

УДК551.510
КПXXXXXX

№ держреєстрації...0115U000632
Инв. №

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ ТА НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
(ОДЕКУ)

65016, м. Одеса - 16, вул. Львівська, 15,
тел. (0482) 32 67 64

ЗАТВЕРДЖУЮ



Проректор ОДЕКУ
д.геогр.н., проф.
/Ю.С.Тучковенко/

ЗВІТ
ПРО НАУКОВО-ДОСЛІДНУ РОБОТУ
Прогнозування стану і безпеки навколишнього середовища з
урахуванням антропогенного, радіоактивного забруднення,
радіаційно-екологічних наслідків аварій на АЕС:
Нові моделі і технології
(заключний)

Керівник НДР
зав. кафедри вищої та прикладної
математики, д-р фіз.-мат. наук, проф.

О.В.Глушков

2017

Рукопис закінчено «21» 12. 2017р.
Звіт затверджено на засіданні науково-технічної ради ОДЕКУ від «21» 12. 2017,
протокол № 5

СПИСОК АВТОРІВ

Керівник, пров. наук. співр.,
д-р фіз.-мат. наук, проф.


20.12.2017


О.В. Глушков
(розділи 1-7, висн.)

Пров. наук. співр. наук,
д-р хім. наук, проф.


20.12.2017

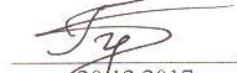
Ю.О. Кругляк
(вступ, розділи 1-4)

Пров. наук. співр. наук,
д-р фіз.-мат. наук, проф.


20.12.2017

А.А.Свинаренко
(розділ 5-7)

Пров. наук. співр.наук,
д-р екон. наук, проф.


20.12.2017

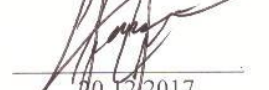
О.Р. Губанова
(вступ, розділ 1)

Пров. наук. співр.,
д-р фіз.-мат. наук, проф.


20.12.2017

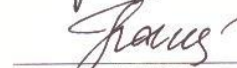
О.Ю. Хецеліус
(розділ 1-5)

Стар. наук. співр.,
к.геогр.наук, доц.


20.12.2017

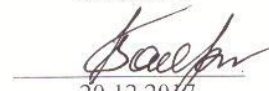
О.М.Грушевський
(розділ 2)

Стар. наук. співр.,
к.фіз.-мат. наук, доц.


20.12.2017

П.Г. Башкар'юв
(розділ 2)

Стар. наук. співр.,
к.геогр. наук


20.12.2017

Ю.Я.Бунякова
(розділ 2)

Стар. наук. співр.,
к.фіз.-мат. наук, доц.


20.12.2017

Л.А. Вітавецька
(розділ 1)

Стар. наук. співр.,
к.фіз.-мат. наук, доц.


20.12.2017

Ю.В. Дубровська
(розділ 3)

Стар. наук. співр.,
к.фіз.-мат. наук, доц.


20.12.2017

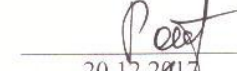
Г.В.Ігнатенко
(розділ 3)

Стар. наук. співр.,
к.екон. наук, доц.


20.12.2017

О.П.Павленко
(розділ 3)

Стар. наук. співр.,
к.геогр. наук


20.12.2017

Г.В. Романова
(розділ 2)

Стар. наук. співр.,
к. фіз.-мат. наук


20.12.2017

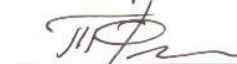
І.М.Серга
(розділ 3)

Стар. наук. співр.,
к. фіз.-мат. наук, доц.


20.12.2017

Д.Є.Сухарев
(розділ 3)

Стар. наук. співр.,
к. фіз.-мат. наук, доц.


20.12.2017

Т.О.Флорко
(розділ 3)

Стар. наук. співр.,
к. фіз.-мат. наук, доц.


20.12.2017

Ю.Г. Чернякова
(розділ 2)

Стар. наук. співр.,
к. фіз.-мат. наук,

Мол. наук. співр.,
к. фіз.-мат. наук,

Наук. співр.

Мол. наук. співр.

Мол. наук. співр.

Інженер I кат. ,
к. фіз.-мат. наук

Інженер I кат.
к. фіз.-мат. наук,

Інженер I кат.
к. фіз.-мат. наук,

Інженер I кат.

Інженер I кат.

