — тропосферным обменом, дважды оказывается в районе станции в апреле-мае и августе-сентябре.

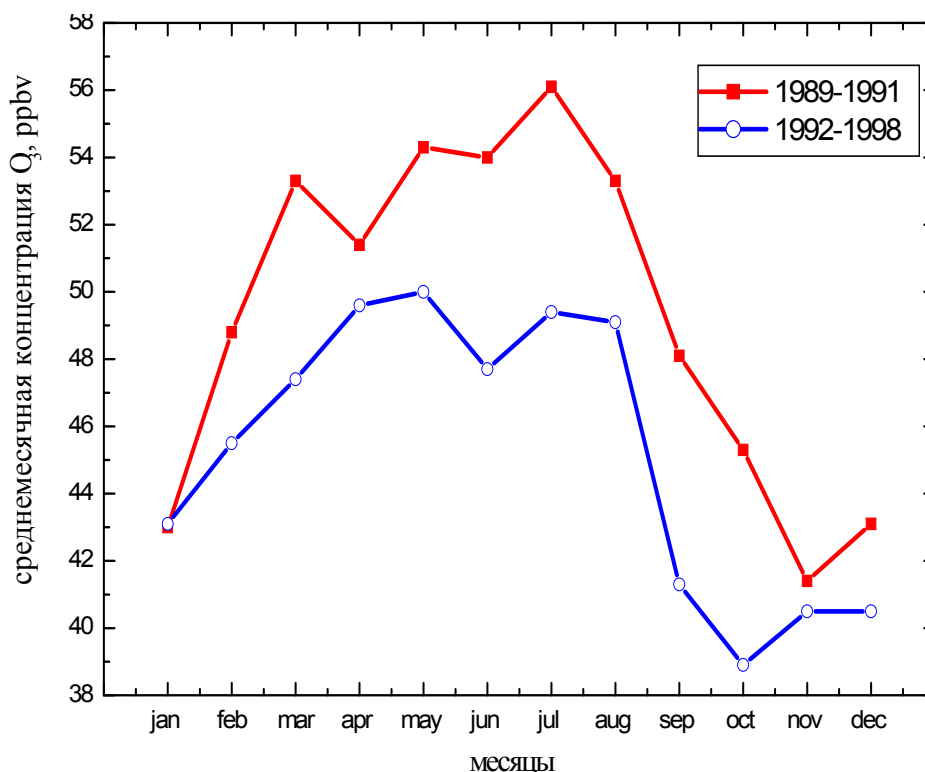


Рис 4. Среднемесячные значения концентрации приземного озона на Кисловодской высокогорной научной станции (КВНС)

Следует отметить, что форма сезонного хода на КВНС различна для разных выборок периодов усреднения (рис.4). Уменьшение второго летнего максимума концентрации озона за период 1992–1998 по сравнению с 1989–1991 годом показывает, что активность фотохимического источника озона ослабевает, что, напрямую связано с ослаблением антропогенной

эмиссии предшественников озона, вызванным промышленным кризисом в России за последнее десятилетие.

Суточные вариации

Средние суточные вариации, наиболее характерные для разных сезонов, представлены на рис. 5 для всех станций проекта. Два основных режима могут быть выделены в дневных вариациях приземной концентрации озона. Первый режим, выражающийся в дневной генерации приземного озона и в его ночном разрушении, характерен для равнинных станций. Второй режим, имеющий противоположную зависимость, характерен для высокогорной станции. Можно отметить, что дневное разрушение озона наблюдается также на очень чистых фоновых станциях.

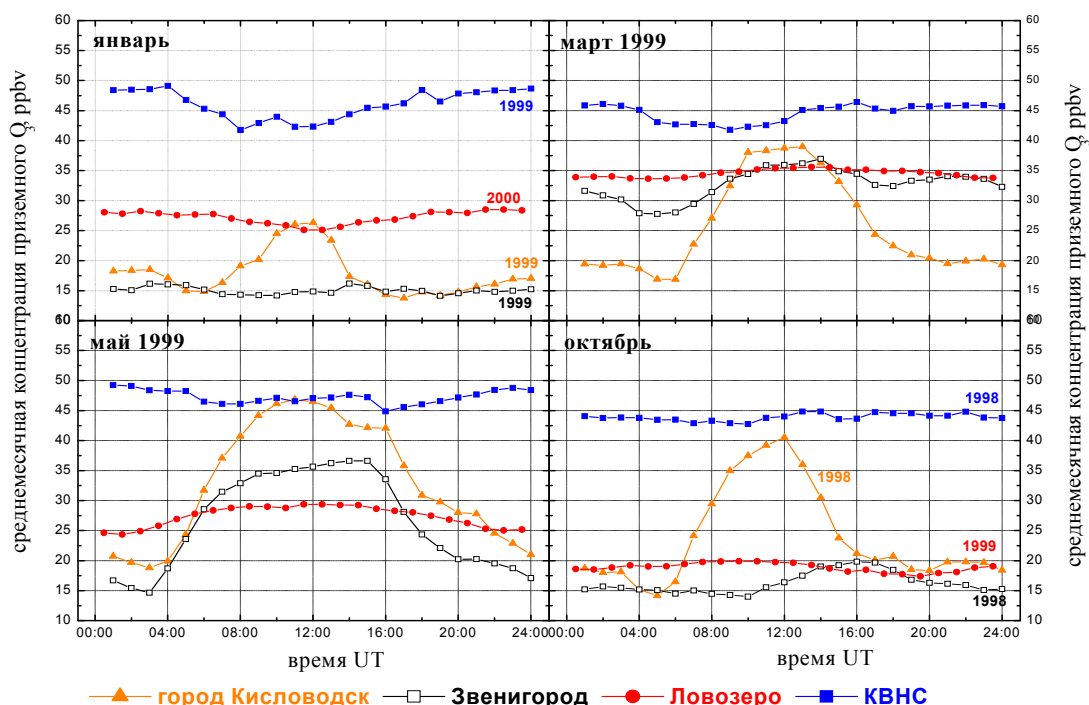


Рис 5. Среднемесячный дневной ход концентрации приземного озона на станциях проекта для различных месяцев 1998-1999 годов

На всех равнинных станциях наблюдается дневная генерация приземного озона (рис. 5). Наибольшая амплитуда суточных вариаций наблюдается в теплый период года. Минимальная концентрация приземного озона наблюдается в утренние часы, когда сток озона настилающую поверхность под температурной инверсией максимален. Максимальная амплитуда суточных вариаций имеет широтный градиент с севера на юг. Например, на станции Ловозеро максимальная амплитуда суточных вариаций летом достигает величины 10 ppbv, а для города Кисловодск эта величина составляет 35 ppbv. Несмотря на одинаковую форму дневного цикла, ноч-

ные значения концентрации приземного озона на Ловозерской станции превышают аналогичные значения для остальных равнинных станций. Это еще раз подтверждает предположение о том, что режим приземного озона на самой северной и самой чистой станции в отсутствие естественных и антропогенных предшественников озона преимущественно управляется стратосферно-тропосферным обменом, поскольку тропопауза на этих широтах ниже, и ее складки и стратосферные вторжения происходят чаще.

Обратный суточный ход концентрации приземного озона наблюдается на Кисловодской высокогорной научной станции. В теплый период года на станции наблюдается дневной понижение и ночное повышение концентрации приземного озона. Уменьшение средних суточных значений превышают 10 ppbv летние месяцы. В холодный сезон года суточные вариации меньше. Суточные вариации на КВНС отличаются не только от наблюдаемых на равнинных станциях, но и от наблюдений на других высокогорных станциях Европы. Например, на Швейцарской станции Юнгфрауйох наблюдается противоположная картина, а именно — дневная генерация озона, достигающая в теплые месяцы 3 ppbv.

Было выделено 4 механизма, формирующих подобную форму суточных вариаций на КВНС. Во-первых, станция находится практически в свободной тропосфере вдали от мощных источников загрязнения. Как известно в очень чистых условиях (когда концентрация NO_x не превышает 50 pptv) наблюдается дневное разрушение озона. Во-вторых, некоторое влияние может оказывать горно-долинная циркуляция. В дневных условиях, прогретый воздух из нижних слоев атмосферы, обедненный озоном, поднимается в район станции и вызывает там дневной минимум концентрации озона. Два последних механизма — это турбулентное и конвективное перемешивание, приводящие к выравниванию концентрации озона в вертикальном столбе. Следует также обратить внимание на возможное влияние фоновых явлений на суточные и межсуточные вариации концентрации приземного озона в районе КВНС в периоды, когда барическая ситуация по разные стороны Кавказского хребта различна.

Тренды концентрации приземного озона на КВНС

На рис. 6 представлены ряд среднемесячных значений концентрации приземного озона на Кисловодской высокогорной станции за период с апреля 1989 по декабрь 2000 года. В среднем, за весь период измерений в концентрации приземного озона наблюдается отрицательный тренд, величина которого составляет -1.75 ± 0.3 % в год. В ночное время, когда в район станции приходит чистый тропосферный воздух, тренд концентрации озона несколько меньше и составляет -1.28 ± 0.24 % в год. Он также различен для разных сезонов: его максимальная величина соответствует периоду с августа по октябрь (-2.3 ± 1.0 % в год) и близка к нулю в период с

ноября по февраль. Отрицательный тренд концентрации приземного озона отличается от подобных величин на большинстве европейских станций, где он положителен.

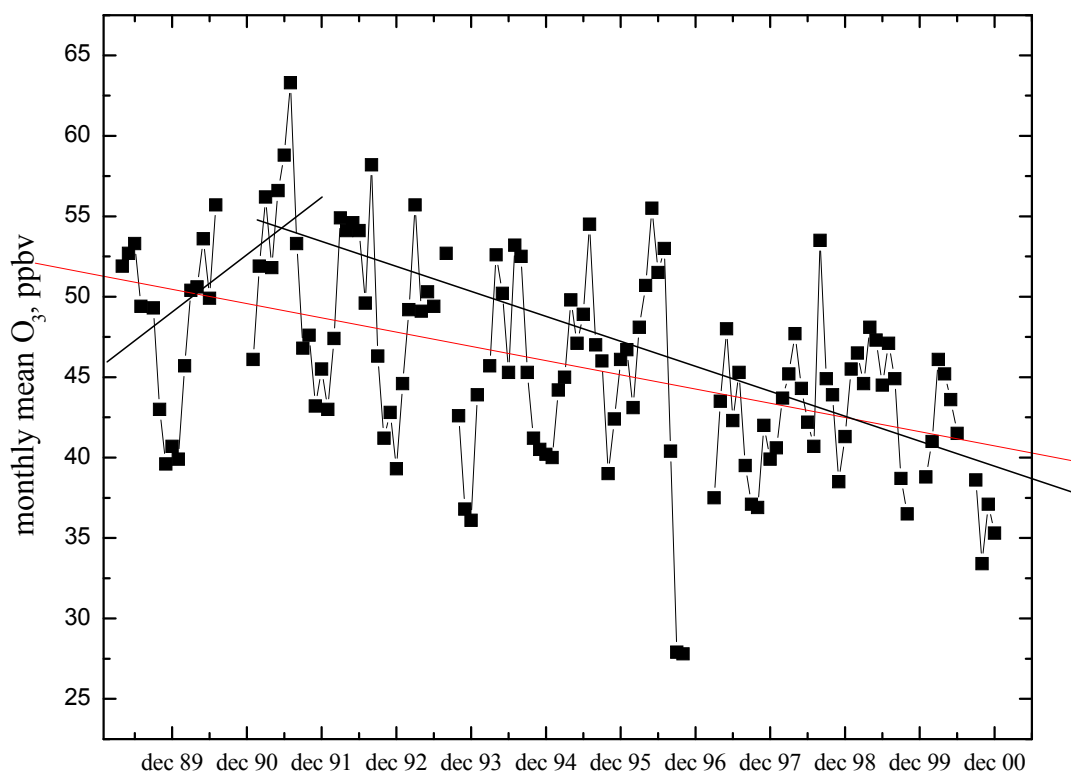


Рис. 6. Среднемесячные значения концентрации приземного озона на Кисловодской высокогорной научной станции

На начальном участке (до 1991 года) тренд положителен, затем наблюдается значительное уменьшение среднегодовых значений концентрации озона, а с 1996 года какие-либо значительные изменения среднегодовых значений отсутствуют. Следует отметить, что вопрос оценки величин трендов остается открытым, поскольку очень многие параметры могут влиять на его величину. В настоящий момент исследуются алгоритмы возможной очистки рядов концентрации озона от влияния метеорологических параметров. Также необходимо провести несколько статистических тестов по проверке однородности исследуемого ряда и исследовать тренды для более коротких временных выборок.

Все указанные выше особенности режима концентрации приземного озона показывают, что эффективность фотохимических источников озона в России ослаблена для большей части периода наблюдений. Это, видимо, связано с уменьшением уровня антропогенного загрязнения, вызванного экономическим кризисом в России в последнее десятилетие.

Заключение

Сеть озонметрических станций Европейской части России в конце 1999 года была включена в международный проект TOR-2. На станциях ведутся непрерывные измерения концентрации приземного озона, метеорологических и некоторых других параметров. Наблюдается 3 режима годового хода: с максимумом годового хода весной; с широким летним максимумом в условиях умеренного загрязнения; с двойным весенним и летним максимумами. На КВНС круглый год наблюдаются более высокие значения концентрации приземного озона по сравнению с равнинными станциями. Суточные вариации также отличаются для равнинных и высокогорной станции. Если на равнинных станциях днем наблюдается генерация озона, то на высокогорной - днем происходит его разрушение. Амплитуда сезонных и годовых вариаций для равнинных станций имеет четкий градиент с севера на юг.

Анализ долговременных изменений концентрации приземного озона на КВНС показал наличие отрицательного тренда за период 1989–2000 г.г. принципиально отличного от трендов в Западной Европе. В течение этого времени, возможно наличие разных трендов, однако для их оценки необходимо более детальное изучение отдельных выборок по периодам наблюдений.

Работа выполнена благодаря финансовой поддержке РФФИ, грант 00–05–64742.

Литература

1. Arabov A.Yu., Elansky N.F., Olshansky D.I., Senik I.A., Beloglazov M.I., Karpechko A.Yu., Kuznetsov G.I., Tarasova O.A., Kortunova Z.V., Povolotskaya N.P. The temporal and spatial variations of surface ozone as observed at several sites of Russia, "Atmospheric Ozone", Proceedings of the Quadrennial Ozone Symposium - Sapporo 2000 - Hokkaido University, Sapporo, Japan, 3–8 July 2000, p. 679–680, HASDA, 2000
2. Bergamaschi P., C.A.M. Brenninkmeijer, M. Hahn, T. Rockmann, D. Schaffe, P.J. Crutzen, N.F. Elansky, I.B. Belikov, N.B.A. Trivett, D.E.J. Worthy. Isotope analysis based on source identification for atmospheric CH₄ and CO sampled across Russia using the Trans-Siberian railroad. J.Geophys.Res., 103, No D7, p. 8227–8235, 1998.
3. Crutzen P.J., N.F. Elansky, M. Hahn, G.S. Golitsyn, C.A.M. Brenninkmeijer, D.Scharffe, I.B. Belikov, M. Maiss, P. Bergamaschi, T. Rockmann, A.M. Grisenko and V.V. Sevostyanov. Trace gas measurements between Moscow and Vladivostok using the Trans-Siberian railroad. J.Atm.Chemistry, 29, p. 179–194, 1998.
4. Elansky N.F., Kuznetsov G.I., Terekhova O.A, Diurnal and many-diurnal changes of peroxy radicals concentration under condition of variable industrial

impact in Moscow, Moscow University Mercury, Series 3 Physics and Astronomy, 4, p. 13–16, 1998.

5. *Elansky N.F., Markova T.A., Senik I.A., Kuznetsov G.I., Tarasova O.A., Beloglazov M.I., Karpechko A.Yu., Kortunova Z.V., Olshansky D.I.* Surface ozone in remote, rural and urban regions of Russia, TOR-2 (Tropospheric Ozone research) Annual Report, 1999 (in press).

6. *Kuznetsov G.I., Elansky N.F., Markova T.A., Senik I.A., Beloglazov M.I., Karpechko A.Yu., Kortunova Z.V., Olshansky D.I., Tarasova O.A.* The Features of Surface Ozone Regime Over Russia, EOS, Transactions, American Geophysical Union 2000 Spring Meeting, Vol. 81, N. 19, May 9, p. S 107, 2000 Supplement.

7. *Thomas Rockmann, Carl A.M. Brenninkmeijer, Michael Hahn, Nikolai Elansky.* CO mixing and isotope ratios across Russia: Trans-Siberian railroad expedition TROICA 3, April 1997. - Chemosphere: Global Change Science, 1, p. 219–231, 1999.

8. TOR-2 (Tropospheric Ozone Research) Annual Report, 1998.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА НАКОПЛЕНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ВЫБРОСОВ В АТМОСФЕРЕ

Шагапов В.Ш. , Галиаскарова Г.Р.*

**Институт механики УНЦ РАН (450000 г.Уфа, ул. К.Маркса, 12);
Стерлитамакский государственный педагогический институт*

Введение

В связи с усиливающимся влиянием человека на окружающую среду в последние годы возникла потребность в постановке все более сложных математических моделей для описания и процессов распространения и трансформации примесей в атмосфере на качественно новом уровне. В настоящей работе распространение смога изучается на основе теоретической модели, построенной аналогично теории мелкой воды [1]. В дальнейшем смогом будем называть газовую смесь, а также смесь газа с твердыми или жидкими частицами отрицательной плавучести (средняя плотность смеси больше плотности атмосферного воздуха). Вследствие этого смог растекается вдоль подстилающей его земной поверхности. Основную роль при распространении смога играют силы плавучести. При математическом описании данного процесса примем следующие предположения: распространение смога происходит в безветренную погоду; рельеф местности представляет собой ровную горизонтальную поверхность.

Основные уравнения

Учитывая принятые выше допущения, запишем уравнения сохранения массы и импульсов для слоя смога толщиной h , отсчитываемого от поверхности земли, в квазиодномерном приближении [2]

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rhu) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{du}{dt} = -g' \frac{\partial h}{\partial r} - \frac{\tau_G + \tau_A + \tau_F}{h}; \quad \left(\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r}; \quad g' = g \frac{\rho - \rho_a}{\rho} \right) \quad (2)$$

здесь r — расстояние, отсчитываемое от источника; u — скорость; g — ускорение силы тяжести; ρ и ρ_a — плотности смога и атмосферного воздуха; τ_G, τ_A, τ_F — приведенные силы сопротивления, отнесенные на столбики смога с единичным основанием, со стороны земной поверхности, атмосферного воздуха и наземных объектов, распределенных на поверхности земли. Под точечным источником смога будем понимать у которого поперечные и продольные размеры одного порядка. Для упрощения математической постановки задач этими линейными размерами источников выбросов будем пренебрегать. Это допущение означает, что нас интересуют расстояния значительно превышающие, характерные размеры источников смога. Отметим, что (1) записано в пренебрежении массообменом между слоем смога и атмосферным воздухом, находящимся над слоем смога ($z > h$), а также объемной долей наземных объектов (деревьев, домов). В уравнении (2) влияние трения учитывается введением сил сопротивления, зависящих как линейно, так и квадратично от скорости, а также зависящих определенным образом, который будет указан ниже, от h .

При растекании смога возможны две ситуации. Первая ситуация может возникнуть, когда высота смога ниже уровня наземных объектов. В этой ситуации преобладает сила сопротивления τ_F . В противном же случае, когда высота смога намного больше наземных объектов, преобладающее влияние оказывает сила τ_G .

Динамика накопления смога при отсутствии флоры

Рассмотрим ситуацию, соответствующую распространению смога, по горизонтальной поверхности при отсутствии деревьев ($\tau_F = 0$). Кроме того, также будем пренебрегать силой сопротивления со стороны атмосферы ($\tau_G \gg \tau_A$). Силу сопротивления со стороны поверхности земли зададим следующим образом

$$\tau_G = \lambda u^2 \quad (3)$$

Рассмотрим две схемы при задании коэффициента λ . В первом случае будем считать что $\lambda = const$. На основе данных приведенных в [3–6], для ровного поля имеем $\lambda = (1.4 \div 2.5) \cdot 10^{-3}$, для ровной поверхности — $\lambda = (1.5 \div 1.7) \cdot 10^{-3}$, для ровного, заснеженного ледяного поля — $\lambda = 1.42 \cdot 10^{-3}$.

Во втором случае, для закона сопротивления примем закон Маннинга [7, 8]. Тогда для коэффициента λ можно записать

$$\lambda = \left(\frac{h_{**}}{h} \right)^{1/3} \quad (4)$$

где h_{**} — эффективный параметр, отвечающий за шероховатости поверхности Земли.

Анализ показывает, что инерционные эффекты (определяемые слагаемым в левой части уравнения (2)) обычно существенны в начальной стадии, удовлетворяющей условиям: $t \ll \frac{h_*}{\lambda u_*}$, $r_* \sim \frac{h_*}{2\lambda}$ ($u_* = \sqrt{g'h_*}$).

По видимому, при растекании смога наибольший интерес представляет ситуация, когда действие силы тяжести уравнивает силу сопротивления (силы инерции несущественны). Тогда на основе уравнений сохранения массы и импульсов, пренебрегая в уравнении (2) слагаемым в левой части, двух схем задания коэффициента λ ($\lambda = const$ и $\lambda = \left(\frac{h_{**}}{h} \right)^{1/3}$) соответственно получим:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(rh \sqrt{-g'_{(\lambda)} h \frac{\partial h}{\partial r}} \right), \quad u = \sqrt{-g'_{(\lambda)} h \frac{\partial h}{\partial r}} \quad \left(g'_{(\lambda)} = \frac{g'}{\lambda} \right). \quad (5)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(rh \sqrt{-g''_{(\lambda)} h^3 \frac{\partial h}{\partial r}} \right), \quad u = \sqrt{-g''_{(\lambda)} h^3 \frac{\partial h}{\partial r}} \quad \left(g''_{(\lambda)} = g' / (h_{**})^{1/3} \right). \quad (6)$$

Пусть в исходном состоянии земли смог отсутствует, а в некоторый момент $t=0$ начинает функционировать источник с постоянной мощностью ($Q(t) = const$). Тогда начальное и граничное условия имеют вид:

$$h=0, (t=0, r>0), \quad (2\pi rhu)_{r_c} = Q, \quad (t>0, r_c \rightarrow 0). \quad (7)$$

Приближенное аналитическое решение уравнения (5) и (6) может быть получено методом последовательной смены стационарных состояний (ПССС) [9]. Как известно этот метод для многих задач, связанных с реше-

нием нелинейного уравнения теплопроводности, позволяет получить приближенные аналитические решения, с необходимой для многих практических задач, точностью. Суть этого метода заключается в следующем. Предполагается, что распределение параметров, описывающих динамику процесса по координате в любой момент времени (в нашем случае высота смога) аналогично, как при стационарном процессе. Иначе говоря, с помощью стационарных решений строятся сплайны (аналитические формулы) для построения приближенных решений исходной задачи. Уравнение для такого распределения сплайнов получается на основе (5)-(6), полагая, что их левые части равны нулю $(\partial h/\partial t) = 0$. Решение, с учетом условия $h=0$ при $r = l(t)$ (где $r = l(t)$ координата передней границы слоя смога) может быть записано через неизвестную функцию $l(t)$. При этом уравнение для закона движения передней границы смога $l(t)$ может быть получено на основе уравнения баланса массы в интегральной форме. Решения полученные таким методом, имеют вид:

$$h = \left(\frac{Q^2}{\pi^2 g'_{(\lambda)}} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{l} \right) \right)^{1/4}, \quad l(t) = 0.8 \left(Q^2 g'_{(\lambda)} t^4 \right)^{1/7}, \quad (0 < r \leq l(t)); \quad h = 0, (r > l(t)) \quad (8)$$

$$h = \left(\frac{13}{12} \frac{Q^2}{\pi^2 g''_{(\lambda)}} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{l} \right) \right)^{3/13}, \quad l(t) = 0.77 \left(Q^7 (g''_{(\lambda)})^3 t^{13} \right)^{1/23} \quad (0 < r \leq l(t)); \quad h = 0, (r > l(t)) \quad (9)$$

Для представленных решений, относительная разница координаты $r = l(t)$ граница смога по этим двум схемам составляет не более десяти процентов. Поэтому, в дальнейших примерах представленные расчеты выполнены по первой схеме с численным значением коэффициента сопротивления $\lambda = 2.5 \cdot 10^{-3}$ (соответствует ровной поверхности).

Отметим, что в случае функционирования источника смога постоянной интенсивности ($Q = const$), как следует из решений (8) и (9) существует при $t \rightarrow \infty$ предельные высоты смога, определяемые из выражений

$$h^{(m)} = \left(\frac{Q^2}{\pi^2 g'_{(\lambda)} r} \right)^{1/4} \quad h^{(m)} = \left(\frac{13}{12} \frac{Q^2}{\pi^2 g''_{(\lambda)} r} \right)^{3/13} \quad (10)$$

На рис. 1 а и б представлены зависимости толщины смога от координаты в момент времени $t = 1$ ч. и законы движения передней границы смога при $Q = 10^4 \text{ м}^3/\text{с}$. Линии 1, 2 и 3 соответствуют следующим значениям плотности смога $\rho = 1.30013; 1.3013; 1315 \text{ кг}/\text{м}^3$ ($g' = 0.001; 0.01; 0.1 \text{ м}/\text{с}^2$) и

атмосферы $\rho_a = 1.3 \text{ кг/м}^3$. Пунктирные линии соответствуют предельной высоте смога, определяемой по первой формуле из (10).

Видно, что увеличение плотности приведет к росту темпа распространения смога и снижению его толщины. Вместе с тем необходимо иметь в виду, что принятая модель описания динамики не учитывает процессов смешения с окружающей атмосферой, интенсивность которых зависит от темпа распространения смога.

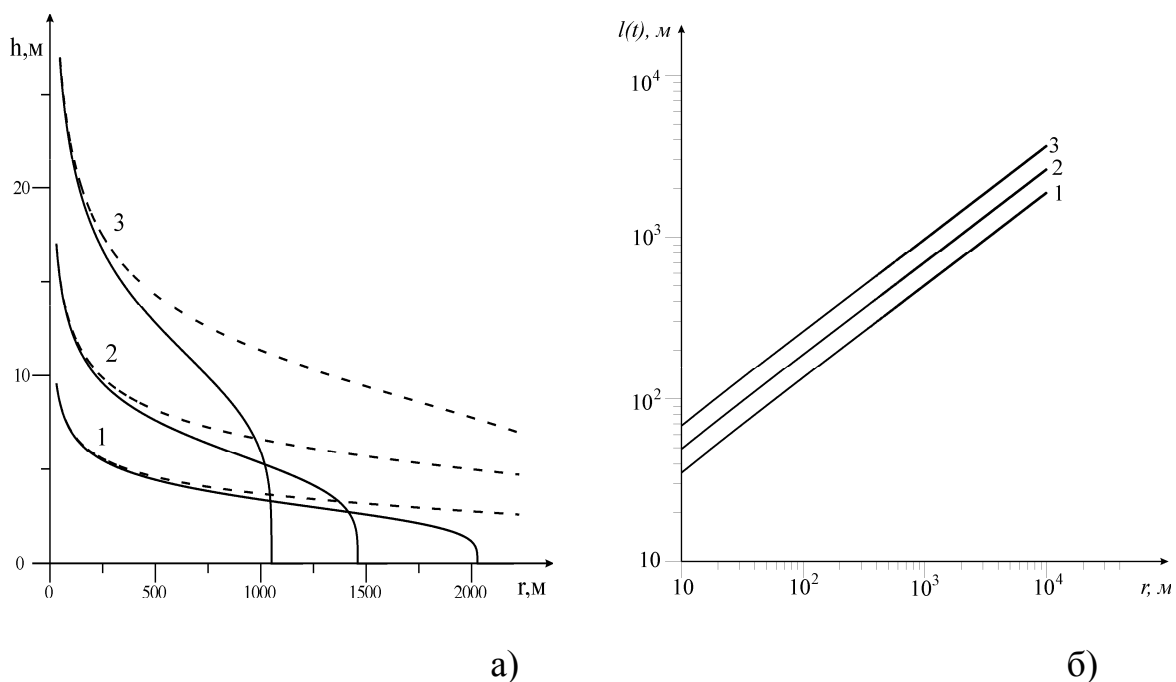


Рис. 1. Влияние плотности смога на его динамику распространения

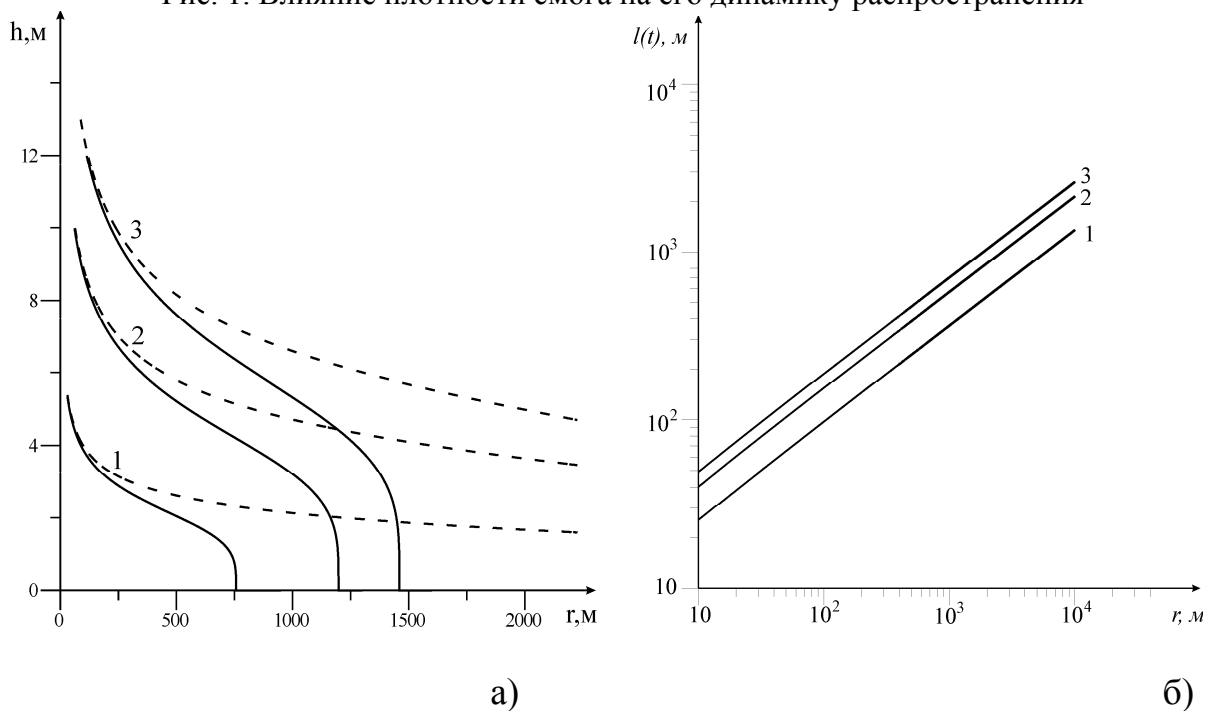


Рис. 2. Влияние мощности источника смога на динамику его распространения

На рис.2 а, б приведены профили толщины смога в момент времени $t=1ч$ и законы движения переднего фронта при различных мощностях источника $Q=10^3; 5*10^3; 10^4 м^3/с$ (линии 1, 2 и 3) для $\rho=1.3015кг/м^3$. Видно, что десятикратный рост мощности источника приводит к примерно к двукратному увеличению радиусу границы смога и более чем трехкратному повышению его характерной толщины.

Задача имеет автомодельное решение в том случае, когда зависимость мощности источника от времени имеет вид:

$$Q = qt^{1/3} \quad (11)$$

Введем безразмерную высоту и автомодельную переменную следующим образом:

$$H = h/h_{(3)}^0, \quad \xi = \frac{r}{(\eta_{(\lambda)}t)^{2/3}}, \quad (h_{(3)}^0 = (q3/g'_{(\lambda)}{}^2)^{1/7}, \quad \eta_{(\lambda)} = (g'_{(\lambda)}{}^3 q^6)^{1/14}). \quad (12)$$

Тогда уравнение (5) в этих переменных примет вид:

$$-\frac{2}{3}\xi \frac{dH}{d\xi} + \frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} \left(\xi H \sqrt{-H \frac{dH}{d\xi}} \right) = 0 \quad (13)$$

Начальное и граничное условия (7) и (11) в автомодельных переменных (12) можно записать в виде

$$H(\infty) = 0, \quad 2\pi\xi_c H \sqrt{-H \left(\frac{dH}{d\xi} \right)_{\xi_c}} = 1, \quad (\xi_c \rightarrow 0) \quad (14)$$

Решение, полученное методом ПССС, для этой задачи имеет вид:

$$h = \left(\frac{Q^2}{\pi^2 g'_{(\lambda)}} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{l} \right) \right)^{1/4}, \quad l(t) = 0.69 (g'_{(\lambda)}{}^{1/2} q t^{7/3})^{2/7}, \quad (0 < r \leq l(t)); \quad h = 0, (r > l(t)).$$

Данное решение можно записать в автомодельных переменных:

$$H = \left[\frac{1}{\pi^2} \left(\frac{1}{\xi} - \frac{1}{\xi_0} \right) \right]^{1/4}, \quad \xi_0 = 0.69, \quad (0 < \xi \leq \xi_0); \quad H = 0, (\xi > \xi_0) \quad (15)$$

На рис. 3 представлены характерные распределения слоя смога в случае квадратичного закона сопротивления, построенные по численному решению уравнения (13) и приближенному аналитическому решению (15). При этом для законов движения переднего фронта смога соответствующим автомодельным и приближенным решениям имеем

$$l(t) = 0.75(\eta_{(\lambda)}t)^{2/3} \text{ и } l(t) = 0.69(\eta_{(\lambda)}t)^{2/3}.$$

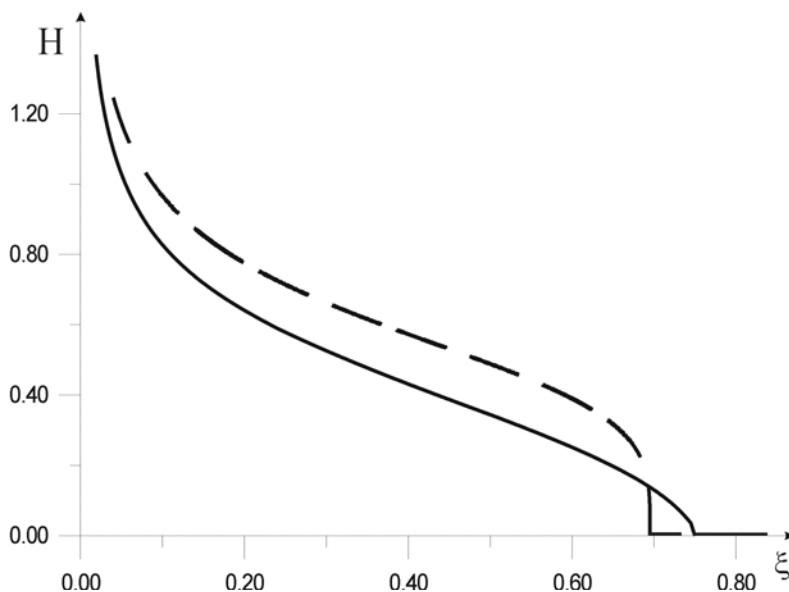


Рис. 3. Распределение безразмерной высоты смога в зависимости от автомодельной переменной, когда преобладающе влияние оказывает сила сопротивления со стороны земной поверхности. Сила сопротивления учитывается по первой схеме, когда коэффициент λ принимается постоянным ($\lambda = const$). Сплошная линия получена на основе численного решения уравнения (13), пунктирная линия – по аналитическому решению (15)

Во втором случае, когда сила сопротивления задается по закону Маннинга, задача также имеет автомодельное решение при условии, что зависимость мощности источника смога от времени имеет вид (11). Введем безразмерную высоту и автомодельную переменную следующим образом:

$$H = h/\tilde{h}_{(\lambda)}^0, \quad \xi = \frac{r}{(\tilde{\eta}_{(\lambda)}t)^{2/3}}, \quad (\tilde{h}_{(\lambda)}^0 = (q^3/g_{(\lambda)}''^2)^{1/9}, \quad \tilde{\eta}_{(\lambda)} = (q^3 g_{(\lambda)}''^2)^{1/6}). \quad (16)$$

Тогда уравнение (6) в переменных (16) запишется в виде

$$-\frac{2}{3}\xi \frac{dH}{d\xi} + \frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} \left(\xi H \sqrt{-H^{4/3} \frac{dH}{d\xi}} \right) = 0. \quad (17)$$

Начальное и граничное условия (7) и (11) в автомодельных переменных (16) можно записать следующим образом

$$H(\infty) = 0, \quad 2\pi\xi_c H \sqrt{-H^{4/3} \left(\frac{dH}{d\xi} \right)_{\xi_c}} = 1, \quad (\xi_c \rightarrow 0) \quad (18)$$

Приближенное решение уравнения (6), полученное методом ПССС при начальном и граничном условиях (7) и (11) имеет вид

$$h = \left(\frac{13}{12} \frac{Q^2}{\pi^2 g_{(\lambda)}''} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{l} \right) \right)^{\frac{3}{13}}, \quad l(t) = 0.67 (g_{(\lambda)}'' q^{\frac{1}{2}} t)^{\frac{2}{3}},$$

$$(0 < r \leq l(t)); \quad h = 0, (r > l(t)) \quad (19)$$

Это решение в автомодельных переменных (16) запишется следующим образом

$$H = \left[\frac{13}{12} \left(\frac{1}{\xi} - \frac{1}{\xi_0} \right) \right]^{\frac{3}{13}}, \quad \xi_0 = 0.67, (0 < \xi \leq \xi_0); \quad H = 0, (\xi > \xi_0) \quad (20)$$

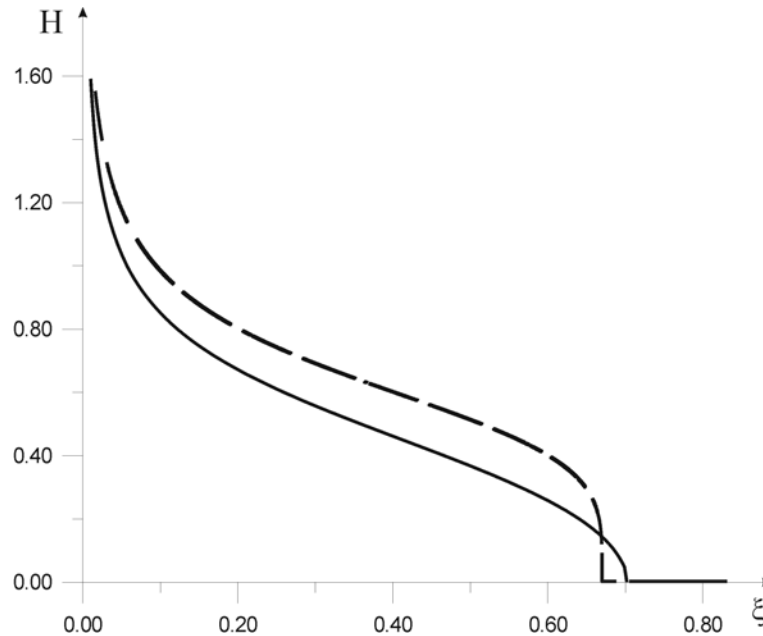


Рис. 4. Зависимость безразмерной высоты смога от автомодельной координаты в случае учета силы сопротивления со стороны земной поверхности, заданной по формуле Маннинга (4). Сплошная линия соответствует численному решению уравнения (17), пунктирная – аналитическому решению (20)

На рис. 4 представлены распределения безразмерной толщины слоя смога в автомодельных координатах в случае квадратичного закона сопротивления, построенные по решению уравнения (17) и по приближенному аналитическому решению (20). При этом для законов движения переднего фронта смога соответствующим автомодельным и приближенным решениям имеем

$$l(t) = 0.71 \left(\tilde{\eta}_{(\lambda)} t \right)^{\frac{2}{3}} \quad \text{и} \quad l(t) = 0.67 \left(\tilde{\eta}_{(\lambda)} t \right)^{\frac{2}{3}}.$$

На основе принятой квазиодномерной теории выявлены некоторые качественные и количественные особенности растекания тяжелых, по сравнению с воздухом, смесей вдоль подстилающей земной поверхности при различных законах для силы сопротивления. Полученные численные автомодельные и приближенные аналитические решения могут служить некоторой основой для тестирования алгоритмов расчетов по более сложным математическим моделям, учитывающим тепло и массообменные процессы, а также различные многомерные эффекты.

Литература

1. Ламб Г. Гидродинамика. М.-Л. Гостехиздат, 1947.-928с.
 2. Britter R.E. The spread of a negatively buoyant plume in calm environment/ Atmosphere environment/ 1979 vol. 13 pp. 1241–1247
 3. Langleben M.P. A study of the roughness parameters of sea ice from wind profiles// J.Geophys.Res.1972. V. 77. № 21. P. 3902–3925.
 4. Banke E.G., Smith S.D. Measurement of drag on ice ridges// Aijdex bull. 1975. № 28/P. 21–87
 5. Smith S.D. Wind stress and turbulence over ice floe// J.Geophys.Res.1972. V. 77. № 21. P. 3886–3901.
 6. Репина И.А., Смирнов А.С. Обмен теплом и импульсом между атмосферой и льдом по данным наблюдений в районе Земли Франца-Иосифа// Известия АН. Физика атмосферы и океана. 2000. Т. 36. № 5, с. 672–680.
 7. Стокер Дж. Дж. Волны на воде. - М.: Изд-во иностранной литературы, 1959
 8. Остапенко В.В. Численное моделирование волновых течений, вызванных сходом берегового оползня. ПМТФ, 1999, Т. 40, № 4, с. 109–117
 9. Басниев К.С., Кочина И.Н., Власов А.М. Подземная гидравлика. - М.: Недра, 1986, 303 с.
-

СЕКЦИЯ 3

ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ЗЕМЛИ

ОСОБЕННОСТИ ВАРИАЦИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В УСЛОВИЯХ
ГОРОДСКОЙ СРЕДЫ

Бородин А.С., Колесник А.Г., Устинов В.Г.

Томский госуниверситет

Естественное магнитное поле является суммой полей от различных источников. Характеризуя данные вариации магнитного поля Земли часто пользуются различными мерами степени возмущенности магнитного поля, которая зависит от многочисленных проявлений солнечной активности и отражает характерные процессы в протекании магнитных вариаций /1, 2/. Особую группу возмущений электромагнитного поля Земли составляют короткопериодические колебания — геомагнитные пульсации, которые характеризуются квазипериодической структурой с частотами от нескольких герц до долей герца /3, 4, 5/. Как правило, все исследования изменений магнитных полей, направленные на выяснение физических причин и механизмов их формирования в окружающей среде, были проведены при отсутствии искусственных источников.

В настоящее время существенно возросла роль искусственных источников в динамике естественного электромагнитного фона /6, 7/. Поэтому актуальными становятся вопросы оценки вариаций и прогнозирования состояния переменной составляющей магнитного поля техногенной среды обитания человека. Подобные данные возможно получить при непрерывном мониторинге вариаций составляющих вектора магнитного поля в городской черте /8/. Однако корректный анализ и дифференцированное рассмотрение специфических характеристик осложняется, поскольку спектры вариаций магнитных полей антропогенного и естественного происхождения перекрываются.

В связи с этим, ниже предложено и реализовано статистическое описание временных рядов вариаций составляющих вектора магнитного поля с учетом, в рамках эмпирических моделей, основных действующих природных факторов.

Эмпирическая модель суточных вариаций компонент магнитного поля
Суточные вариации средних значений составляющих вектора магнитного поля представлены на рис. 1. Сгруппированные по часовым интервалам за весь период наблюдений (1997–1999 г.) данные по каждой компо-

ненте имеют характерный суточный ход, модифицированный возможно в деталях особенностями вариаций магнитного поля в городских условиях. Отмечается соответствие изменений амплитуды составляющих МП изменению длительности светового дня в течение года и зависимость ее от солнечной активности и возмущенности геомагнитного поля [1–2, 4]. Доверительные интервалы (95 %), определяющие ошибку среднего, отражают реальную ситуацию годовой изменчивости вариаций компонент МП. Усредненный суточный ход вариаций составляющих вектора МП

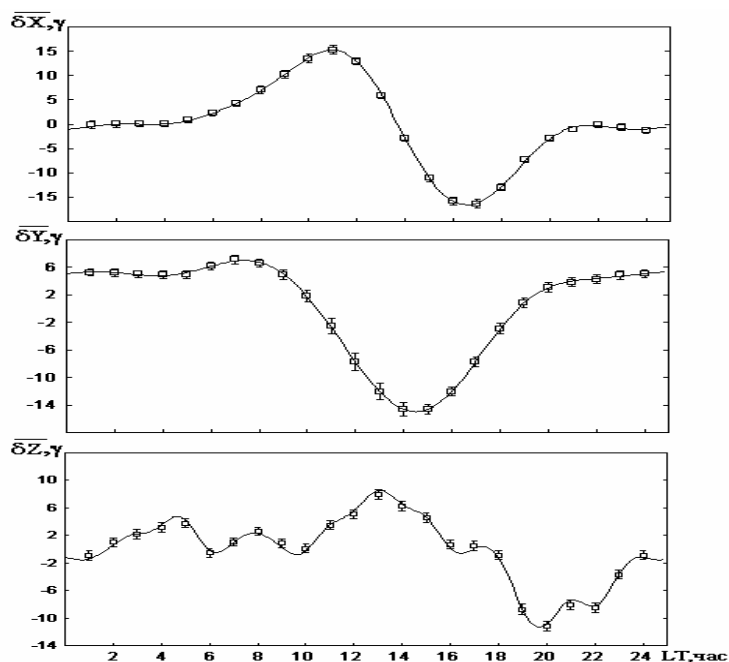


Рис. 1. Усредненный суточный ход стандартных отклонений вариаций составляющих вектора МП

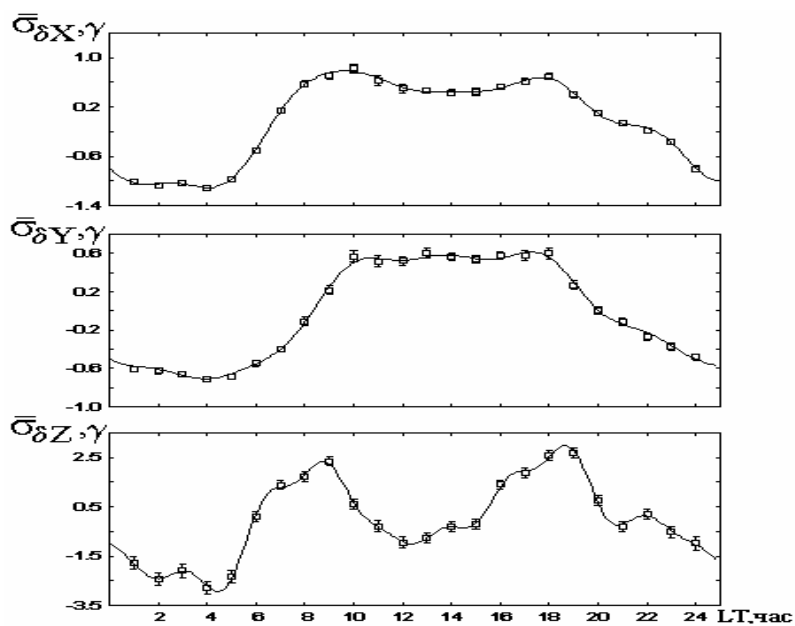


Рис. 2. Средние амплитудные спектры суточных вариаций первого момента составляющих вектора МП за три года

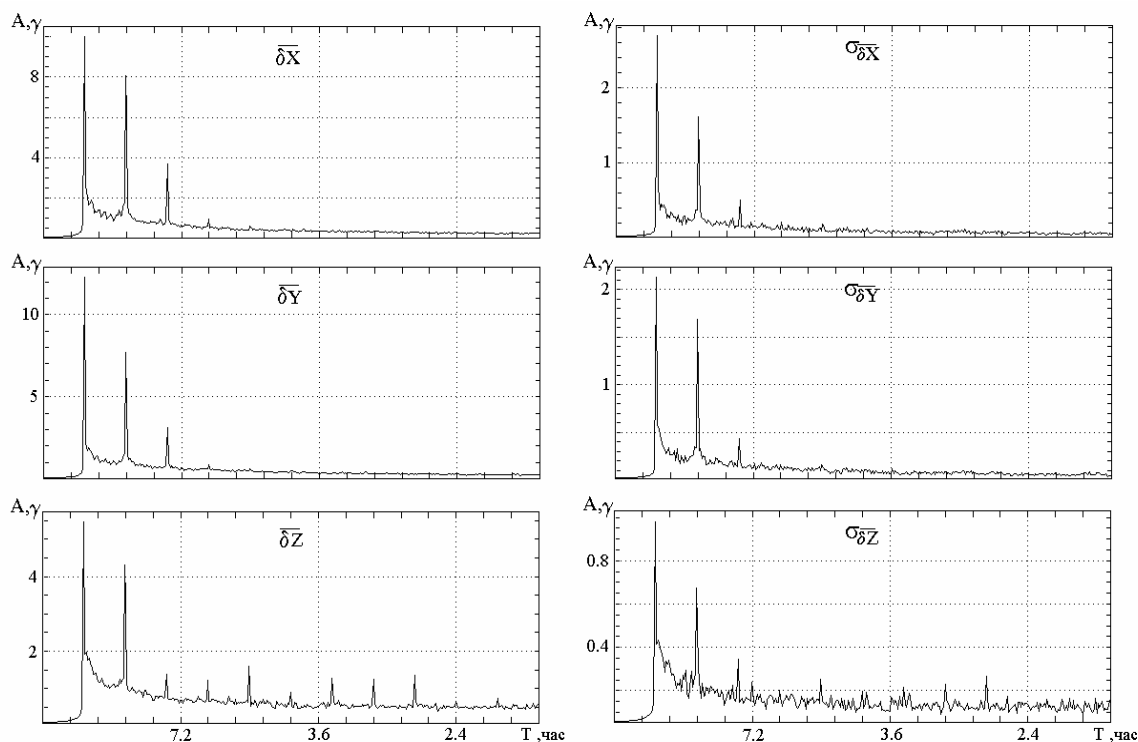


Рис. 3.

Среднесуточный ход стандартных отклонений вариаций компонент МП за этот же период наблюдения, представленный на рис. 2, отражает "зашумленность" суточных трендов средних значений. Причиной этого являются высокочастотные составляющие с периодом меньше 2.5 минут и больше 0.4 секунд. Они имеют регулярный и общий характер связанный с дневным временем суток. Утром наблюдается подъем, а вечером спад уровня сигнала. Характерное увеличение вертикальной составляющей в утренние и вечерние часы и большой диапазон изменения амплитуды по сравнению с горизонтальными компонентами, указывает на влияние техногенного фактора.

Средние амплитудные спектры суточных вариаций второго момента составляющих вектора МП за три года.

Учитывая регулярный характер суточной динамики вариаций компонент МП, при разработке адекватной эмпирической модели был выбран классический метод разложения исходных рядов по гармоническим функциям.

Для описания суточных вариаций принято использовать первые 3 - 4 кратные гармоники [1]. Однако полученные экспериментальные данные (рис. 3, рис. 4) для выборочных оценок параметров амплитудных спектров за три года показывают, что помимо первых трех спектральных составляющих необходимо учитывать амплитуды остальных кратных гармоник. Кроме того, необходимо учитывать и стохастическую составляющую вариаций в каждой компоненте вектора магнитного поля, представленную

некратными гармониками основной 24-часовой гармонике. Наиболее сильно это выражено в вариациях вертикальной составляющей.

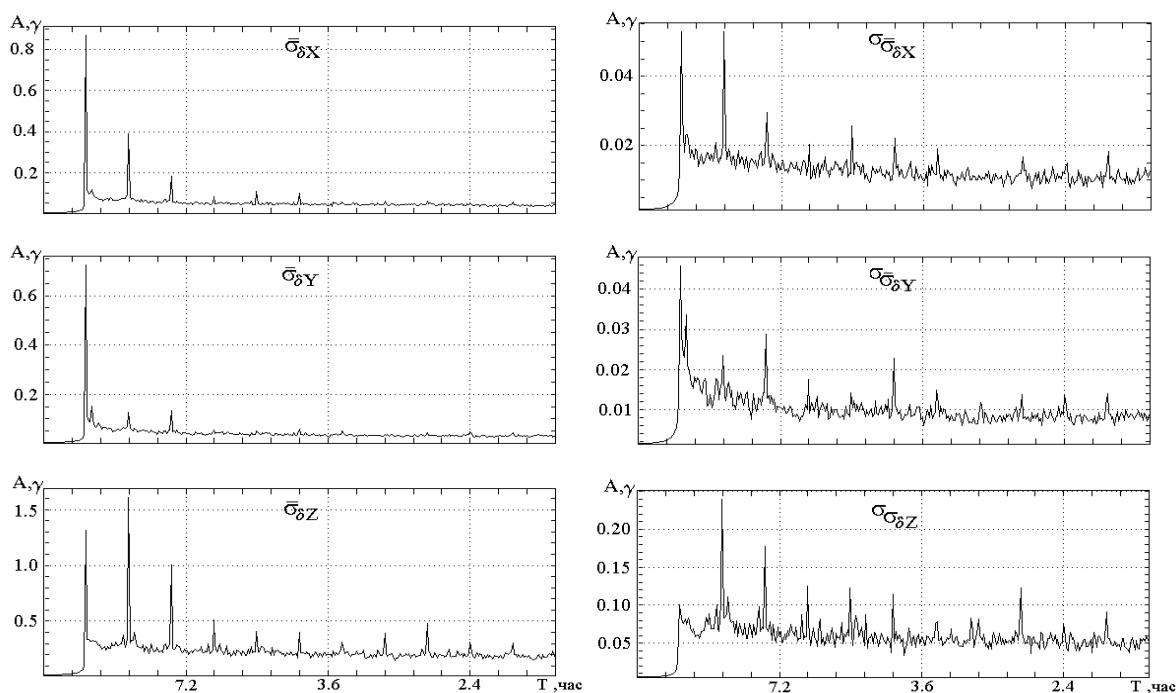


Рис. 4.

Результаты подобного оценивания представлены на рис. 1, 2 сплошными линиями. Данные зависимости регулярной (A_i) и стохастической (A_j) составляющих первого и второго момента суточных вариаций, построенные по 12-дневным временным окнам с 50 % перекрытием для всего периода наблюдения, формально могут быть описаны выражениями (1). Однако в течение 1999 года наблюдалось заметное увеличение амплитуды 12 часовой гармонике, поэтому в усредненных за три года данных имеется некоторое расхождение на данной частоте с аппроксимирующими функциями. Данное увеличение амплитуды полусуточной гармонике может быть связано как с лунно-суточными вариациями, так и с усилением влияния техногенного фактора. Последнее наиболее вероятно, поскольку изменение амплитуды вариаций совпадает по времени с началом и окончанием рабочего дня (рис. 2).

$$A_i = A_{S0} \exp\left(\alpha_{S0} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{i=12}}\right)\right) + \varepsilon_{S0}, \quad A_j = A_{n0} \exp\left(\alpha_{n0} \left(\frac{1}{T_j} - \frac{1}{T_{j=13}}\right)\right) + \varepsilon_{n0} \quad (1)$$

где: $i = [12, 24, \dots, 144]$ — индекс номера гармоник, кратных основной моде в спектре амплитуд; $j = [13, 14, \dots, 143]$ — индекс номера гармоник, некратных основной моде; A_i и A_j — амплитуды кратных и некратных гармоник в

спектре; A_{S0} , α_{S0} , ε_{S0} и A_{n0} , α_{n0} , ε_{n0} — параметры аппроксимации для амплитуд гармоник регулярной и стохастической составляющих; $T_{i=12}$ — период 24 часовой гармоник; $A_{S0+\varepsilon_{S0}} = A_{24}$ — амплитуда 24 часовой гармоник.

Величины среднегодовых значений параметров аппроксимации гармоник регулярной части и стохастической составляющих вектора магнитного поля приведены в табл. 1.

Таблица 1. Оценки параметров аппроксимации регулярной и стохастической составляющих амплитудных спектров вариаций компонент вектора МП

Параметры	$\delta X, \gamma$		$\delta Y, \gamma$		$\delta Z, \gamma$		$\sigma_{\delta X, \gamma}$		$\sigma_{\delta Y, \gamma}$		$\sigma_{\delta Z, \gamma}$	
	\bar{M}	σ	\bar{M}	σ	\bar{M}	σ	\bar{M}	σ	\bar{M}	σ	\bar{M}	σ
A_{S0}	10.61	6.10	11.63	6.20	4.90	.20	0.80	0.34	0.71	0.29	1.34	0.64
α_{S0}	-11.80	5.03	-14.70	5.40	-16.80	.07	-21.20	6.82	-45.90	11.10	9.02	4.57
ε_{S0}	0.04	0.38	0.21	0.35	1.12	.44	0.07	0.32	0.07	0.22	0.34	0.87
A_{n0}	2.26	1.10	1.99	1.04	2.05	.38	0.07	0.04	0.06	0.03	0.33	0.17
α_{n0}	-15.10	9.20	-12.80	7.90	-17.20	.85	-13.10	6.42	-7.89	4.53	-16.10	7.28
ε_{n0}	0.42	0.23	0.38	0.21	0.77	.25	0.05	0.06	0.05	0.051	0.34	0.22

Таким образом, амплитуды гармоник регулярной и стохастической частей компонент вектора МП являются функциями параметров аппроксимации, периода гармоник и номера интервала оценок (временного окна) за весь период наблюдений.

Среднегодовая динамика амплитуды 24 часовой гармоник определяется интегральным потоком солнечной радиации, в качестве меры изменения которого используется изменение длительности светового дня, а также изменением солнечной активности (чисел Вольфа). Влияние двух независимых переменных времени (номер интервала) и солнечной активности на динамику параметра A_{S0} составляющих вектора магнитного поля оценивалось силой влияния (эмпирическим корреляционным отношением) (η^2). Сила влияния этих двух факторов на вариации северной и восточной составляющих равна $\approx 92-94\%$, на вариации вертикальной составляющей $\approx 85\%$. Солнечная активность, как отдельный фактор, детерминирует на 33% вариации северной составляющей, на 53% — восточной и на 20% — вертикальной компонент.

Анализ среднегодовых распределений параметров аппроксимации регулярной части показал, что динамика параметров A_{S0} , α_{S0} как и следовало ожидать, определяется также интегральным потоком солнечной радиации. Параметр ε_{S0} наименьший по абсолютной величине и изменяется во времени случайным образом относительно своего среднего значения.

Что касается аппроксимационных параметров амплитуд гармоник стохастической части вариаций составляющих вектора магнитного поля

было установлено, что они постоянны во времени, не зависят от интегрального потока солнечной радиации и не связаны с солнечной активностью.

Полученные результаты можно описать следующей зависимостью:

$$A_i = F(A_{S0}, \alpha_{S0}, \varepsilon_{S0}, R, T_i, k), \quad A_j = F(A_{n0}, \alpha_{n0}, \varepsilon_{n0}, R, T_j, k)$$

где: R - числа Вольфа; k – порядковый номер интервала оценок.

$$A_{S0}(k) = \bar{A}_{S0}(\Delta T) + \sigma_{A_{S0}}(\Delta T)(a_{A_{S0}} \sin^2\left(\frac{\pi k}{T_g} + \Theta\right) + b_{A_{S0}})$$

$$A_{n0}(k) = A_{n0}(\Delta T) = const, \quad \alpha_{S0}(k) = \bar{\alpha}_{S0}(\Delta T)(a_{\alpha_{S0}} \sin^2\left(\frac{\pi k}{T_g} + \Theta\right) + b_{\alpha_{S0}})$$

$$\alpha_{n0}(k) = \bar{\alpha}_{n0}(\Delta T) = const, \quad \varepsilon_{S0}(k) = \bar{\varepsilon}_{S0}(\Delta T) = const, \\ \varepsilon_{n0}(k) = \bar{\varepsilon}_{n0}(\Delta T) = const$$

где: $\Delta T = k\Delta t$ — период наблюдения экспериментальных данных; $2\Delta t$ — временной интервал оценок статистических и спектральных параметров вариаций компонент магнитного поля; $T_g = \Delta T$ (при $k=59$) – годовой период в днях; $\bar{A}_{S0}(\Delta T)$, $\bar{\alpha}_{S0}(\Delta T)$, $\bar{\varepsilon}_{S0}(\Delta T)$ — средние значения параметров аппроксимации на интервале ΔT ; $\sigma_{A_{S0}}(\Delta T)$, $\sigma_{\alpha_{S0}}(\Delta T)$ — стандартные отклонения параметров A_{S0} , α_{S0} за период ΔT ; $a_{A_{S0}}$, $b_{A_{S0}}$, $a_{\alpha_{S0}}$, $b_{\alpha_{S0}}$ — параметры, корректирующие зависимость от интегрального потока солнечной радиации; Θ — фаза, обусловленная сдвигом зимнего солнцестояния относительно конца календарного года; $\bar{A}_{n0}(\Delta T)$, $\bar{\alpha}_{n0}(\Delta T)$, $\bar{\varepsilon}_{n0}(\Delta T)$ — средние значения параметров аппроксимации на интервале ΔT .

Величина ($a_{A_{S0}}$), определяющая диапазон изменения параметра $A_{S0}(k)$, является функцией динамики чисел Вольфа ($a_{A_{S0}} = f(R(k))$) и связана с динамикой тренда среднего и дисперсии чисел Вольфа линейной зависимостью:

$$f(R(k)) = C_1 + C_2 \bar{R}(k) + C_3 \sigma_R(k)$$

где: $\bar{R}(k)$ и $\sigma_R(k)$ — среднее значение и значения стандартного отклонения чисел Вольфа; C_1 , C_2 , C_3 — весовые коэффициенты.

Весовые коэффициенты зависимости от тренда среднего значения и дисперсии чисел Вольфа на тех же самых временных интервалах приведены в табл. 2

Таблица 2. Весовые коэффициенты зависимости суточных вариаций компонент вектора МП от солнечной активности

Параметры	C_1	C_2	C_3
δX	2.008	0.014	-0.027
δY	1.44	0.015	0.0014
δZ	1.6	0.002	0.004

Из приведенного соотношения и данных таблицы следует, что для горизонтальных составляющих вектора МП усиление солнечной активности приводит к увеличению амплитуды вариаций суточного диапазона. На вертикальной составляющей эти изменения сказываются существенно меньше. Остальные параметры, характеризующие годовую динамику вариаций составляющих вектора МП остаются постоянными во времени ($b_{A_{S0}} = const$, $a_{\alpha_{S0}} = const$, $b_{\alpha_{S0}} = const$) и приведены в табл. 3.

Таблица 3. Постоянные коэффициенты суточных вариаций компонент вектора МП

Параметры	$b_{A_{S0}}$	$a_{\alpha_{S0}}$	$b_{\alpha_{S0}}$
δX	-1.31	-2.13	1.22
δY	-1.26	-1.68	1.05
δZ	-1.01	-0.39	0.22

На основании выявленных закономерностей в поведении параметров аппроксимации, были получены теоретические распределения параметра $A_{S0}(k)$ составляющих вектора магнитного поля за весь период наблюдения (рис. 5). Расхождения между реальными и теоретическими данными для вариаций северной и восточной составляющих вектора магнитного поля не превышает 20 %, а для вертикальной составляющей расхождения составляют ≈ 60 % дисперсии экспериментальных данных. Причина столь большой погрешности для вертикальной составляющей вероятней всего объясняется тем, что на нее сильнее, чем на другие составляющие влияют магнитные бури /1/, техногенные факторы /6/ и др.

Проанализируем поведение отношения дисперсии регулярной части к общей дисперсии суточного диапазона. Относительная дисперсия регулярной части $S_S(k)$ определяется следующей формулой:

$$S_S(k) = \left(\frac{\sum_i (A_i(k))^2}{\sum_i (A_i(k))^2 + \sum_j (A_j(k))^2} \right) 100\%$$

где: $\sum_i (A_i(k))^2$ — дисперсия регулярной части; $\sum_i (A_i(k))^2 + \sum_j (A_j(k))^2$ — общая дисперсия.

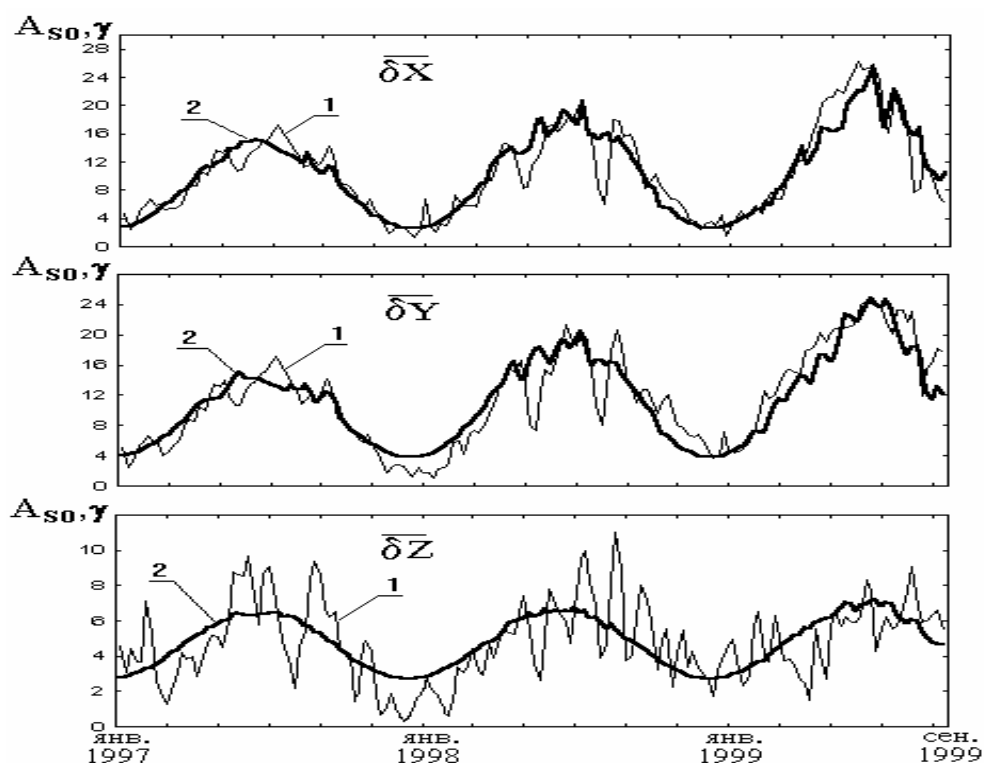


Рис. 5. Экспериментальные и теоретические значения параметра A_{SO} вариаций компонент МП за три года. 1 — экспериментальные значения параметра A_{SO} ; 2 — теоретические значения параметра A_{SO} .

Относительная дисперсия регулярной части для вариаций составляющих вектора магнитного поля максимальна в периоды летнего солнцестояния и минимальна в периоды зимнего солнцестояния. Для северной и восточной составляющих максимум составляет $\approx 80\%$, для вертикальной $\approx 45\%$. Минимум относительной дисперсии компонент вектора магнитного поля составляет $\approx 20\text{--}30\%$.

Для того чтобы с помощью построенной модели восстановить исходную суточную динамику, нужно воспользоваться обратным преобразованием Фурье.

Это становится возможным поскольку фазы кратных гармоник составляющих вектора магнитного поля в течение всего периода наблюдения практически неизменны во времени, причем фазы всех гармоник выше третьей равны нулю. Оценки фаз (в градусах) первых трех кратных гармоник приведены в табл. 4.

Таблица 4. Оценки фаз спектральных составляющих регулярной части суточных вариаций компонент МП

	δX			δY			δZ		
	ϕ_{24}	ϕ_{12}	ϕ_8	ϕ_{24}	ϕ_{12}	ϕ_8	ϕ_{24}	ϕ_{12}	ϕ_8
\overline{M}	-93	-22.7	-35	-11.4	59	27.7	-122	-42.8	0.0
SE	1.66	1.98	1.82	1.42	2.34	2.05	2.99	1.96	0.0

Для некратных гармоник вариаций составляющих вектора магнитного поля фазы постоянны и равны нулю в течение всего периода наблюдения.

Эмпирические закономерности вариаций компонент магнитного поля СНЧ диапазона

Рассмотрим отдельно вариации магнитного поля в частотной области от $2.778 \cdot 10^{-4}$ (период 1 час) до 2.5 Гц (период 0.4 с). Вариации магнитного поля данной частотной области традиционно относят к классу геомагнитных пульсаций /5/.

Вследствие нестационарности процессов по частоте эта область была поделена на два диапазона с периодами соответственно от 1 ч. до 1 мин и от 1 мин до 0.4 с. Получены оценки для спектральной динамики и характерных среднегодовых спектров вариаций компонент магнитного поля по данным непрерывного мониторинга в г. Томске, за период с 1 января по 31 декабря 1997г.

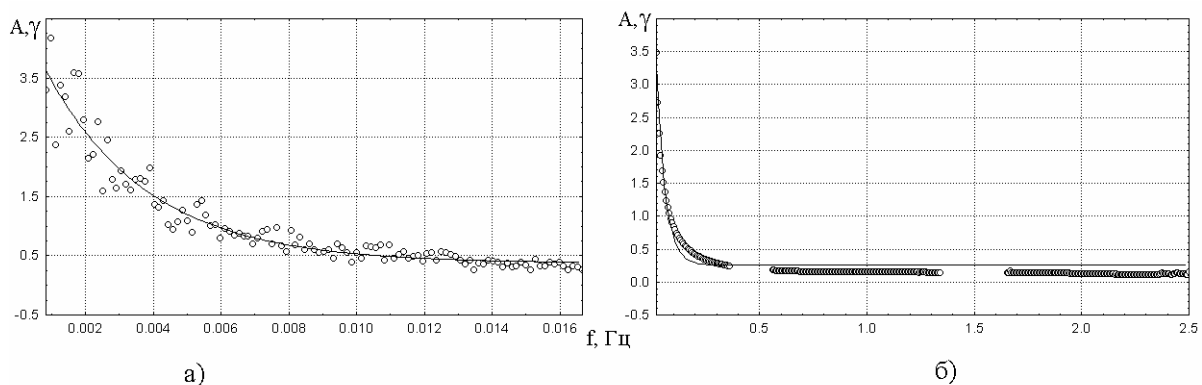


Рис. 6. Характерные формы амплитудных спектров для двух частотных диапазонов

На рис. 6.а представлен усредненный за год характерный амплитудный спектр вариаций магнитного поля в области периодов от 1 ч до 1 мин (далее 1-ая частотная область). Для оценки была использована модель вида: $A_0 = e^{-bf} + c$, где a , b , c — коэффициенты модели, A_0 — амплитуда [γ], f — частота [Гц]. Применение метода квази-Ньютона с критерием минимума квадратов центральных отклонений для оценки параметров данной модели для первой частотной области дал следующие результаты:

$$\begin{aligned} \delta X : A_0 &= 3.043e^{-615.479f} + 0.247, & \delta Y : A_0 &= 2.789e^{-835.126f} + 0.148, \\ \delta Z : A_0 &= 4.269e^{-328.950f} + 0.373 \end{aligned}$$

где δX , δY , δZ соответственно северная, восточная и вертикальная компоненты вариаций магнитного поля. К этой частотной области вариаций относятся пульсации Pc4, Pc5, Pi2 и Pi3. Появление пульсаций Pc4 и Pc5 зависит от Кр-индекса, который в данной работе не учитывался. Отнесение полученных вариаций к какому-либо из типов осложняется еще и тем, что на данный частотный диапазон оказывают сильное влияние техногенные факторы, такие как железнодорожный транспорт и линии электропередач.

Ко второй частотной области от 0.016(6) до 2.5 Гц (периоды соответственно 1 мин и 0.4 с) относятся пульсации Pc 1, Pc 2, Pc 3, Pi 1 и Pi 2. Среднегодовой суммарный спектр, построенный в данной области частот, также выглядит как Фликкер-шум. Но в нем присутствуют две квазистационарные гармоники в районе 0.4 и 1,5 Гц.

Согласно литературе вне техногенной среды обитания наблюдаются свисты в районе 0.6–0.7 Гц, которые отсутствуют в условиях города. Для данного частотного диапазона были определены параметры модели аналогичной для первой частотной области, для корректности оценки из этих спектров были вырезаны стационарные гармоники (рис. 6):

$$\begin{aligned} \delta X : A_0 &= 1.013e^{-16.973f} + 0.103, & \delta Y : A_0 &= 0.615e^{-29.955f} + 0.094, \\ \delta Z : A_0 &= 4.956e^{-24.479f} + 0.256 \end{aligned}$$

Представленные на рис. 7 годовые динамики амплитуд получены путем суточного усреднения амплитудных спектров: слева - матожидание, справа – стандартное отклонение. Из рисунка видно, что максимальную амплитуду имеет вертикальная компонента и в начале и в конце года в динамике спектров ее вариаций наблюдается квазистационарная гармоника в районе 1.5 Гц. На графиках для северной и восточной компонент также просматриваются квазистационарные колебания с частотой в районе 1.5 Гц. Поведение этой гармоники сходно для вертикальной и восточной компонент и, как видно из графиков, ее амплитуда максимальна в зимнее вре-

мя. Для северной компоненты максимум амплитуды этой гармоники приходится на летнее время.

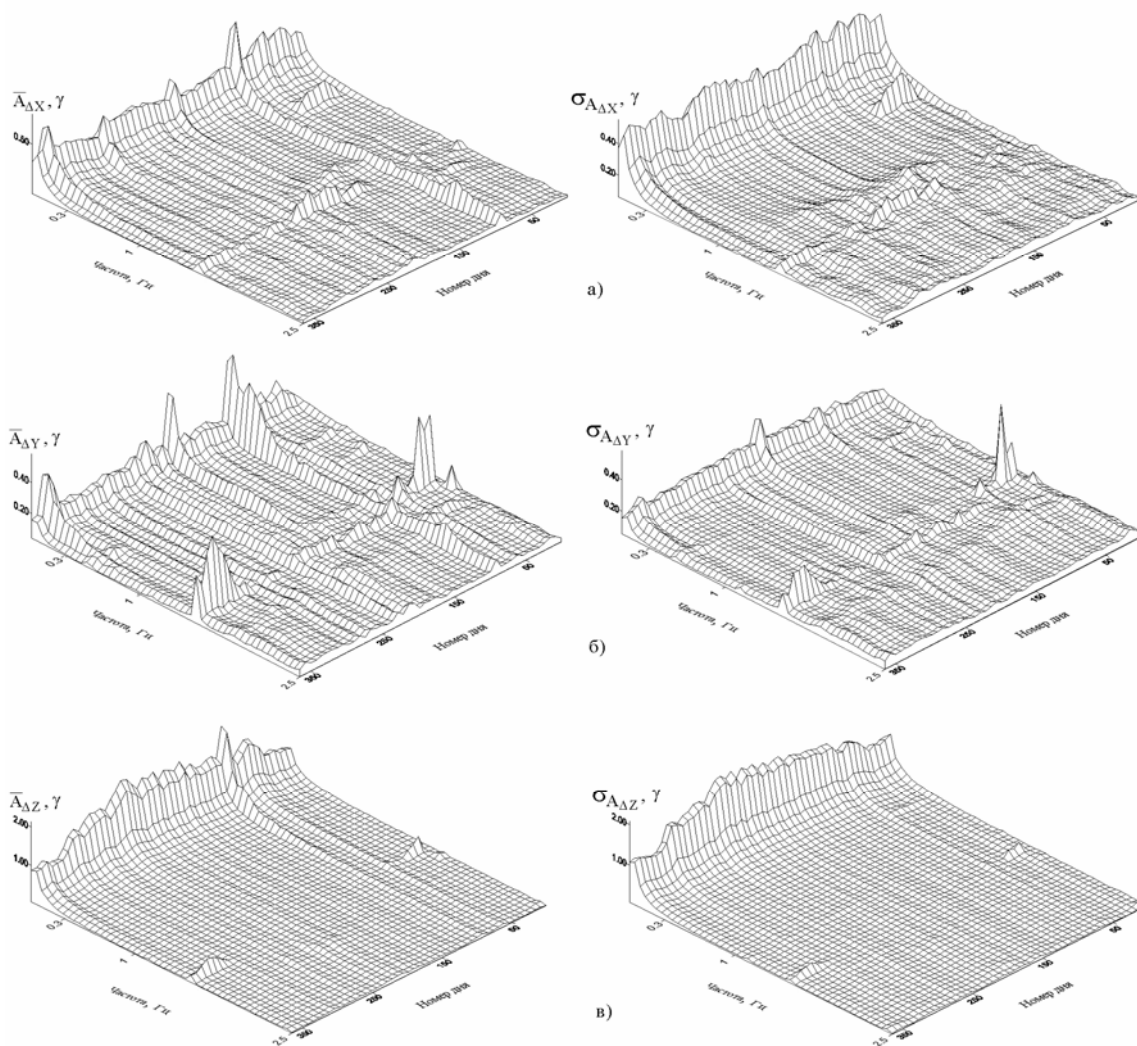


Рис. 7. Годовая динамика амплитудных спектров северной (а), восточной (б) и вертикальной (в) компонент вариаций магнитного поля

Литература

1. Яновский Б.М. Земной магнетизм. - Л.: Изд. ЛГУ, 1978. - 592с.
2. Акасофу С.И., Чепмен С. Солнечно-земная физика. Ч.1., Ч.2 - М.: Мир, 1974. - 383с.
3. Александров М.С., Бакленева З.М., Гладштейн Н.Д. и др. Флуктуации электромагнитного поля Земли в диапазоне СНЧ. - М.: Наука, 1972. - 195с.
4. Митра С.К. Верхняя атмосфера. - М.: Изд-во Иностранной литературы, 1955. - 640с.
5. Гульельми А.В., Троицкая В.А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы.- М.: Наука, 1973. - 540с.

6. *Бородин А.С.* Уровень электромагнитного загрязнения в условиях города / *А.С. Бородин, Д.М. Зайцев, С.А. Колесник, Б.Б. Цыбилов, Б.М. Шинкевич* // XIX Всероссийская научная конференция "Распространение радиоволн": Тез. докл. - Казань: Хэтер, 1999. - С. 248-249.
7. *Птицина Н.Г.* Естественные и техногенные низкочастотные магнитные поля как факторы, потенциально опасные для здоровья. / *Н.Г. Птицина, Дж. Виллорези, Л.И. Дорман* и др. // *Успехи физических наук.* - Т. 168. - №7. - 1998. - С. 765-791.
8. *Бородин А.С.* Региональный мониторинг атмосферы. Часть V. / *А.С. Бородин, В.А. Донченко, М.В. Кабанов, В.И. Козлов, А.Г. Колесник, С.А. Колесник, В.А. Муллаяров, П.М. Нагорский* // *Электромагнитный фон Сибири.* - Новосибирск: Изд. СО РАН, - 2000. - 250с. (В печати).

РЕГИСТРАЦИЯ КРАТКОСРОЧНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПРЕДВЕСТНИКА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ

Кунин В.Н., Плешивцев В.С., Белов Д.М.

Владимирский государственный университет

К настоящему времени установлено, что крупномасштабные явления, протекающие в атмосфере и литосфере, приводят к возмущениям в ионосфере. В литературе описаны механизмы воздействия высокоэнергетических процессов на ионосферу и эффекты, приводящие к распространению возмущений на значительные расстояния. [1, 2].

Одним из эффектов, непосредственно связанных с наличием крупномасштабных неоднородностей в ионосфере, является появление возмущений во всем спектре электромагнитного поля Земли (ЭМПЗ). Причем для электромагнитных волн разных частотных диапазонов природа и характер возмущений различны.

Естественное электромагнитное поле Земли по своей природе есть суперпозиция множества составляющих полей планетарного и космического происхождения. Электрическая и магнитная составляющие электромагнитного поля Земли оставаясь в среднем постоянными, испытывают непрерывные высокочастотные и низкочастотные изменения — вариации.

Основным природным источником радиоволн земного происхождения являются молниевые заряды. Спектр излучения молниевых разрядов весьма широкополосен, поэтому можно говорить, что волновод Земля-ионосфера “заполнен” радиофоном различных частот.

В настоящее время, в связи с бурным развитием теле- и радиосвязи постоянно увеличивается интенсивность антропогенной составляющей электромагнитного поля.

Нарушение стационарности характеристик окружающей среды в локальных масштабах (от нескольких метров до нескольких сотен метров) происходит непрерывно. Например, движение облаков, снежных зарядов, выпадение осадков, перемещение животных, транспортных средств приводят к изменению пространственной плотности зарядов, локальной проводимости, и, как следствие, к искажению электрического поля Земли. Суперпозиция перечисленных и иных составляющих обуславливает наличие нестационарного электромагнитного фона Земли.

Для исследования процессов в окружающей среде, привлекательны диапазоны очень низких частот (ОНЧ), сверхнизких частот (СНЧ), крайне низких частот (КНЧ). Возмущения электромагнитного поля на этих частотах распространяются на большие расстояния с малым затуханием [3]. Коэффициент затухания на первой шумановской частоте составляет величину 0,18–0,46 дБ/тыс.км. На частотах менее 10 Гц скин-слой оказывается достаточно большим, и распространение возмущений происходит с проникновением электромагнитного поля в Землю на заметные глубины. Поэтому вариации электромагнитного поля этих частот, являясь результатом суперпозиции электромагнитных КНЧ возмущений от близких источников и от источников, удаленных на глобальные расстояния, носят случайный характер из-за сложной пространственно-временной структуры источников и сложного характера трасс распространения. При этом возмущения, пришедшие издалека, представляют собой свертку сигнала от источника с передаточной функцией волновода Земля-ионосфера. Таким образом, радиошум содержит мультипликативные возмущения, вызванные изменением состояния литосферы и ионосферы вдоль трассы его распространения. Поскольку вариации от глобальных процессов, в описываемом методе являются полезным сигналом, то отношение сигнал/шум всегда меньше единицы.

Для выделения подшумовой информации о процессе возмущения из регистраций вариаций электромагнитного поля Земли эффективно применение метода многоканального приема с частотно-пространственным разнесением каналов.

На кафедре физики Владимирского государственного университета около 30 лет ведутся многоканальные регистрации вариаций вертикальной составляющей электромагнитного поля Земли в КНЧ диапазоне.

Регистрирующий комплекс расположен в 40 км от г. Владимира, размещен на полигоне площадью 4,5 га и представляет собой систему приемных каналов КНЧ-диапазона. Основу обработки информации составляют корреляционные методы. Это требует приема многими каналами с отсутствием корреляции их собственных шумов, что определяет параметры каналов. Каждый канал включает в себя антенну, предусилитель, усилитель, регистратор и отличается формой и размерами антенны, схемным и прин-

ципиальным построением блоков. Размер различных антенн варьируется в интервале 1–40 метров, их высота над поверхностью земли — от трех до двенадцати метров, а электрическая емкость относительно Земли — от 75 до 400 пФ. Антенны канала разнесены друг от друга в пространстве на расстояние 100–200 м. Предусилители имеют большое входное сопротивление (от 10^9 до 10^{11} Ом), а различные значения параметров R-C цепей в каждом канале формируют отличающиеся передаточные функции. Частотная характеристика комплекса имеет вид гребенки с разнесенными максимумами частотных характеристик отдельных каналов в интервале 0,01–100 Гц.

Частотное и пространственное разнесение каналов, различие схемных решений приемников приводит практически к полному отсутствию корреляции при регистрации помех, связанных с различными воздействиями местного происхождения (колебание антенн в электрическом и магнитном полях Земли, переносом ветром заряженных аэрозолей и т.д.). Регистрируемые данные оцифровываются и записываются на файловый носитель.