Технік III кат.

Технік III кат.

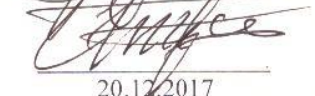
Технік III кат.

Нормоконтролер



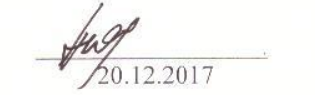
20.12.2017

В.В. Буяджи
(розділи 3,4)



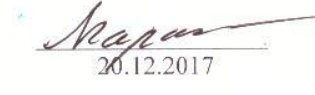
20.12.2017

В.Б. Терновський
(розділи 3,4)



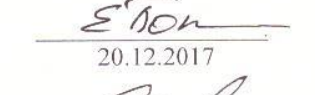
20.12.2017

С.В. Павленко
(розділ 3)



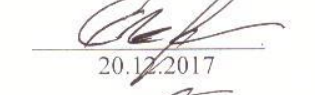
20.12.2017

О.І. Маруніч
(розділ 3)



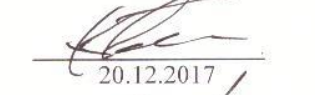
20.12.2017

О.Л. Пономаренко
(розділ 3)



20.12.2017

П.О. Заїчко
(розділ 2)



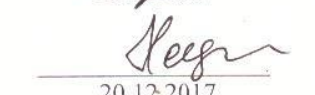
20.12.2017

Г.С. Квасікова
(розділ 2)



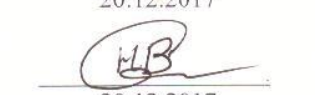
20.12.2017

В.Ф. Мансарлійський
(розділ 2)



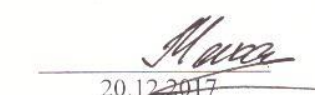
20.12.2017

Л.Т. Хецеліус
(розділ 1)



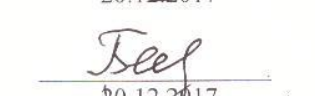
20.12.2017

С.В. Недосекіна
(розділ 2)



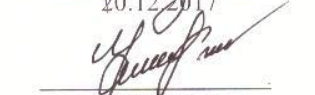
20.12.2017

В.Т. Максименко
(розділ 2)



20.12.2017

О.С. Белодонов
(розділ 1)



20.12.2017

А.Ф. Кулік
(розділ 1)



С.В. Малацковська

РЕФЕРАТ

Звіт про НДР: 467с., 85 рис., 60 табл., 850 джерел.

Об'єкт дослідження – екологічний стан природних середовищ, процеси антропогенного, радіоактивного забруднення навколишнього середовища (атмосфери), методи високоефективного детектування, переробки ізотопів, елементів палива ядерних реакторів, радіаційно-екологічні наслідки аварій на АЕС, сховища радіоактивних відходів.

Мета роботи – розвиток нових підходів, технологій до аналізу, моделювання, прогнозування впливу антропогенних факторів, радіоактивного забруднення, радіаційно-екологічних наслідків (РЕН) аварій на АЕС, сховищах радіоактивних відходів.

Методи дослідження – методи теорії систем і хаосу, прикладної екології, квантової геометрії, новітні обчислювальні методи, комп'ютерне моделювання.

В роботі розвинутий комплекс нових підходів та технологій до аналізу та прогнозування стану навколишнього середовища з урахуванням антропогенного, радіоактивного забруднення, радіаційно-екологічних наслідків аварій на АЕС: 1) розроблений новий клас методів аналізу, моделювання та вперше у світі прогнозування впливу антропогенних факторів, радіоактивного забруднення на стан середовищ (атмосфери, водних ресурсів т.і.), які ґрунтуються на теорії фрустрованих динамічних систем, хаосу, мультифракталів, неравновагової статистичної динаміки, передових фізико-хімічних, атомно-лазерно-фотоіонізаційних моделях та інш., з відкриттям нового явища генезису фрактальних розмірностей в геосферах; 2) розроблений комплекс нових нелінійно-гідродинамічних методів, зоснованих на використанні фундаментальних балансових співвідношень для енергії, кутового моменту в глобальних атмосферних низькочастотних процесах, теорії атмосферної макротурбулентності, вологообороту із подальшим зв'язком з генезисом тропосферних радіохвильоводів і наступністю форм атмосферної циркуляції для надійного визначення просторово-часової динаміки транспорту, дисперсії радіонуклідів в різних геосферах, насамперед, атмосфері, внаслідок важких аварій на АЕС, сховищах радіовідходів, з визначенням зон з найбільш катастрофічними РЕН, взагалі, оцінкою радіаційно-екологічної безпеки небезпечних атомно-промислових об'єктів тощо; 3) розвинутий комплекс нових лазерно-фотоіонізаційних методів безконтактного високо ефективного детектування, поділення елементів в радіоактивних відходах (паливі ядерних реакторів) та новий підхід до моделювання, аналізу (подальшого прогнозування) хаотичного поведінки структурно-динамічних властивостей обладнання АЕС, який разом з алгоритмом моніторингу сліпих джерел та вібраційно-діагностичною технологією закладає основу коректної оцінки безпеки ядерних реакторів, підвищення рівня екологічної безпеки АЕС тощо.

ЕКОЛОГІЧНИЙ СТАН ТА БЕЗПЕКА НАВКОЛИШНЬОГО СЕРЕДОВИЩА, ФАКТОРИ АНТРОПОГЕННОГО І РАДІОАКТИВНОГО ЗАБРУДНЕННЯ, РАДІАЦІЙНО-ЕКОЛОГІЧНІ НАСЛІДКИ АВАРІЙ НА АЕС, НОВІ МОДЕЛІ

Умови одержання звіту: за договором ОДЕКУ 65016, м. Одеса - 16, вул. Львівська, 15, тел. (0482) 326764

ЗМІСТ

ВСТУП	13
1. СУЧАСНІ ПРОБЛЕМИ РАДІАЦІЙНО-ЕКОЛОГІЧНОЇ БЕЗПЕКИ АТОМНОЇ ЕНЕРГЕТИКИ, СУЧАСНИЙ СТАН ДОСЛІДЖЕНЬ З РОЗДІЛЕННЯ ТА ДЕТЕКТУВАННЯ ІЗОТОПІВ, ЯДЕРНИХ ІЗОМЕРІВ, ЕЛЕМЕНТІВ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА. РАДІОАКТИВНЕ ЗАБРУДНЕННЯ ПРИРОДНИХ СЕРЕДОВИЩ	18
1.1 Вступ	18
1.2 Класифікація радіоактивних відходів. Активність і радіотоксичність радіонуклідів.....	21
1.3. Техногенні радіонукліди в атмосфері і океані. Якісний аналіз рівня радіоактивного забруднення.....	32
1.4 Трансмутація радіоактивних відходів і методи лазерного розділення ізоотопів, елементів ядерного палива.....	39
2. РОЗВИТОК НОВИХ МАТЕМАТИЧНИХ МОДЕЛЕЙ АНАЛІЗУ ТА ПРОГНОЗУВАННЯ ЕКОЛОГІЧНОГО СТАНУ НАВКОЛИШНЬОГО СЕРЕДОВИЩА З ВРАХУВАННЯМ АНТРОПОГЕННИХ ФАКТОРІВ (АТМОСФЕРА, ГІДРОСФЕРА). НОВИЙ ХАОС-ГЕОМЕТРИЧНИЙ ПІДХІД ДО АНАЛІЗУ СТАНУ ЗАБРУДНЕННЯ ПРИРОДНИХ СЕРЕДОВИЩ.....	47
2.1 Постановка та якісний аналіз комплексу актуальних задач прикладної, радіо- та гідро екології з урахуванням антропогенних та радіоактивних факторів забруднення природних середовищ.....	47
2.2 Короткий огляд фізико-математичних методів та моделей кількісного опису розвсюдження шкідливих речовин у природних середовищах	49
2.3 Теоретичні основи нового апарату дослідження процесів атропогенного та радіоактивного забруднення природних середовищ. хаос-геометричний формалізм	53
2.4 Основні результати та висновки до розділу 2.....	67