При обработке накопленного материала применяется метод вычисления поточечного межканального произведения центрированных и нормированных на дисперсию реализаций вариаций ЭМПЗ по скользящей выборке. Это позволяет при пространственном и частотном разнесении регистрирующих приёмных устройств выделить только мультипликативные возмущения поля, вызванные крупномасштабными геофизическими явлениями и высокоэнергетическими процессами антропогенного происхождения. Аддитивная помеха от ближних источников возмущений поля при этом эффективно подавляется, и в итоге для выделенного полезного сигнала отношение сигнал/шум становится существенно больше единицы.

В качестве подтверждения работоспособности и эффективности применяемой методики приведем выделенные из радиошума образы глобальных событий различного характера, имевших место во время проведения экспериментов.

Значительные по масштабу возмущения ионосферы происходят при прохождении сквозь атмосферу Земли метеорных потоков и отдельных крупных метеоритов. При этом возможны изменения электронной концентрации и химического состава в плазме при горении метеоритного вещества на траектории падения, возбуждение акустико-гравитационных, ударных и магнито-гидродинамических волн в различных ионосферных слоях [4, 5].

На рис. 1 представлен образ синхронного перемножения реализаций вариаций ЭМПЗ от пяти приемных каналов, полученный при вхождении метеорита в атмосферу Земли в ночь с 17 на 18 ноября 1998 года при прохождении Земли сквозь метеорный поток Леониды.

Предвестник представляет собой импульсы значительной амплитуды с характерными для большинства событий временами появления за 5-7, 30-40, 50-60, 100-120 минут до момента главного удара. На рис.3 приведены образы предвестников землетрясений, пришедшихся на период проведения летних экспедиционных исследований. Регулярное появление подобных импульсов перед землетрясениями дает возможность сформировать предвестник, как факт неоднократного последовательного превышения уровня тревоги, экспериментально установленного для величины межканального синхронного произведения регистраций вариаций ЭМПЗ. Отношение сигнал-шум для получаемого предвестника достаточно велико.

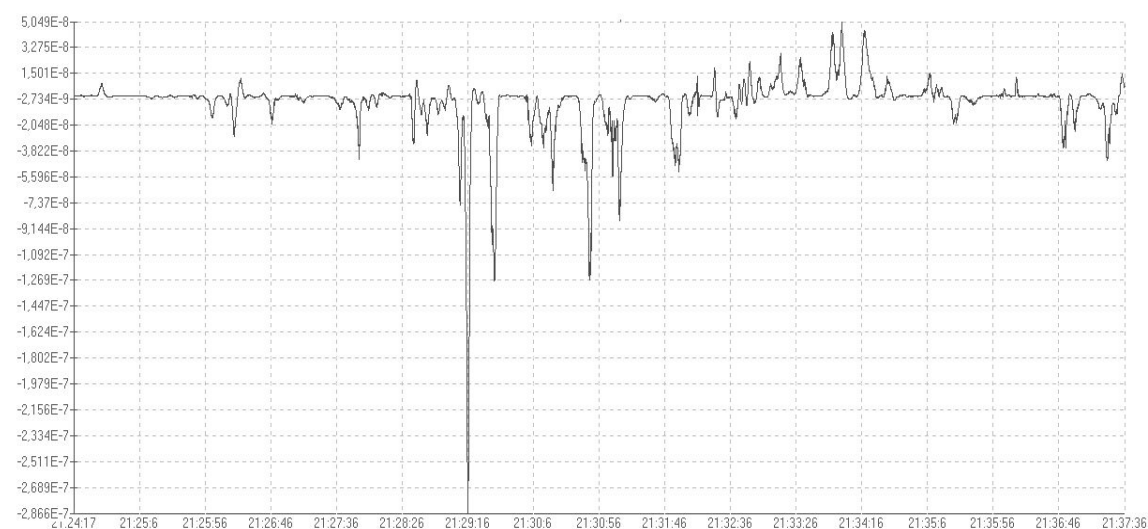


Рис. 1 Образ прохождения сквозь ионосферу крупного метеорита 17 ноября 1998 в 21:29:00 мск

Сравним этот результат с образом возмущения ионосферы антропогенным источником. 23 марта 2001 года была проведена операция по затоплению орбитальной космической станции «МИР». Образ ионосферного возмущения, выделенный по регистрациям вариаций поля КНЧ четырьмя приемными каналами представлен на рис. 2:

Из рис. 1 и рис. 2 видно, что образы подобны, но имеют разную длительность. Скорость частиц метеоритного потока «Леониды», движущегося навстречу Земле, достигает 72 км/с, тогда как скорость орбитальной космической станции до вхождения в плотные слои атмосферы не более 7 км/с. Отношение скоростей падающих объектов порядка 10, однако траектория метеорита значительно более пологая, что обеспечивает отношение временных масштабов около 3-х. Таким образом, сигнал от «Мира» в интервале 8 часов 36 минут 15 секунд – 8 часов 44 минуты 25 секунд аналогичен сигналу от медленно летящего по крутой траектории метеорита.

При анализе экспериментальных материалов, полученных в экспедиционных исследованиях 1976–2001 гг., установлено, что используемая методика выделения подшумовой информации позволяет получать также оперативный предвестник землетрясения, определяемый параметрической модуляцией возмущений электромагнитного поля во всем спектре КНЧ диапазона вблизи области готовящегося землетрясения [6].

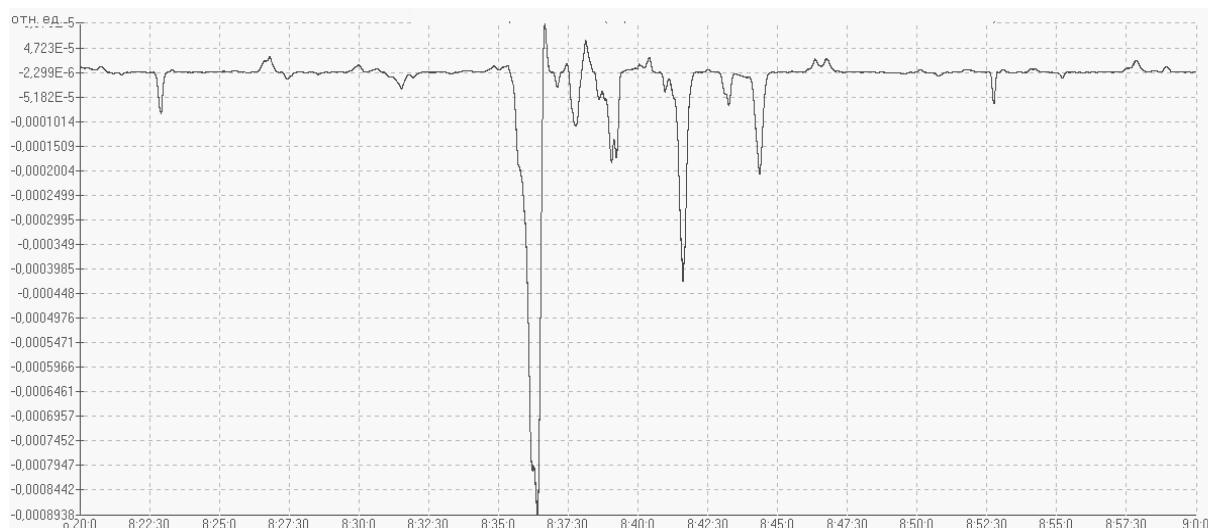


Рис. 2. Образ прохождения станции «МИР» сквозь нижние слои ионосферы при её за-топлении 23 марта 2001 года

Из рис. 3 видно, что образы сигналов при землетрясениях отличаются по форме от метеорных сигналов. Отметим, что достаточно объёмная библиотека образов сигналов от различных явлений позволяет надеяться на создание методики оповещения о готовящемся землетрясении системой с рабочими характеристиками, удовлетворяющими практику.

Зависимость образа предвестника землетрясения от энергетических, пространственных и временных характеристик сейсмического события представляет собой объект для проведения серьёзных фундаментальных исследований, результаты которых, несомненно, повысят прогностическую ценность методики. С позиций концепции о комплексировании сейсмологических и наземно-космических методов среднесрочного и краткосрочного прогнозирования землетрясений [7] становится очевидной необходимость применения методики получения оперативного электромагнитного предвестника в качестве одного из звеньев в единой глобальной системе предупреждения о грядущем стихийном бедствии.

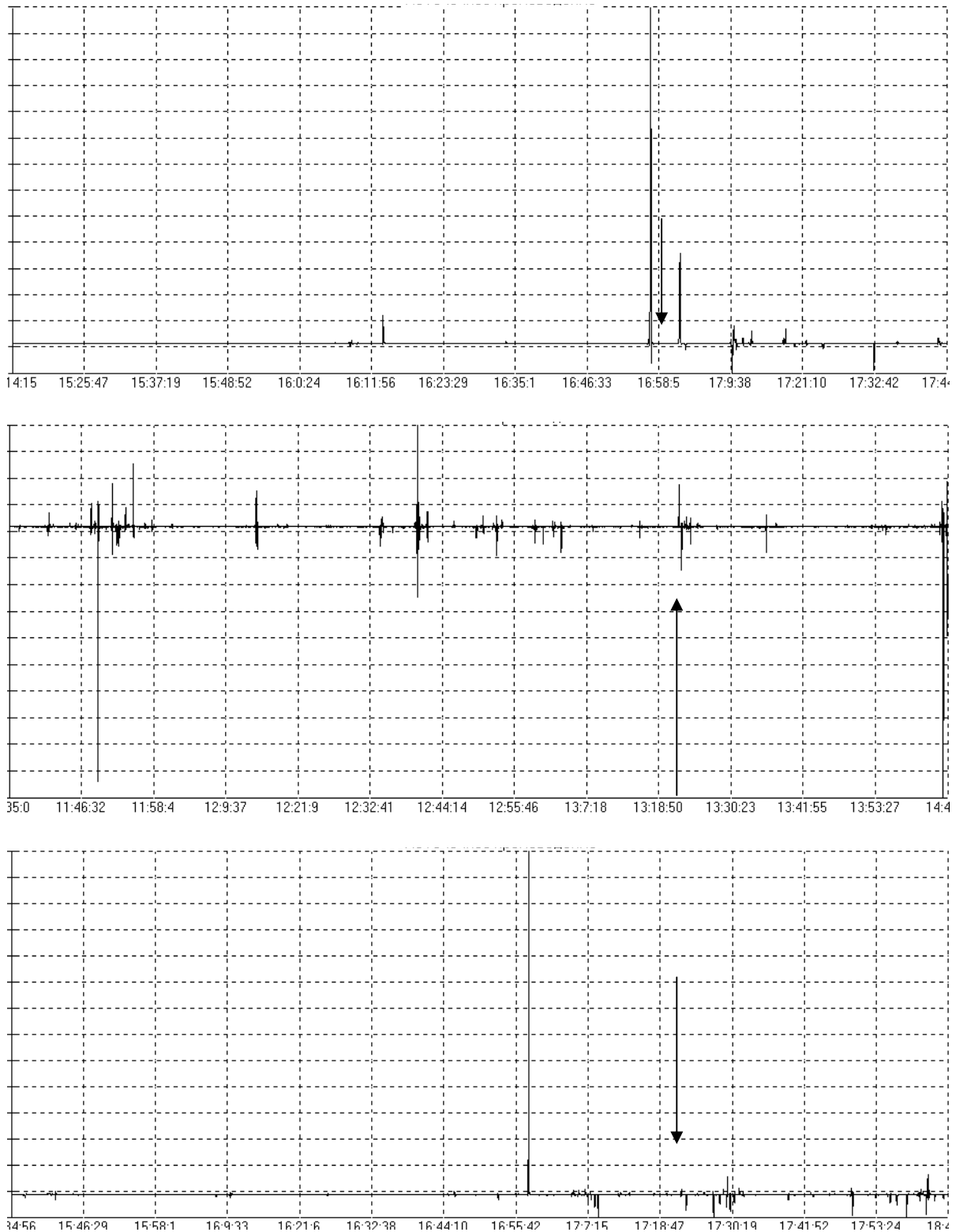


Рис. 3 Производство многоканальных КНЧ вариаций в период, предшествующий землетрясению. Моменты главного удара отмечены стрелками.

- а) Гондурас, 11.07.1999, 17:14:15 мск., магнитуда $M=6.6$, глубина $h=33$ км, (8 каналов);
 б) Граница Бирмы-Китая, 15.07.1999, 13:35:01 мск, $M=4.9$, $h=33$ км, (8 каналов);
 в) Туркмения, 15 июля 1999, 17:34:56 мск; $M=4.7$, $h=33$ км, (7 каналов)

Работа выполнена на полигоне центра коллективного пользования (проект № 00.05.72020и) и при частичной поддержке ФЦП «Интеграция» (проект № А0030 и № 144)

Литература

1. *Гохберг М.Б., Моргунов В.А., Похотелов О.А.* Сейсмоэлектромагнитные явления. М.: Наука, 1988, 174 с.
2. *Карлов В.Д., Козлов С.И., Ткачев Г.Н.* Крупномасштабные возмущения в ионосфере, возникающие при полете ракеты с работающим двигателем. // Космические исследования. Т18,1980, № 2.
3. *Акиндинов В.В.* и др. Оценка коэффициента затухания СНЧ электромагнитных волн в волноводе «Земля-ионосфера» по параметрам удаленных мощных грозových разрядов. // Прием и анализ сверх низкочастотных колебаний естественного происхождения: науч.практ.конф., Улан-Уде, 1993
4. Распределение электронов в верхней атмосфере. М.: Мир,1969.
5. *Шалимов С.Л.* Ионосферные неоднородности, инициированные интенсивными магнитосферными токами и атмосферными волнами. Автореферат диссертации на соиск. степ. д.ф-м.н., Институт динамики геосфер РАН, М:1998.
6. *Kunin V.N., Pleshivtsev V.S. and Dmitrieva E.V.* Registration of Large Scale Geophysical Phenomena at Global Distances By Variations of Electromagnetic Background in an Extremely Low Frequency Range // Gravitation&Cosmology, Volume 5, № 4(20), 1999, Moscow
7. *Страхов В.Н., Гохберг М.Б.* и др. Комплексование сейсмологических и наземно-космических геофизических методов в целях среднесрочного и краткосрочного прогноза землетрясений / ОИФЗ РАН, 1999

ФРАКТАЛЬНЫЕ АЛГОРИТМЫ И МОДЕЛИРОВАНИЕ СЕЙСМОГРАММ

Нигматуллин Р.Р., Утемов Э.В., Каюмов Ш.А.

Казанский государственный университет

Введение

Как известно [1], фрактальные алгоритмы широко используются для моделирования самоподобных процессов, имеющих различную природу. Можно ввести понятие нелокального показателя Херста и расширить классификацию по этому показателю Херста самоподобных процессов, имеющих важное прикладное значение в геофизике. Внимательный анализ реальных сейсмограмм показывает, что они могут быть построены как первая производная от самоаффинных кривых, полученных с помощью обоб-

ценных фрактальных алгоритмов Фосса и Мандельброта-Ван Несса. Причем аномалии нелокального показателя Херста, выделяемые с помощью первой производной, хорошо имитируют видимые огибающие "сигналов" сейсмограмм. Это наблюдение, подтвержденное имитацией реальных сейсмограмм, открывает новые возможности для моделирования землетрясений и техногенных взрывов (имеющих иное распределение нелокального показателя Херста). Кроме того, полученные результаты позволяют выдвинуть весьма реалистическую гипотезу о происхождении сейсмограммы, как устойчивого самоаффинного волнового пакета, образующегося в результате сильного взаимодействия продольных и поперечных волн сжатия с фрактальной средой.

Локальная фрактальная размерность

Реальные сейсмологические данные представляют собой временной ряд записи колебаний почвы. Подобный вид имеют записи радиотехнических, гравиметрических и многих других измерений. Такие последовательности измерений могут быть охарактеризованы некоторой величиной - показателем Херста H . Показатель Херста связан с фрактальной размерностью кривой записи сейсмограммы. Для определения этого показателя Херст предложил метод нормированного размаха [1]. При этом показатель $H = 0.5$ соответствует выборке с нормальным распределением, иное значение H говорит о фрактальной размерности временного ряда. Применяя метод нормированного размаха (R/S анализ) можно достаточно просто получить показатель H для достаточно длинных (1000–10000 точек и больше) выборок. При анализе данных соответствующих отсутствию сигнала землетрясения или взрыва, показатель H принимал значения 0,96–0,98. Полученное значение показателя H , говорит о персистентности шума $H > 0,5$, его сильной коррелированности и позволяет сделать вывод о самоаффинности соответствующих функций Мандельброта. Определяемый таким образом показатель H является характеристикой всего временного ряда и ни в коем случае нельзя говорить о показателе Херста постоянном на всем временном ряду измерений. Но при явном присутствии сильного всплеска — сигнала сейсмологической активности, характерного для землетрясений и взрывов, найденный таким образом показатель H не несет в себе ни какой информации о землетрясении. Возникает необходимость введения локального показателя $H(t)$.

Показатель Херста является чувствительным индикатором присутствия не случайной составляющей в выборке. Но причиной изменения H может быть не только присутствие сигнала в выборке, но и изменение самого характера коррелированного шума (для природных процессов медленное). Если рассматривать достаточно длинные временные ряды, то вполне логичным было бы разбить их на более короткие отрезки и определять показатель Херста на

каждом из них. Таким образом, можно отслеживать изменение H по времени или в пространственных координатах. Естественно, что для определения локального $H(t)$ следует использовать как можно меньшие интервалы. При этом критерием выбора минимальной длины интервала определения H является достаточность количества точек для статистического определения показателя Херста. Поэтому по аналогии с определением локальной температуры в статистической физике можно аналогичным образом обобщить понятие показателя Херста и использовать его для коротких выборок.

При использовании метода нормированного размаха точность определения показателя Херста зависит от длины интервала, на котором вычисляется локальный показатель Херста. Для коротких выборок необходимо изменить методику определения показателя Херста, так как обычный R/S анализ не позволяет получать показатель H по интервалу в 100–300 точек. На наш взгляд именно такой интервал является минимальным для накопления статистики по различным временам запаздывания τ , используемым для определения H . Надежное определение H по таким коротким выборкам оказалось нетривиальной процедурой и потребовало разработки устойчивых алгоритмов усреднения по коротким интервалам заданных выборок.

Естественно, что при анализе данных по сейсмологии информативным является локальный показатель $H(t)$ и его изменение, соответствующее землетрясению или техногенному взрыву. Значение локальной фрактальной размерности записей сейсмограмм во время прохождения сигнала землетрясения или техногенного взрыва испытывает значительное понижение (рис. 1, рис. 2).

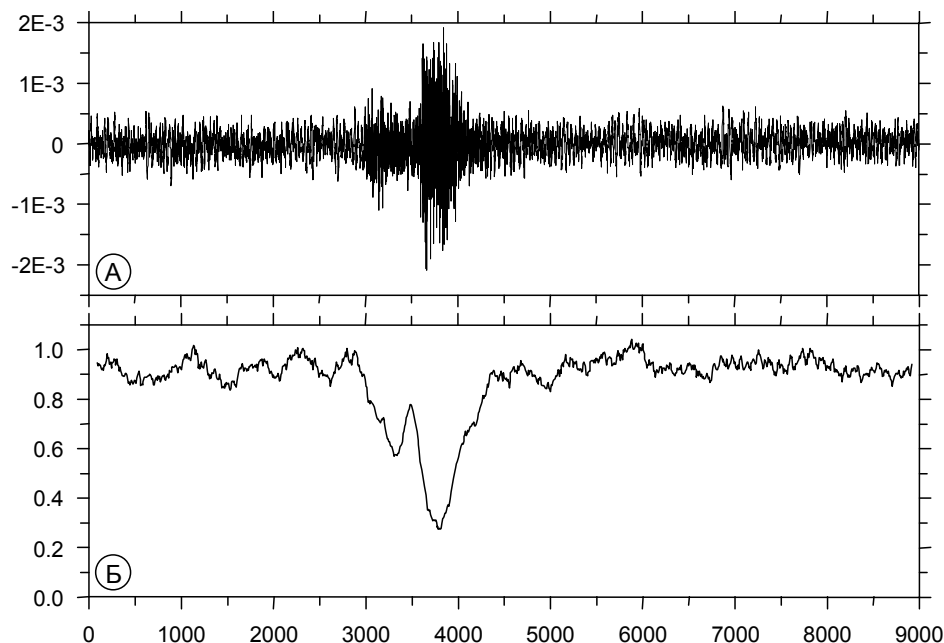


Рис. 1. А – сейсмическая запись землетрясения Б – график показатель-функции Херста

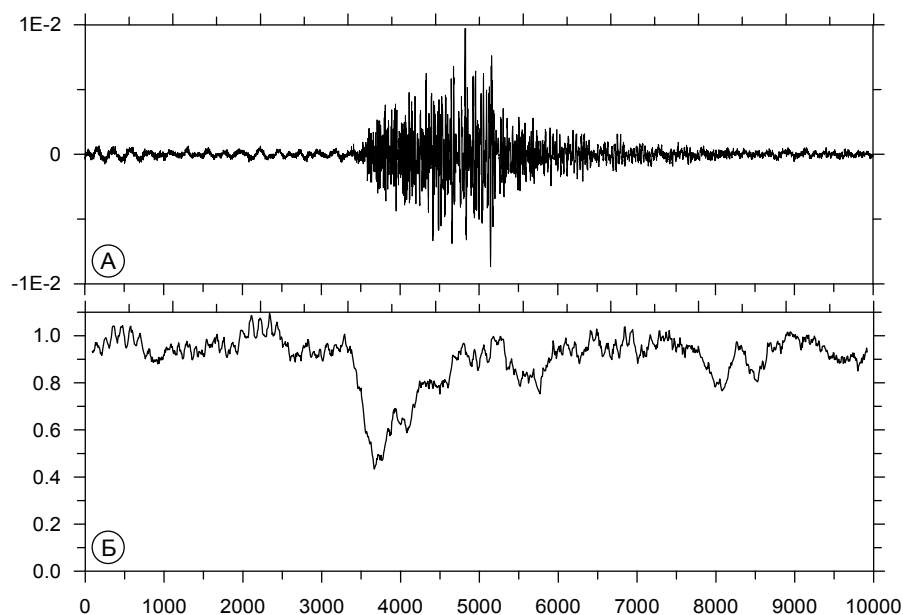


Рис. 2. А – сейсмическая запись техногенного взрыва Б – график показатель-функции Херста

Таким образом, сейсмический сигнал кроме амплитудного всплеска характеризуется и значительной потерей "памяти" процесса в момент прохождения сигнала. С этих позиций сейсмическую запись землетрясений и техногенных взрывов можно рассматривать не только как нестационарный случайный процесс, для которого нестационарность понимается в статистическом смысле (нестационарность по моментам случайной функции), но и как процесс, нестационарный по локальной фрактальной размерности сигнала.

Термин "нестационарные фракталы" был впервые использован для описания свойств геофизических полей и распределения физических параметров горных пород [5, 6].

Очевидно, что процедура моделирования нестационарных фрактальных множеств также должна являться обобщением существующих алгоритмов моделирования обычных (стационарных) фрактальных множеств.

Фрактальный алгоритм моделирования сейсмограмм землетрясений и техногенных взрывов

Идею построения нестационарных фрактальных функций можно осуществить различными способами, выбирая для этого определенный алгоритм. Для моделирования сейсмограмм сейсмических явлений в качестве отправного нами был выбран алгоритм последовательного случайного сложения Фосса [4], обладающий достаточной математической гибкостью и прозрачностью.

Свой алгоритм Р.Ф. Фосс предложил для построения броуновских функций, поверхностей и объемов. В простейшем одномерном случае слу-

чайные функции Фосса строятся следующим образом. По оси абсцисс выбирается интервал, на котором равномерно располагают N затравочных точек x_1, \dots, x_N . Значения функции в этих точках генерируются случайным образом с нормальным распределением, нулевым средним и дисперсией d_0 . На каждом $k^{\text{ом}}$ этапе итерации значению функции в точках x_i присваиваются значения $f_k(x_i) = f_{k-1}(x_i) + R_k$, а в точках $[x_i + x_{i+1}]/2$ — значения $f_k([x_i + x_{i+1}]/2) = \frac{f_{k-1}(x_i) + f_{k-1}(x_{i+1})}{2} + R_k$, где R_k — случайное число из того же распределения с нулевым средним и дисперсией

$$d_k = d_0 2^{-2Hk} \quad (1)$$

Здесь H — показатель Херста. Как показал Фосс [4], этот процесс приводит к самоаффинным кривым, фрактальная размерность которых равна

$$D = 2 - H \quad (2)$$

Для того, чтобы осуществить построение нестационарных фрактальных функций типа броуновских, в выражении (1) заменим константу H функцией $H(x)$, удовлетворяющей условию $0 < H(x) < 1$:

$$d_k = d_0 2^{-2H(x)k} \quad (3)$$

При моделировании сейсмограмм сейсмических явлений необходимо учесть принципиальное различие происхождения природных землетрясений и искусственно создаваемых техногенных взрывов. Анализ регистраций сейсмических сигналов показывает, что для записей техногенных взрывов (см. рис. 2), их функции локальной размерности имеют ярко выраженный асимметричный вид, когда после резкого падения значения локальной размерности, соответствующего началу прохождения сигнала, происходит постепенное восстановление значения размерности до начального уровня. В отличие от сейсмограмм техногенных взрывов, функции локальной размерности сейсмограмм сигналов землетрясений (см. Рис. 1) не имеют четко выраженной асимметричной структуры и обнаруживают локальные понижения значений размерности до появления основного сигнала, которые могут быть интерпретированы как сигналы-предвестники землетрясений.

Учитывая это, были построены модели сейсмограмм сейсмических явлений двух типов — с симметричным (землетрясения) и асимметричным (взрывы) изменением локальной размерности. Результаты моделирования представлены на рис. 3 и рис. 4.

Очевиден и тот факт, что сигналы сейсмических явлений аддитивно вбирают в себя влияния факторов различной природы и масштабов, среди которых — удаленность пункта наблюдений от эпицентра землетрясения

(взрыва), интенсивность сейсмических явлений, физико-геологические условия и многие другие вплоть до влияний планетарного масштаба.

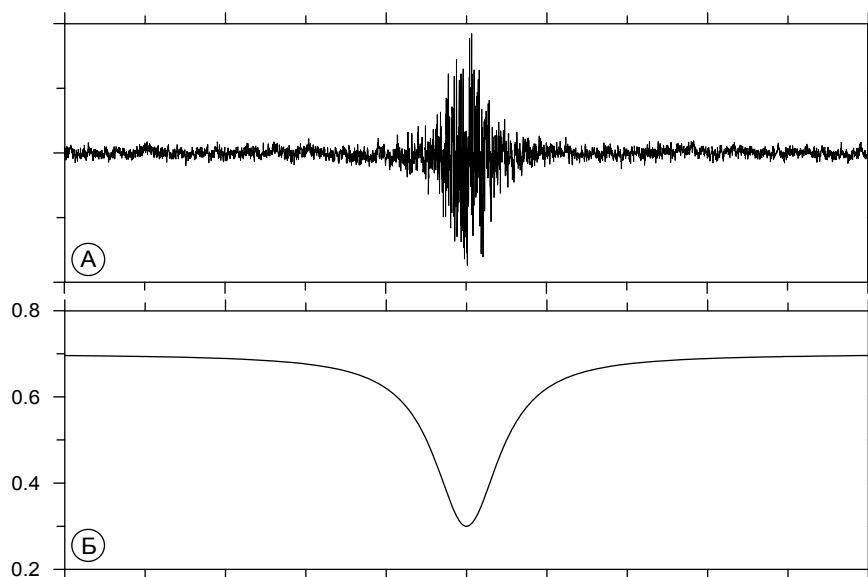


Рис. 3. А – модель сейсмической записи землетрясения Б – график показатель-функции Херста

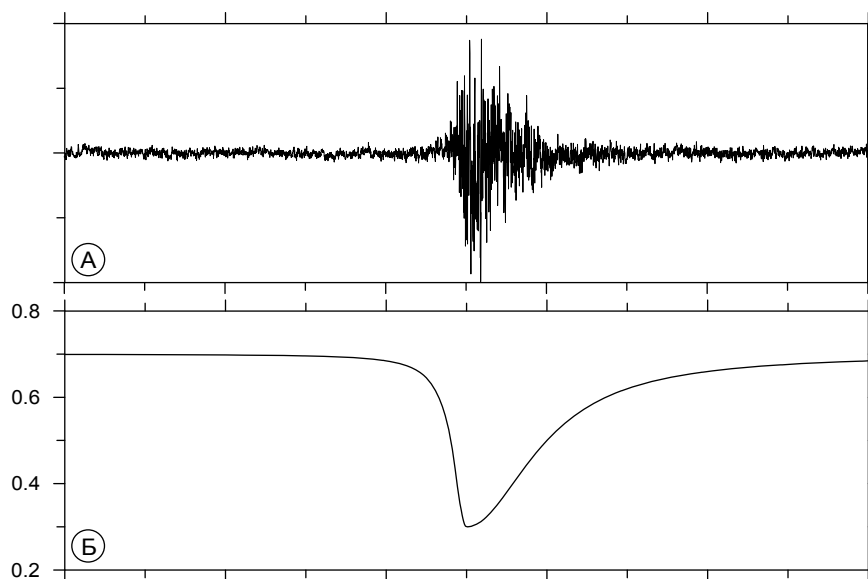


Рис. 4. А – модель сейсмической записи техногенного взрыва Б – график показатель-функции Херста

В связи с этим представляется интересной идея введения комплексной фрактальной размерности, впервые предложенной в работе [2]. Суть идеи заключается в следующем. Одинаковое значение фрактальной размерности могут иметь множества, имеющие совершенно различную внутреннюю структуру. Например, решением уравнения однородности

$$f(\lambda x) = \lambda^\alpha f(x) \quad (4)$$

В общем случае являются самоаффинные функции вида $f(x) = x^\alpha g[\ln(x)]$ (5)

Здесь $g[\ln(x)]$ — некоторая (произвольная!) периодическая по $\ln(x)$ функция. Введением комплексной фрактальной размерности мы можем "запомнить" характерные особенности структуры данного фрактального множества, и наоборот, задать нужную структуру при моделировании. Применительно для задачи моделирования сейсмических записей с помощью обобщенного алгоритма Фосса мы можем переписать выражение дисперсии приращений:

$$d_k = d_0 2^{-2H_1(x)k} \sum_i g_i(x, k) \quad (6)$$

Здесь $g_i(x, k)$ — периодические по k функции. На Рис. 5 показан пример моделирования техногенного взрыва с помощью формулы (6) в обобщенном алгоритме Херста.

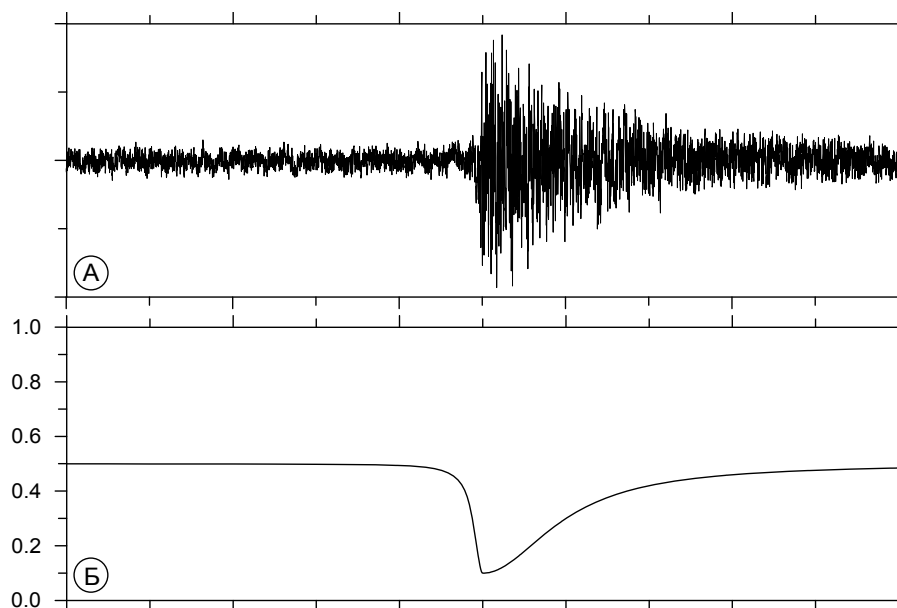


Рис. 5. А – модель сейсмической записи техногенного взрыва с использованием комплексной функции показатель-Херста Б – график действительной составляющей показатель-функции Херста

Литература

1. Федер Е., 1991, Фракталы. М.: Мир Глава 9
2. Saleur H., Sammis C.G., Sornette D. Discrete scale invariance, complex fractal dimensions, and log-periodic fluctuations in seismicity. Journal of Geophysical Research, 1996, 101, B8, pp. 17,661–17,667.

3. *Turcotte D.L.* Fractals and chaos in geology and geophysics. Cambridge University Press, New York, 1992, 221 p.
4. *Voss R. F.* Random fractal forgeries. – In: Fundamental Algorithms in Computer Graphics. ed. R.A. Earnshaw, Springer-Verlag, Berlin, 1985, pp. 805–835.
5. *Утёмов Э.В.* Некоторые аспекты использования анализа фрактальных свойств геофизических данных при их геологической интерпретации. Казан. Ун-т. – Казань, 1998 – 11с. Деп. в ВИНТИ 18.09.98, № 2822–В98.
6. *Утёмов Э.В.* Методика изучения фрактальной структуры гравитационных аномалий и геологических сред при интерпретации данных гравиметрии. Диссертация на соискание ученой степени кандидата геолого-минералогических наук. Казан. ун-т. - Казань, 1999

СВЯЗЬ СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОСАДОЧНЫХ ПОРОД С ИНТЕНСИВНОСТЬЮ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В БИОСФЕРНОМ СЛОЕ ЗЕМНОЙ КОРЫ

Петрунин Г.И., Попов В.Г., Сосков А.В.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Ход биосферных процессов в значительной степени определяется термодинамическими параметрами состояния экосистемы. Одним из важнейших факторов, влияющих на данные параметры, является теплоперенос в литосферном слое биосферы, интенсивность которого, в свою очередь, определяется тепловым балансом и рядом физических параметров горных пород. Наиболее важными в отношении термодинамики литосферы являются такие параметры, как теплопроводность и температуропроводность горных пород. Особенно актуальным в свете развития физической экологии представляется изучение особенностей теплопереноса в осадочных породах, слагающих верхний, прямо связанный с биосферой, чехол земной коры, и влияния на тепловые параметры данных пород структурных, литологических и иных характеристик.

Одним из наиболее важных направлений исследований в данной области на настоящее время представляется изучение влияния структурного фактора на температурное поведение тепловых параметров пород осадочного чехла в диапазоне температур, характерном для их залегания. Следует отметить, что температурное поведение теплопереносных свойств осадочных пород имеет сложный характер и отличается большим разнообразием. Во первых, это связано с тем, что в широком диапазоне температур, при которых залегают осадочные породы (от 300 до 500 К и более) наиболее сильно меняются с температурой тепловые параметры большинства породообразующих минералов, причем тенденции их изменения могут быть разными и даже противоположными. Во-вторых, осадочные горные поро-

ды отличаются весьма сложной структурой, значительно меняющейся при переходе от одной группы пород к другой. Структурные различия, с точки зрения теплофизики, сказываются на изменении качества теплового контакта между зернами породы, на соотношении между твердой фазой породы и флюидом и т.д., что, в конечном итоге, приводит не только к изменению абсолютной величины коэффициентов тепло- и температуропроводности, но и к изменению самого характера зависимостей этих параметров от температуры.

Как показывают экспериментальные данные [1–6], температурные зависимости тепло- и температуропроводности осадочных пород не всегда являются монотонными в данном интервале температур, и могут иметь явно выраженные экстремумы. Это образует определенное противоречие с тем что, что теплопроводность основных породообразующих минералов монотонно падает с температурой, следуя закону $1/T$, причем данное падение особенно интенсивно именно при невысоких (до 150–200°C) температурах. Такое немонотонное поведение зависимостей $\lambda(T)$ и $a(T)$ при данных температурах характерно, вероятно, в основном именно для осадочных пород и требует специального рассмотрения.

Тот факт, что изменение теплопроводности горных пород с температурой не всегда имеет одинаковый знак, был установлен еще Бриджменом [6]. Позднее экспериментальные исследования подтвердили, что для осадочных пород зависимости $\lambda(T)$ имеют более сложный характер, чем для магматических, даже в тех случаях, когда сохраняется общая тенденция к падению теплопроводности с ростом температуры для достаточно плотных осадочных пород. В еще большей степени аномальным по отношению к теории Дебая является температурное поведение наиболее разуплотненных и неконсолидированных дисперсных сред (пески, супеси и т.д.). Еще А.Ф.Чудновским было отмечено монотонное и в ряде случаев довольно резкое возрастание теплопроводности таких пород с температурой [5], что было подтверждено позднее измерениями Байрамова [1] и других исследователей. При всем различии данных, представленных в этих работах, в целом поведение теплопроводности изученных их авторами неконсолидированных сред показывает общую тенденцию возрастания с температурой, причем это остается верным как в сухом состоянии, так и при насыщении разными флюидами.

Результаты исследований, проведенных в лаборатории геотермии Физического факультета МГУ, подтверждают, что зависимости тепло- и температуропроводности осадочных пород отличаются большим разнообразием, и позволяют утверждать, что характер изменения этих параметров с температурой определяется структурными характеристиками самих пород. На данном этапе исследований нами выделяется три типа таких зависимо-

стей, обусловленных особенностями механизма теплопереноса в многофазных дисперсных средах. Кратко охарактеризуем каждый из них.

1. Плотные консолидированные осадочные породы. Характеризуются высоким качеством теплового контакта между минеральными зернами и в теплофизическом отношении уподобляются кристаллическим магматическим породам. Качество теплового контакта между зернами фактически не меняется с изменением температуры, в связи с чем тепловые параметры, в целом, ведут себя в соответствии с классической теорией теплопроводности твердого тела (рис. 1). Для этого класса осадочных пород температурный коэффициент температуропроводности всегда отрицателен, теплопроводности — отрицателен или близок к нулю.

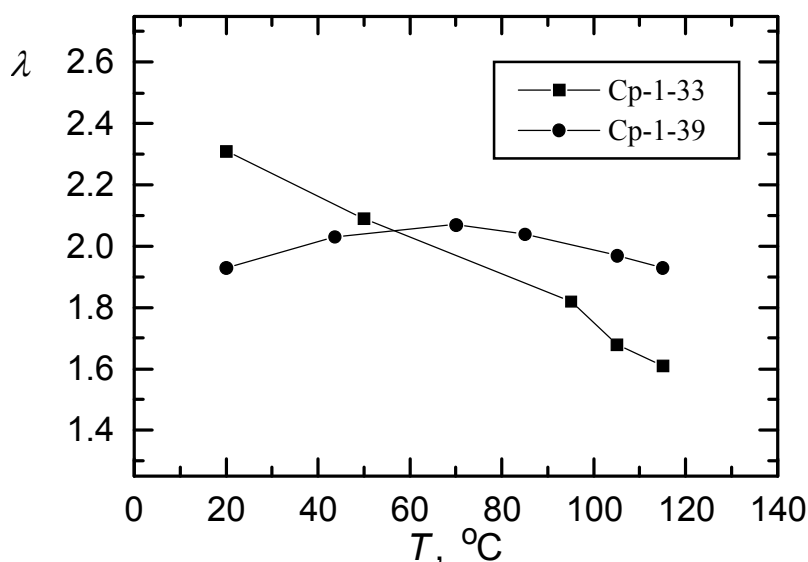


Рис. 1. Изменение теплопроводности палеогеновых песчаников (Камчатка) с температурой

2. Рыхлые неконсолидированные породы (пески, суглинки и т.д.), а также их модельные аналоги - свободные засыпки минеральных порошков. Характеризуются весьма низким качеством теплового контакта между зернами, причем качество контакта резко возрастает с ростом температуры, что приводит к монотонно возрастающему (неубывающему — в ряде случаев) характеру зависимостей $\lambda(T)$ и $a(T)$ (рис. 2). Температурный коэффициент температуропроводности для пород этого класса положителен или близок к нулю, теплопроводности — всегда положителен.

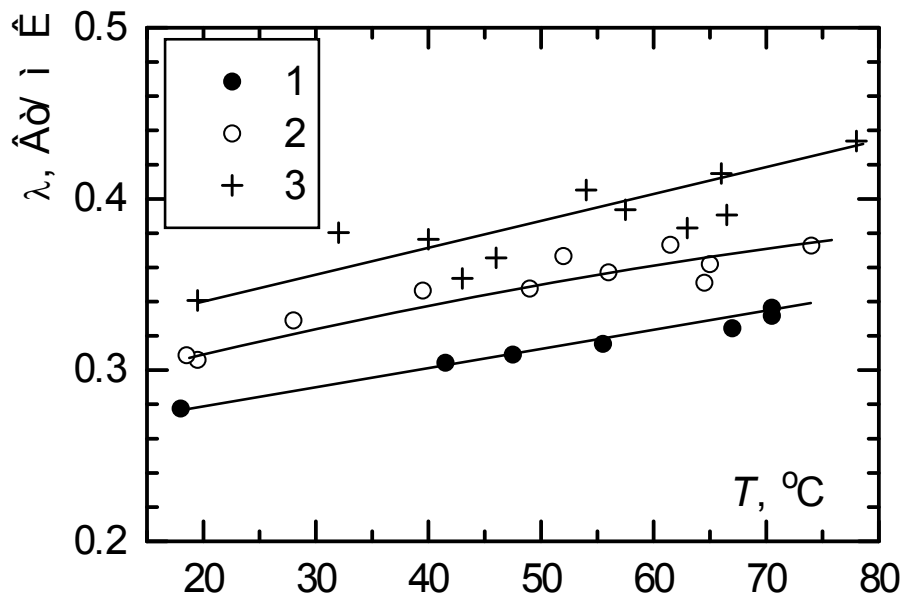


Рис. 2. Изменение с температурой теплопроводности кварцевого песка: 1 — $\langle d \rangle = 0.15$ мм; 2 — $\langle d \rangle = 0.30$ мм; 3 — $\langle d \rangle = 0.60$ мм

3. Промежуточный с точки зрения литогенеза класс осадочных горных пород, которые условно можно обозначить как “полуконсолидированные” и для которых характерно отсутствие абсолютно жесткого минерального каркаса и — в то же время — высокая плотность и весьма низкая пористость. Примером таких пород могут послужить исследованные нами неогеновые аргиллитоподобные глины шельфа Южного Каспия. В области относительно низких температур (до 50–80°С) такие породы выказывают свойства неконсолидированных сред; качество теплового контакта и, соответственно, тепло- и температуропроводность их возрастают. Однако по достижении некой критической температуры качество теплового контакта между зернами пород этого класса достигает своего насыщения и далее их тепловые параметры пород данного класса ведут себя как тепловые параметры плотных консолидированных пород, т.е. их тепло- и температуропроводность начинают убывать (рис. 3). Иначе говоря, до некоторого критического значения температуры, отмечающего перелом в поведении качества теплового контакта, температурные коэффициенты тепло- и температуропроводности остаются неотрицательными; после этого названные коэффициенты становятся отрицательными и, по достижении определенной температуры, стабилизируются.

Поведение температурных коэффициентов тепло- и температуропроводности для осадочных пород трех выделенных выше типов показано на рис. 4–5.

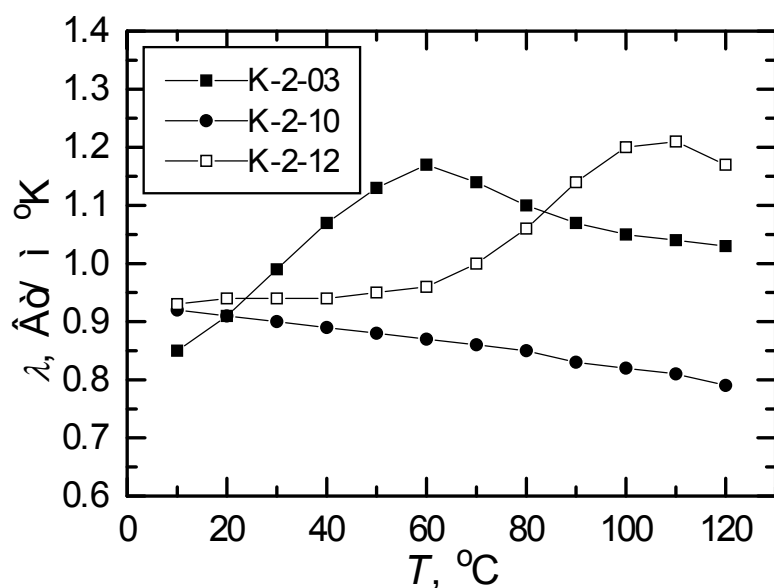


Рис. 3. Изменение теплопроводности каспийских антропоген-неогеновых глин

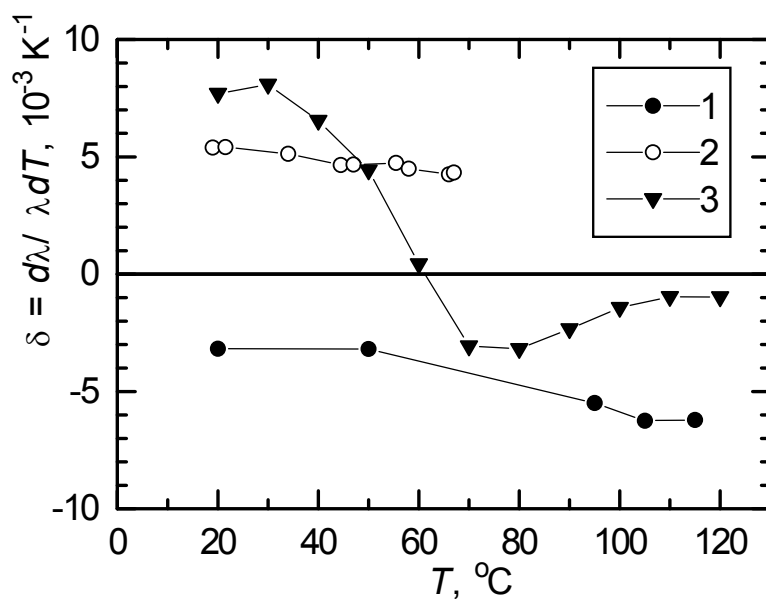


Рис. 4. Три основных типа температурного поведения теплопроводности осадочных пород. На графике представлено изменение температурного коэффициента теплопроводности δ для трех характерных образцов:

- 1 — плотный песчаник (Камчатка, палеоген, обр. Ср-1-33);
- 2 — порошок арагонита в свободной засыпке;
- 3 — аргиллитоподобная глина (Каспий, неоген, обр. К-2-03)

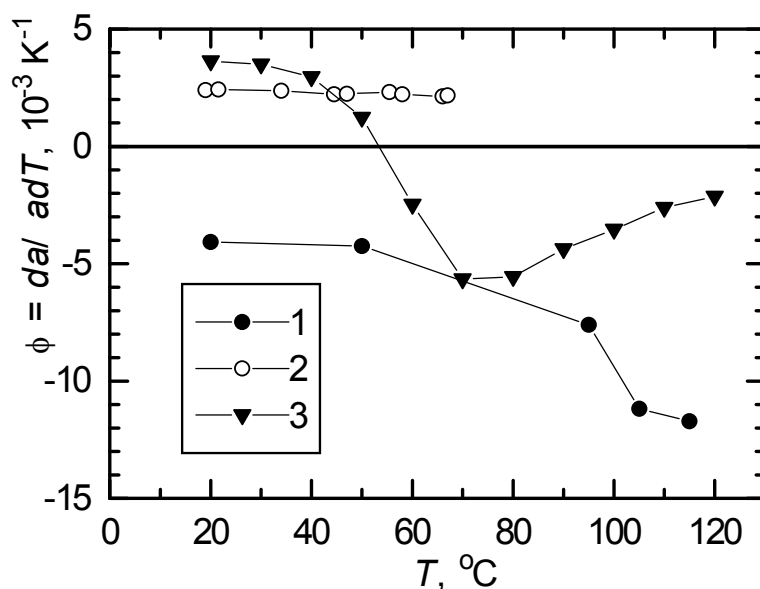


Рис. 5. Три основных типа температурного поведения температуропроводности осадочных пород. На графике представлено изменение температурного коэффициента температуропроводности δ ; обозначения те же, что на рис. 4

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 99-05-64025

Литература

1. Байрамов Э.М. Влияние нефтенасыщенности горных пород на коэффициент теплопроводности при высоких давлениях и температурах. ДАН АзССР, 1966, т. XXII, № 5, с. 45–49.
2. Дорофеева Р.П. Теплофизические свойства горных пород Иркутского амфитеатра. Геология и геофизика, № 10, 1981. С. 123–126.
3. Дульнев Г.Н., Заричняк Ю.П. Теплопроводность смесей и композиционных материалов. Л., “Энергия”, 1974.
4. Петрунин Г.И., Сосков А.В. О термическом режиме океанической осадочной толщи и ее вкладе в тепловой поток литосферы. Геология и геофизика, 1997, т. 38, № 3, с.97–107.
5. Чудновский А.Ф. Теплообмен в дисперсных средах. М., Гос. изд-во технико-теоретической лит-ры, 1954. 444 с.
6. Bridgman P.W. The thermal conductivity and compressibility of several rocks under high Pressure. American Y. Sci., 1924, vol. 7, No 36, p.81–102.

РЕГИСТРАЦИЯ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ВЕКТОРА
НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

Рапопорт В.О.¹, Сазонов Ю.А.¹, Выборнов Ф. И.², Чандаева С. А.²

¹*Научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)*

²*Нижегородский филиал Военно-инженерного университета (НФВИУ)*

В последние годы вместе с новыми представлениями о возможных механизмах генерации электрических зарядов в атмосфере Земли возрос интерес к экспериментальным исследованиям в этой области. Особое внимание у исследователей вызывают процессы, приводящие к грозovým разрядам, как наиболее опасным для жизни человека и способным привести к крупным техногенным катастрофам.

Поверхность Земли, представляющая собой среду обитания человека, характеризуется многими параметрами, одной из которых является электрическое поле. Напряженность электрического поля Земли медленно меняется: в среднем за сутки она составляет примерно 100 В/м - от 90 В/м ночью до 120 В/м днем. Положительный заряд атмосферы и отрицательный заряд поверхности Земли образуют как бы сферический конденсатор, в котором разность потенциалов достигает $4 \cdot 10^5$ В [1].

Процессы, приводящие к образованию заряда на земной поверхности, очень сложны. Хотя под влиянием электрического поля Земли с ее поверхности стекают электрические заряды, создающие плотность тока $j \approx 10^{-12}$ А/м², силу тока 1800 А при мощности 700 МВт, это не приводит к заметному уменьшению заряда поверхности. Убыль заряда с поверхности восполняется за счет разряда молний, сотни которых вспыхивают ежесекундно, причем каждая из молний переносит отрицательный заряд порядка 10-50 Кл. Определенный вклад в электропроводность атмосферы вносят токи осадков: дождя и снега [2].

Процесс измерения направления и значения напряженности электрического поля (НЭП) всегда непосредственно или косвенно связан с измерением значения и направления силы, действующей на пробный электрический заряд.

Поскольку пробный заряд неизбежно искажает измеряемое электрическое поле, то для повышения точности измерений следует стремиться к уменьшению его величины. Поэтому в современной физике для определения значения и направления силы анализируют изменения траектории движения заряженных частиц (обычно пучка электронов) в исследуемом поле.

Кроме перечисленных методов для измерения напряженности электрических полей используют ротационные и вибрационные динамические преобразователи.

Ротационный преобразователь НЭП [1], иначе называемые “флюксометры” (в зарубежной литературе принят термин “field-mill” - “полевая мельница”), представляет собой конденсатор, одна из пластин которого вращается с постоянной скоростью. Конструкция пластин может быть цилиндрической, конической или плоской.

Наиболее современным динамическим преобразователем НЭП является вибрационный преобразователь [3]. Преобразование НЭП в электрический сигнал осуществляется в нем за счет модуляции электрического поля вблизи чувствительного электрода заземленным вибрирующим электродом или за счет вибрации самого чувствительного электрода. Вибрационные преобразователи не содержат вращающихся частей и скользящих контактов, отличаются малыми размерами, массой и энергопотреблением, высокой частотой преобразования. Именно они наиболее пригодны для измерений НЭП не только на поверхности Земли и в её атмосфере, но и на других планетах.

Для измерения параметров грозовых разрядов удобно использовать радиоприемные устройства коротковолнового (КВ) и ультракоротковолнового (УКВ) диапазонов. Их совместное использование позволяет восстановить спектр излучения грозовых разрядов и оценить параметры молнии.

Использование Г-образных антенн позволяет проводить изучение низкочастотных вариаций напряженности электрического поля Земли. Параметры антенны и низкочастотный входной фильтр определяют частотные характеристики измерителя.

Для проведения измерений напряженности поля Земли в предгрозовые и грозовые периоды использовался комплекс, состоящий из струнного измерителя напряженности электрического поля Земли, Г-образной антенны с низкочастотным усилителем — согласователем, персонального компьютера IBM PC 386 с измерительной платой LabVIEW AT-MIO16-50X в качестве системы сбора информации и персонального компьютера IBM PC Pentium 120 в качестве системы обработки информации.

Струнный электрометр был изготовлен в виде самостоятельного блока и устанавливался на металлической мачте на полигоне Научно-исследовательского радиофизического института. Прибор располагался на высоте 1,5 метра и был достаточно далеко от любых других приборов для исключения взаимных наводок. Прибор изготовлен специально для этих измерений и проведения лабораторных работ по физике [2, 4]. Он состоит из механической и электронной частей. Механическая часть представляет собой стальное основание с вибрирующей пластиной. Электронная часть осуществляет преобразование в электрический сигнал напряженности электрического поля Земли и его усиление.

На рис. 1 приведена блок-схема измерителя напряженности электрического поля с динамическим преобразователем вибрационного типа (1) с

блоком питания (2) при проведении его калибровки. Преобразование НЭП в электрический сигнал осуществляется за счет модуляции электрического поля вблизи вибрирующего чувствительного электрода (3), подключенного кабелем к входу усилителя. Сигнал с выхода преобразователя подается на цифровой вольтметр (4).

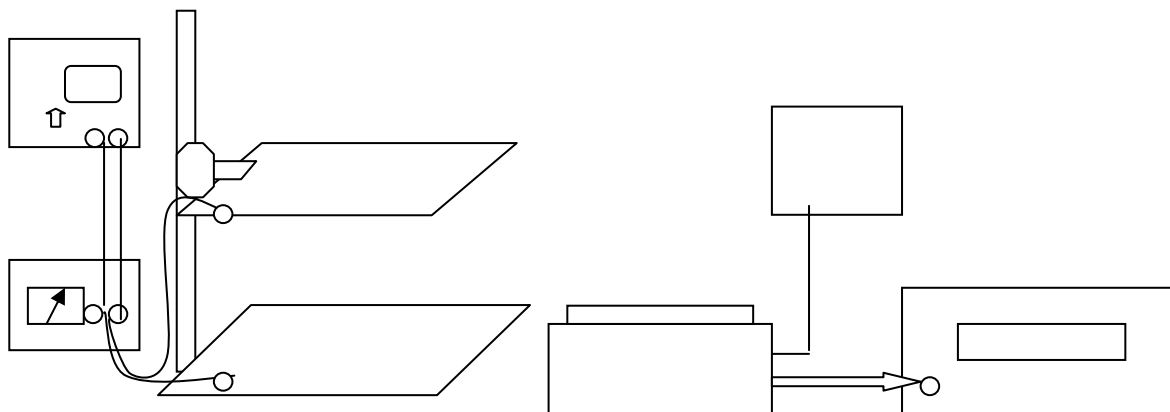


Рис. 1.

Калибровка преобразователя осуществляется в поле плоского конденсатора (5), размеры которого во много раз больше размеров самого преобразователя. Расстояние между пластинами конденсатора регулируется. На пластины от источника питания (6) подается постоянное напряжение, величина которого контролируется вольтметром (7). Установка со струнным измерителем в таком комплекте использовалась при проведении лабораторных работ физического практикума. При этом выполнялись следующие задания:

— Проведение калибровки преобразователя в электрическом поле плоского конденсатора.

— Определение напряженности электрического поля Земли.

При проведении измерений полученные значения напряженности электрического поля Земли лежали в пределах 80–300 В/м.

Электрический монтаж электронной части преобразователя был выполнен навесным способом. Прототипом электрической схемы преобразователя является разработка Струминского В.М. [3].

Г-образная антенна подключалась через усилитель–согласователь на операционном усилителе К544 УД1А на вход измерительной платы.

Запись со всех каналов проводилась в память персонального компьютера. Программа регистрации была реализована в среде LabVIEW. Комплекс при частоте опроса канала 95 Гц использовался для регистрации сигналов в течение нескольких суток как в условиях спокойной, так и грозовой погоды.

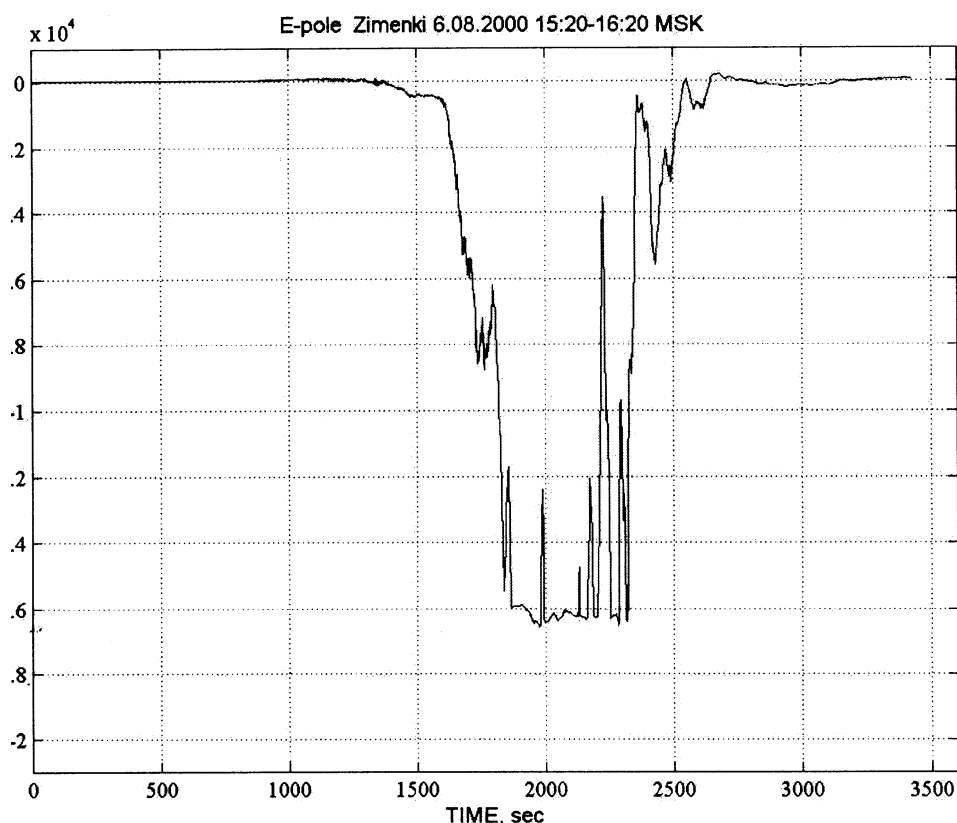


Рис. 2.

Эксперименты по регистрации грозовых разрядов и исследованию вариации электрического поля Земли проводились в июле–августе 2000 г. на полигоне НИРФИ Зименки вблизи г. Нижнего Новгорода. Циклы непрерывных записей продолжались до 2 суток. Анализ записей проводился в реальном масштабе времени. К сожалению, в это время установилась спокойная погода. Как правило, дождевые тучи не сопровождалась грозами. Тем не менее, за этот период было зарегистрировано две грозы, причем одна 6 августа 2000 г. была кратковременной и внезапной. Ее развитие и продолжительность не превышало 40 мин. Ясное небо в считанные минуты было закрыто грозовым фронтом, сильный ливень с грозой через десятки минут опять сменился чистым небом. Результаты записи этого события представлены на рис. 2. Здесь показано развитие во времени значений напряженности электрического поля Земли в В/м. Сигнал приводится для струнного электрометра. Напряженность электрического поля в течении нескольких минут изменилась в сотни раз. Резкие провалы в записи соответствуют грозовым разрядам.

Записи, проведенные с Г-образной антенны не позволяют восстановить постоянную составляющую, но моменты грозовых разрядов регистрируются синхронно со струнным измерителем. Из-за более высокочас-

тотного ограничения Г-образная антенны более качественно регистрирует форму разряда молнии (на рис. 3 разряду молнии соответствует резкий отклик. Здесь горизонтальная ось — время в секундах, вертикальная — амплитуда сигнала в единицах аналого-цифрового преобразователя).

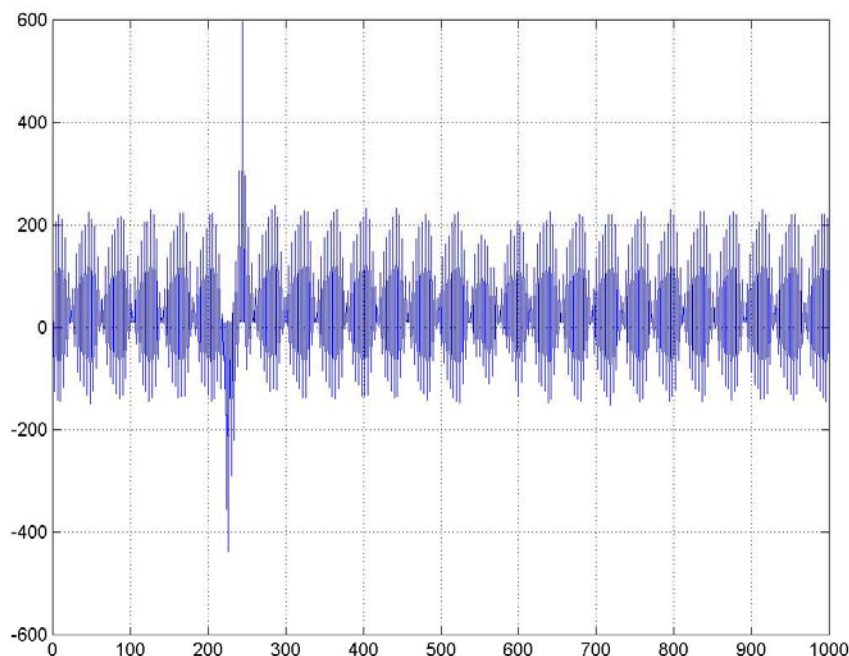


Рис. 3

Контроль сигнала с выхода радиоприемников позволил оценить порядок длины молний в сотни метров. По звуковому контролю оценки радиуса грозовых разрядов не превышали 3 километров.

Результатом проведенных экспериментов являются записи напряженности электрического поля Земли в грозу и в спокойных условиях. Используя Фурье-анализ и специальные методы обработки полученных данных можно детально исследовать не только грозовозмущенную компоненту напряженности, но и возможные проявления ионосферно-магнитосферных резонансов.

Выводы

В результате проведенных измерений в условиях спокойной и грозовой погоды получены сравнительные значения напряженности электрического поля Земли. Записи свидетельствуют о их сложной временной структуре.

Применение измерителя напряженности электрического поля при выполнении лабораторных работ физического практикума и проведении лекционных демонстраций позволяет улучшить технологию образовательного

процесса, показать значимость электрического поля Земли как характеристики среды обитания человека.

Проведенная работа позволила сформулировать ряд новых задач по исследованию вариаций электрического поля Земли в предгрозовые и грозовые периоды, для ответа на которые необходимо проведение специальных экспериментальных исследований.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант РФФИ №00–02–17372).

Литература

1. *Имянитов И.М.* Приборы и методы для изучения электричества атмосферы. М., Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1957, 484 с.
2. *Выборнов Ф.И., Чандаева С.А.* Учебный эксперимент по измерению напряженности электрического поля Земли – Проблемы учебного физическо-го эксперимента. Сборник научных трудов. Выпуск 13. Москва ИОСО РАО. 2001. – 96 с., стр. 35–37.
3. *Струминский В.И.* Горизонтальная составляющая электрического поля в страто-мезосфере. Метод и результаты исследований. Диссертация на соискание ученой степени. к.т.н., Новосибирск, 1989, 170 с.
4. *Выборнов Ф.И., Чандаева С.А.* Учебный эксперимент по определению вертикальной составляющей вектора напряженности электрического поля Земли. – Материалы конференции «Учебный физический эксперимент и его совершенствование». – Пенза, Пензенский ГПУ им. В.Г. Белинского, 22–24 ноября, 2000 г., 98 стр., стр.4–44.

ГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ ЗАГРЯЗНЕНИЯ ГЕОЛОГИЧЕСКОЙ СРЕДЫ

Улитин Р.В., Назаров С.В., Федорова О.И.

Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Под загрязнением геологической среды понимается обогащение подземных вод минерализованными токсичными промышленными стоками. Поступают они из мест складирования отходов производства из-за отсутствия или нарушения гидроизоляционной стойкости ограждающих дамб и лож накопителей промстоков. Мигрируя, токсичные подземные воды распространяются на значительные расстояния, загрязняя источники водоснабжения. Это приводит к увеличению степени экологического риска населения, потребляющего токсичную воду для хозяйственно-бытовых целей.

Для целенаправленного проектирования и осуществления мероприятий по снижению уровня техногенного загрязнения природной среды необходимо провести экологическую паспортизацию территории, а именно: выявить очаги поступления токсичных проток в подземные воды; установить границы распределения загрязнителя по площади; изучить распространение загрязнения на глубину. В принципе эти задачи решаются путем проходки гидрогеологических скважин, отбора проб воды из скважин с последующим их химическим анализом. Но такая система требует, во-первых, значительных инвестиций; во-вторых, точного знания мест заложения скважин.

Существенно оперативнее и объективнее можно получить информацию о геоэкологическом состоянии среды, используя геофизические методики. Причем наибольшие перспективы имеют методы геоэлектрики, так как горные породы проводят электрический ток, благодаря наличию в них порово-трещинного пространства, заполненного флюидом. Поэтому из физических свойств среды электропроводность является уникальной характеристикой, чувствительной к минерализации порово-трещинных вод.

Для обоснования выбора геоэлектрических методик и стадийности их применения при геоэкологической паспортизации территорий исследованы физико-геологические модели среды (на примере Урала). Установлено, что основными из них являются пластово-поровая и тектонически-трещинная. Первая включает близповерхностные эллипсоидально-делювиальные отложения и коровые образования и обычно имеет мощность 10–20 м. В этой модели грунтовые воды мигрируют как в направлении подземного стока, так и в основании разреза. Тектонически-трещинной модели соответствуют крутопадающие зоны тектонической и приконтактной трещиноватости горных пород, имеющие значительную протяженность по простиранию и распространяющиеся на глубину. Возможна также и комбинация обеих моделей.

Основное техногенное загрязнение подземных вод происходит из поверхностных источников (накопителей отходов). Поэтому теоретически изучен процесс формирования ореола загрязнения в маломощном близповерхностном водоносном пласте при постоянной скорости фильтрации подземных вод и линейном источнике загрязнения, действующим непрерывно. Расчеты показали, что ореол мигранта имеет линейно-вытянутую форму и ориентирован по движению подземных вод. Ширина области максимальной концентрации мигранта в фронтальной части ореола при действии источника, например, в течение 365 суток составляет около 0.7 от длины источника [1].

Теоретические оценки подтверждены результатами натурных экспериментов. Например, геоэлектрическими исследованиями с применением методов дипольного электропрофилирования и электромагнитных зонди-

рований обследована площадь, примыкающая к северо-восточному борту ограждающей дамбы накопителя промстоков. Выявлены две электропроводные зоны (по изолинии 15 Ом.м), имеющие практически постоянную горизонтальную мощность и ориентированные по направлению движения подземных вод (рис. 1). Сделано заключение о приуроченности аномалий к миграции загрязнения из хранилища отходов. Это подтверждено результатами опробования гидрогеологических скважин.

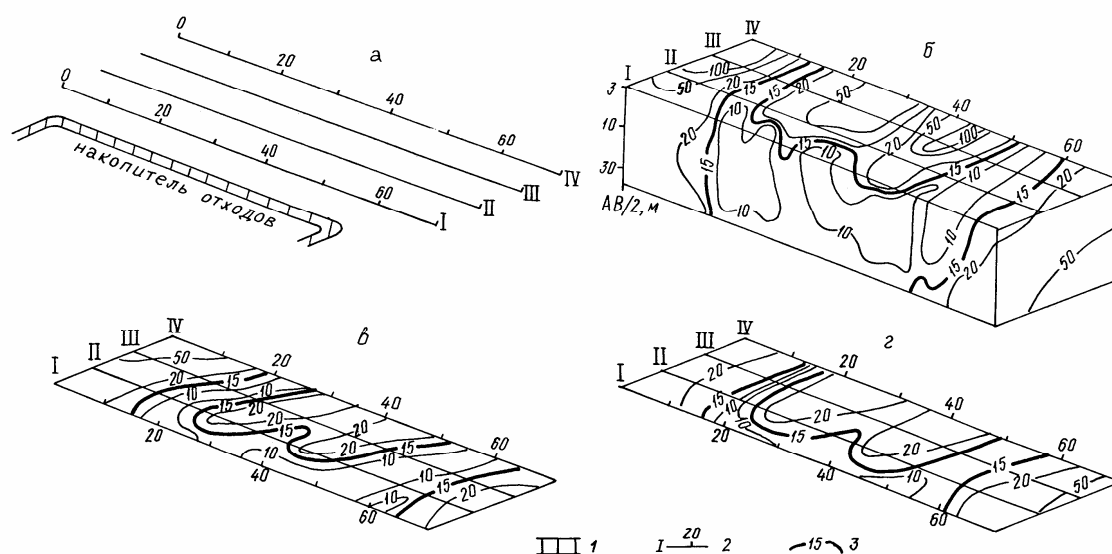


Рис. 1. Схема профилей (а) и планы распределения кажущегося сопротивления для различных разносов питающих заземлений (б-г). Размеры питающей линии (м): б — 6; в — 20; г — 50. 1 — ограждающая дамба накопителя; 2 — профили наблюдений; 3 — изолинии равных значений электросопротивления. Цифры на изолиниях — значения электросопротивления в Ом.м

С учетом морфологических особенностей ореолов токсичных мигрантов в геологической среде сформулированы основные требования к геоэлектрическим методикам экогеологических исследований: во-первых, они должны быть ориентированы на выявление локально-вытянутых объектов повышенной электропроводности; во-вторых, обеспечивать глубинность исследований до нескольких десятков метров.

При картировании районов размещения накопителей отходов следует применять методы электропрофилеирования, чувствительные к близкповерхностным локальным геоэлектрическим неоднородностям. Это либо дипольное (кондуктивное, индуктивное), либо комбинированное профилирование. По результатам исследований устанавливают проекции на дневную поверхность центров зон повышенной электропроводности среды и их распределение по площади. Изучение распространения областей понижен-

ного сопротивления в разрезе выполняют по методике электроразведки.

Подобный комплекс методов использован при обследовании района хранилища промстоков химического предприятия. На наличие утечек из накопителя указывает катастрофическое загрязнение рек, протекающих вблизи хранилища (рис. 2.б). Индукционным и кондуктивным электропрофилированием выявлено несколько участков повышенной электропроводности как вдоль юго-западного, так и юго-восточного бортов ограждающей дамбы. По результатам электромагнитных зондирований установлено, что объекты пониженного электросопротивления приурочены к близповерхностным эллипсоидально-делювиальным образованиям, распространяясь на глубину до 5–6 м (рис. 2.в и 2.г). Следует отметить, что из восьми наблюдательных гидрогеологических скважин, пройденных до выполнения геофизических работ, по крайней мере, четыре заданы неудачно.

Выше показано, что горизонтальная мощность ореолов загрязнения близка к линейным размерам источника — утечки промстоков из накопителя отходов. Если очаги загрязнения имеют сравнительно небольшие размеры (первые десятки метров), то выделение их методами дипольного либо комбинированного профилирования затруднительно. При этом необходима очень густая сеть наблюдений. Но даже при успехе, удастся определить лишь центр проводящей зоны. Для точного установления пространственного положения флангов ореола предложено выполнять электропрофилирование с дифференциальной установкой, в которой приемные заземления располагаются на одинаковом удалении от первого питающего заземления, а второе питающее заземление относится в практическую бесконечность. При перемещении такой установки над однородной или горизонтально-слоистой средой регистрируемый сигнал имеет нулевое, а при наличии в разрезе геоэлектрической неоднородности — аномальное значение.

Теоретическими оценками показано, что при дифференциальном электропрофилировании, например, над вертикальным пластом пониженного электросопротивления на графике падения напряжения ΔU между приемными заземлениями выделяются два интенсивных по амплитуде экстремума: первый перед контактом, а второй за контактом пласта с вмещающей средой. Оба экстремума отстоят от границ раздела на величину разноса (расстояние между приемным и питающим заземлением) дифференциальной установки. Указанная особенность сохраняется при любых соотношениях размера установки и мощности пласта [2].

Эффективность дифференциального электропрофилирования при выявлении маломощных проводящих объектов иллюстрируется данными, приведенными на рис. 3. Дипольным профилированием на обследованном профиле обнаружены три зоны пониженного электросопротивления. По

измерениям с дифференциальной установкой определено положение границ раздела аномальных областей с вмещающей средой.

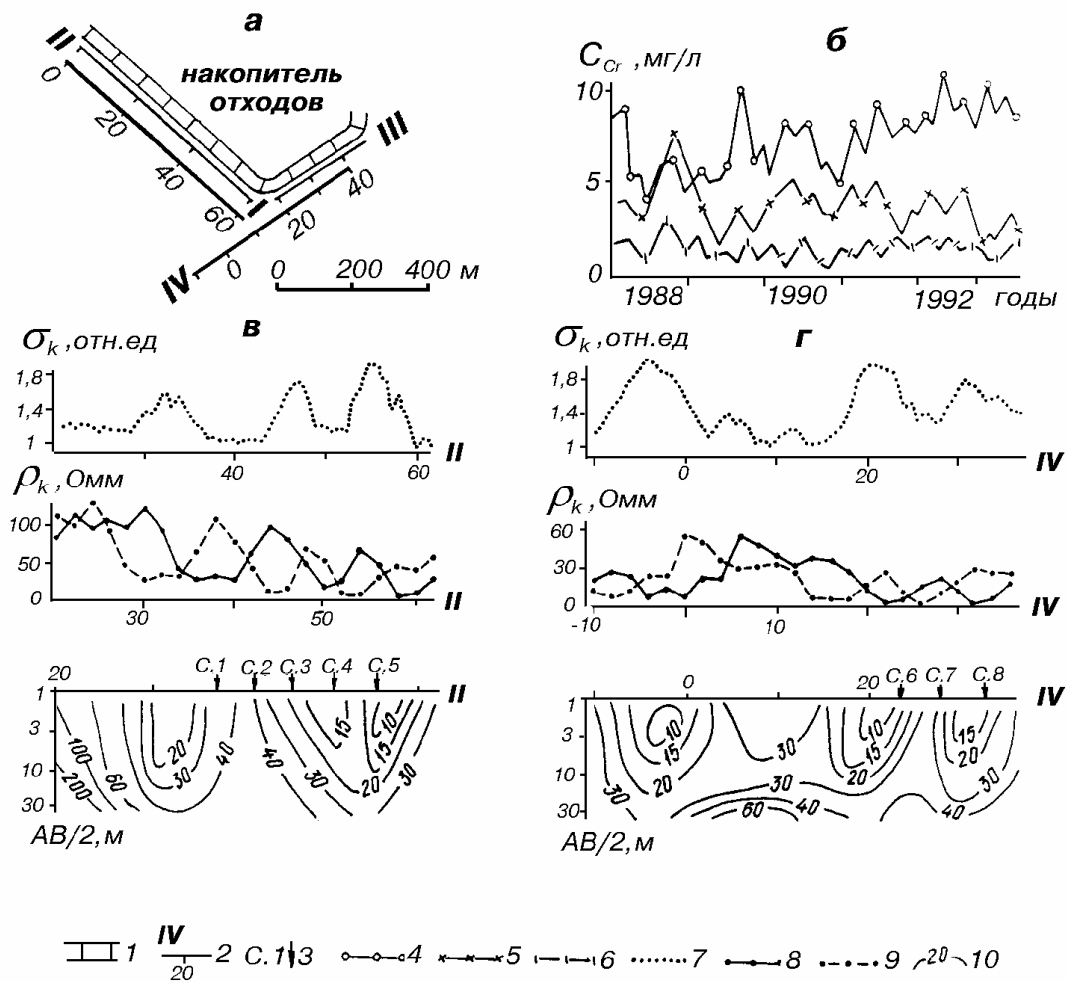


Рис. 2. Геоэлектрическая экспертиза района размещения хранилища отходов хромового производства: а — схема участка; б — загрязнение хромом рек в районе хранилища; в, г — результаты геофизических исследований. 1 — дамба; 2 — геофизические профили; 3 — скважины; 4–6 — концентрация хрома в воде рек: Пахотки (4), Талицы (5), Чусовой (6); 7–9 — результаты дипольного профилирования: индуктивного (7), кондуктивного (8, 9); 10 — изолинии кажущегося электросопротивления (Ом.м)

Нередко в качестве накопителей отходов используются естественные водоемы, в которые сбрасываются промышленные стоки. В таких случаях по теоретическим оценкам форма ореола загрязнения геологической среды имеет полосовой характер. Горизонтальная мощность ореола при этом соответствует ширине хранилища отходов.

Подобная ситуация изучена в районе накопителя промстоков крупного химического предприятия, сбрасывающего в озеро отходы производства. Площадные геоэлектрические исследования осуществили на террито-

рии, расположенной к югу от хранилища (в эту сторону фильтруются подземные воды). Применяли методы электропрофилеирования (кондуктивно-индуктивного) и электромагнитных зондирований. На начальном этапе исследования выполнили по профилю I (рис. 4), на котором ранее по результатам опробования гидрогеологических скважин выявлена зона загрязнения среды, имеющая горизонтальную мощность около 1300 м.

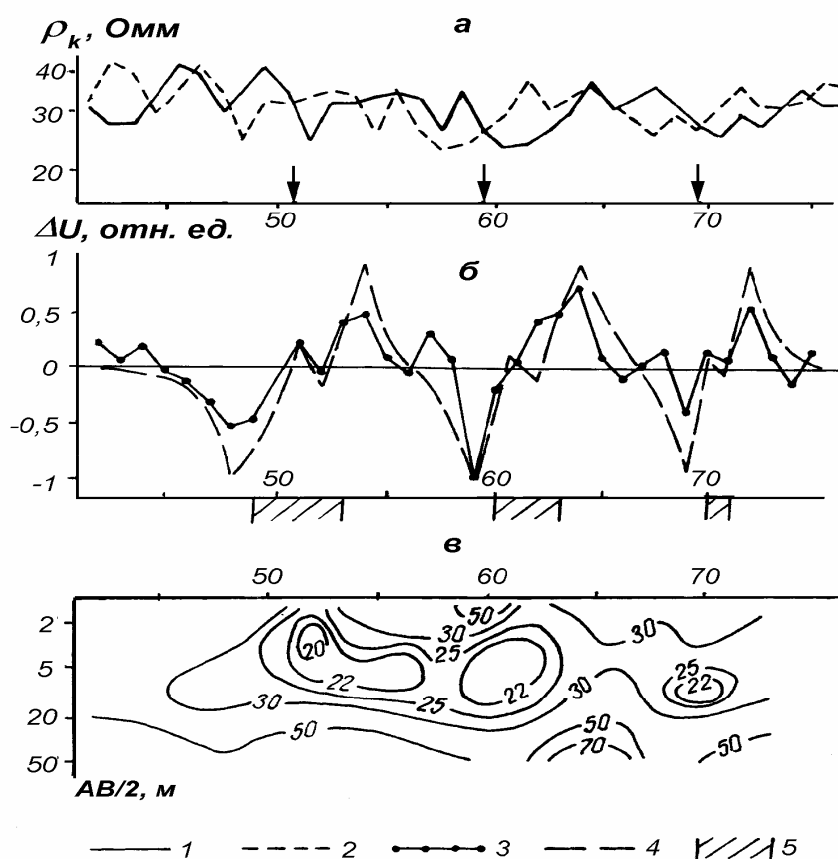


Рис. 3. Результаты дипольного (а), дифференциального (б) электропрофилеирования и электрозондирований (в). Графики: 1, 2 — для прямой (1) и обратной (2) установок; 3 — экспериментальный; 4 — расчетный; 5 — зоны повышенной электропроводности пород. Стрелки — центры проводящих зон (дипольное профилирование)

Судя по геоэлектрическому разрезу по профилю I, ореолу токсичных подземных вод соответствуют значения электросопротивления рыхлых образований менее 35 Ом.м. На основании этого выполнено геоэлектрическое картирование обследуемой площади и установлены границы развития загрязнения геологической среды. Различия в контурах ореола (в южной части участка) по результатам опробования подземных вод и геофизическим данным обусловлены тем, что первые представлены по состоянию на 1992 г., а вторые на 1999 г.

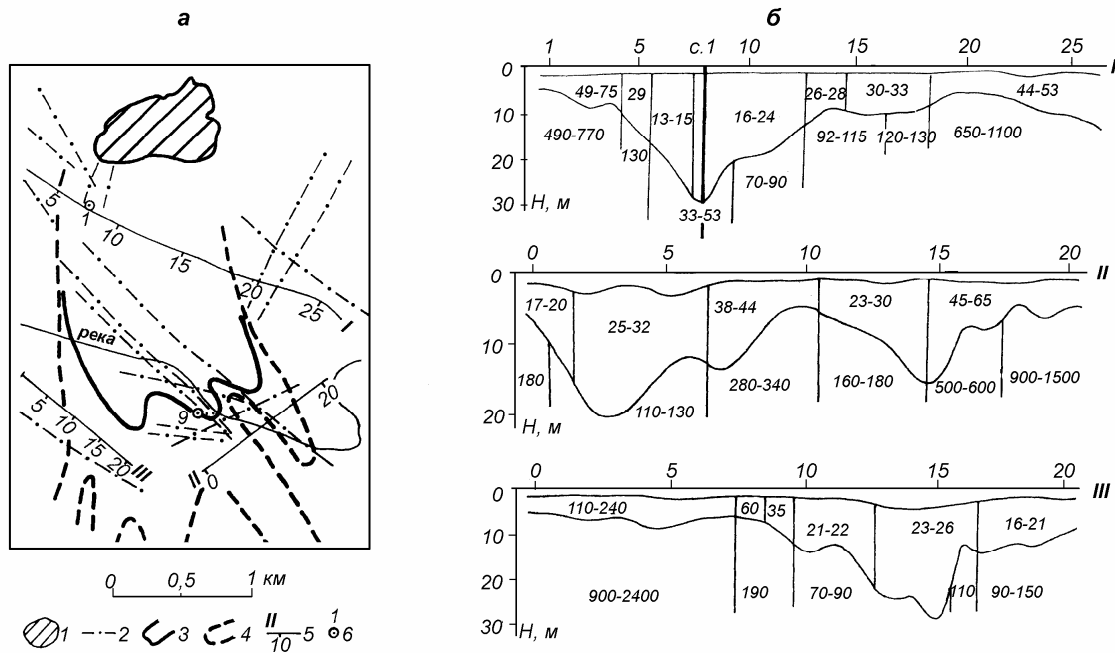


Рис. 4. Схема участка (а) и геоэлектрические разрезы в районе площадного загрязнения подземных вод. 1 — естественный водоем-накопитель; 2 — зоны тектонических нарушений; 3, 4 — контуры ореола загрязнения: по данным опробования подземных вод (3), по геофизическим данным (4); 5 — некоторые геофизические профили; 6 — заверочные скважины

Теоретическими и экспериментальными исследованиями показано [3], что для локализации очагов поступления промстоков из накопителей отходов перспективно изучать особенности распределения по площади электрического поля токов растекания (метод заряда). При этом регистрируют не только распределение градиента потенциала по профилю, параллельно-пограничной дамбе, но и ориентировку большой оси эллипса поляризации электрического поля. Направление больших осей указывает на положение очага поступления загрязнения в геологическую среду.