3. МОДЕЛЮВАННЯ ТА ПРОГНОЗУВАННЯ ЕВОЛЮЦІЙНОЇ ДИНАМІКИ ЗАБРУДНЕННЯ ШКІДОИВИ ДОМІШКАМИ ТА РАДІОАКТИВНИМИ РЕЧОВИНАМИ ГІДРО-ТА РАДІО-ЕКОЛОГІЧНИХ СИСТЕМ НА ОСНОВІ ХАОС-ГЕОМЕТРИЧНОГО ПІДХОДУ	71
3.1 Вступ	71
3.2. Моделювання та прогнозування динаміки змін концентрацій забруднюючих речовин в гідроекологічних системах.....	72
3.2.1 Початкові дані та статистичні характеристики концентрацій забруднюючих речовин у водозбірках Малих Карпат.....	72
3.2.2 Результати нелінійного аналізу динаміки змін концентрацій забруднюючих речовин у ряді водозборів Малих Карпат	80
3.2.3 Результати прогнозування динаміки змін концентрацій забруднюючих речовин у ряді водозборів Малих Карпат	92
3.3 Висновки до розділу 3	95
4 РОЗВИТОК ТА ЗАСТОСУВАННЯ НОВИХ МОДЕЛЕЙ АНАЛІЗУ, МОДЕЛЮВАННЯ ТА ПРОГНОЗУВАННЯ ЕКОЛОГІЧНОГО СТАНУ НАВКОЛИШНЬОГО СЕРЕДОВИЩА З УРАХУВАННЯМ РАДІО-АКТИВНОГО ЗАБРУДНЕННЯ, ОПИСУ ПЕРЕНОСУ РАДІО-НУКЛІДІВ (РАДОН ТА ІН.) У ПРИРОДНИХ СЕРЕДОВИЩАХ.....	97
4.1 Особливості постановки та якісний аналіз комплексу задач прикладної екології та радіоекології з урахуванням метеорологічних, антропогенних, радіоактивних чинників та переносу радіонуклідів в природних середовищах	97
4.2 Якісні особливості динаміки процесу розповсюдження радіоактивного радону в природних середовищах. Огляд.	108
4.3 Аналіз, моделювання та прогнозування динаміки флуктуацій мінливості концентрації атмосферного радону на основі нових моделей та технологій з використанням хаос-геометричного формалізму.....	112
4.3.1 Набір даних спостережень щодо по мінливості концентрації атмосферного радону біля м. Нуутиälä (Південна Фінляндія)	112

4.3.2 Результати нелінійного аналізу динаміки змінення концентрації атмосферного радону (Південна Фінляндія, 2000-2006).....	117
4.3.3 Результати прогнозування динаміки змінення концентрації радіоактивного радону біля м. Нуутиälä, Південна Фінляндія.....	126
4.3.4 Результати нелінійного аналізу динаміки змінення концентрації атмосферного радону (США, 1978-1981pp.).....	128
4.4 Висновки до розділу 4.....	134
5 СУЧАСНИЙ СТАН ДОСЛІДЖЕНЬ З РОЗДІЛЕННЯ ТА ДЕТЕКТУВАННЯ ІЗОТОПІВ, ЕЛЕМЕНТІВ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА ТА РОЗВИТОК НОВИХ ЛАЗЕРНО-ФОТОІОНІЗАЦІЙНИХ АТОМНИХ МЕТОДІВ БЕЗКОНТАКТНОГО ВИСОКОЕФЕКТИВНОГО ДЕТЕКТУВАННЯ, ПОДІЛЕННЯ ЕЛЕМЕНТІВ В РАДІОАКТИВНИХ ВІДХОДАХ (ПАЛИВІ ЯДЕРНИХ РЕАКТОРІВ).....	
5.1 Вступні зауваження.....	137
5.2 Характеристика класичних методів детектування та поділення ізоотопів та нуклідів в радіоактивних відходах.....	140
5.3 Загальна характеристика лазерних методів поділення ізоотопів.....	145
5.3.1 Вступні зауваження.....	145
5.3.2 Загальні переваги і недоліки сучасних лазерних схем поділення радіонуклідів.....	150
5.3.3 Схеми багатоступінчатої лазерної фотоіонізації: Фізика елементарних атомних процесів.....	153
5.3.4 Огляд ключових експериментів по реалізації схем багатоступінчатої селективної іонізації атомів лазерним випромінюванням.....	157
5.3.5 Схеми багатоступінчастої лазерної фотоіонізації: Критерії оптимальності та ефективності. Механізми автоіонізації і іонізації електричним полем і зіткнень іонізації збуджених атомів.....	159
5.4 Нові релятивістські підходи в спектроскопії важких ізоотопів, атомів радіоактивних елементів (елементів ядерного палива) у DC електромагнітному полі для нових схем поділення радіонуклідів.....	165