Литература

1. Улитин Р.В., Назаров С.В., Федорова О.И. Физические и методические основы геоэлектрической экспертизы техногенного загрязнения природной среды // Теория и практика геоэлектрических исследований. Сб. науч. трудов. Екатеринбург: УрО РАН, 1998. С. 32–65.
2. Улитин Р.В., Федорова О.И., Харус Р.Л. К методике геоэлектрического картирования при геоэкологических исследованиях // Теория и практика геоэлектрических исследований. Сб. науч. трудов. Вып. 2. Екатеринбург: УрО РАН, 2000. С. 41–58.
3. Улитин Р.В., Гаврилова И.Э., Харус Р.Л. Технология изучения электрического поля токов растекания при геоэкологическом контроле накопителей отходов // Геоэлектрические исследования контрастных по электро-

проводности сред. Сб. науч. трудов. Екатеринбург: Наука, Уральское отделение, 1996. С. 62–76.

О 22-ЛЕТНЕЙ ПЕРИОДИЧНОСТИ ГЕОДИНАМИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ

Яковлев Д.В., Тарасов Б.Г., Цирель С.В.

ВНИМИ, Санкт-Петербург

Одна из важных задач экологии заключается в выявлении регулярных составляющих временного хода геологических и биологических процессов и установлении их взаимосвязей с другими процессами. При этом особое внимание уделяется периодическим и квазипериодическим составляющим, чей временной ход можно прогнозировать наиболее точно [1, 2]. Причинами периодических вариаций могут быть как автоколебания, так и внешние воздействия, в первую очередь, космические циклы, в том числе 11-летний цикл солнечной активности, циклы солнечно-лунных приливов, вариаций скорости суточного вращения Земли и т.д.

Влияние космических циклов может сказываться не только на чисто природных явлениях, но и на геологических и биологических процессах, связанных с деятельностью человека. Одним из таких процессов, вызванных совокупным действием природных тектонических сил и техногенных воздействий, являются горные и горно-тектонические удары, происходящие при подземной разработке полезных ископаемых. Горный удар — это одно из самых опасных динамических явлений в шахтах и рудниках, заключающееся во внезапном разрушении пород и обрушении горных выработок под воздействием упругой энергии, накопленной горным массивом.

Среди горных ударов, произошедших в России, бóльшая часть случилась на шахтах Кизеловского угольного бассейна и рудниках Североуральских бокситовых месторождений (СУБРе), соответственно именно там наилучшим образом велась регистрация горных ударов. Поэтому для исследования временных вариаций частоты следования горных ударов были выбраны данные по этим двум бассейнам. Исходные выборки состояли из 423 горных ударов, произошедших на шахтах Кизеловского бассейна в 1947–83 гг. (в каталогах время ударов указано с точностью до суток) и 270 горных ударов, произошедших на СУБРе в 1970–95 гг. (для 243 из них время указано с точностью до минут).

Методы анализа результатов изучения временных и пространственных вариаций процессов двойной природы несколько отличаются от методов анализа естественных явлений, ибо необходимо учитывать влияние социально-экономических процессов, которые в свою очередь также могут зависеть от других природных процессов, в том числе космических цик-

лов. Статистический анализ указанных выборок горных ударов [3] показал, что наиболее мощными являются три группы циклов. Наиболее высокочастотные суточные и 8-часовые циклы имеют чисто социальное происхождение и связаны с организацией работ или, точнее, с ее недостатками, ибо 43 % всех ударов приходится на 6 часов, находящихся на границах смен, и только 57 % — на остальные 18 часов. Недельный цикл, по-видимому, имеет двойное происхождение, максимальное количество ударов на обоих рудниках происходит в четверг, четвертый день интенсивной работы после выходных дней, в которые преобладают ремонтные смены и интенсивность добычи падает. На наш взгляд, причины подобного распределения горных ударов по дням недели заключаются в том, что для различных горных массивов скорости накопления напряжений и разрядки накопленных напряжений близки между собой.

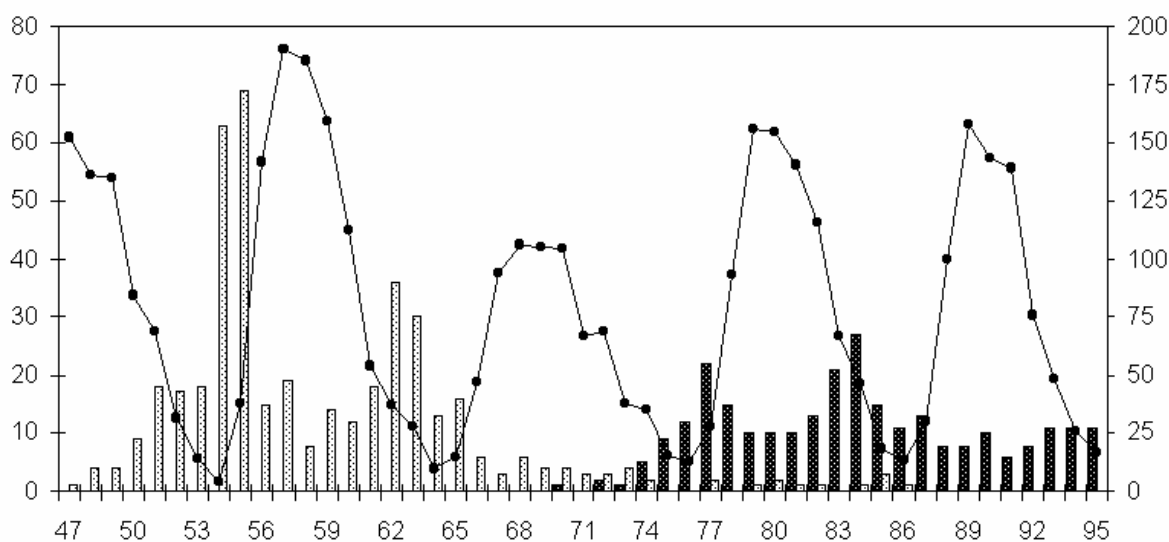


Рис.1. Распределение горных ударов по годам: светлыми столбиками обозначены горные удары на Кизеловском бассейне, темными - на СУБРе; кривая с черными кружками показывает среднегодовые значения солнечной активности (чисел Вольфа)

Сложнее всего объяснить резкие вариации годовых количеств горных ударов (рис. 1), не имеющих явных корреляций с интенсивностью добычи и изменениями технологии ведения горных работ. На наш взгляд, наиболее вероятной причиной этих вариаций является зависимость количества горных ударов от солнечной активности. Сопоставление распределения количества горных ударов по годам со среднегодовыми числами Вольфа показывает, что наибольшее количество горных ударов происходит в начале и в конце нечетных циклов солнечной активности, а в течение четных циклов — частота горных ударов минимальна, причем этот 22-летний цикл определяет бóльшую часть вариации количества горных ударов по годам. Однако, так как данный вывод основан всего на анализе всего двух сдвоенных циклов солнечной активности и значимость корреляции количеств

горных ударов с числами Вольфа относительно невелика (даже без учета автокорреляции самих временных рядов она составляет $\sim 1\%$), то возможны и другие объяснения появления четырех всплесках годовых количеств горных ударов. Для более детального изучения явлений, происходящих в наиболее опасные годы, суммарная выборка была разделена на две части - наиболее опасные годы (54–55, 61–63, 76–78 и 83–85 гг.) и остальные. Как видно из рис. 2, в наиболее опасные годы максимум количества ударов смещается с четверга на среду, коэффициенты корреляции между двумя частями выборки составляют 0,59 без сдвига и 0,84 со сдвигом на 1 день. Вероятно, в наиболее опасные годы скорость накопления энергии увеличивается, другой возможной причиной является увеличение частоты и/или интенсивности спусковых механизмов.

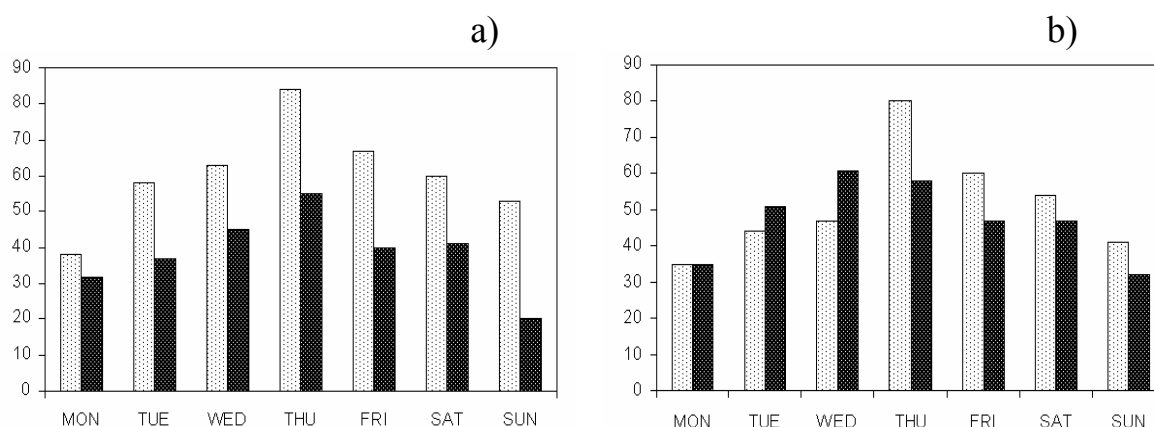


Рис. 2. Гистограммы распределения количества горных ударов по дням недели: а — распределение на Кизеловском бассейне (светлые столбики) и на СУБРе (темные столбики); б — распределение в наиболее опасные годы (54–55, 61–63, 76–78, 82–84 гг., темные столбики) и в остальные годы (светлые столбики)

Также были проанализированы графики повторяемости горных ударов различной мощности. В качестве количественной меры мощности удара был выбран объем разрушенной породы ($V, \text{м}^3$), значения которого, в отличие от более адекватной характеристики, энергии сейсмических волн, известны для большей части горных ударов. На рис.3а приведены графики повторяемости для СУБРа и Кизеловского бассейна. Они очень близки между собой, но качественно отличаются от графиков повторяемости для землетрясений: $N_{\text{СУБР}} = 231(1 - 0,169 \ln V)$, $N_{\text{Кизел}} = 368(1 - 0,158 \ln V)$, где N — количество горных ударов с объемом разрушенной породы $\geq V$. Причины отличий от землетрясений состоят не только в искажении выборок, но и в механизме горных ударов [4].

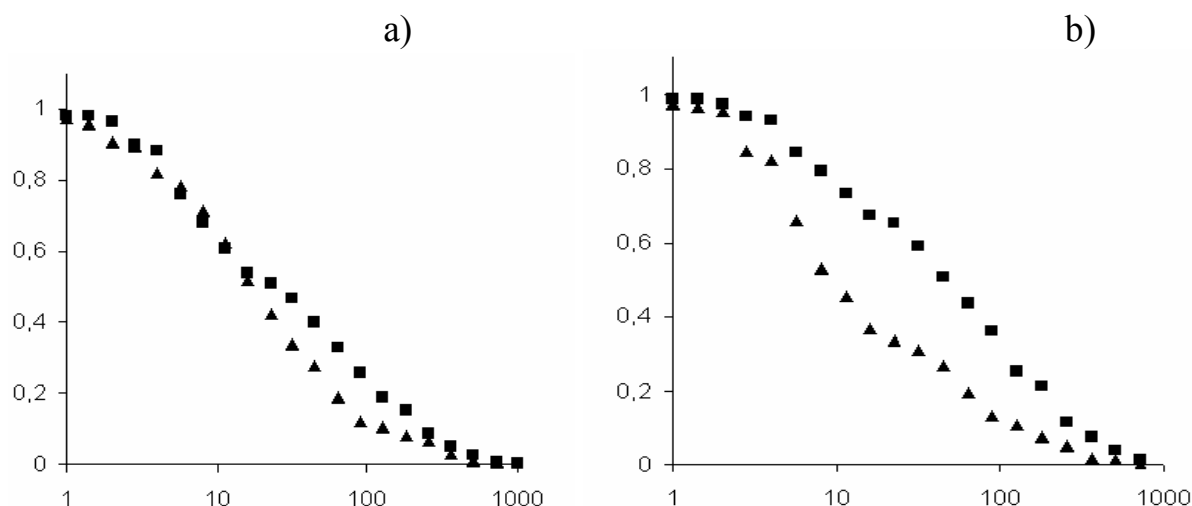


Рис. 3. Графики повторяемости горных ударов. а — Графики повторяемости горных ударов на Кизеловском бассейне (квадраты) и на СУБРе (треугольники), по оси абсцисс отложены объемы разрушенной породы в м^3 ; б — графики повторяемости горных ударов на Кизеловском бассейне в наиболее опасные годы (54–55 и 61–63 гг., треугольники) и остальные годы (квадраты)

Однако графики повторяемости для лет максимальной геодинамической активности и для остальных (данные по Кизеловскому бассейну, рис. 3б) различаются более существенно, чем графики для разных месторождений. Главное отличие заключается в большей доли мощных ударов в “спокойные” годы: в спокойные годы удары с объемом разрушенной породы более 20 м^3 составляют две трети (67 %) от всех ударов с зафиксированным объемом разрушения, а наиболее опасные годы — одну треть (35 %). В основе столь сильных различий могут лежать как физические причины, так и разная степень искажения выборки (большая доля мнимых крупных ударов в спокойные годы и/или более полная регистрация слабых ударов в наиболее опасные годы) и влияние солнечной активности на деятельность людей. Большую роль, вероятно, играют физические причины, ибо различия касаются не только первого всплеска, но и последующих, когда учет горных ударов был уже хорошо налажен. Вместе с тем нельзя исключить и другие причины, периодограмма мощных горных ударов ($V \geq 20 \text{ м}^3$) показывает, что мощные удары чаще всего происходят в годы минимальной солнечной активности, и длина основного и ярко выраженного цикла составляет не 22 года, а 10,7 года, что с большой точностью соответствует основной частоте вариаций солнечной активности. Это показывает несколько иную природу значительной части крупных событий, попавших в каталоги, и, возможно, большее влияние человеческого фактора на них.

Дополнительным аргументом в пользу роли солнечной активности в образовании 22-летнего цикла геодинамической активности является наличие сходной периодичности извержений вулканов (данные за 1801–1974

гг.). Согласно А.Л. Чижевскому [5] гипотезу о влиянии солнечной активности на вулканическую деятельность впервые выдвинул А. Angström в 30^{ые} годы XX века на основании очень малой выборки сильнейших извержений вулканов. В работах [1, 2] в результате анализа каталога извержений вулканов [6] был обнаружен цикл с периодом примерно 18–25 лет и были высказаны предположения о связи этого цикла либо с 22-летним циклом солнечной активности, либо с 18,6-летним циклом приливных изменений силы тяжести.

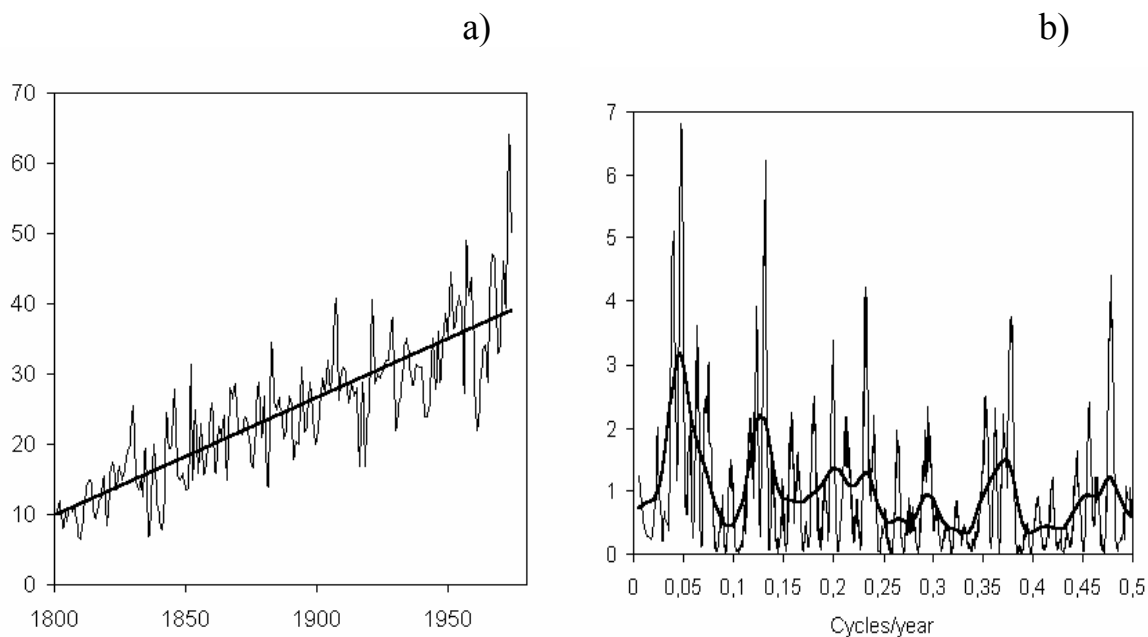


Рис. 4. Временной ряд количества извержений вулканов в 1801–1974 гг (а) и его периодограмма (б). Временной ряд имеет тренд, который с большой точностью описывается линейной функцией; аппроксимация полиномами 2^{ой}–3^{ей} степеней увеличивает корреляционные отношения менее, чем на 0,01. На рис. б жирной линией показан спектры, сглаженные с помощью окна Парзена ($m=32$)

Также, как и в работах [1, 2], для анализа использовался каталог [6]; по этому каталогу были составлен временной ряд общего количества извержений, происходящих в каждом году. Как видно из рис. 4а, ряд имеет тренд, основной причиной которого, по-видимому, является рост информации о вулканической деятельности. Для устранения тренда использовались три способа: а) обычный способ $\bar{f}_i = a + (f_i - f_i^{tr})$, где f_i^{tr} — значение, соответствующее линейному тренду, а — уровень, к которому приводится ряд (в данном случае $a = f_{1974}^{tr}$); б) способ, основанный на предположении о пропорциональности зафиксированных значений истинным $\bar{f}_i = a + a/f_i^{tr} (f_i - f_i^{tr})$; в) способ, основанный на сохранении значимости отклонений от тренда $\bar{f}_i = a + \sqrt{a/f_i^{tr}} (f_i - f_i^{tr})$. Дальнейшие вычисления

проводились со всеми \bar{f}_i , результаты спектрального анализа оказались достаточно близки между собой; в качестве основного был выбран третий способ.

На периодограмме (рис. 4b) выделяются сдвоенные максимумы, примерно соответствующие удвоенным периоду цикла солнечной активности; причины раздвоения максимума могут заключаться либо в непостоянстве длины солнечного цикла, либо в различиях периодичности извержений в северном и южном [1]; другой, достаточно интенсивный, цикл с периодом 7–8 лет, по-видимому, является третьей гармоникой основной периодичности.

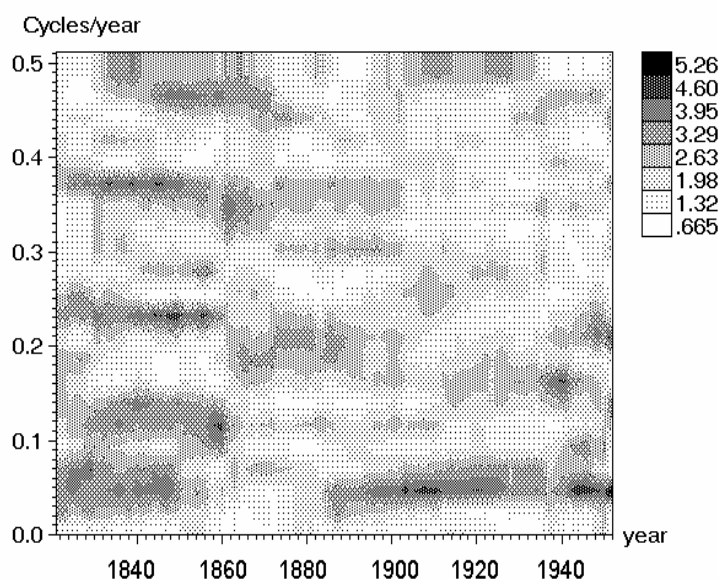


Рис. 5. СВАН-диаграммы количества извержений

СВАН-диаграмма (рис. 5) показывает, что 22-летний цикл наблюдается в большей части анализируемого периода, единственный перерыв приходится на середину XIX века. Важно отметить, что начало перерыва изучаемого цикла вулканической деятельности примерно совпадает с началом 8^{ого} (четного) цикла, являющегося исключением из правила Гневышева-Оля о меньшей интенсивности солнечной активности в четные циклы, чем в предшествующие нечетные (однако перерыв захватывает и следующий сдвоенный цикл, для которого данное правило соблюдается). На рис. 6 показаны изменения количества извержений вулканов и горных ударов в шахтах и рудниках в течение сдвоенных солнечных циклов (начиная с нечетного). Основное сходство течения вулканической деятельности и геодинамической активности в шахтах заключается в максимальной интенсивности процессов в начале нечетного цикла, а также в более мощных и регулярных вариациях интенсивности процессов в нечетные циклы сол-

нечной активности, чем в четные; в то же время имеются и значительные различия протекания процессов.

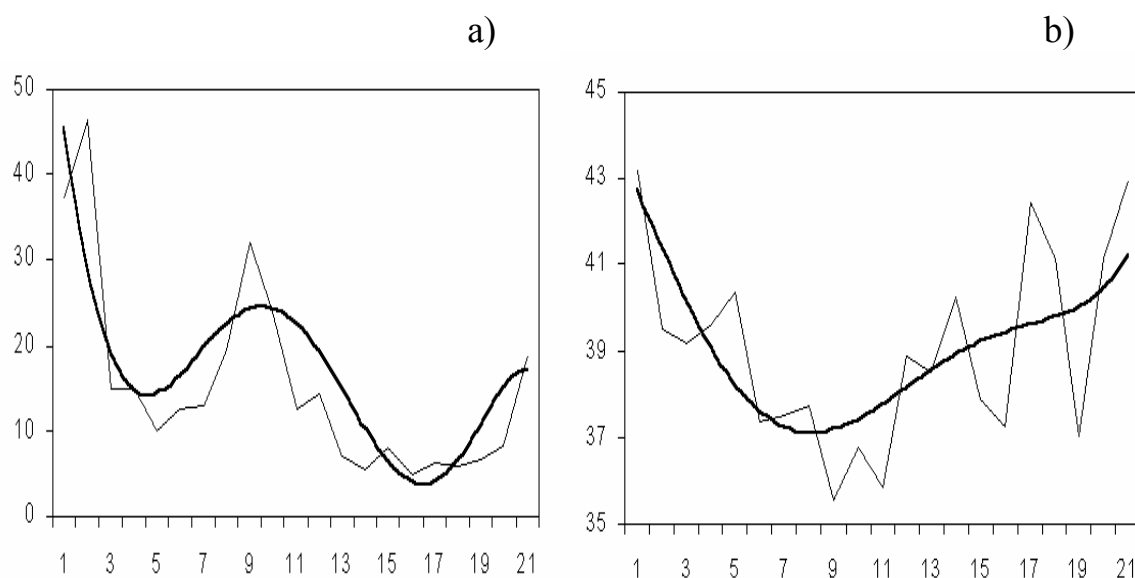


Рис. 6. Сопоставление изменений количества горных ударов(а) и вулканической деятельности (б) в течение сдвоенного цикла солнечной активности. Жирными линиями показаны аппроксимации полиномами 5^{ой}–6^{ой} степеней

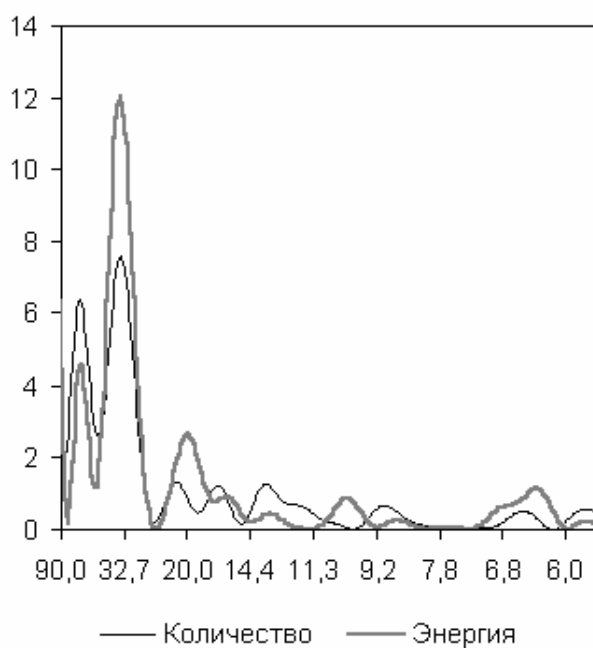


Рис. 7. Периодограммы количества и суммарной энергии сильных землетрясений XX века

У землетрясений данный (или близкий к нему) цикл проявляется слабо и затрагивает только суммарную энергию сильнейших землетрясений ($M \geq$

7), но не их количество (рис. 7). Некоторое его влияние заметно лишь во второй половине XX века, т.е. тогда же, когда 22-летний цикл сильнее всего проявлялся у горных ударов и извержений вулканов. Более существенным для землетрясений оказывается цикл с периодом 30–35 лет, предположительно связанный с вариациями скорости суточного вращения Земли.

Приведенные данные позволяют считать солнечную активность наиболее вероятной причиной формирования обнаруженного цикла геодинамической активности. Влияние 22-летнего цикла убывает с увеличением глубинности процессов. Если для горных ударов, происходящих на малых глубинах (в среднем 0.3–1 км) данный цикл играет ключевую роль, то для извержений вулканов, связанных с процессами, происходящих на больших глубинах, он обуславливает не более 15 % дисперсии временного ряда, а для наиболее глубоких динамических процессов в земной коре, землетрясений, его роль очень мала. Данная закономерность позволяет высказать предположение о ведущей роли солнечного ветра в формировании рассматриваемого цикла. Однако при этом остаются неясными и сам механизм влияния солнечной активности на горные удары и извержения вулканов, и, тем более, причины столь сложного характера этого влияния. Различия четных и нечетных солнечных циклов заключаются в магнитной полярности головного и хвостового пятен солнечных полушарий и проявляются главным образом относительно небольших различиях количества вспышек и интенсивности солнечного ветра. Установление механизма столь сильного влияния на геодинамические явления малых вариаций космических процессов является задачей дальнейших исследований.

Литература

1. Атлас временных вариаций природных процессов/ Гамбурицев А.Г., Александров С.И., Беляков А.С. и др. Т. 1. М.: ОИФЗ РАН, 1994. - 176 с.
2. Атлас временных вариаций природных, антропогенных и социальных процессов/ Гамбурицев А.Г., Александров С.И., Витязев А.В. и др. Т. 2. М.: Научный мир, 1998. - 432 с.
3. Яковлев Д.В., Тарасов Б.Г., Цирель С.В. Временные вариации частоты горных ударов на Кизеловском угольном бассейне и Североуральском бокситовом руднике и некоторые приемы выявления периодических компонент у случайных последовательностей.// Атлас временных вариаций..., Т. 3 (в печати).
4. Петухов И.М., Линьков А.М. Механика горных ударов и выбросов. - М.: Недра, 1983. - 280 с.
5. Чижевский А.Л. Земное эхо солнечных бурь. М.: Мысль, 1976. - 366 с.
6. Гуценко И.И. Извержения вулканов мира. М.: Наука, 1979. - 475 с.

СЕКЦИЯ 5

**ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ МОНИТОРИНГА
ПРИРОДНЫХ СРЕД****ЛИДАР БЕРЕГОВОГО БАЗИРОВАНИЯ И ЕГО ИСПЫТАНИЯ
НА ЧЕРНОМ МОРЕ**

*Буриков С.А., Климов Д.В., Литвинов П.Н., Маслов Д.В., Остроумов Е.Е.
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова*

Введение

Многими группами в мире, развивающими в последнюю четверть века методы и средства лазерного мониторинга водных сред, показаны уникальные возможности этой техники (смотри, например [1–4]). По-видимому, пришло время создавать на этой основе измерительные комплексы для решения конкретных задач мониторинга конкретных акваторий. Особое место среди таких акваторий принадлежит прибрежным акваториям (прежде всего морским) — акваториям портов, рекреационных зон, нефтяных терминалов, водохранилищ и т.д.

В [5] изложена концепция такого мониторинга, согласно которой основным блоком системы является лидар, смонтированный в достаточно высоком здании на берегу. Лидар осуществляет непрерывное (или квазинепрерывное) зондирование водной поверхности, приповерхностного слоя воды в выбранной акватории. Индекс эффективность/стоимость непрерывного мониторинга прибрежной акватории с помощью такого лидара значительно выше, чем для других средств (отбор проб, зондирование с борта летательного аппарата или судна).

Как показано в [1, 6, 7], дистанция зондирования лидаром, регистрирующим сигнал Рамановского (комбинационного) рассеяния (КР) воды может достигать нескольких километров (при нормальном падении лазерного пучка на поверхность воды). Однако возможности зондирования прибрежных акваторий береговым лидаром требуют специального изучения, поскольку дальность зондирования R и угол зондирования θ могут изменяться в большом диапазоне, а при увеличении дальности зондирования до требуемых значений порядка 0,5...1 км угол зондирования приближается к 90° (угол зондирования θ — это угол падения лазерного луча на поверхность воды в предположении, что поверхность является горизонтальной плоскостью (рис. 1)). Например, при зондировании Голубой бухты на Чер-

ном море созданным нами лидаром, смонтированным на высоте $H=10\text{ м}$ над поверхностью моря, угол зондирования изменяется от $78,6$ до $88,9^{\circ}$ при изменении дальности зондирования от 50 до 500 м.

В этом случае появляются трудности при регистрации эхо-сигнала, связанные с увеличением дистанции R и "френелевскими" потерями на отражение света от поверхности воды. Однако, морская поверхность не является идеально гладкой (плоской), благодаря чему локальный угол падения φ на элемент поверхности воды может значительно отличаться от прямого, что может привести к увеличению величины регистрируемого эхо-сигнала. Таким образом, при рассмотрении возможностей зондирования прибрежных морских акваторий лидаром берегового базирования необходимо принимать во внимание ветровое волнение.

Θ - угол зондирования

φ - локальный угол падения

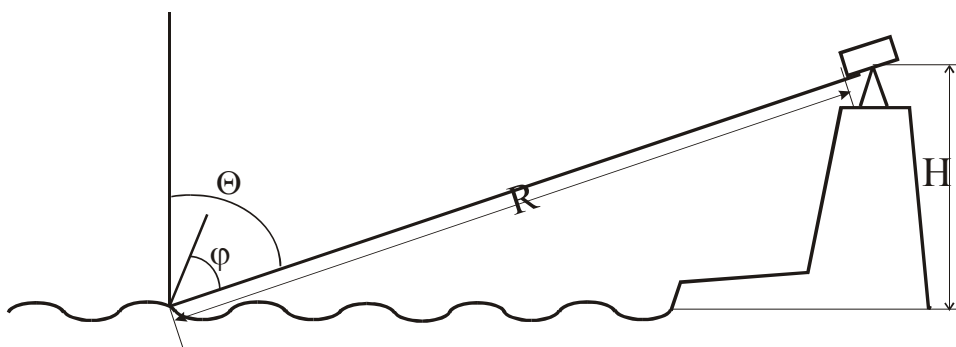


Рис. 1. Схема дистанционного зондирования прибрежной акватории лидаром берегового базирования

1. Особенности формирования и величина эхо-сигнала при зондировании береговым лидаром (теория)

Для изучения особенностей формирования эхо-сигнала при лазерном зондировании морской среды через взволнованную поверхность мы использовали модельные представления о взволнованной поверхности, изложенные в [8]. Из двух возможных подходов к описанию случайного ветрового волнения — статистического и спектрального — мы остановились на первом, позволяющем характеризовать волнение средними значениями и функциями распределения элементов волн, присутствующих на поверхности.

Морское волнение является неоднородным и нестационарным случайным процессом, однако, для удобства анализа его можно считать стационарным и квазиоднородным в пределах некоторого временного и пространственного интервалов, и обладающим свойством эргодичности.

Пусть взволнованная поверхность характеризуется случайной функцией времени $z(x, y, t)$, где z — ордината поверхности над невозмущённым уровнем, x и y — горизонтальные смещения точки на поверхности воды вдоль соответствующих осей.

Как показано в [8], функция распределения наклонов элементов взволнованной поверхности в первом приближении удовлетворяет двумерному нормальному закону:

$$f(z_x, z_y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{z_x^2 + z_y^2}{2\sigma^2}\right); \quad z_x, z_y \in [-\infty; +\infty] \quad (1)$$

где z_x, z_y — тангенсы углов наклона поверхности, заданной в виде $z(x, y, t)$, в плоскостях ZX и ZY , соответственно; σ — среднеквадратичное отклонение, при котором функция распределения уменьшается в $e^{-1/2} = 0.6$ раза от ее максимума. Для характеристики волнения удобно использовать параметр d — характерный угол волны, измеряемый в градусах и такой, что $\operatorname{tg} d = \sigma$. Различным уровням ветрового волнения соответствуют различные значения характерного угла волны d .

Асимметрия наклонов волн в направлении ветра (подветренный склон более крутой, чем наветренный) приводит к асимметрии кривой распределения по сравнению с гауссовой; функция распределения в этом случае лучше описывается рядом Грама-Шарлье [8].

Для построения модели формирования эхо-сигнала при зондировании водной поверхности с учётом статистики ветрового волнения нами сделаны следующие предположения:

- используется приближение нормального распределения возвышения уровня поверхности;
- задаются одинаковые значения дисперсий распределения углов наклона элементов взволнованной поверхности вдоль осей x и y , т. е. не выделяется направление ветра;
- размер сечения зондирующего пучка лазера либо превышает характерную длину морской волны, либо производится усреднение путем накопления сигнала;
- если угол падения пучка на участок водной поверхности превышает 90° , то такой пучок не даёт вклада в эхо-сигнал, т.е. не рассматривается случай частичного прохождения пучка сквозь волну с дальнейшим участием его в формировании сигнала;
- используется приближение геометрической оптики;
- пренебрегаем дисперсией показателя преломления воды (относительно воздуха) в области длин волн возбуждающего излучения и эхо-сигнала.

Для нахождения угла падения зондирующего лазерного пучка на поверхность $z(x, y, t)$ вводится единичный вектор направления зондирования \mathbf{k} и вектор нормали \mathbf{n} к поверхности. Предположив, что вектор \mathbf{k} и единичный вектор электрического поля \mathbf{e} лежат в плоскости ZX , имеем:

$$\mathbf{k}=(\sin\theta, 0, -\cos\theta), \mathbf{e}=(\cos\theta, 0, \sin\theta).$$

Выбрав вектор нормали к поверхности таким образом, чтобы его ордината была равна единице, получаем: $\mathbf{n} = (-z_x, -z_y, 1)$ и, следовательно

$$|\mathbf{n}| = \sqrt{z_x^2 + z_y^2 + 1}.$$

Угол φ между векторами \mathbf{n} и \mathbf{k} определяется формулой:

$$\cos(\varphi(z_x, z_y)) = \frac{(\mathbf{n}\mathbf{k})}{|\mathbf{n}||\mathbf{k}|} = \frac{-\cos\theta - z_x \sin\theta}{\sqrt{z_x^2 + z_y^2 + 1}}. \quad (2)$$

Введем коэффициент возврата $K(\varphi)$ как произведение коэффициентов прохождения возбуждающего (лазерного) излучения K_1 и эхо-сигнала (сигнала комбинационного рассеяния света молекулами воды, флуоресценции примесей и т.д.) K_2 через локальный элемент поверхности воды:

$$K(\varphi)=K_1 K_2 \quad (3)$$

Таким образом, имеются две случайные величины z_x, z_y с функцией распределения (1), угол φ как функция этих величин, коэффициенты прохождения K_1 и K_2 как функции φ . В этом случае среднее по распределению значение коэффициента возврата записывается в виде:

$$\bar{K} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} K(\varphi(z_x, z_y)) D[\cos(\varphi(z_x, z_y))] f(z_x, z_y) dz_x dz_y \quad (4),$$

где
$$D(\alpha) = \begin{cases} 1, & \alpha \geq 0 \\ 0, & \alpha < 0 \end{cases}$$

Множитель D следует из предположения 4, т.е. он обнуляет подынтегральное выражение для участков волны, угол падения пучка на которые превышает 90° .

Можно показать, что, когда $d \rightarrow 0$ и взволнованная поверхность переходит в плоскость, коэффициент \bar{K} стремится к коэффициенту возврата для плоскости.

Получить аналитическое выражение для интеграла (4) не представляется возможным из-за сложности вида коэффициентов Френеля, в связи с чем проводился численный расчет \bar{K} . Рассчитанные по формуле (4) зави-

симости коэффициента возврата \bar{K} от угла зондирования θ представлены на рис. 2.

Из рисунка видно, что в случае развитого волнения при углах зондирования близких к 90° , коэффициент возврата всего в 2–3 раза меньше, чем при нормальном падении. Кривые $\bar{K}(\theta)$ пересекаются в одной точке с координатами $(82^\circ, 0.46)$ с погрешностью 4 % по оси абсцисс и 7 % по оси ординат. Таким образом, угол $\theta \cong 82^\circ$, соответствующий точке пересечения кривых, является граничным между двумя случаями зондирования: если угол $\theta < 82^\circ$, то наибольшее значение эхосигнала будет зарегистрировано при отсутствии ветрового волнения, если $\theta > 82^\circ$, то — при наличии волнения.

Таким образом, в рамках принятой нами модели ветрового волнения справедлив следующий важный вывод: при углах зондирования близких к 90° принимаемый эхо-сигнал будет всего в два-три раза меньше, чем при нормальном падении луча на поверхность воды. Следовательно, существует принципиальная возможность зондирования при углах близких к 90° .

Рассмотрим теперь, как ветровое волнение с учетом сделанных выше предположений влияет на зависимость принимаемого эхо-сигнала от дальности зондирования.

В общем случае задача о детектировании эхо-сигнала, обусловленного неупругим рассеянием фотонов лазерного излучения в водной среде решена в работах [6, 9] с использованием уравнения переноса излучения в малоугловом приближении. Мы ограничимся более простым, Бугеровским приближением, позволяющим получить следующее выражение для числа фотонов эхо-сигнала N_2 , попадающим в апертуру приемника лидара:

$$N_2 = \sigma^\pi n N_1 \Delta \Omega \bar{K}(\theta) \int_0^\infty dl \exp(-(\varepsilon_{650} + \varepsilon_{532})l) \quad (5)$$

где σ^π ($\text{см}^2 \cdot \text{ср}^{-1}$) — дифференциальное сечение преобразования зондирующего излучения в эхо-сигнал в направлении π ; n — концентрация мо-

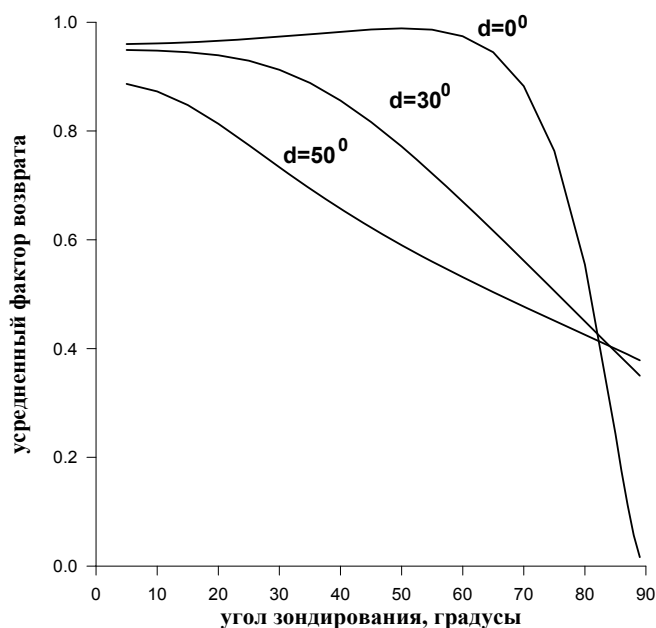


Рис. 2. Зависимость фактора возврата \bar{K} от угла зондирования θ

лекул воды либо флуоресцирующей примеси; N_1 — число фотонов зондирующего излучения; l — координата вдоль луча в водной среде ($l=0$ соответствует поверхности); $\Delta\Omega$ — телесный угол приёмника; $\Delta\Omega = (A/R)^2$, где A — апертура приёмника, R — дальность зондирования, за которую принимается расстояние от лидара до поверхности воды; $\varepsilon_{650}, \varepsilon_{532}$ — показатели ослабления света в воде на длинах волн зондирующего излучения и эхо-сигнала соответственно.

Из (5) следует, что при условии постоянства показателя ослабления ε в приповерхностном слое и неизменности геометрии зондирования отношение величин эхо-сигнала при двух значениях дистанции зондирования — R и R_0 — будет определяться выражением:

$$\frac{N_2(R)}{N_2(R_0)} = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \frac{\bar{K}(\theta(R))}{\bar{K}(\theta(R_0))} \quad (6)$$

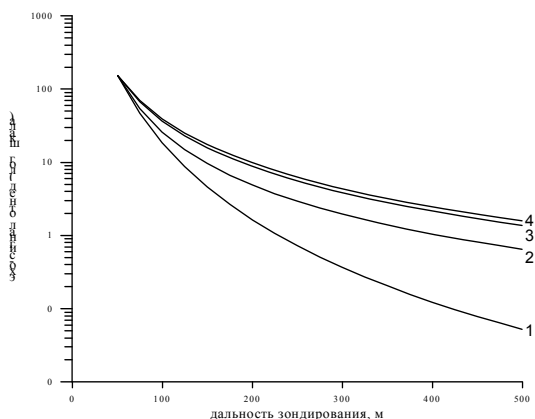


Рис. 3. Расчетные зависимости эхо-сигнала, нормированные на величину сигнала при $R=50$ м, от дальности зондирования для случаев падения на плоскую поверхность (1), взволнованную поверхность при $d=10^\circ$ (2) и $d=50^\circ$ (3), а также для нормального падения на плоскую поверхность (4)

Из (6) следует, что в отсутствии волнения при увеличении дальности зондирования R и приближении θ к 90° принимаемый эхо-сигнал будет убывать быстрее, чем R^{-2} из-за резкого уменьшения \bar{K} при приближении θ к 90° (рис.2, $d=0^\circ$). Однако в случае развитого волнения ($d \geq 30^\circ$) при изменении θ от 70 до 90° коэффициент \bar{K} меняется не более чем на 10% (рис. 2), и поэтому зависимость эхо-сигнала от R будет близка к R^{-2} , как и в случае нормального падения возбуждающего излучения на поверхность воды, что иллюстрируется рис. 3, на котором приведены зависимости $N_2(R)=N_{KP}(R)$,

рассчитанные для сигнала КР воды при возбуждении на длине волны 532 нм; при этом длина волны максимума полосы КР равна 650 нм.

2. Эксперимент

Экспериментальные результаты были получены во время экспедиции, проходившей в Голубой бухте (Черное море, около Геленджика) в сентяб-

ре 2000 года. Лидар был смонтирован на третьем этаже здания, стоящего на берегу моря, так что высота лидара над уровнем моря была 10м (рис. 1). Угол зондирования изменялся от 78 до 83°, что соответствовало дистанциям зондирования от 50 до 80 м.

В качестве источника лазерного излучения в лидаре использовался двухкаскадный YAG:Nd лазер с умножением частоты.

Настройка лидара (по сигналу КР воды) и исследование зависимости эхо-сигнала от дальности зондирования были выполнены с использованием 2-ой гармоники излучения лазера ($\lambda=532$ нм). Зондирование также осуществлялось с использованием 3-ей ($\lambda=355$ нм) и 4-ой ($\lambda=266$ нм) гармоник излучения лазера. Характеристики лазера на этих трех длинах волн излучения приведены в таблице:

Таблица 1

Длина волны, нм	Энергия в импульсе, мДж	Средняя мощность, мВт	Расходимость, мрад	частота, Гц
532	80	800	3	10
355	30	300	3	10
266	20	200	3	10

Для детектирования сигнала использовался оптический многоканальный анализатор ОМА, собранный на основе CCD камеры фирмы Дельта-Тех (научный парк МГУ), компьютера Pentium-2 и полихроматора EG&G (модель 1226).

В исследованиях зависимости величины эхо-сигнала от дистанции зондирования использовалась полоса КР воды, так как ее интенсивность линейно зависит от интенсивности возбуждающего излучения в большом диапазоне изменения последней и не зависит от концентрации примесей в воде (или зависит очень слабо, например, от солёности).

Полученная экспериментальная зависимость эхо-сигнала (КР воды) от дальности зондирования представлена на рис. 4. Здесь же представлены теоретические зависимости эхо-сигнала от дальности зондирования (нормированные на величину сигнала при $R=50$ м) при различных уровнях волнения, вычисленные по формуле (6).

Из рис. 4 видно, что с увеличением дальности зондирования R эхо-сигнал убывает не так быстро, как в случае падения на гладкую поверхность. Экспериментальные точки хорошо ложатся на теоретически рассчитанную зависимость эхо-сигнала при уровне волнения $d=50^\circ$. Эта зависимость практически совпадает с зависимостью R^{-2} , которая имела бы место в случае нормального падения.

Как было отмечено выше, в этом эксперименте лидар работал не на пределе своей чувствительности. При увеличении времени накоплений до 2 минут можно было регистрировать сигнал КР воды при дистанции 50 м,

снизив энергию в импульсе с 80 до 10 мДж, чему при частоте следования импульсов 10 Гц соответствует средняя мощность 100 мВт. Опираясь на установленную теоретически и экспериментально зависимость величины эхо-сигнала от дистанции, близкую к R^{-2} , можно прогнозировать достижение дистанции зондирования береговым лидаром вплоть до 0,5 км при увеличении средней мощности до 10Вт. Используя же резервы улучшения приемной системы и геометрии лидарного зондирования (соосная схема, большая входная апертура приемника, более высокая чувствительность детектора), можно по-видимому, довести дальность зондирования до величин порядка 1 км, что соответствует характерным размерам прибрежных акваторий, нуждающихся в непрерывном мониторинге (акваторий портов, нефтяных терминалов, рекреационных зон и т.п.).

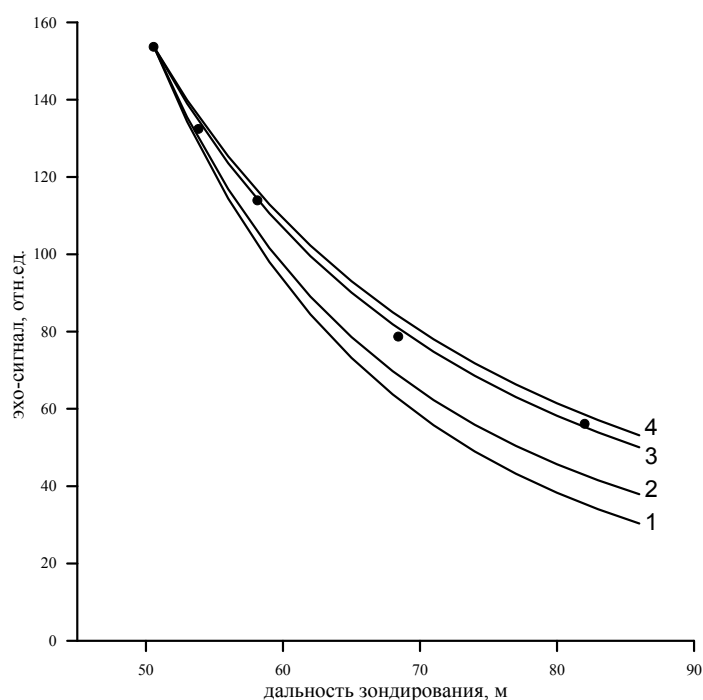


Рис. 4. Экспериментальные (точки) и теоретические (линии) зависимости эхо-сигнала от дистанции зондирования. Длина волны лазерного излучения $\lambda=532\text{нм}$. Расчет выполнен для падения на плоскую поверхность (1), взволнованную поверхность при $d=10^\circ$ (2) и $d=50^\circ$ (3), а также для нормального падения на плоскую поверхность (4)

Заключение

Результаты, изложенные в докладе, показывают возможность создания лидара, базирующегося на берегу и осуществляющего мониторинг

прибрежной акватории с размерами до 1 км. При таких дистанциях зондирование возможно благодаря наличию ветрового волнения.

Испытания созданного нами лабораторного образца лидара на Черном море (в Голубой бухте) подтвердили выводы теории о влиянии ветрового волнения на принимаемый эхо-сигнал. С помощью такого лидара способного осуществлять зондирование на 3-х длинах волн (532, 355 и 266 нм), можно контролировать температуру и соленость морской воды, характеристики фитопланктона, параметры органических примесей — водного гумусового вещества, белковых соединений, нефтяных загрязнений.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Мировой океан» (проект 6.10), ФЦП «Интеграция» (проект №475).

Литература

1. Межерис Р.М. Лазерное дистанционное зондирование (М., Мир, 1987).
2. Браво-Животовский Д.М., Долин Л.С., Савельев В.А., Фадеев В.В., Щегольков Ю.Б. В сб. Дистанционные методы исследования океана (Горький, изд-во ИПФ АН СССР, 1987, с. 84).
3. Fadeev V.V. Proceedings SPIE, 1992, v. 1921. Laser Spectroscopy of biomolecules (Proceedings of the 4-th International Conference on Laser Applications in Life Sciences, Jyväskylä, Finland, 7–11 Sept., 1992), p. 410.
4. Гольдин Ю.А., Лучинин А.Г. В сб. Приповерхностный слой океана. Физические процессы и дистанционное зондирование, Нижний Новгород, изд-во ИПФ АН РАН, 1999, т. 2., с. 345.
5. Fadeev V.V., Kompitsas M., Reuter R. Proceedings SPIE, 1999, v. 3821. Environment Sensing and Application (Intern. Symp. “Envirosense”, Munich, Germany, 14-17 June, 1999), p. 358.
6. Демидов А.А., Клышко Д.Н., Фадеев В.В. Вестник Московского Университета. Серия физика, астрономия, 19, 4, 64 (1978).
7. B. Bartsch, T. Braeske, R. Reuter. Applied Optics, v. 32, № 33, 6732 (1993).
8. Кононкова Г.Е., Показеев К.В. Динамика морских волн (М., Изд-во МГУ, 1985, с. 58).
9. Клышко Д.Н., Фадеев В.В. ДАН СССР, 1978, т. 238, № 2, с. 320.

ВЫБОР ИНТЕРВАЛА НАБЛЮДЕНИЯ ПРИ ВЫПОЛНЕНИИ УСЛОВИЯ ЭРГОДИЧНОСТИ В ЗАДАЧАХ ЗОНДИРОВАНИЯ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ СРЕД

Вологдин А.Г., Гусев В.Д.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Определение пространственных вероятностных характеристик волн, распространяющихся в случайно-неоднородных геофизических средах, не представляется возможным без гипотезы эргодичности, ввиду неосуществимости повторения натуральных условий, то есть ввиду принципиального отсутствия ансамбля реализаций. При выполнении условия эргодичности появляется возможность эквивалентной замены статистических характеристик пространственными средними. В экспериментальной практике интервал пространственного усреднения (наблюдения) является всегда ограниченным. Необходимую величину интервала наблюдения можно оценить исходя из выполнения условия эргодичности с определенной степенью точности. Этот вопрос решается в условиях доказанной в [1], [2] возможности эквивалентной замены усреднения по объему усреднением вдоль прямой линии.

Рассмотрим статистически пространственно однородное случайное поле, под которым понимается случайная функция пространственных координат $f = f(x, y, z)$. Сформулируем аналогично тому, как это было сделано в [1], [2], взамен традиционного условия пространственной эргодичности, где используется усреднение по объему, другое определение эргодичности, где интегрирование ведется вдоль произвольной прямой линии (для определенности берем ось x),

$$\langle f(x, y, z) \rangle = \overline{f(x, y, z)}_{L \rightarrow \infty} \equiv \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int_0^L f(x, y, z) dx. \quad (1)$$

Угловыми скобками обозначено статистическое усреднение, прямой чертой — среднее вдоль прямой. Приведенное равенство необходимо понимать как вероятностную сходимость.

Необходимо отметить, что хотя здесь сформулирована гипотеза относительно математического ожидания, однако решение вопросов относительно высших статистических моментов имеет аналогичные алгоритмы.

В экспериментальной практике интервал интегрирования $(0, L)$ всегда ограничен, но должен быть достаточно велик для достижения объема выборки, обеспечивающей заданную точность измерения. Значение оценки математического ожидания для случайного поля вдоль прямой на конечном интервале $(0, L)$ с учетом (1) равно

$$\overline{f(x, y, z)}_L = \overline{f}_L \equiv \frac{1}{L} \int_0^L f(x, y, z) dx. \quad (2)$$

Эта выборочная оценка математического ожидания является случайной величиной с дисперсией

$$\sigma^2 = \langle \overline{f}_L^2 \rangle - \langle \overline{f}_L \rangle^2, \quad (3)$$

Ставя цель оценки интервала наблюдения с позиции выполнения условия эргодичности (1), рассмотрим падение волн из свободного пространства на неоднородную среду, которая обладает случайно-неоднородными свойствами. Такая ситуация диктует статистический подход в сочетании необходимостью учета рефракции, что характерно, например, при распространении радиоволн в ионосфере.

Конкретизируя задачу, проанализируем падение плоской волны на случайно-неоднородную плоскостойкую среду в приближении геометрической оптики. Введем прямоугольную систему координат с осью z , которая направлена перпендикулярно слоям. Начало координат расположим на границе раздела плоскостойкой среды со свободным пространством. Диэлектрическую проницаемость среды при $z > 0$ представим в виде суммы среднего значения и флуктуационной составляющей

$$\varepsilon(\vec{r}) = \langle \varepsilon(\vec{r}) \rangle + \varepsilon_1(\vec{r}),$$

при этом $\langle \varepsilon(\vec{r}) \rangle = \varepsilon_0(\vec{r}) = \varepsilon_0(z)$ и $\langle \varepsilon_1 \rangle = 0$, $|\varepsilon_1|/\varepsilon_0(z) \ll 1$. В свободном пространстве, то есть при $z < 0$, считаем, что $\varepsilon(\vec{r}) \equiv 1$, $\varepsilon_1(\vec{r}) \equiv 0$. Флуктуационная составляющая диэлектрической проницаемости, как функция траектории луча $\vec{r} = \vec{r}(\sigma)$ и времени t , является четырехпараметрическим случайным полем $\varepsilon_1 = \varepsilon_1(x, y, z, t)$. Это поле считаем статистически однородным. Зависимость ε_1 от времени в случайно-неоднородной среде (ионосфере), которая определяется собственной изменчивостью неоднородностей во времени, связанной с диффузионными процессами и турбулентностью, опустим, то есть будем считать $\varepsilon_1 = \varepsilon_1(x, y, z)$.

Анализируя в рамках геометрической оптики наклонное падение волны на плоскостойкую среду, фазу волны в первом приближении теории возмущений [3] представим в виде суммы:

$$\varphi \approx \varphi_0 + \varphi_1 = k \int_S \sqrt{\varepsilon_0(z)} ds + \frac{k}{2} \int_S \frac{\varepsilon_1(x, y, z)}{\sqrt{\varepsilon_0(z)}} ds \quad (4)$$

Здесь регулярная компонента φ_0 и флуктуационная компоненты φ_1 фазы волны выражаются криволинейными интегралами вдоль невозмущенной траектории S , которая определяется законом Снеллиуса $\sqrt{\varepsilon_0(z)} \sin \theta(x) = \sin \theta_0$, где $\theta(x)$, θ_0 — углы луча, отсчитанные от оси z , в среде и на входе в среду, соответственно, k — волновое число.

Рассмотрим ситуацию, когда плоскостойкая среда имеет линейный закон изменения средней диэлектрической проницаемости

$$\langle \varepsilon(\vec{r}) \rangle = \varepsilon_0(z) = 1 - z/l.$$

Как показано в [1], для этого случая флуктуационная компонента фазы (4) волны на выходе из среды, то есть при $x = x_b$, $z = 0$, имеет вид:

$$\varphi_1 = \varphi_1(x_b, y, 0) = \frac{k}{2\text{Sin}\theta_0} \int_{-\Delta}^{\Delta} \varepsilon_1 \left(x + x_b - \Delta, y, \frac{z_m}{\Delta^2} (\Delta^2 - x^2) \right) dx, \quad (5)$$

Здесь $\Delta = (x_b - x_a) / 2 = l\text{Sin}2\theta_0$, где x_a — координата входа волны в среду; $z_m = l\text{Cos}^2\theta_0$ — координата максимальной точки траектории волны в среде.

Применим гипотезу (1) для флуктуационной компоненты фазы волны на выходе из среды и обратимся к конечному интервалу $(0, L)$. При учете (2) и (5), оценка среднего значения флуктуационной компоненты фазы на конечном интервале вдоль горизонтальной прямой линии, расположенной в плоскости падения (x, z) , получается равной

$$\overline{\varphi_1(x_b, y, 0)}_L = \overline{\varphi_1}_L = \frac{k}{2L\text{Sin}\theta_0} \int_0^L dx_b \int_{-\Delta}^{\Delta} dx \varepsilon_1 \left(x + x_b - \Delta, y, \frac{z_m}{\Delta^2} (\Delta^2 - x^2) \right). \quad (6)$$

Эта оценка является случайной величиной. Для определения несмещенности и состоятельности этой оценки $\overline{\varphi_1}_L$ в [1] вычислены ее математическое ожидание и дисперсия (3) на конечном интервале $(0, L)$.

Для математического ожидания доказана несмещенность оценки $\overline{\varphi_1}_L$:

$$\langle \overline{\varphi_1}_L \rangle = \langle \varphi_1 \rangle.$$

Для дисперсии оценки (6), учитывая равенство $\langle \overline{\varphi_1}_L \rangle = 0$, получено

$$\sigma^2 = \langle \overline{\varphi_1}_L^2 \rangle = \frac{k^2 \sigma_\varepsilon^2 a \sqrt{\pi}}{L \text{Sin}^2 \theta_0} \int_0^{2\Delta} dx \int_0^{\Delta-x/2} dx_0 \exp \left\{ -\frac{q^2}{a^2 \Delta^2} x^2 x_0^2 \right\}, \quad (7)$$

в предположении пространственной однородности и изотропности случайного поля диэлектрической проницаемости $\varepsilon_1 = \varepsilon_1(x, y, z)$ при использовании гауссовой формы коэффициента автокорреляции: $R_\varepsilon(\xi, \eta, \zeta) = \exp \left\{ -(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2) / a \right\}$. Здесь a — радиус пространственной корреляции, σ_ε^2 — дисперсия случайного поля $\varepsilon_1 = \varepsilon_1(x, y, z)$, $q = 2z_m / \Delta$.

Приведем вариант расчета (7), дающий более точный результат, чем приведенный в [1]. Используя для внутреннего интеграла равенство

$$\int_0^{\Delta-x/2} dx_0 = \int_0^{\Delta} dx_0 + \int_{\Delta}^{\Delta-x/2} dx_0$$

и, совершая замену переменных $x = a\tau$, $x_0 = t\Delta$, получим

$$\sigma^2 = A \int_0^{2\Delta/a} d\tau \left\{ \int_0^1 dt \exp\{-q^2\tau^2 t^2\} + \int_1^{1-\frac{a}{2\Delta}\tau} dt \exp\{-q^2\tau^2 t^2\} \right\} = A \int_0^{2\Delta/a} d\tau \{I_1 + I_2\} \approx \\ \approx A \int_0^{2\Delta/a} d\tau I_1,$$

где $A = \sqrt{\pi}(k\sigma_\varepsilon a / \sin\theta_0)^2 \Delta / L$. В этом выражении учтено, что при $a/2\Delta \ll 1$ имеем $I_2 \ll I_1$. После представления I_1 через интеграл ошибок $\Phi(x)$ будем иметь [4]

$$\sigma^2 \approx A \frac{\sqrt{\pi}}{2q} \int_0^{2q\Delta/a} \frac{\Phi(u)}{u} du,$$

а после интегрирования по частям получим

$$\sigma^2 \approx A \frac{\sqrt{\pi}}{2q} \left[\Phi(u) \ln u \Big|_0^{2q\Delta/a} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} I_3 \right],$$

где, после учета неравенства $2q\Delta/a = 4l \cos^2\theta_0 / a \gg 1$ и использования [4],

$$I_3 = \int_0^{2q\Delta/a} \ln u \exp\{-u^2\} du = \int_0^\infty \dots - \int_{2q\Delta/a}^\infty \dots \approx \int_0^\infty \ln u \exp\{-u^2\} du.$$

В итоге дисперсия оценки равна

$$\sigma^2 \approx \frac{\pi k^2 \sigma_\varepsilon^2 l a^2}{2L} \left[2\Phi\left(\frac{4l \cos^2\theta_0}{a}\right) \ln \frac{4l \cos^2\theta_0}{a} + \ln 4 + C \right]$$

или, учитывая, что при $4l \cos^2\theta_0 / a \gg 1$ интеграл ошибок $\Phi = 1$, имеем

$$\sigma^2 \approx \frac{\pi k^2 \sigma_\varepsilon^2 l a^2}{L} \left[\ln \frac{8l \cos^2\theta_0}{a} + \frac{C}{2} \right], \quad (8)$$

$C=0,577215$ — постоянная Эйлера.

Из полученного соотношения ясно, что при условии $L \rightarrow \infty$ имеем

$$\lim_{L \rightarrow \infty} \sigma^2 = 0.$$

Это позволяет констатировать асимптотическую состоятельность несмещенной оценки флуктуационной компоненты фазы волны. В результа-

те, сделанное выше утверждение эргодичности (1) справедливо, то есть математическое ожидание флуктуационной компоненты фазы волны на выходе из случайно-неоднородной плоскостройной среды (с горизонтальными слоями) можно получать вместо усреднения по объему усреднением вдоль горизонтальной прямой линии - оси x , расположенной в плоскости падения зондирующей волны.

Дисперсию оценки математического ожидания флуктуационной компоненты фазы (8) можно использовать для количественного анализа степени выполнения эргодической теоремы (1) при конечном интервале усреднения $(0, L)$. Для этой цели может быть предложена относительная величина

$$\delta = \frac{\sigma^2}{\sigma_0^2}, \tag{9}$$

где знаменателем является генеральная (статистическая) дисперсия флуктуационной компоненты фазы (5).

Генеральная дисперсия флуктуационной компоненты фазы для рассматриваемой задачи наклонного падения волн на плоскостройную среду равна

$$\sigma_0^2 = \langle \varphi_1^2 \rangle = \frac{k^2}{4 \sin^2 \theta_0} \int_{-\Delta}^{\Delta} \int_{-\Delta}^{\Delta} dx_1 dx_2 \langle \varepsilon_1 \left(x_1 + x_m, y, \frac{z_m}{\Delta^2} (\Delta^2 - x_1^2) \right) \varepsilon_1 \left(x_2 + x_m, y, \frac{z_m}{\Delta^2} (\Delta^2 - x_2^2) \right) \rangle,$$

что следует из (5) при учете, что $\langle \varphi_1 \rangle = 0$. Это выражение может быть вычислено при сохранении соответствующих предположений, которые были сделаны выше. Это, прежде всего, предположение пространственной однородности случайного поля диэлектрической проницаемости $\varepsilon_1 = \varepsilon_1(x, y, z)$ при его изомерности с гауссовой формой пространственного коэффициента автокорреляции. Кроме того, необходимо выполнение неравенств

$$2l \sin 2\theta_0 / a = 4l \cos \theta_0 \sin \theta_0 / a \gg 1, \quad 2q\Delta / a = 4l \cos^2 \theta_0 / a \gg 1.$$

В результате вычислений получим

$$\sigma_0^2 = \sqrt{\pi} k^2 \sigma_\varepsilon^2 l a \ln \operatorname{Ctg} \frac{\theta_0}{2}.$$

Используя (8) и последний результат, находим (9):

$$\delta = \sqrt{\pi} F(l, \theta_0, a) \text{Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.}, \text{Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования.} \quad (10)$$

Рассмотрим полученное выражение для δ как функцию длины интервала наблюдения L в типичных ионосферных условиях $l=100$ км, $\theta_0 = 45^\circ$ для мелких и средних неоднородностей $a=0,1-5,0$ км. Эти данные приведены в таблице 1 — первая цифра ячейки.

В табл. 2 (первая цифра ячейки) представлены длины интервалов наблюдения L , необходимые для выполнения условия эргодичности с заданной точностью δ .

Во временных измерениях безразмерное отношение $N = T/\tau$, где T — размер временного интервала наблюдения, а τ — радиус временной автокорреляции, рассматривается как объем выборки [5]. Поступая аналогично, вводим для пространственного эксперимента отношение $N = L/a$, интерпретируя его как объем выборки. При этом из (10) получим

$$N = \frac{\sqrt{\pi}}{\delta} F(l, \theta_0, a).$$

Данные об объеме выборки N в тех же условиях, то есть при $l=100$ км, $\theta_0 = 45^\circ$, приведены в табл. 2 (вторая цифра ячейки).

Пространственный размер интервала наблюдения L или объем выборки N существенно зависят от угла падения волны θ_0 (см. (10)). Этот факт подчеркивают данные при $l=100$ км, $a=0,1$ км, приведенные в таблице 3 о L (первая цифра ячейки) или N (вторая цифра ячейки).

Можно получить соответствующие результаты для вертикального зондирования плоскостлой среды. В [2] получена дисперсия оценки математического ожидания флуктуационной компоненты фазы волны на выходе из случайно-неоднородной плоскостлой среды (аналог (8))

$$\sigma^2 \approx \frac{a^2 k^2 \sigma_\varepsilon^2 l \pi}{L} \left[\ln \frac{8l}{a} + \frac{C}{2} \right],$$

а в [6] генеральная дисперсия флуктуационной компоненты фазы (аналог (10))

$$\sigma_0^2 = \sqrt{\pi} k^2 \sigma_\varepsilon^2 a l \left[\ln \frac{8l}{a} + \frac{C}{2} \right].$$

Приведенные выражения позволяют образовать отношение (аналог (9)):

$$\delta = \frac{\sigma^2}{\sigma_0^2} = \sqrt{\pi} \frac{a}{L}.$$

Следовательно, для этого случая также можно получить информацию о размере пространственного интервала усреднения (0,L) или объема выборки $N = L/a$, исходя из степени выполнения условия эргодичности. Данные о δ как функции длины L содержатся в табл. 1 — вторая цифра ячейки. Данные о размере L, достаточные для выполнения условия эргодичности с необходимой степенью δ , приведены в табл. 2 (третья цифра ячейки). Там же (четвертая цифра ячейки) содержатся сведения о соответствующих объемах выборки N. Отметим, что рассматриваемый размер L не зависит от параметра l, а объем выборки N не зависит от l и a. Подчеркнем, что здесь, то есть при вертикальном зондировании, трасса усреднения — произвольная горизонтальная линия.

Таблица 1

	a=0,1 км	a=0,5 км	a=1,0 км	a=5,0 км
L=5 км	0,35 0,035	1,40 0,177	2,52 0,354	1,77
L=10 км	0,17 0,018	0,70 0,088	1,26 0,18	0,90
L=25 км	0,07 0,007	0,28 0,035	0,50 0,07	1,87 0,35
L=50 км	0,03 0,004	0,14 0,018	0,25 0,04	0,94 0,18
L=75 км	0,02 0,002	0,09 0,012	0,17 0,02	0,63 0,12
L=100 км	0,017 0,002	0,07 0,009	0,13 0,02	0,50 0,09
L=200 км	0,008 0,001	0,04 0,004	0,07 0,01	0,23 0,04
L=500 км	0,003 0,0	0,01 0,002	0,03 0,003	0,09 0,02
L=1000 км	0,001 0,0	0,007 0,001	0,01 0,002	0,05 0,01

Сравнивая данные для вертикального и наклонного зондирования, отметим, что в первом случае условия эргодичности в целом выполняются лучше, то есть большая точность достигается на меньших интервалах усреднения (0,L) или, другими словами, при меньших объемах выборки N.

В [1], [2] решен практически важный вопрос, который касается возможности получения статистических характеристик случайных полей путем использования временных измерений. В средах типа тропосферы или ионосферы неоднородности, которые определяют стохастические свойства

диэлектрической проницаемости, имея случайный характер, участвуют в общем пространственном движении — дрейфе (ветре). Этот фактор, естественно, необходимо учитывать при анализе вариаций параметров рассеянных радиосигналов в тропосфере или ионосфере. В экспериментальной практике возможность получения пространственных стохастических данных по временным измерениям базируется на предположении Тейлора [7], связанного с гипотезой замороженной турбулентности. Опираясь на условие пространственной эргодичности (1), в [1], [2] доказано предположение Тейлора при постоянной скорости дрейфа. Тем самым пространственные статистические характеристики могут быть найдены по временным измерениям только при наличии дрейфа и только при постоянной скорости перемещения случайно-неоднородной среды. Применительно к рассматриваемым задачам наклонного и нормального зондирования плоскостной случайно-неоднородной среды пространственные стохастические свойства фазы волн могут быть определены по временным данным при условии горизонтальности (параллельности слоям) постоянной скорости перемещения неоднородностей среды.

Таблица 2

	a=0,1 км	a=0,5 км	a=1,0 км	a=5,0 км
$\delta = 0,01$	172,9 км 1730 17,7 км 177	702 км 1400 88,6 км 177	1265 км 1270 177 км 177	4700 км 940 886 км 177
$\delta = 0,05$	34,6 км 346 3,5 км 35	140,4 км 281 17,7 км 35	253 км 253 35,4 км 35	940 км 188 177 км 35
$\delta = 0,1$	17,3 км 173 1,8 км 18	70,2 км 140 8,9 км 18	126,5 км 126 17,7 км 18	470 км 94 88,6 км 18
$\delta = 0,2$	8,6 км 86 0,9 км 9	35,1 км 70 4,4 км 9	63,2 км 63 8,8 км 9	235 км 47 44,3 км 9
$\delta = 0,3$	5,8 км 58 0,6 км 6	23,4 км 47 3,0 км 6	42,2 км 42 5,9 км 6	157 км 31 29,5 км 6

Рассмотрим случайно-неоднородную движущуюся среду, в которой, благодаря дрейфу, пространственные аргументы флуктуационной компоненты фазы волны (4) будут функциями времени: $\varphi_1 = \varphi_1(x(t), y(t), z(t))$. Когда вектор скорости среды постоянен, расположен в плоскости падения

волны и горизонтален, то в используемой системе координат будем иметь $v_x = v = const$, $v_y = 0$, $v_z = 0$ и от времени будет зависеть только одна координата x .

На выходе из рефрагирующей среды пространственная оценка автокорреляционной функции $\overline{B}_{\varphi_1 L}$ флуктуационной компоненты фазы $\varphi_1 = \varphi_1(x_b, y_0, 0)$ на интервале $(0, L)$ вдоль прямой (оси x), направленной вдоль вектора скорости, выражается как

$$\overline{B}_{\varphi_1 L} = \frac{1}{L^2} \int_0^L \int_0^L dx_{b1} dx_{b2} \varphi_1(x_{b1}, y_0, 0) \varphi_1(x_{b2}, y_0, 0).$$

При этом временная зависимости координат имеет вид:

$$x_b = x_b(t) = x_{b0} + vt, \quad y = y_0, \quad z = 0.$$

Совершая под знаком интеграла замену $x_{b1,2} = -x_{b0} + vt_{1,2}$, получаем равенство

$$\overline{B}_{\varphi_1 L} = \frac{1}{T^2} \int_{t_0}^{t_0+T} \int_{t_0}^{t_0+T} dt_1 dt_2 \varphi_1(x_{b0} + vt_1, y_0, 0) \varphi_1(x_{b0} + vt_2, y_0, 0) = \tilde{B}_{\varphi_1 T}$$

при $t_0 = x_{b0}/v$, $T = L/v$. Очевидно, что полученное выражение есть временная оценка автокорреляционной функции $\tilde{B}_{\varphi_1 T}$ флуктуационной компоненты фазы.

Полученное равенство $\overline{B}_{\varphi_1 L} = \tilde{B}_{\varphi_1 T}$ после перехода к пределам при $L \rightarrow \infty$, $T \rightarrow \infty$ позволяет констатировать, опираясь на условие пространственной эргодичности (1), что в случайно-неоднородных средах движущихся с постоянной скоростью статистические характеристики пространственных случайных полей (здесь — фазы волны) могут быть определены путем измерения временных средних. Подчеркнем еще раз, что такой способ нахождения пространственных свойств обусловлен дрейфом среды с постоянной скоростью.

Отметим, что, так как дисперсия представляет собой максимальное значение автокорреляционной функции, то этот подход справедлив и к рассматриваемой дисперсии. Вследствие этого, используя равенство $T = L/v$, можно указать временной интервал $(0, T)$ достаточный для выполнения условия эргодичности аналогично тому, как это было сделано выше относительно пространственного интервала наблюдения $(0, L)$.

Для наклонного падения приведем в табл. 4 (первая цифра ячейки) временные интервалы наблюдения $T = T(a, \delta)$ при $l=100$ км, $\theta_0 = 45^\circ$ для

скорости $v=100$ м/сек, которая характерна для дрейфового движения в ионосфере. Для нормального падения аналогичные данные о временных интервалах наблюдения $T = T(a, \delta)$ содержатся в той же таблице — вторая цифра ячейки.

Таблица 3

$a=0,1$ км	$\theta_0 = 15^0$	$\theta_0 = 30^0$	$\theta_0 = 45^0$	$\theta_0 = 60^0$	$\theta_0 = 75^0$
$\delta = 0,01$	81 км 810	121 км 1210	173 км 1730	254 км 2540	439 км 4390
$\delta = 0,05$	16,1 км 161	24,2 км 242	34,6 км 346	50,8 км 508	87,8 км 878
$\delta = 0,1$	8,1 км 81	12,1 км 121	17,3 км 173	25,4 км 254	43,9 км 439
$\delta = 0,2$	4,0 км 40	6,1 км 61	8,6 км 86	12,7 км 127	22,0 км 220
$\delta = 0,3$	2,7 км 27	4,0 км 40	5,8 км 58	8,5 км 85	14,6 км 146

Таблица 4

	$a=0,1$ км	$a=0,5$ км	$a=1,0$ км	$a=5,0$ км
$\delta = 0,01$	28,8 мин 5,2 мин	117 мин 26,2 мин	211 мин 52,3 мин	783 мин 261 мин
$\delta = 0,05$	5,8 мин 1,0 мин	23,4 мин 5,2 мин	42,2 мин 10,5 мин	156,7 мин 52,3 мин
$\delta = 0,1$	2,9 мин 0,5 мин	11,7 мин 2,6 мин	21,1 мин 5,2 мин	76,3 мин 26,2 мин
$\delta = 0,2$	1,4 мин 0,31 мин	5,9 мин 1,3 мин	10,5 мин 2,6 мин	39,2 мин 13,1 мин
$\delta = 0,3$	1,0 мин 0,2 мин	3,9 мин 0,9 мин	7,0 мин 1,8 мин	26,2 мин 8,7 мин

Итоги работы необходимо использовать в реальных экспериментах для получения достоверных результатов, например, при исследовании динамики и структуры неоднородностей ионизации. Полученные результаты можно также применить при обработке натуральных данных, полученных при распространении волн разной природы в атмосфере или в океане.

Литература

1. Вологдин А.Г., Гусев В.Д. Радиотехника и электроника. 2001, № 1, 1.
2. Вологдин А.Г., Гусев В.Д. Вестник МУ. Сер. 3. Физ. Астр. 2000, № 6, 48.
3. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Часть II. Случайные поля. М., Наука, 1978.

4. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., Наука, 1971.
5. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. М., Мир, 1989.
6. Денисов Н.Г., Ерухимов Л.М. Геомагнетизм и аэрономия. 1966, б, № 4, 695.
7. Taylor G. I. The spectrum of turbulence. Proc. Roy. Soc. 1938, A164, p. 476.

ПРИМЕНЕНИЕ ГЕОИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ФОНДА ДАННЫХ ПО ЭКОЛОГИЧЕСКИМ И ГИДРОМЕТУСЛОВИЯМ

Воронцов А.А., Плотников В.А.

*Центр океанографических данных Всероссийского научно-исследовательского института-Мирового центра данных (ЦОД
ВНИИГМИ-МЦД, г. Обнинск)*

Последнее десятилетие характеризуется возрастанием требований всего мирового сообщества в новой информации о состоянии Мирового океана. Это, в свою очередь, приводит к росту внимания к проблеме создания и использования информационных ресурсов по различным аспектам морской природной среды, за которые отвечает Национальный центр океанографических данных (НЦОД) Российской Федерации. Большинство данных хранится на технических носителях для больших и персональных электронно-вычислительных машин (магнитные ленты, лазерные диски) и готово для использования в научных исследованиях. Однако, в условиях широкой информатизации современного мира, информационное обеспечение рассматривается существенно шире чем подготовка и представление данных на технических носителях. Поэтому для того, чтобы получать комплексную и адекватную информацию для изучения Мирового океана был принят подход, нацеленный на интеграцию различных потоков морских данных, который используется в качестве концептуальной базы управления данными в Российском НЦОД.

Использование интегрированной схемы сбора, накопления и комплексного анализа морских данных является современным подходом по управлению морскими данными. Новые информационные технологии одновременно с данными наблюдений и информацией используют знания и математические модели. Существенное внимание оказывается базовой части информационных технологий которая представляется в виде последовательности действий и операций с данными для получения результата.

Концепция базовой интегрированной информационной технологии (ИИТ) для хранения, управления, обработки и распространения данных по

морской природной среде основана на следующих основных принципах: композиционный подход, под которым понимается выделение структурных элементов системы (подсистемы, компоненты, блоки) в пределах ее предметной области и функций; единство средств реализации посредством использования единых стандартов информационных, технологических, программных средств; открытый характер технологии.

Информационная технология использует следующие базовые элементы: научно-методическую компоненту, определяющую режим и тематическую направленность ее работы; информационную компоненту, состоящая из информационного фонда в виде архивных баз данных и интегрированной базы данных, а также средств унификации представления данных в системе; лингвистическую компоненту, обеспечивающую поддержание единой совокупности терминов, понятий и информационных языков описания и манипулирования данными; программно-технологическую компоненту, состоящую из СУБД, ГИС, пакетов программ поддержки экспертной системы, программ расчетов и моделирования, реализующих информационные технологии в системе; аппаратно-вычислительную компоненту, представляющую собой компьютеры и периферийные устройства; организационно-правовую компоненту, обеспечивающую кадровый и нормативно-правовой аспекты системы.

Методическая компонента ИИТ устанавливает тематическую ориентацию, определяя специфический характер функционирования технологии в целом. Основу этой компоненты составляют внешние условия и требования по различным аспектам: существующие методы, требования и инструкции по исследованиям морской природной среды; состояние наблюдательной сети и имеющихся данных; модели и методы обработки данных.

В ходе проектирования информационной технологии методическая компонента должна быть дополнена: описанием состава природных объектов исследований; алгоритмами и моделями для принятия решений на основе применения исторических и текущих данных; схемами потоков данных и моделями баз данных; описанием состава информационной продукции и правилами ее распространения.

Информационная компонента состоит из следующих связанных данных: метаданные; текущие и исторические данные наблюдений; обобщенные и модельные данные; информационная продукция (выборки данных, информационные отчеты, атласы и др.). Данные могут иметь фактографический, текстовый и пространственный тип представления. Фактографические данные рассматриваются как набор физических величин, характеризующий состояние различных аспектов природной среды. Физические величины являются функцией независимых переменных далее определяемых как атрибуты. Физические величины могут быть представлены в виде натуральных числовых значений или текстовых переменных. Текстовые дан-

ные включают документированную информацию, текст, нестандартные таблицы и рисунки, методы, модели, форматы и др. Пространственные данные включают как геометрические данные, так и атрибутивные данные, описывающие свойства пространственных объектов — точек, линий, полигонов. Данные хранятся и поддерживаются в виде наборов данных двух типов: архивные массивы данных и интегрированная база данных. Цель создания архивных массивов данных состоит в преодолении начальной методологической и технологической несовместимости накопленных данных и их приведении к единой технической и технологической основе. Эта фаза управления данными имеет собственную важность как эффективное средство долговременного хранения данных.

Технологическая компонента системы обеспечивает функционирование ИИТ на основе применения программного обеспечения управления архивными массивами данных, систем управления базами данных (СУБД) и геоинформационными системами (ГИС).

Современные СУБД и ГИС представляют собой инструментальные средства, которые поддерживают определенный набор общих функций и обеспечивают создание программных продуктов (приложений) для выполнения научных и практических задач. В этой связи, технологическая основа ИИТ рассматривается как связанный набор СУБД и ГИС приложений. Российский НЦОД начал разработку информационной системы на основе рассмотренной выше концепции ИИТ. Эта система должна обеспечивать: систематизацию и накопление различных типов морских данных; поддерживать интеграцию данных; способствовать обработке и распространению данных.

Основной аспект систематизации данных включает стандартные средства форматирования и описания данных для того, чтобы представить различные типы океанографических данных в общей языковой и лингвистической среде. Для того, чтобы выполнить эту фазу ИИТ используется Язык описания гидрометеорологических данных, который разработан во ВНИИГМИ-МЦД.

Важная часть информационной системы включает интегрированные морские базы данных как специальная подсистема. Эта подсистема проектируется для того, чтобы выполнить заданные операции по загрузке данных из архивных массивов, регистрации и управлению данными и результатов обработки и моделирования, подготовки данных для выполнения прикладных задач на следующей фазе ИИТ.

Кроме доступа к данным информационная система должна включать средства, которые будут готовить информационную продукцию. Для этого развивается подсистема проблемно-ориентированных приложений в виде ГИС-приложений. Современные ГИС представляют собой новый тип интегрированных информационных систем (ИС), предназначенных для обра-

ботки пространственно-временных данных. Эффективность применения ГИС для задач иллюстративно-справочного характера, гидрометеорологического обеспечения, экологического мониторинга и др. объясняется возможностью решения проблемы отображения объектов и явлений в пространственно-временной динамике в различных масштабах, основанной на свойствах ГИС, среди которых, пожалуй, основные, — это визуализация данных и информации в виде электронных карт, автоматическое изменение образа объекта, в зависимости от изменения его характеристик, масштабируемость и детализация или генерализация картографической информации.

Рассмотрим точки применения ГИС-технологий в ИИТ, проходя от нижнего уровня наверх, от простого к сложному и обозначим степень и сложность использования (рис. 1).

1. Узел: сбор данных. Функции: отображение на карте местоположений точек наблюдений по полученным данным, т.е. визуализация наполнения Фонда выбранными данными. Программное обеспечение: применение настольных ГИС с расширением (разработкой) модуля получения стандартизованных атрибутивных таблиц из метаданных входного потока и модуля получения графических файлов.

2. Узел: хранение, преобразование и управление данными в базе. Функции: отображение на карте местоположений точек наблюдений по хранимым или выбранным данным. Программное обеспечение: применение настольных ГИС с расширением (разработкой) модуля получения стандартизованных атрибутивных таблиц из метаданных входного потока и модуля получения графических файлов.

3. Узел: получение справочной информации в БД. Функции: отображение на карте местоположений точек наблюдений по хранимым или выбранным данным. Программное обеспечение: применение настольных ГИС с расширением (разработкой) модуля усвоения View-представлений и/или получения стандартизованных атрибутивных таблиц из метаданных входного потока, модуля получения графических файлов и модуля работы с геоданными в Интернет.

4. Узел: получение обобщенной информации. Функции: создание тематических карт по выбранным данным и пополнение БД. Программное обеспечение: применение настольных ГИС с расширением (разработкой) модуля усвоения View-представлений и/или получения стандартизованных атрибутивных таблиц из метаданных входного потока, модуля получения графических файлов и модуля работы с геоданными в Интернет.

В узле “Сбор данных” решение достаточно простое и апробированное. На первом уровне интеграции (рис. 1) практически необходимо создание тиражируемого автоматизированного рабочего места (АРМ) на базе настольной ГИС. И для полнофункциональности АРМ требуется создать два

программных модуля: модуль получения стандартизованных атрибутивных таблиц из метаданных входного потока и модуль получения графических файлов для передачи по ЛВС соответствующему Администратору.