5.4.1 Вступні зауваження	165
5.4.2 Новий релятивістський підхід в спектроскопії важких ізотопів у рідбергівських станах	167
5.4.2.1 Фундаментальні основи нового релятивістського методу в спектроскопії важких рідбергівських атомів: Нульове наближення релятивістської ТЗ	167
5.4.2.2 Енергетичний підхід для обчислення радіаційних амплітуд та матричних елементів радіаційних переходів: узагальнена Glushkov-Ivanov версія	174
5.4.2.3 Енергетичний підхід для обчислення радіаційних амплітуд та матричних елементів радіаційних переходів: Урахування обмінно-кореляційних ефектів та мінімізація калібрувальних-неінваріантних внесків	176
5.5 Нові релятивістські підходи в спектроскопії важких ізотопів, атомів радіоактивних елементів (елементів ядерного палива) в АС змінному електромагнітному полі для нових схем поділення радіонуклідів.....	180
5.5.1 Елементи нової версії операторної ТЗ для багатоелектронних атомних систем в електромагнітному полі, теорії квазіенергетичних станів та методу комплексних координат	180
5.5.2 Новий релятивістський квантово-динамічний підхід до обчислення характеристик ізотопів (радіонуклідів) в електромагнітному полі	185
5.6 Висновки до розділу 5	189
6. ЕНЕРГЕТИЧНІ ТА РАДІАЦІЙНІ ПАРАМЕТРИ ВАЖКИХ РАДІОАКТИВНИХ АТОМІВ ТА ІЗОТОПІВ ДЛЯ НОВИХ ОПТИМАЛЬНИХ ЛАЗЕРНО-ФОТОІОНІЗАЦІЙНИХ МЕТОДІВ БЕЗКОНТАКТНОГО ДЕТЕКТУВАННЯ, ПОДІЛЕННЯ ЕЛЕМЕНТІВ В РАДІОАКТИВНИХ ВІДХОДАХ (ПАЛИВІ ЯДЕРНИХ РЕАКТОРІВ)	191
6.1 Енергетичні та спектроскопічні параметри ізотопів Rb,Cs,Fr	191
6.2 Енергії та ширин штарківських резонансів для ізотопів Rb,Cs,Fr.....	205
6.3 Спектроскопія та іонізаційна динаміка ізотопів рубідію, цезію, францію в мікрохвильовому полі.....	212

6.4 Оптимальне керування процесом селективної фотоіонізації атомів світловим та електричним полем при поділенні ізотопів: іонізація імпульсним електричним полем (через автоіонізаційні резонанси)	219
6.5 Результати розрахунку оптимальної схеми селективної іонізації радіоактивних ізотопів лазерним випромінюванням з іонізацією імпульсним електричним полем (через автоіонізаційні резонанси)	225
6.6 Висновки до розділу 6	232
7. НОВИЙ МАТЕМАТИЧНО-ЕКОЛОГІЧНИЙ БАЛАНСОВИЙ ПІДХІД ДО МОДЕЛЮВАННЯ МАКРОТУРБУЛЕНТНОЇ АТМОСФЕРНОЇ ДИНАМІКИ, ПРОСТОРОВОГО РОЗПОДІЛУ РАДІОНУКЛІДІВ В ГЛОБАЛЬНІЙ АТМОСФЕРІ, ЇХ ВПЛИВУ НА НАВКОЛИШНЄ СЕРЕДОВИЩЕ, РАДІАЦІНО-ЕКОЛОГІЧНИХ НАСЛІДКІВ ПІСЛЯ ЯДЕРНИХ АВАРІЙ НА АЕС ФУКУСІМА (ЧОРНОБИЛЬ)	234
7.1. Вступні зауваження.	234
7.2. Загальний огляд джерел радіоактивного забруднення атмосфери , методів аналізу, оцінки радіаційно-екологічних наслідків для навколишнього середовища в результаті аварій на АЕС Фукусіма (Чорнобиль)	238
7.2.1. Огляд джерел радіоактивного забруднення атмосфери і методів оцінки РЕН наслідків ядерної аварії на АЕС Фукусіма (порівняльний аналіз за аварією на АЕС Чорнобиль)	238
7.2.2. Радіоактивні наслідки впливу ядерної аварії на АЕС «Фукусіми» на біосферу та людину.....	249
7.3. Огляд сучасних методів аналізу, моделювання транспорту, дисперсії радіонуклідів (шкідливих речовин антропогенного походження) в атмосфері для подальшої оцінки на їх основі радіаційних та екологічних наслідків для навколишнього середовища. Основні геофізичні особливості транспорту радіонуклідів	256