Выше, на уровне интегрированной БД, при реализации функций управления и получения справочной информации о наличии данных (всех или по запросу) на картографической основе решение

должно быть как на интранет, так и на Интернет уровне. Поскольку уровень Интернет требует общего решения для всех приложений, то его рассмотрим позже. Для уровня интранет потребуется создание модуля усвоения View-представлений или реляционных таблиц БД для получения стандартизованных атрибутивных таблиц метаданных, а модуль получения графических файлов должен быть разработан ранее.

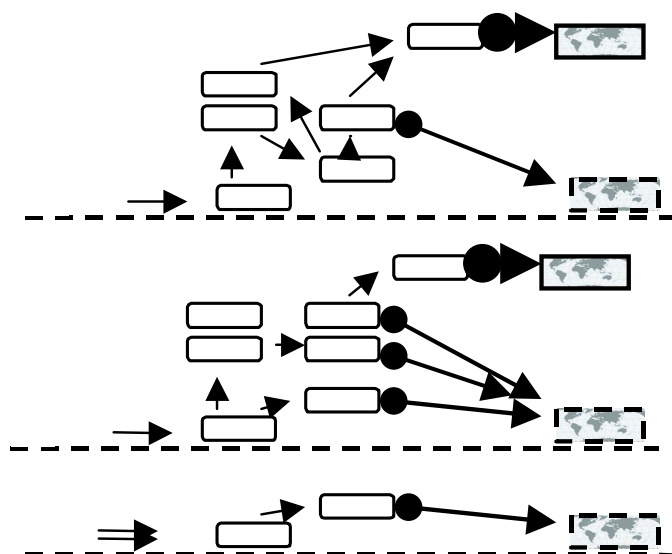


Рис. 1. Блок-схема применения ГИС-технологий в ИС

В узле “Получение обобщенной информации” предстоит решить много задач. Здесь, модуль усвоения View-представлений или таблиц здесь только должен быть расширен до усвоения данных (ранее его реализация предполагала только работу с метаданными). Модуль преобразования данных по модели будет иметь неоднозначное решение. В первую очередь необходимы решения по интеграции пользовательских программ

(или решения по процедурам обмена входными/выходными данными). Модуль построения тематических карт (слоев), видимо, не удастся разработать на все случаи жизни. Необходимо разработать несколько процедур для разных видов и типов данных. Модуль формирования отчетных файлов стоит несколько особняком, но, как показывает практика, в нем есть необходимость для многих пользователей. Реализация модуля работы с геоданными в Интернет потребует довольно обоснованных решений. Сегодня существует несколько решений. Вот одно из таких решений. Тематическая карта готовится на специальном рабочем месте в среде локальной ГИС, например, в ArcView. Далее, подготовленные шейп-файлы, каталогизируются и хранятся на файл-сервере геоданных. При каталогизации вносятся также сведения об атрибутивной информации, которая пересылается на сервер СУБД (альтернативный вариант — параллельное хранение на файл сервере геоданных или выделенном файл-сервере). Специально раз-

работанное приложение для визуализации геоданных, установленное на сервере приложений должно позволять пользователю с его рабочего места, используя стандартный WEB-браузер, выбирать необходимую карту и смотреть на своем дисплее. Как вариант: запускается приложение на IIS-сервере, оттуда посылается запрос к каталогу на файл-сервер геоданных. Если искомые данные есть, то геоданные (шейп-файлы) преобразуются в графический формат и, далее, по технологии ASP формируются динамические HTML-страницы. Параллельно, по стандартизованному SQL-запросу выбираются геопривязанные данные из сервера СУБД, которые могут быть преобразованы в формат HTML и переданы пользователю через WEB-сервер.

Рассмотрим практическое применение ГИС-СУБД технологий на фрагментах работы отдельных проблемно-ориентированных приложений (ПРОП) — формирование исходных и расчетных массивов данных, подготовка выходной продукции в виде твердых и электронных копий и т.п.

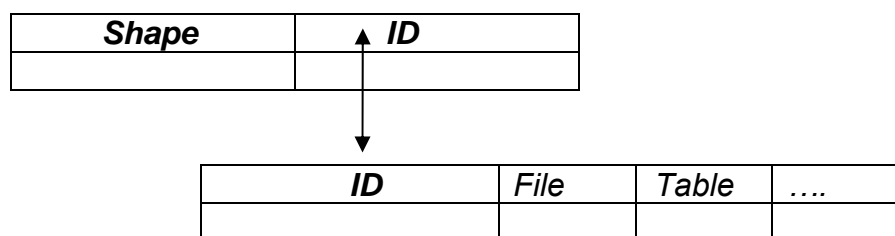
Управление данными в ПРОП основано на управлении объектами — элементарными составляющими обмена данными, реализуемой в двухзвенной архитектуре клиент-сервер: приложения размещаются в клиентской части, а на стороне сервера осуществляется только доступ к базе данных. Серверная часть, поддерживаемая СУБД, хранит фактографические и часть текстовых данных, согласно модели базы данных. Основная часть текстовой информации и графические данные хранятся в виде ссылок. Клиентская часть реализуется двумя путями: ГИС-приложение, созданное в среде ArcView, и приложение, разработанное в среде Delphi с применением MapObjects

Основное применение ГИС-приложения — это интерактивная работа с моделями данных и отображение результатов моделирования на топографической основе в виде изолиний и изоповерхностей. Для работы ГИС-приложение использует часть данных, находящихся во внутренней БД, а часть — на сервере. Все пространственные данные — электронные морские навигационные и тематические карты, в том числе отдельные смысловые слои тематических карт, — в настоящее время находится во внутренней БД ГИС в форматах ArcView. Графические и текстовые данные, используемые ГИС-приложением, вызываются из внутренней БД. Для работы с внешней БД в ГИС-приложении зарезервированы возможности использования СУБД. Фактографические данные для расчетов в основном используются, получаемые из СУБД. Схема использования данных достаточно проста. Для подключаемых модулей потоки данных управляются специальным системным файлом, в котором применение специальных конструкций интерфейса определяет весь процесс обмена данными (адресацию, состав и последовательность следования входных и выходных параметров). Поскольку пространственная информация полностью хранится

во внутренней БД, то для ее использование как при работе моделей, так и при визуализации геоданных все выбирается из атрибутивных таблиц:

Name	Level	Ref	Description	Type	Kind	Code
Td	4	td	Cotidal maps	Book	Open	none
Td	4	cotdl200.doc	Method of calculation	Doc	Doc	200
Td	4	co-tidal\cotidal.dll	Executable module	Exe	Exe	100
Td	4	dstdc001.bmp	Isoamplitudes of wave M2	Bmp	Bmp	108
Td	4	Tidal	Tidal data	Table	Tbl	109

Связи между отдельными таблицами — системные, формируемые при создании самого ГИС-приложения:



Для работы с СУБД при создании ГИС-приложения устанавливаются связи на уровне ODBC. После установления связей, создаются виртуальные атрибутивные таблицы, загружаемые только после установления связи с сервером. Сами атрибутивные таблицы формируются на базе структур хранения в СУБД. Текстовые и графические данные, находящиеся на сервере, могут быть получены и использованы в работе только по сетевым протоколам. Можно сказать, что СУБД хранит ссылочную информацию (адреса хранения) и передает в приложение. А вопросы получения непосредственно данных целиком лежат на клиенте — ГИС-приложении. Работа с внутренней БД при визуализации материалов основана на таблице связи с данными — основе управляющего модуля (рис. 2).

В таблицу внесены адреса, имена и идентификационный номер, который служит связующим элементом с пространственной информацией в таблице соответствия пространственных данных, с одной стороны, и текстово-графических данных, с другой стороны. Как известно, одна из основных идей ГИС — это сохранение связи между пространственными и атрибутивными данными и, одновременно, их раздельное хранение и обработка. Кроме этого есть возможность показать (рис. 3) интересующие пользователя объекты и информацию об объекте с помощью комбинаций фактографических и пространственных запросов на принадлежность, соседство, пересечение пространственных объектов. Именно для реализации этой возможности создается таблица соответствия пространственных дан-

ных и текстово-графических данных. Эта таблица формируется на начальных этапах создания ГИС-приложения, в ней системным образом устанавливаются связи между разнородными данными. Эти связи жестко фиксируются на все время действия приложения.

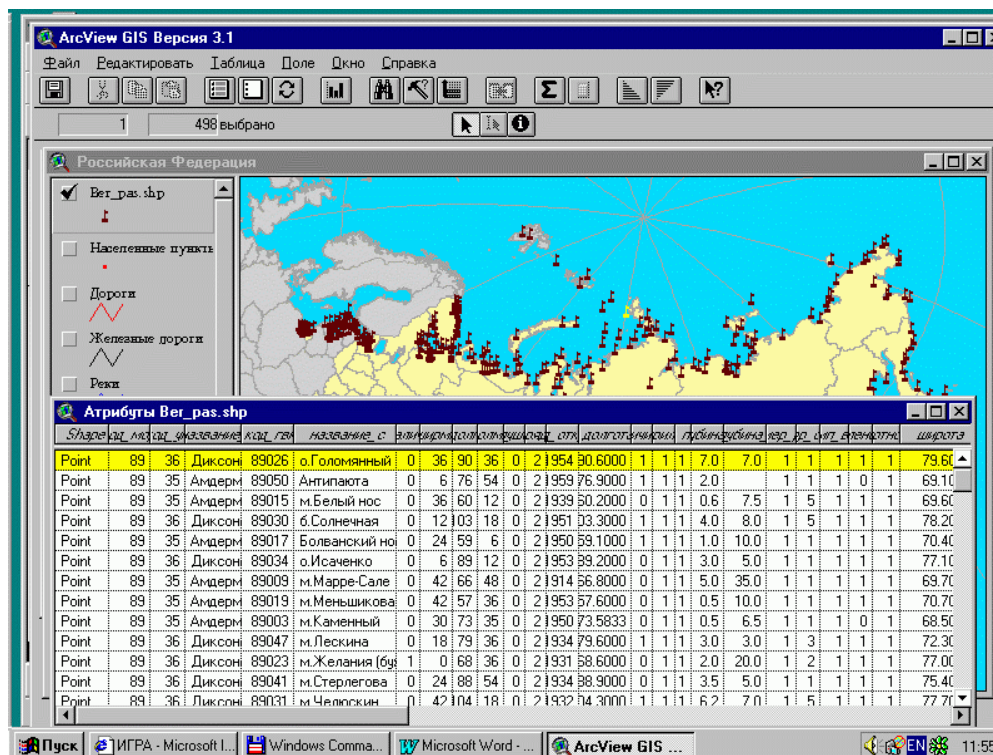


Рис. 2. Вид атрибутивной таблицы ГИС — связь в геообъектами на карте

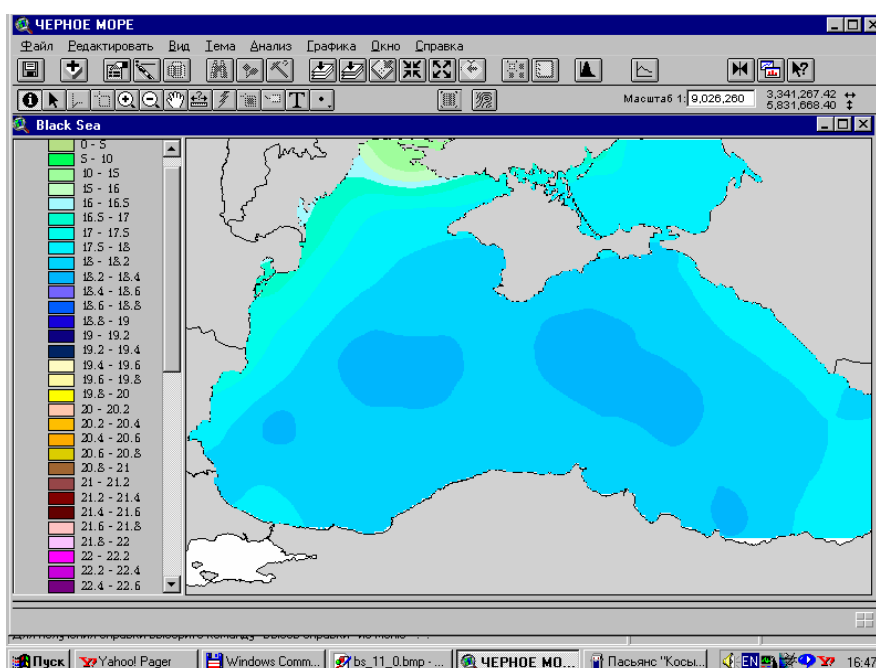


Рис. 3. Вид тематической карты в ГИС

Второй вариант приложения реализован как клиентское приложение (рис. 4) интегрированной базы данных, которое создано в среде СУБД Oracle, для доступа, визуализации и проведения разного рода расчетов по данным о морской природной среде.

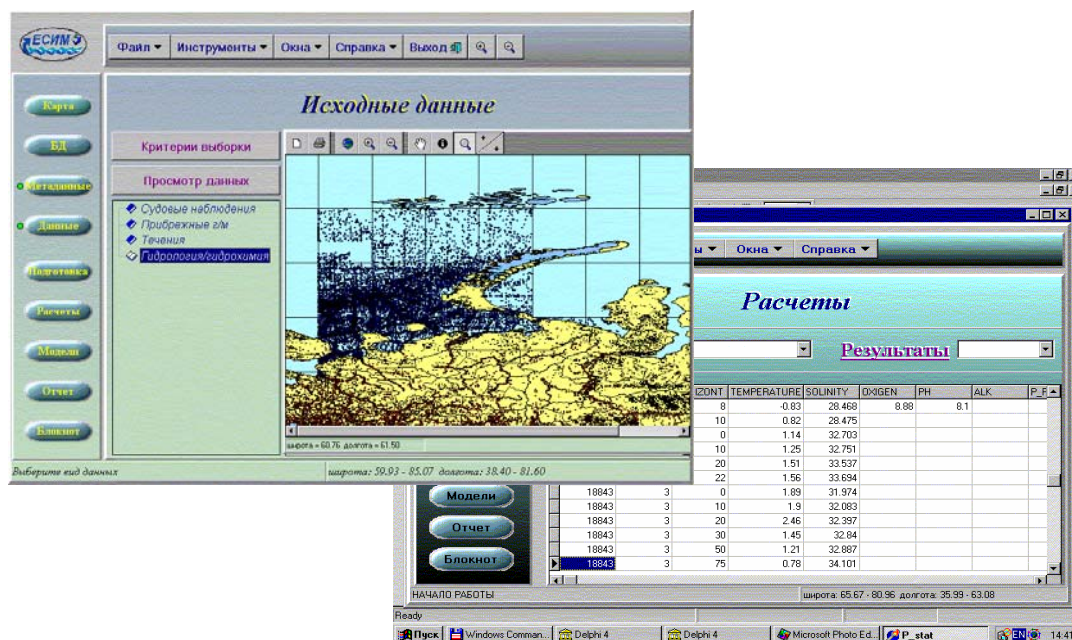


Рис. 4. Панели СУБД-приложения для получения фоновых характеристик

Приложение разработано в среде Delphi 4/5 с применением картографического модуля MapObjects и модулей, написанных на других объектно-ориентированных языках программирования. Основные характеристики: мультикомпонентный независимый программный продукт с удаленной основной базой данных под управлением СУБД Oracle8 и ее независимым репликативным фрагментом в Oracle Lite.

MapObjects представляет собой набор элементов (инструментальных средств) картографирования и технологии геоинформационных систем. Он включает управляющие элементы технологии связывания и внедрения объектов (OLE Control) и набор программных OLE-объектов, предоставляющих разработчикам приложений возможность добавлять в них многие возможности картографирования и средства ГИС. MapObjects позволяет напрямую использовать данные файлов shapefiles, слои пространственных данных SDE, покрытия Arc/Info, снимки, в том числе и с координатной привязкой, в форматах tif, bmp и многих других. С СУБД связь осуществляется через стандартные драйверы Microsoft ODBC или на основе стандартов BDE. Схема использования данных достаточно проста. Для подключаемых модулей потоки данных управляются специальным системным файлом, в котором применение специальных конструкций интерфейса оп-

ределяет весь процесс обмена данными (адресацию, состав и последовательность следования входных и выходных параметров). Поскольку пространственная информация полностью хранится во внутренней БД, то для ее использования как при работе моделей, так и при визуализации геоданных все выбирается из атрибутивных таблиц. Управление данными на уровне СУБД идет по следующей схеме: средствами СУБД готовится структурированная таблица состояния базы данных (список с согласованными русскими наименованиями), которая служит основой для формирования запроса пользователя. Каждой строке таблицы (виду данных, массиву в АБД) в СУБД ставится в соответствие список View-представлений (минимум: метаданные, данные, общее описание данных) для работы в приложении. Все данные из СУБД передаются в приложение в виде фиксированных табличных View-представлений. После получения данных из View-представлений, далее все управление ведется приложением. Это управление основано на таблице соответствия единичного расчетного модуля, разрешенного вида данных, параметра и сопутствующих материалов. Вся таблица строится на использовании кодов, причем, для вида данных и параметров используются коды, применяемые в СУБД, для остального — уникальные коды приложения.

Практическая реализация рассмотренной концепции даст возможность удовлетворить современные требования пользователей не только относительно доступа и представления данных и информационной продукции, но и, в первую очередь, существенно продвинуть решение задач формирования и пополнения фонда данных о морской природной среде.

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ РЕШЕНИЯ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ ЛАЗЕРНОЙ ДИАГНОСТИКИ ВОДНЫХ СРЕД, СВЯЗАННЫЕ С ПРИМЕНЕНИЕМ ИСКУССТВЕННЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ

Доленко С.А.¹, Персианцев И.Г.¹, Фадеев В.В.²

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова:

¹НИИ ядерной физики, ²физический факультет

Введение

Мониторинг природных сред — это та область экологии, где место и задачи физики (и добавим — математики) наиболее хорошо просматриваются. В самой общей формулировке мониторинг — это алгоритмы решения обратных задач плюс методы и средства получения входных данных для этих алгоритмов. Основной особенностью природных сред как объектов диагностики является их сложность, что почти всегда требует высокой степени прецизионности на всех этапах мониторинга — в выборе метода

измерений, в получении исходных данных, в выборе алгоритма решения обратной задачи. В данной работе мы хотим показать большие возможности алгоритмов искусственного интеллекта, прежде всего техники искусственных нейронных сетей (ИНС), в решении обратных задач диагностики природных сред. Общие положения этого подхода мы проиллюстрируем конкретными примерами из области лазерной спектроскопии водных сред.

Решение обратных задач с помощью искусственных нейронных сетей

Математические алгоритмы и методики, основанные на технике искусственных нейронных сетей (ИНС), позволяют эффективно решать разнообразные задачи из областей прогнозирования, оценки, классификации и распознавания образов самой разной природы [1]. Важным свойством метода ИНС является то, что в нем практически не используются какие-либо априорные знания об объекте исследования, а работа алгоритмов основана исключительно на информации, содержащейся во входных данных (т.н. data-driven алгоритмы). Эта информация усваивается и обобщается нейронной сетью, которая делает свои оценки не только на основе предъявленного ей в данный момент примера, но и на основе всех тех примеров, которые содержались в обучающей выборке.

Подобные методы особенно эффективны в ситуациях, когда решение задачи плохо алгоритмизуемо или методы ее точного решения отсутствуют, а данные противоречивы и содержат значительную шумовую составляющую. Именно к такому классу задач относятся многочисленные обратные задачи, решение которых — неотъемлемая часть любого спектроскопического исследования.

Простейший элемент сети, называемый нейроном, имеет несколько входов и один выход. Нейрон осуществляет взвешенное суммирование входов с последующим нелинейным преобразованием результата суммирования. Более сложные элементы могут осуществлять интегрирование по времени или другие операции, более сложные, чем простое суммирование (см., например, [2]).

ИНС определяется топологией связей между узлами (нейронами), характеристиками узлов и правилами обучения. Способность к обучению определяет такое уникальное свойство ИНС, как обобщение представленной информации, с выявлением скрытых закономерностей. Существуют различные типы ИНС: например, перцептроны, обучаемые по методу обратного распространения ошибки [1], нейронная сеть с общей регрессией [2] и т.д.

Первым этапом работы с ИНС является ее обучение (тренировка) на известных примерах. Процесс обучения состоит в том, что сети поочередно предъявляются примеры тренировочного набора данных, с последую-

щим анализом отличия ответа сети от желаемого ответа и подстройкой весовых коэффициентов сети по определенному алгоритму. Оценка качества сети в процессе тренировки производится на тестовом наборе данных, и на основании этого, как правило, принимается решение о прекращении тренировки. Тестовый набор создается таким образом, чтобы его примеры не совпадали с примерами тренировочного набора. Применение сети к тестовому набору необходимо для того, чтобы предотвратить выучивание сетью шумов и ее "переучивание", либо для определения оптимальных подстроечных параметров сети.

Метод ИНС сам по себе не дает алгоритма вычисления ошибок (погрешностей) восстанавливаемых параметров. Поэтому для оценки точности восстановления параметров следует использовать отдельный проверочный (экзаменационный) набор данных, никак не использовавшийся в процессе тренировки сети, но для которого (так же, как и для тренировочного и тестового наборов) известны желаемые ответы. Экзаменационных наборов может быть несколько. В этом случае они помогают оценить качество работы сети при различных условиях. Например, часто используют несколько экзаменационных наборов с различными уровнями шума во входных данных.

Таким образом, для работы с нейронными сетями необходимы тренировочный набор, тестовый набор и один или несколько экзаменационных наборов данных.

Из сказанного следуют две принципиально различные постановки решения обратной задачи спектроскопии с помощью ИНС:

а) Постановка задачи "от эксперимента"

В этом случае первоначально имеется экспериментальный массив данных $S_m = (X, Y)_m$, $m = 1 \dots N$, где вектор X — совокупность наблюдаемых значений (спектр, измеряемая кривая и т.п.), а вектор Y — соответствующий X искомый набор "правильных" определяемых параметров обратной задачи. При этом либо значения Y измеряются альтернативным путем, либо измерения X производятся на пробах с заранее известными значениями Y . Далее ИНС обучается оценивать значения обратной функции $Y(X)$ с минимальной ошибкой на наборе S_m или его подмножествах. Как правило, выделяют тренировочный и тестовый наборы, используемые в процессе обучения сети, и экзаменационный набор, используемый для оценки работы сети на независимых данных.

Основным преимуществом такого подхода является автоматический учет всех факторов, влияющих на форму наблюдаемой кривой; основным недостатком — сложность обеспечения необходимой представительности обучающей выборки.

б) Постановка задачи с использованием моделирования

Этот подход может быть использован при наличии достаточно качественной аналитической модели объекта, позволяющей вычислительное решение прямой задачи $X=F(Y)$. В этом случае исследователь может заранее задать диапазон возможного изменения каждого из параметров и "сетку" его значений, обеспечивающие необходимую представительность обучающей выборки. Далее обучающая выборка $S_m = (X, Y)_m$ (все необходимые наборы данных) формируется путем вычислительного решения прямой задачи $X=F(Y)$, и эта выборка используется для обучения ИНС.

Основным преимуществом такого подхода является возможность обеспечивать необходимую представительность обучающей выборки, как по диапазонам изменения параметров, так и по количеству примеров. Основным недостатком является сложность разработки адекватной аналитической модели решения прямой задачи, учитывающей все множество разнообразных факторов, влияющих на наблюдаемую кривую в процессе эксперимента, в том числе сложность оценки реального характера и уровня шумов.

Сравнительный анализ этих двух методических подходов приведен в табл. 1. В настоящей работе рассматриваются постановки нескольких обратных задач в лазерной спектроскопии водных сред и приводятся некоторые результаты их решения.

Таблица 1. Сравнительный анализ методических подходов решения обратных задач с помощью ИНС

Характеристика	"От эксперимента"	"От модели"
Представительность наборов данных	Как правило, недостаточная	Адекватная
Наличие шумов в данных	Присутствуют всегда	Могут быть введены искусственно при генерации данных или при тренировке ИНС
Уровень шумов в данных	Определяется экспериментом	Задается при моделировании или тренировке
Проведение экспериментов	Необходимо	Желательно для проверки результатов
Наличие аналитической или вычислительной модели решения прямой задачи	Не требуется	Требуется
Адекватность решения реальному объекту	Высокая	В меру адекватности используемой модели

Определение температуры воды по валентной полосе КР света с помощью ИНС

Исследования зависимости валентной полосы КР жидкой воды от температуры в диапазоне от 0...90°C показали [3, 4], что с увеличением температуры интенсивность высокочастотной области увеличивается, низкочастотной — уменьшается (рис. 1). При этом максимум полосы смещается в сторону высоких частот, полуширина полосы увеличивается. Такая чувствительность указанной полосы к изменению температуры воды позволяет решать обратную задачу КР спектроскопии — определение температуры воды по спектрам КР.

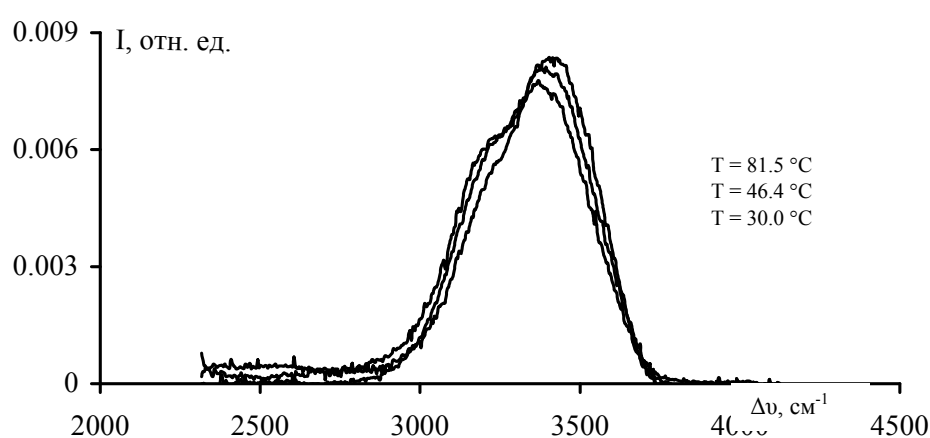


Рис. 1. Валентная полоса КР воды при разных температурах

Подробное описание решения этой задачи КР-спектроскопии приведено в работе [5] настоящего сборника. Остановимся лишь на результатах применения техники ИНС для определения температуры воды по валентной полосе КР.

Нами были применены два указанных (табл. 1) подхода: 1) решение обратной задачи с использованием для тренировки ИНС экспериментальных спектров КР воды; 2) создание оптимальной аналитической модели зависимости спектра валентной полосы КР от температуры (с помощью метода группового учета аргументов) с последующим обучением ИНС на основе этой модели.

В первом случае искусственные нейронные сети тренировались на экспериментально полученных спектрах. Для оценки точности определения температуры по спектрам КР воды использовалась нейронная сеть с общей регрессией (НСОР) с генетическим поиском оптимального параметра сглаживания [1]. Из полученных экспериментальных спектров валент-

ной полосы КР были сформированы три набора данных для обучения нейросети: тренировочный (89 спектров в диапазоне температур от 0 до 80°C), тестовый (30 спектров в том же диапазоне) и экзаменационный (7 спектров в том же диапазоне). При работе с нейронными сетями использовалась только наиболее информативная центральная часть спектров (200 каналов). Никакого сглаживания кривых не проводилось, так как нейронные сети обладают свойством устойчивости к шумам и могут на фоне шумов распознать полезную информацию, что является их несомненным достоинством.

Расчеты проводились с помощью пакета NeuroShell 2. Полученные результаты приведены в виде корреляционной диаграммы на рис. 2, на которой по оси абсцисс отложены истинные значения температуры, а по оси ординат - значения, определенные ИНС. При этом было получено, что относительная среднеквадратичная ошибка определения температуры (на экзаменационном наборе) составляет 0.4%, а средняя абсолютная ошибка не превышает 0.3°C.

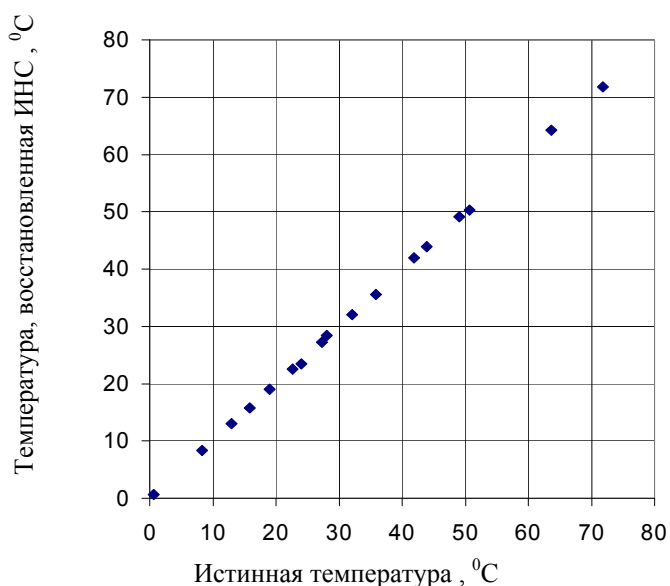


Рис. 2. Корреляционная диаграмма истинной температуры и температуры, восстановленной с помощью ИНС

Следует отметить, что полученная с помощью техники ИНС точность определения температуры по спектрам КР воды превышает точность определения температуры, получаемую другими методами [4].

Второй подход в разработке метода определения температуры воды по валентной полосе КР заключался в тренировке искусственных нейронных сетей на модельных (расчетных) кривых. Для этого с помощью метода

группового учета аргументов (МГУА) [6] с использованием экспериментальных данных была построена модель зависимости интенсивности в каждом канале спектра КР воды от температуры.

Для определения температуры воды с помощью ИНС по построенной модели были рассчитаны необходимые наборы спектров, которые использовались для обучения и тестирования ИНС. В результате была получена точность определения температуры по модельным кривым 1.5°C . Этот результат свидетельствует о том, что построенная нами модель зависимости интенсивности КР в каждом канале валентной полосы КР воды от температуры не является достаточно точной. В дальнейшем следует искать возможности построения более точной модели.

Выделение малых вкладов одного из компонентов путем анализа полосы флуоресценции смеси СОС с помощью ИНС

В данной задаче анализируются спектры флуоресценции природной воды и модельных образцов при лазерном возбуждении. Обратная задача состоит в определении парциальных флуоресцентных вкладов примесей (в частности, нефтяных загрязнений (НЗ) на фоне водного гумусового вещества (ВГВ)) по 500 значениям интенсивности спектра флуоресценции в разных каналах.

Подход "от модели" в данной задаче затруднен по двум причинам. Во-первых, изучаемый объект весьма сложен, что не позволяет осуществить непосредственное моделирование реальных спектров. Во-вторых, имеет место нелинейное взаимодействие примесей (тушение флуоресценции), что вносит искажения при попытках моделирования спектра смеси как суперпозиции спектров компонентов.

Косвенное моделирование в этом случае может быть реализовано путем численного построения спектров смесей как суперпозиции экспериментальных спектров компонентов. Именно такой численный эксперимент был выполнен в качестве первого шага в выяснении возможностей определения малых флуоресцентных вкладов путем прямого анализа спектров. Использовались спектры флуоресценции модельных

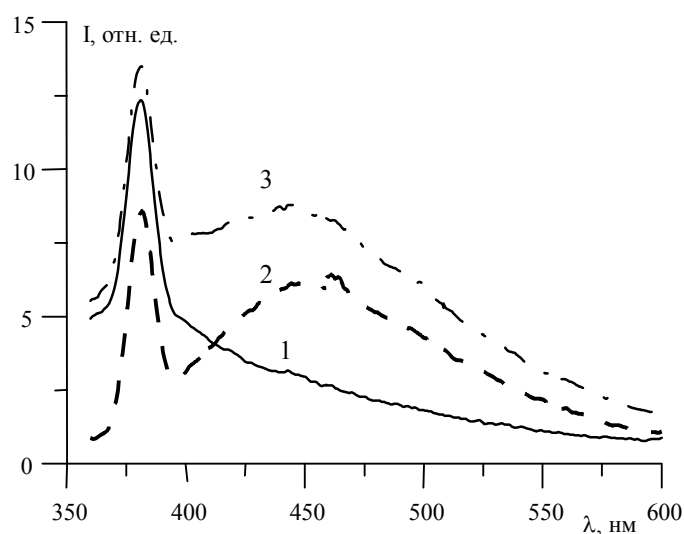


Рис. 3. Экспериментальные спектры флуоресценции модельных образцов нефти (1) и фульвокислот (2) в воде и их смеси (3)

проб растворов фульвокислот (ФК) в воде и нефтяной эмульсии в воде (рис. 3). На спектрах присутствует и полоса КР воды, которую удобно использовать в качестве внутреннего репера для калибровки полосы флуоресценции [7]. В этом случае удобно работать с флуоресцентным параметром $\Phi_0 = N_{\text{f0}}/N_{\text{RS}}$, где N_{f0} — число фотонов флуоресценции (в отсутствии насыщения флуоресценции), N_{RS} — число фотонов КР.

Задача решалась в предположении отсутствия взаимодействия между компонентами. Спектры смеси моделировались как линейная суперпозиция исходных (базовых) экспериментальных спектров компонентов с варьируемыми весовыми коэффициентами, в качестве которых удобно было выбрать парциальные значения флуоресцентного параметра Φ_0 .

По этой "линейной" модели были рассчитаны тренировочный (2209 примеров), тестовый (361 пример) и проверочный (64 примера) наборы в пределах изменения параметров $\Phi_0^{\text{ФК}}$: 0.01..20, $\Phi_0^{\text{НЗ}}$: 0.01–20. С использованием этих модельных спектров были натренированы различные архитектуры НС.

При применении НС к модельным (расчетным) спектрам наилучшие результаты показали пятислойный перцептрон и метод группового учета аргументов. Эти НС оказались способны определять вклад НЗ вплоть до значения флуоресцентного параметра $\Phi_0^{\text{НЗ}} = 0.02$ на фоне флуоресценции ФК со значениями параметра до $\Phi_0^{\text{ФК}} = 20.0$. В этом случае ошибка в определении параметра $\Phi_{0\text{НЗ}}$ не превышала 10%. При увеличении значений параметра $\Phi_0^{\text{НЗ}}$ ошибка уменьшается, так что значение ошибки, среднее по всему диапазону изменения $\Phi_0^{\text{НЗ}}$ и $\Phi_0^{\text{ФК}}$, составило около 2% (как для $\Phi_0^{\text{НЗ}}$, так и для $\Phi_0^{\text{ФК}}$). Затем все полученные НС были применены к экзаменационному набору, к спектрам которого был добавлен шум амплитудой до 10%. Минимально определяемый уровень $\Phi_0^{\text{НЗ}}$ составил 1.7 на фоне $\Phi_0^{\text{ФК}} = 20.0$, с ошибкой определения $\Phi_{0\text{НЗ}}$, не превышающей 5%. При этом наилучшие результаты показали НСОР и пятислойный перцептрон с использованием добавления шума к спектрам тренировочного набора в процессе тренировки.

На следующем этапе сети, натренированной, как и выше, по линейной модели, предъявлялись не моделированные спектры, а экспериментальные спектры флуоресценции. Погрешность возрастала до 25-30%, минимально определяемая величина флуоресцентного вклада $\Phi_0^{\text{НЗ}}$ увеличивалась более чем на порядок. Это означает, что спектр флуоресценции реальной смеси не в полной мере соответствует модели, для которой тренировалась сеть. Причин для этого может быть несколько: большие погрешности, нарушение линейности из-за взаимодействия между компонентами, влияние органических соединений на полосу КР воды и т.д.

Большинство из этих факторов учитываются автоматически, если использовать подход "от эксперимента". В этом случае погрешность определе-

ния $\Phi_{\text{ОНЗ}}$ оказалась меньше, чем в предыдущем случае, но, тем не менее, не достигла экстремально низких значений, полученных на модельных спектрах в отсутствие шумов. Это означает, что подход "от эксперимента" действительно устранил ошибки, связанные с отличием реальных спектров, предъявляемых сети, от модельных. Однако резкое сокращение объема данных, на которых тренировалась сеть, по сравнению с тренировкой по модели, не позволило достичь хорошей точности определения искомым параметров.

На следующем этапе планируется проведение более качественных экспериментов для улучшения результатов при использовании подхода "от эксперимента". Планируется также переход от линейной суперпозиции спектров компонентов к более адекватной модели получения спектров смеси, учитывающей взаимодействие компонентов. Помимо этого, в этой задаче представляется разумным осуществление предобработки данных путем их компрессии с помощью автоассоциативной памяти.

Другие примеры применения ИНС для решения задач лазерной спектроскопии водных сред представлены в работе [8] настоящего сборника.

Эффективность применения техники ИНС для решения обратных задач лазерной спектроскопии, по-видимому, объясняются свойствами ИНС как алгоритма обработки данных. Во-первых, ИНС пользуется для решения обратной задачи не несколькими очевидными и легко формулируемыми понятиями (положение составляющих спектра, их полуширина и т.п.), а большим количеством выделяемых ею самой при обучении признаков. Во-вторых, при обучении ИНС усваивает информацию, содержащуюся не в одной исследуемой кривой, а во всем тренировочном массиве данных, выделяя существенную и воспроизводимую информацию и отбрасывая несущественные и шумовые изменения во входных данных. Подобное поведение выгодно отличает нейросетевой подход от подходов, использующих другие алгоритмы. (Например, вариационные алгоритмы используют процедуру минимизации невязки путем подбора небольшого количества заранее определенных параметров, причем это делается отдельно для каждого примера.) Использование подхода "от модели" там, где это возможно, и "зашумления" данных в процессе тренировки позволяют увеличить эффективное количество примеров, усваиваемых сетью, что дополнительно облегчает сети задачу выделения существенной информации и улучшает качество ее работы.

Полученные в данной работе результаты демонстрируют отмеченные выше особенности алгоритмов решения обратных задач лазерной спектроскопии, использующих технику ИНС, и являются предпосылкой для дальнейших исследований в этом направлении.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 99-02-17946), ФНТП "Фундаментальная спектроскопия" и ФЦП "Интеграция" (УНЦ "Фундаментальная оптика и спектроскопия").

Литература

1. <http://www.emsl.pnl.gov:2080/proj/neuron/neural/neural.homepage.html>
2. *Specht D. A.* "General Regression Neural Network", IEEE Transactions on Neural Networks, 2, pp. 568–576, 1991.
3. *Leonard D.A., Caputo B. and Fridman J.D.* "Remote Sensing of Subsurface Water Temperature by Raman Polarization Spectroscopy", SPIE, Polarizers and Applications, 307, pp. 76–78, 1981.
4. *Dolenko T.A., Churina I.V., Fadeev V.V., Glushkov S.M.* Valence band of liquid water Raman scattering: some peculiarities and applications in the diagnostics of water media./ J. Raman Spectroscopy, 2000, 31, p. 863–870.
5. *Чурина И.В., Доленко Т.А., Глушков С.М., Великотный П.* Новые подходы в дистанционном определении температуры и солености морской воды методом лазерной спектроскопии комбинационного рассеяния. (В наст. сборн.)
6. *Madala H.R. and Ivakhnenko A.G.* "Inductive Learning Algorithms for Complex Systems Modeling", Boca Raton, CRC Press Inc., 1994.
7. *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.
8. *Бойчук И.В., Доленко Т.А., Доленко С.А., Фадеев В.В.* Диагностика смесей органических соединений в природных водах методами лазерной флуориметрии. (В наст. сборн.).

СТРУКТУРА И ВОЗМОЖНОСТИ АВТОМАТИЗИРОВАННОЙ СИСТЕМЫ «РЕГИОНАЛЬНЫЙ ЭКОЛОГИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ МОРСКОЙ СРЕДЫ»

Лебедев С.А., Леоненко О.И.

*Геофизический центр Российской Академии наук
Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского*

Для проведения оперативной оценки степени антропогенного воздействия, понимания механизмов распространения загрязняющих веществ и планирования натурных исследований, а в будущем и прогноза состояния экосистем конкретных морских регионов, необходимо создание специализированных, автономных автоматизированных систем экологической направленности, обеспечивающих интерактивный режим работы.

С этой целью была разработана автоматизированная система «Региональный экологический мониторинг морской среды» [1, 2]. Система построена по модульному принципу, позволяющему легко производить ее

наращивание или видоизменение и может быть адаптирована к любому морскому региону.

Модель распространения и усвоения антропогенных примесей использует стационарное поле скоростей и применима для верхнего поверхностного слоя толщиной один метр. Блок подготовки данных позволяет настроить системы на расчет различных модельных ситуаций (аварийный выброс, регулярный сброс и т.д.). Блок визуализации модельных результатов позволяет вывести в графическом режиме как исходную информацию (поля скоростей для заданной метеорологической ситуации, положение источников сброса), так и результаты модельных расчетов. Информация необходимая для работы модели (рельефа дна, береговая линия параметры источников сброса и т.д.) содержится в Банке данных.

Для проведения модельных исследований выбирались нефтяные углеводороды как один из приоритетных загрязнителей морской среды, деструкция которых в первом приближении описывается законом мономолекулярной реакции первого порядка [3], а испарение в атмосферу и осаждение — линейные функции по времени [4].

Системы хорошо зарекомендовала себя при проведении экологического мониторинга Бургасского залива Черного моря [1, 5]. Ниже приводятся результаты экологического мониторинга аварийного сброса в Таганрогском заливе Азовского моря (рис. 1) и регулярного сброса в Керченском проливе (рис. 2). Режим работы автоматизированной системы приведен в табл. 1 и 2 соответственно.

Таблица 1 Режим работы модели для Таганрогского залива Азовского моря

Метеоусловия	Западный ветер
Время года	Лето
Аварийный сброс	1000 т
Режим работы	С учетом деструкции и осаждения

Таблица 2 Режим работы модели для Керченского пролива

Метеоусловия	Северный ветер 10 м/с
Время года	Лето
Регулярный сброс	32 т/сутки
Режим работы	С учетом деструкции и осаждения

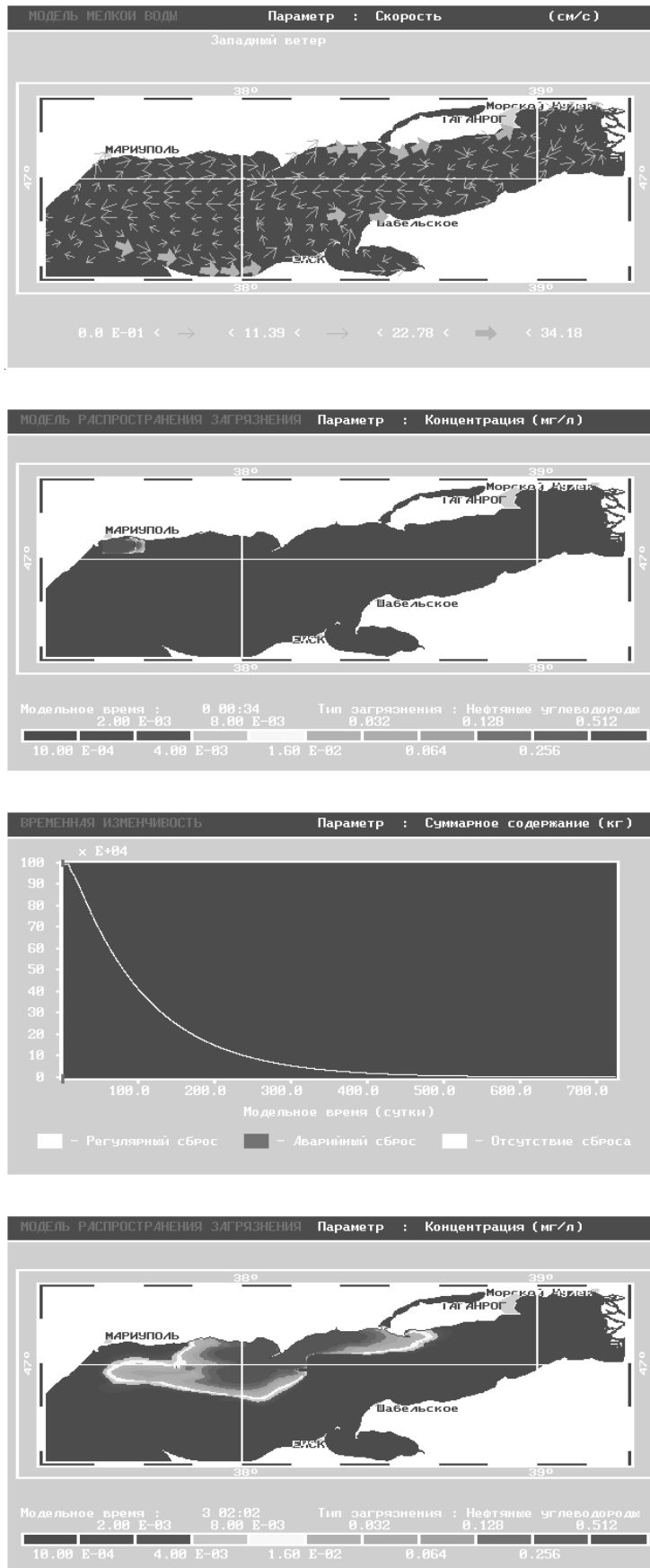


Рис. 1. Результаты экологического мониторинга аварийного сброса (район г. Мариуполя) в Таганрогском заливе Азовского моря

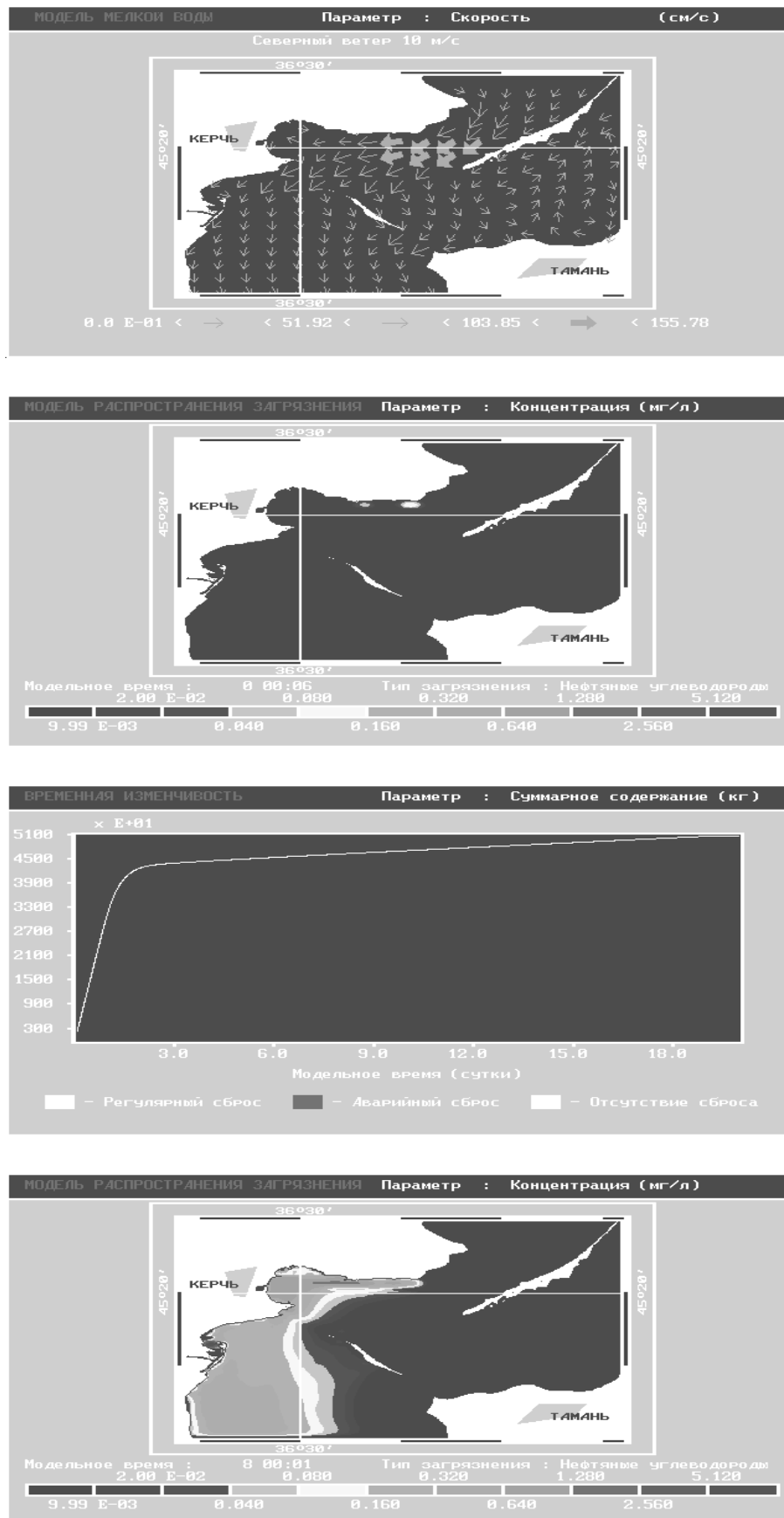


Рис. 2. Результаты экологического мониторинга регулярного сброса в Керченском проливе

Литература

1. Практическая экология морских регионов. Черное море. /Ред. Кеонджян В.П., Кудин А.М., Терехин Ю.В.— Киев: Наукова думка, 1990. — 252 с.
2. Кеонджян В.П., Кабанов М.И., Лебедев С.А., Леоненко О.И., Шмельков Б.С. Структура и возможности автоматизированной системы “Региональный экологический мониторинг морской среды”. //Геохимия, 1993, № 5, с. 760–767.
3. Процессы самоочищения морских вод от химических загрязнителей. /Труды ГОИН. Вып. 128. — М: Гидрометеиздат, 1978. — 145 с.
4. Динамика и прогноз загрязнения океанических вод. /Ред. А.И. Симонов. В серии: “Проблемы химического загрязнения вод Мирового океана”. — Л: Гидрометеиздат, 1985, т. 1. — 145 с.
5. Леоненко О.И., Зильберштейн О.И. Моделирование распространения нефтяных углеводородов в Бургасском заливе Черного моря. /Труды ГОИН, вып. 197. — М.: Гидрометеиздат, 1991, с. 149–155.

ТРЕХПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО ОТКЛИКА ФИТОПЛАНКТОНА — ШАГ К СОЗДАНИЮ МЕТОДА БИОИНДИКАЦИИ КАЧЕСТВА ВОДЫ *IN SITU*

Маслов Д.В., Буриков С.А., Литвинов П.Н.

МГУ им. М.В. Ломоносова

В статье сообщаются результаты первого шага к созданию дистанционного метода биоиндикации состояния водной экосистемы (качества воды, наличия токсикантов и т.п.) *in situ*. В основу метода положена идея использования для биоиндикации молекулярных фотофизических параметров фитопланктона, которые могут быть определены методом лазерной нелинейной флуориметрии (флуориметрии насыщения) с непрерывной калибровкой по сигналу комбинационного рассеяния воды. Предполагается, что эти параметры чувствительны к факторам среды. Первый шаг в решении этой сложной задачи состоит в построении малопараметрической модели фотофизических процессов в фотосинтезирующих организмах, сопровождающихся их флуоресценцией при импульсном лазерном возбуждении. В качестве параметров такой модели выбраны: сечение возбуждения молекул хлорофилла-а (Хл-а) σ^* , определяемое как прямым поглощением возбуждающего излучения этими молекулами, так и переносом энергии на них со вспомогательных пигментов; время жизни возбужденного состояния молекул Хл-а τ^* , определяемое скоростью их линейной дезактивации, равной сумме скоростей внутримолекулярных переходов и переноса возбуждения на реакционные центры; константа скорости синглет-синглетной аннигиляции γ . Эти параметры могут быть определены методом нелинейной флуориметрии. Получены приближенные выражения для параметров σ^* и τ^* , связывающие их с параметрами исходной, многопараметрической модели. Исследованы зависимости параметров σ^* и τ^* от этих параметров, а также от

плотности потока фотонов возбуждающего излучения F . Определены условия, при которых величины параметров σ^* и τ^* не зависят от F

Введение

В данной работе исследованы возможности описания процесса формирования флуоресценции фитопланктона (ФП) при импульсном лазерном возбуждении трехпараметрической моделью. Эта задача возникла при разработке лазерных методов диагностики фитопланктона [1] и особое звучание получила в связи с проблемой дистанционной биоиндикации состояния водных экосистем. Лазерная диагностика ФП осуществляется путем зондирования проб природной воды или непосредственно водной толщи последовательностью лазерных импульсов, которые в большинстве случаев имеют следующие характеристики: длина волны 532 нм (2-ая гармоника ИАГ:Nd-лазера), длительность импульса 10 нс, частота следования импульсов 10 Гц, плотность мощности в импульсе от единиц кВт/см² до единиц МВт/см², чему соответствует плотность потока фотонов F от 10^{21} до 10^{25} см⁻²с⁻¹.

Типичный спектр флуоресценции ФП при возбуждении $\lambda_{\text{exc}}=532$ нм представлен на рис. 1. Спектр содержит единственную полосу флуоресценции ФП с максимумом на $\lambda=685$ нм, одинаковую по форме и положению для всех групп водорослей (исключая сине-зеленые водоросли, в отклике которых, помимо этой полосы, обусловленной хлорофиллом-а, появляется полоса флуоресценции фикобилинов [2]).

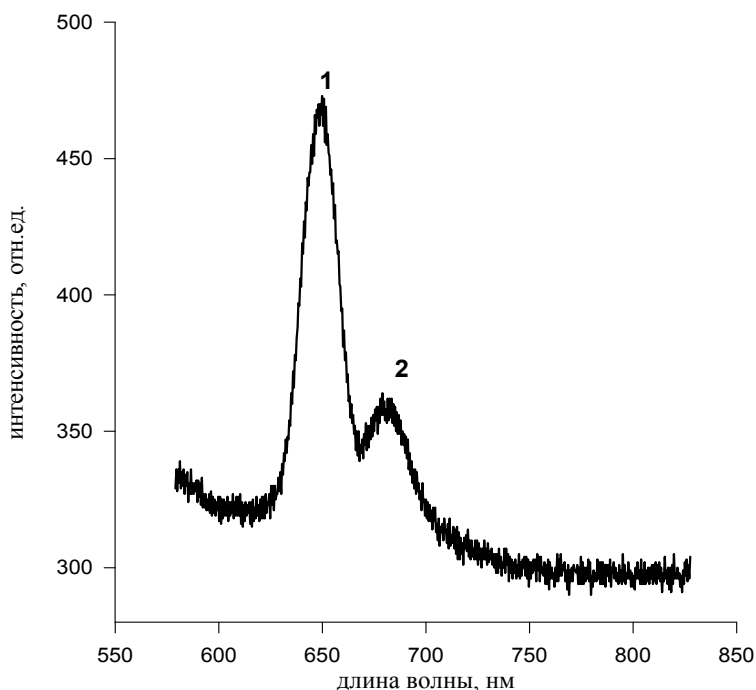


Рис. 1. Типичный спектр морской воды (длина волны возбуждения $\lambda=532$ нм). 1 — полоса комбинационного рассеяния молекул воды, 2 — полоса флуоресценции ФП

Центральной проблемой во флуоресцентной диагностике ФП является определение видовой принадлежности и состояния водорослей. Эти данные важны сами по себе (в частности, для оценки первичной продукции, а также для создания дистанционного метода биоиндикации состояния экосистемы), но без них нельзя определить и концентрацию ФП по интенсивности его флуоресценции (концентрацию ФП часто характеризуют концентрацией основного пигмента — хлорофилла-а).

В литературе описано несколько подходов к решению этой задачи. В [3] предлагается для определения групп водорослей использовать спектры возбуждения флуоресценции, для получения которых при неконтактной диагностике необходим лазер с перестраиваемой длиной волны. Этот метод не получил распространения из-за сложности реализации и недостаточной избирательности.

Для определения фотосинтетической активности водорослей применяются методы pump-and-probe [4–6], FRR (Fast Repetition Rate) [7] и ПАМ (Pulse Amplitude Modulation) [8]. Данные методы позволяют определить показатель фотосинтетической активности как квантового выхода первичного разделения зарядов в реакционных центрах (РЦ) фотосинтетической единицы (ФСЕ) и интегральное сечение поглощения света фотосистемой-II. Это — очень важные характеристики, но их недостаточно для описания состояния водорослей, особенно, если мы хотим использовать их для биоиндикации качества окружающей среды (в данном случае, воды). Более полную информацию как о видовой принадлежности, так и о состоянии водорослей могли бы дать молекулярные фотофизические параметры ФСЕ, которыми можно описать процесс формирования флуоресценции этих объектов. Однако полный набор таких параметров составляет около двух десятков (смотри ниже). В настоящее время единственным методом, позволяющим, в принципе, определить одновременно указанные выше параметры нативных ФСО является метод нелинейной флуориметрии (флуориметрии насыщения) [1, 9, 10]. Однако сейчас этот метод позволяет с удовлетворительной точностью определять не более трех параметров в рамках единой обратной задачи. Такое ограничение числа определяемых параметров объясняется особенностями кривых насыщения $N_{fl}(F)$, которые представляют собой исходные данные для решения обратной задачи (N_{fl} — число фотонов флуоресценции, F — плотность потока фотонов возбуждающего излучения). Таким образом, встает задача сокращения числа исходных фотофизических параметров ФСЕ, при этом едва ли можно рассчитывать на выделение трех доминирующих в сколько-нибудь приемлемых интервалах изменения внешних параметров, в частности, плотности потока фотонов возбуждающего излучения F . Остается второй путь — поиск обобщенных параметров, зависящих от исходных. Желательно, чтобы эти параметры имели достаточно ясный физический смысл. В данной работе показана возможность создания такой трехпараметрической модели.

1. Исходная, многопараметрическая модель формирования флуоресценции ФСО

В литературе рассмотрено несколько моделей формирования флуоресцентного отклика ФСО при их оптическом возбуждении [1, 11]. На данный момент наиболее убедительной представляется мультицентральной, рекомбинационная модель, согласно которой флуоресценция формируется, в общих чертах, следующим образом.

Фотоны возбуждающего излучения поглощаются молекулами хлорофилла-а (Хл-а) и вспомогательных пигментов (ВП), входящих в состав светособирающей антенны (ССА). Энергия с большой скоростью ($\sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$) передается с возбужденных молекул ВП на молекулы Хл-а. Возбужденное состояние Хл-а (экситон) мигрирует по ССА пока либо не захватывается реакционными центрами, либо дезактивируется в результате внутримолекулярных переходов в основное состояние — безизлучательных или излучательных (последние сопровождаются флуоресценцией) — или синглет-синглетной аннигиляции. Квантовый выход флуоресценции Хл-а в нативных ФСО при открытых РЦ равен $\sim 1\%$ (в растворе около 30%). Каждая ССА может передать экситон многим РЦ (мультицентральная модель). Вопрос о том скольким именно — остается открытым.

В [1] показано, что при традиционно используемых параметрах лазерного излучения (длительность импульса $\sim 10 \text{ нс}$, частота следования импульсов $\sim 10 \text{ Гц}$) в формировании флуоресцентного отклика ФСО участвует четыре состояния РЦ: открытые, закрытые и два промежуточных.

Такой физической модели соответствует следующая математическая модель формирования флуоресценции ФСО. Она представляет собой систему кинетических (скоростных) уравнений для концентраций возбужденных состояний молекул Хл-а $n_{хл}$ и ВП $n_{вп}$ и концентраций РЦ в состояниях P_1Q_a , $P^+IQ_a^-$, $P_1Q_a^-$, $P^+IQ_a^-$ (N_1 , N_2 , N_3 , N_4 соответственно):

$$\begin{cases} \dot{n}_{вп} = F\sigma_{вп}(n_{вп}^0 - n_{вп}) - \frac{n_{вп}}{\tau_{вп}} - \gamma_{вп}n_{вп}^2 - k_{12}n_{вп}(n_{хл}^0 - n_{хл}) \\ \dot{n}_{хл} = (F\sigma_{хл} + k_{12}n_{вп})(n_{хл}^0 - n_{хл}) - \frac{n_{хл}}{\tau_{хл}} - \sum p_i^{pu} n \frac{N_i}{N_0} - \gamma_{хл}n_{хл}^2 + \xi N_4 p_r \\ \dot{N}_1 = -\dot{N}_2 = -p_1^{pu} n \frac{N_1}{N_0} \\ \dot{N}_3 = -\dot{N}_4 = -p_3^{pu} n \frac{N_3}{N_0} + N_4 p_r \end{cases} \quad (3).$$

Здесь $n_{вп}^0$, $n_{хл}^0$ — концентрации молекул Хл-а и ВП, $\tau_{вп}$ и $\tau_{хл}$ — собственные времена жизни возбужденных состояний молекул Хл-а и ВП, $\gamma_{вп}$, $\gamma_{хл}$

— константы синглет-синглетной аннигиляции возбужденных состояний молекул Хл-а и ВП, k_{12} — константа скорости переноса энергии с молекул ВП на молекулы Хл-а, p_1, p_2, p_3, p_4 — скорости захвата экситонов РЦ в состояниях $PIQ_a, P^+IQ_a^-, PIQ_a^-, P^+IQ_a^-$ соответственно (как было показано в [12], $p_1=p_2$), p_r — скорость рекомбинации зарядов в закрытых РЦ.

Очевидно, что перечисленные параметры модели так или иначе зависят от видовой принадлежности водорослей и их состояния, которые, в свою очередь, в большой степени определяются факторами окружающей среды (термодинамическими параметрами, освещенностью, химическим составом среды, в том числе присутствием в ней токсикантов).

Число фотонов флуоресценции N_{fl} , испускаемых облучаемым объемом среды, связано с концентрацией возбужденных состояний n_{xl} следующим образом:

$$N_{fl} = K_{xl}^{fl} \cdot \int_V d\vec{r} \cdot \int_0^\infty dt \cdot n_{xl}(\vec{r}, z, t) \quad (4)$$

где $\vec{r} = \{x, y\}$ — координата в поперечном сечении лазерного пучка, z — координата вдоль направления распространения, K_{xl}^{fl} — скорость излучательной дезактивации возбужденных состояний молекул Хл-а. Таким образом, исходя из модели, описываемой системой (3), мы видим, что зависимость $N_{fl}(F)$ включает в себя около 20 параметров. Восстановить такое число параметров при решении обратной задачи не представляется возможным.

2. Трехпараметрическая модель

Мы попытаемся «свернуть» параметры исходной модели в три параметра (назовем их обобщенными), которые могут быть определены в рамках трехпараметрической обратной задачи флуориметрии насыщения [9, 10].

Первый шаг на этом пути сделан в [11] (смотри также [1]): был введен обобщенный параметр σ^* и первые два уравнения системы (3) записаны в виде:

$$\begin{cases} \dot{n} = F\sigma^* \left(n^0 - n \right) - \frac{n}{\tau} - \sum p_i^{pu} n \frac{N_i}{N_0} - \gamma n^2 + \xi N_4 p_r \\ \dot{N}_1 = -\dot{N}_2 = -p_1^{pu} n \frac{N_1}{N_0} \\ \dot{N}_3 = -\dot{N}_4 = -p_3^{pu} n \frac{N_3}{N_0} + N_4 p_r \end{cases} \quad (5)$$

Очевиден физический смысл параметра σ^* . Это поперечное сечение возбуждения молекул Хл-а, определяемое как прямым поглощением возбуждающего излучения этими молекулами, так и переносом энергии на них со вспомогательных пигментов, которые также поглощают возбуждающее излучение (при $\lambda_{\text{exc}}=532$ нм этот канал возбуждения превалирует). Ниже мы получим выражение, связывающее параметр σ^* с параметрами исходной модели.

Теперь мы сделаем и второй шаг — введем обобщенный параметр τ^* и заменим всю систему (1) на одно уравнение с тремя параметрами:

$$\dot{n} = F\sigma^*(n^0 - n) - \frac{n}{\tau^*} - \gamma n^2 \quad (6)$$

Физический смысл обобщенного параметра τ^* также ясен: $(\tau^*)^{-1}$ — скорость линейной дезактивации возбужденных состояний молекул Хл-а, равная сумме скоростей внутримолекулярных переходов (излучательного и безизлучательного) и скорости переноса возбуждения с молекул Хл-а на РЦ. Еще один канал дезактивации возбужденных состояний молекул Хл-а (синглет-синглетная аннигиляция), сокращающий их время жизни в возбужденном состоянии, описывается отдельным членом и третьим параметром — константой скорости этого процесса γ или максимальной его скоростью γn_0 .

Для придания более строгого физического смысла введенным обобщенным параметрам σ^* и τ^* были получены приближенные аналитические выражения, связывающие их с параметрами исходной многопараметрической модели. Параллельно для проверки полученных аналитических выражений выполнялась процедура численного расчета σ^* и τ^* , которая заключалась в следующем. Сначала решалась исходная система с полным набором параметров (в случае нахождения σ^* — система (3), в случае нахождения τ^* — система (5)) и по формуле (4) вычислялся флуоресцентный отклик при некоторых фиксированных значениях параметров. Затем система с обобщенным параметром (в случае нахождения σ^* — система (5), в случае нахождения τ^* — система (6)) решалась при различных значениях искомого параметра (σ^* или τ^*), но при тех же самых значениях оставшихся параметров и значение получившегося флуоресцентного отклика сравнивалось с флуоресцентным откликом, полученным при решении исходной системы (3 или 5). Минимизацией разности этих двух флуоресцентных откликов находилось искомое значение обобщенного параметра. Численные расчёты производились методом Рунге-Кутты четвёртого порядка для гауссовского во времени и прямоугольного по пространству лазерного импульса.

Параметр σ^*

Для параметра σ^* было получено следующее приближенное аналитическое выражение (в предположении достаточно малых F ($F < 10^{24} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$)):

$$\sigma^* = \sigma_{xl} + \frac{k_{12}\sigma_{en}n_{en}^0}{\tau_{en}^{-1} + k_{12}n_{xl}^0} \quad (7)$$

Как видно из (7) σ^* не зависит в принятом предположении от плотности потока фотонов возбуждающего излучения F. Численные расчеты (рис. 2) подтвердили это предположение. Только при значениях F превышающих $10^{24} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ начинает проявляться зависимость σ^* от F. Таким образом, в диапазоне $F < 10^{24} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ эффективное сечение возбуждения молекул Хл-а σ^* в строгом смысле этого слова является параметром.

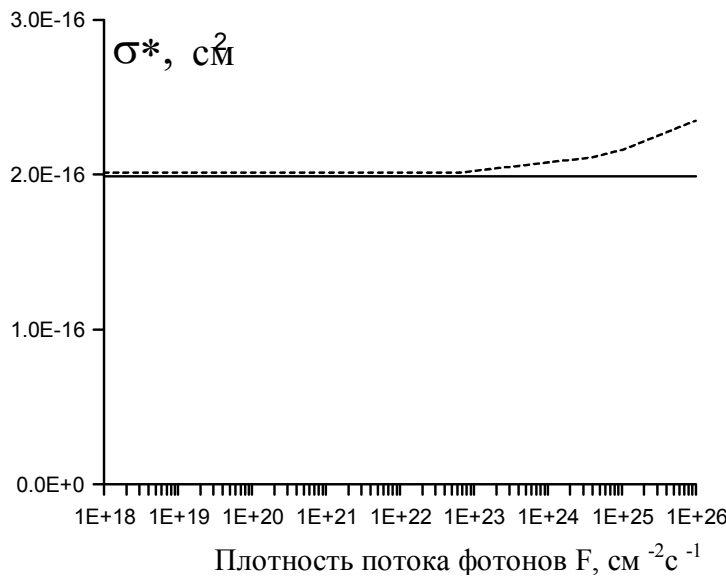


Рис. 2. Зависимость обобщенного параметра σ^* (сечения возбуждения молекул Хл-а) от плотности потока фотонов F (— аналитический расчет; - - численный расчет)

Отметим, что в области $F < 10^{24} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ результаты численных и аналитических расчетов совпадают с точностью до 2%.

Параметр τ^*

Для параметра τ^* было получено следующее приближенное аналитическое выражение.

$$(\tau^*)^{-1} = \tau^{-1} + \frac{N_3^0}{N_0} p_4^{pu} \left(1 + \frac{\alpha - 1}{\beta \sigma^* F \tau^* + 1} \right) + \frac{N_1^0}{N_0} p_1^{pu}, \quad (8)$$

где $\beta = p_3 \frac{n_0 / N_0}{p_r}$ и $\alpha = \frac{1 - \xi}{p_4 / p_3}$.

На рис. 3 представлены зависимости τ^* от плотности потока фотонов возбуждающего излучения F , рассчитанные по формуле (8) и полученные путем численного расчета. Видно, что их расхождение не превышает 10%.

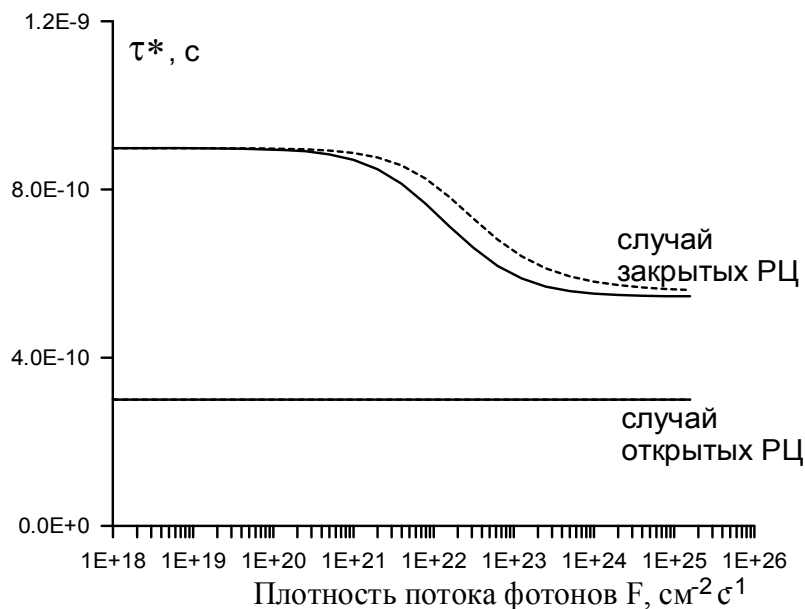


Рис. 3. Зависимость обобщенного параметра τ^* (времени линейной дезактивации возбужденного состояния молекул Хл -а) от плотности потока фотонов F . (— аналитический расчет; -- численный расчет)

(При нахождении τ^* в случае открытых РЦ численный и аналитический расчет дают одинаковые результаты).

Анализируя выражение (8) и рис. 3., можно заметить, что в отличие от σ^* , параметр τ^* зависит от F и эта зависимость имеет следующие закономерности.

Если до действия лазерного импульса все РЦ находились в открытом состоянии ($N_1^0 = N_0$; $N_3^0 = 0$), то $(\tau^*)^{-1} = \tau^{-1} + p_1$ и не зависит от F . Это следствие отмеченных выше соотношений между длительностью лазерного импульса $\tau_{\text{лаз}} = 10$ нс и временами процессов в РЦ, а также предположения, что $p_1 = p_2$.

Если же все РЦ до начала действия лазерного импульса находились в закрытом состоянии ($N_3^0 = N_0$; $N_1^0 = 0$), то поведение $\tau^*(F)$ существенно различается для разных соотношений фотофизических параметров, и это может быть использовано для уточнения модели первичных стадий фотосинтеза. Особенно сильное влияние на зависимость $\tau^*(F)$, меняющее качественно поведение кривой $\tau^*(F)$, оказывает параметр ξ . На рис. 4 изображены зависимости $\tau^*(F)$ при различных значениях параметра ξ . Видно, что

данный параметр существенно влияет на ход кривой. А при некотором значении ξ (равном 0.5) параметр τ^* становится постоянным и не зависит от F . В общем случае имеется две области значений F , где параметр τ^* (при изначально закрытых РЦ) практически постоянен. В случае малых F ($F < 10^{22} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$), значение τ^* определяется выражением $\frac{1}{\tau^*} = \frac{1}{\tau} + p_3^{pu}(1 - \xi)$, а в случае больших F ($F > 10^{24} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) значение τ^* определяется выражением $\frac{1}{\tau^*} = \frac{1}{\tau} + p_4^{pu}$. Эти уравнения получаются из (8) в предельных случаях малых и больших F .

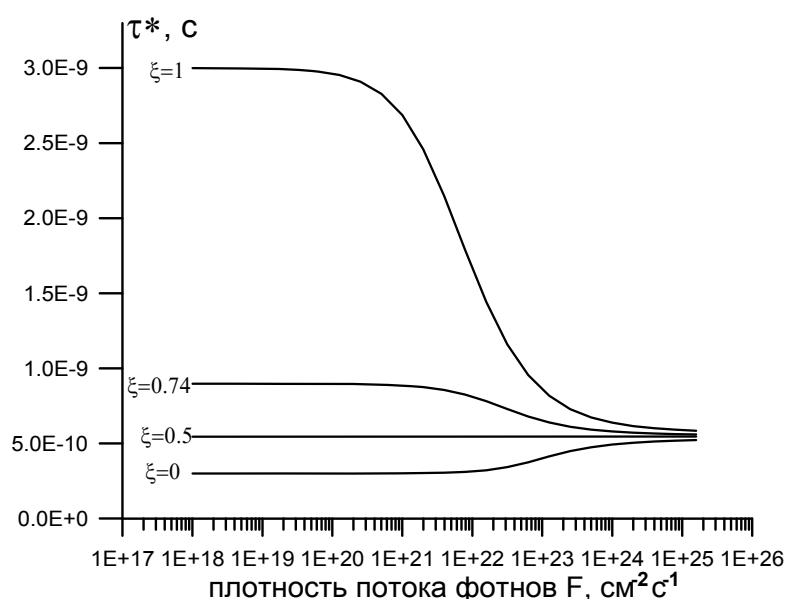


Рис. 4. Влияние вероятности рекомбинации зарядов в РЦ ξ на зависимость $\tau^*(F)$. Результаты численных расчетов

Заключение

Таким образом, фотофизические процессы в ФСО, сопровождающиеся их флуоресценцией при импульсном лазерном возбуждении могут быть описаны трехпараметрической моделью. Параметры этой модели $\sigma^*, \tau^*, \gamma_{n0}$ имеют ясный физический смысл. Получены приближенные аналитические выражения, связывающие эти параметры с параметрами исходной многопараметрической модели. Параметры $\sigma^*, \tau^*, \gamma_{n0}$ могут быть определены с помощью уже отработанных алгоритмов решения трехпараметрической обратной задачи флуориметрии насыщения [9, 10], в частности, с использованием техники искусственных нейронных сетей [13].

На основании формул (7) и (8) можно ожидать, что эти обобщенные параметры будут чувствительны к видовой принадлежности фотосинтези-

рующих организмов и их состоянию и, следовательно, могут быть использованы для контроля in-situ окружающей среды, в частности, водных экосистем.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы “Мировой океан” (проекты 6.1, 6.3, 6.10).

Литература

1. *Фадеев В.В., Бунин Д.К., Венедиктов П.С.* Методы лазерного мониторинга фотосинтезирующих организмов (обзор). Квантовая электроника, 1996, т. 23, № 11, с. 963–973.
2. *Клейтон Р.* Фотосинтез. Физические механизмы и химические модели. М.: Мир, 1984, 350 с.
3. *Mumola P.B., Jarret O., Brown C.A.* Multiwavelength laser induced fluorescence of algae in vivo: a new remote sensing technique. In: Second Joint Conference on Sensing Environmental Pollutants, Washington, D.C., 1973, p. 53.
4. *Kolber Z., Falkowski P.* Use of active fluorescence to estimate phytoplankton photosynthesis in situ. Limnol. Oceanogr., 38(8), 1646–1665, 1993.
5. Маторин Д.Н. Использование флуоресцентных методов измерения активности фотосистемы II при биомониторинге фитопланктона. Биофизика, 2000, т. 45, вып. 3, с. 491–494.
6. *Горбунов М.Ю., Фадеев В.В., Чекалюк А.М.* Метод дистанционного лазерного мониторинга эффективности фотосинтеза фитопланктона. Вестник Московского Университета. Серия 3 физика, астрономия. 1991, т. 32, № 6, с. 63–71.
7. *Kolber Z., Prasil O., Falkowski P.* Measurements of variable chlorophyll fluorescence using fast repetition rate techniques: defining methodology and experimental protocols. Biochimica et Biophysica Acta 1367: 88–106, 1998.
8. *Schreiber U., Schliwa U., Bilger W.* Continuous recording of photochemical and non-photochemical chlorophyll fluorescence quenching with a new type of modulation fluorometer. Photosynthetic research 10: 51–62, 1986.
9. *Fadeev V.V., Dolenko T.A., Filippova E.M., Chubarov V.V.* Saturation spectroscopy as a method for determining the photophysical parameters of complicated organic compounds. Optics Communications, 1999, v. 166, p.p. 25–33.
10. *Fadeev V.V., Filippova E.M., Maslov D.V., Matorin D.N., Venediktov P.S.* Diagnostics of photosynthesising organisms by linear and non-linear fluorimetry. Proceedings SPIE, 1999, v.3821, Proceedings of Environment sensing and Application International Symposium “Envirosense”, Munich, Germany, 14–17 June 1999 p. 248–259.
11. *Бунин Д.К., Горбунов М.Ю., Фадеев В.В., Чекалюк А.М.* Формирование флуоресценции хлорофилла-а IN-VIVO при наносекундном импульсном лазерном возбуждении. Квантовая электроника, 1992, т. 19, № 5, с. 421–423.

12. Горбунов М.Ю. Диагностика фитопланктона методами наносекундной импульсной лазерной флуориметрии. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. М.: МГУ, физический ф-т, 1992, 221 с.
13. Dolenko S.A., Dolenko T.A., Fadeev V.V., Filippova E.M., Kozyreva O.V., Persiantsev I.G. Solution of inverse problem in nonlinear laser fluorimetry of organic compounds with the use of artificial neural networks. *Pattern Recognition and Image Analysis*, 1999, v. 9, № 3, p.p. 510–515.

СОДЕРЖАНИЕ**ВВЕДЕНИЕ**

ТРЕТЬЯ ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ “ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭКОЛОГИИ (ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ФИЗИКА)”	3
--	---

СЕКЦИЯ 1**ЭКОЛОГИЯ ОКОЛОЗЕМНОГО КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА И АТМОСФЕРЫ**

ОСОБЕННОСТИ ЯВЛЕНИЯ ИСКУССТВЕННОГО F-SPREAD В СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЕ <i>Алимов В.А., Выборнов Ф.И., Митякова Э.Е., Рахлин А.В.</i>	6
---	---

БАЗА ДАННЫХ МОНИТОРИНГА В АТМОСФЕРЕ ЕВРАЗИИ РАДИАЦИОННО И КЛИМАТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ КОМПОНЕНТ <i>Вишератин К.Н., Каменоградский Н.Е., Кашин Ф.В.</i>	15
---	----

МОДЕЛЬ ЗАТУХАНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ЯДРЕ ИНТЕНСИВНОГО АТМОСФЕРНОГО ВИХРЯ <i>Ингель Л.Х.</i>	21
--	----

ДИНАМИКА РАЗВИТИЯ ОБЛАКА ВЗРЫВА И ХИМИЧЕСКИЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ NO _x В НЕМ <i>Кожухов С.А., Зыков Ю.Н.</i>	25
---	----

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ ПОЛЕЙ СОЛНЕЧНОЙ УФ РАДИАЦИИ В АТМОСФЕРЕ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ ВОЗМУЩЕНИЯ <i>Манойло А.В.</i>	35
--	----

ГЛОБАЛЬНЫЕ ПОЛЯ СПЕКТРАЛЬНОГО АЛЬБЕДО СИСТЕМЫ ЗЕМЛЯ–АТМОСФЕРА В ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН 280–340 НМВ УСЛОВИЯХ РАЗОРВАННОЙ ОБЛАЧНОСТИ <i>Манойло А.В.</i>	45
--	----

РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ЭКОЛОГИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ ОБЛАКОВ <i>Станкевич К.С.</i>	52
ОСОБЕННОСТИ ВАРИАЦИЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИЗЕМНОГО ОЗОНА НАД ЕВРОПЕЙСКОЙ ЧАСТЬЮ РОССИИ <i>Тарасова О.А., Арабов А.Я., Белоглазов М.И., Еланский Н.Ф., Карпечко А.Ю., Картунова З.В., Кузнецов Г.И., Поволотская Н.П., Сенник И.А.</i>	56
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА НАКОПЛЕНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ВЫБРОСОВ В АТМОСФЕРЕ <i>Шагапов В.Ш.* , Галиаскарова Г.Р.</i>	69
СЕКЦИЯ 3	
ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ЗЕМЛИ	
ОСОБЕННОСТИ ВАРИАЦИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В УСЛОВИЯХ ГОРОДСКОЙ СРЕДЫ <i>Бородин А.С., Колесник А.Г., Устинов В.Г.</i>	78
РЕГИСТРАЦИЯ КРАТКОСРОЧНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПРЕДВЕСТНИКА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ <i>Кунин В.Н., Плешивцев В.С., Белов Д.М.</i>	89
ФРАКТАЛЬНЫЕ АЛГОРИТМЫ И МОДЕЛИРОВАНИЕ СЕЙСМОГРАММ <i>Нигматуллин Р.Р., Утемов Э.В., Каюмов Ш.А.</i>	95
СВЯЗЬ СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОСАДОЧНЫХ ПОРОД С ИНТЕНСИВНОСТЬЮ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В БИОСФЕРНОМ СЛОЕ ЗЕМНОЙ КОРЫ <i>Петрунин Г.И., Попов В.Г., Сосков А.В.</i>	102
РЕГИСТРАЦИЯ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ВЕКТОРА НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ <i>Рапопорт В.О., Сазонов Ю.А., Выборнов Ф. И., Чандаева С. А.</i>	108

ГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ ЗАГРЯЗНЕНИЯ ГЕОЛОГИЧЕСКОЙ СРЕДЫ <i>Улитин Р.В., Назаров С.В., Федорова О.И.</i>	113
О 22-ЛЕТНЕЙ ПЕРИОДИЧНОСТИ ГЕОДИНАМИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ <i>Яковлев Д.В., Тарасов Б.Г., Цирель С.В.</i>	120
СЕКЦИЯ 5	
ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ МОНИТОРИНГА ПРИРОДНЫХ СРЕД	
ЛИДАР БЕРЕГОВОГО БАЗИРОВАНИЯ И ЕГО ИСПЫТАНИЯ НА ЧЕРНОМ МОРЕ <i>Буриков С.А., Климов Д.В., Литвинов П.Н., Маслов Д.В., Остроумов Е.Е.</i>	128
ВЫБОР ИНТЕРВАЛА НАБЛЮДЕНИЯ ПРИ ВЫПОЛНЕНИИ УСЛОВИЯ ЭРГОДИЧНОСТИ В ЗАДАЧАХ ЗОНДИРОВАНИЯ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ СРЕД <i>Вологдин А.Г., Гусев В.Д.</i>	136
ПРИМЕНЕНИЕ ГЕОИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ФОНДА ДАННЫХ ПО ЭКОЛОГИЧЕСКИМ И ГИДРОМЕТУСЛОВИЯМ <i>Воронцов А.А., Плотников В.А.</i>	147
НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ РЕШЕНИЯ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ ЛАЗЕРНОЙ ДИАГНОСТИКИ ВОДНЫХ СРЕД, СВЯЗАННЫЕ С ПРИМЕНЕНИЕМ ИСКУССТВЕННЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ <i>Доленко С.А., Персианцев И.Г., Фадеев В.В.</i>	156
СТРУКТУРА И ВОЗМОЖНОСТИ АВТОМАТИЗИРОВАННОЙ СИСТЕМЫ «РЕГИОНАЛЬНЫЙ ЭКОЛОГИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ МОРСКОЙ СРЕДЫ» <i>Лебедев С.А., Леоненко О.И.</i>	165
ТРЕХПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО ОТКЛИКА ФИТОПЛАНКТОНА — ШАГ К СОЗДАНИЮ МЕТОДА БИОИНДИКАЦИИ КАЧЕСТВА ВОДЫ <i>IN SITU</i> <i>Маслов Д.В., Буриков С.А., Литвинов П.Н.</i>	169