7.3.1. Огляд сучасних методів аналізу, моделювання транспорту, дисперсії радіонуклідів (шкідливих речовин антропогенного походження) в атмосфері	256
7.3.2. Основні геофізичні особливості транспорту радіонуклідів. Динамічна поведінка радіонуклідів, умови та шляхи транспорту. Якісна картина.	258
7.4. Новий математично-екологічний балансовий підхід до моделювання макротурбулентної атмосферної динаміки, просторового розподілу радіонуклідів в глобальній атмосфері, їх впливу на навколишнє середовище, радіаціо-екологічних наслідків після ядерної аварії на АЕС.....	264
7.4.1. Вступні зауваження	264
7.4.2. Баланс енергії та кутового моменту для атмосферної системи	267
7.4.3. Сингулярність в полях метеоелементів і баланс кутового моменту. Узагальнена модель Аракава-Шуберта	272
7.4.4. Модель низькочастотних атмосферних рухів. Спектральний аналог для рівнянь динаміки атмосфери в низькочастотному діапазоні	277
7.4.5. Зв'язок з сингулярністю метеополей і відповідними атмосферними процесами	287
7.4.6. Заключні зауваження.....	290
7.5. Застосування нового балансового підходу до моделювання макротурбулентної атмосферної динаміки, просторового розподілу радіонуклідів в глобальній атмосфері, радіаціо-екологічних наслідків після ядерної аварії на АЕС Фукусіма (Чорнобиль)	292
7.5.1. Вступні зауваження. Блок-схема балансового підходу	292
7.5.2. Постановка та результати тестових чисельних експериментів з моделювання макроциркуляційної динаміки, балансу кутового моменту і вивчення низькочастотних атмосферних процесів в Тихоокеанському регіоні.....	295
7.5.3. Постановка та результати Результати моделювання макротурбулентної атмосферної динаміки, просторового розподілу радіонуклідів в глобальній	

атмосфері, їх впливу на навколишнє середовище, радіаціо-екологічних наслідків після ядерних аварій на АЕС Фукусіма.....	306
7.5.3.1 Аналіз даних метеорологічних ситуацій (набори вхідних даних для симуляції) та огляд результатів моделювання динаміки переносу радіонуклідів після аварії на АЕС Фукусіма на основі європейських та американських моделей (NICAM, ATDM MLDP0, HYSPLIT, FLEXPART).....	306
7.5.3.2. Результати моделювання макротурбулентної атмосферної динаміки, просторового розподілу та транспорту радіонуклідів в глобальній атмосфері, РЕН на навколишнє середовище на основі балансового підходу внаслідок аварії на АЕС Фукусіма.....	315
7.6. Аналіз динаміки концентрації радіонукліда beryllium-7 в атмосферному середовищу на основі аналізу часових рядів після аварійної ситуації на атомній електростанції Fukushima Daiichi.	321
7.7. Нове в прикладній екології та радіоекології наукове явище генезису мультифрактальних розмірностей (автомодельність, самоподоба) в геофізичній системі «атмосфера-гідросфера-підсистеми шкідливих речовин атропогенного (радіоактивного) походження».....	324
7.8. Результати ілюстративного обчислення потенціалу вентиляції та функції струму у випадку радіоактивних викидів на сховищі високорадіоактивних відходів " Радон " в Одеській області	327
7.9. Висновки до розділу 7.	330
8. НОВИЙ КОМБІНОВАНИЙ ХАОС-ГЕОМЕТРИЧНИЙ ПІДХІД І BLIND SOURCE МОНІТОРИНГ ДО АНАЛІЗУ І ДЕТЕКТУВАННЯ УШКОДЖЕНЬ ІНЖЕНЕРНИХ СТРУКТУР (ЯДЕРНІ РЕАКТОРИ) ПРИ ЗМІНІ ЕКСПЛУАТАЦІЙНИХ УМОВ, УМОВ НАВКОЛИШНЬОГО СЕРЕДОВИЩА, ОЦІНКИ РИЗИКУ АВАРІЙНИХ ІНЦИДЕНТІВ на АЕС	334
8.1. Постановка проблеми. Загальні вимоги безпеки функціонування АЕС.....	334
8.2. Теоретичні основи нового комбінованого хаос-геометричного підходу і blind source моніторингу і детектування ушкоджень інженерних структур (ядерні реактори).....	337

8.3. Кінцевий загальний вигляд методики (технології) аналізу, обробки та прогнозування пошкоджень інженерної споруди (корпусу ядерного ректору тощо)	345
8.4. Ілюстративне дослідження хаотичних елементів в часових рядах параметру зміщення для пристрою із консольним пучком.....	348
8.5. Висновки до роділу 8.....	352
ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ І ВИСНОВКИ	354
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ.....	362

ВСТУП

Бажання сталого економічного розвитку людства звичайно вимагає суттєвого збільшення навантаження на природне середовище. Екологічна безпека людини, природного середовища (середовищ) є проблемою як міжнародної, так й національної безпеки держави. Уваги потребує світовий атомно-промисловий комплекс (в який природно інтегрований й відповідний атомний комплекс України), який створює радіаційну загрозу для довкілля. Після важких аварій з неприпустимим пошкодженням ядерного палива на АЕС-ТМІ-2 (США), Фукусіма-1 (Японія), Чорнобилію світова спільнота вимагає підвищення рівня безпеки АЕС у напрямі модернізації, розробки нових проектів реакторів, нових симптомно-орієнтованих концепцій, рівня персоналу управління аваріями. Атомна енергетика в даний час, незважаючи на відомий прогрес, залишається потенційно вкрай небезпечною областю, особливо в разі виникнення аварійних ситуацій, подібних аварії на Чорнобильській АЕС або недавньої аварії на японській АЕС «Фукусіма». Очевидно, що в цьому випадку радіаційна небезпека стає несумісною з життям більшого числа людей. Неважко зрозуміти, що після аварій на Чорнобильській АЕС та недавньої аварії на японській АЕС «Фукусіма» як і раніше активно розробляється комплекс заходів, спрямованих на забезпечення такого рівня безпечної експлуатації АЕС, який, в принципі, відсутня в інших галузях промисловості. Очевидно, що проблеми радіаційно-екологічної безпеки атомної енергетики в чому породжені спонтанно сформованою структурою використовуваного в даний час ядерно-енергетичного циклу (див. Розділ 1), згідно якої на його заключній стадії відпрацьоване ядерне паливо витримують протягом 50 років в сховищах, інкапсулюють, далі захоронюють або після 10-річної витримки в сховищах АЕС направляють на переробку.

Сучасні оцінки радіаційно-екологічних наслідків (РЕН) аварій, у том числі, й важких, реалізують тільки окремі варіанти параметрів після аварійного навантаження на довкілля, тому розроблення науково-обґрунтованого підходу до

комплексного аналізу ризику важких аварій і РЕН, їх залежність від умов аварій, складових некерованих процесів є надто важливою науковою проблемою.

Актуальність нашого проекту обумовлена необхідністю прогнозу стану, безпеки з урахуванням забруднюючих радіоактивних речовин (ЗРР), радіаційно-екологічних наслідків (РЕН) аварій на АЕС. Окрему увагу приділено також проблематиці радіоактивного забруднення різних середовищ (атмосфери, гідросфери, ґрунтів) у світлі, очевидно, в перспективі активно розвивається як якісно, так і кількісно ядерної енергетики. Загальновідомо, що найбільш небезпечними з радіоактивних відходів сучасної ядерної енергетики та промисловості є довгоживучі актиніди і продукти поділу з відпрацьованого ядерного палива [65-74]. Легко зрозуміти, чому небезпека радіоактивних відходів, загроза поширення так званих, що розщеплюються, марнотратство у користуванні ресурсами природного урану і т.д. відносять до числа вкрай актуальних і в силу безальтернативності атомної енергетики вимагають абсолютно коректного вирішення проблем.

Слід особливо зазначити, що сучасна класифікація шкідливих домішок (ШД), забруднюючих радіоактивних речовин (ЗРР) містить класи небезпечних ШД (радіонукліди, хлорорганічні сполуки, нітрати тощо), значна наявність яких у середовищі є недопустимою. Вивчення динаміки процесів забруднення, у т.ч. ЗРР, середовищ характеризується відсутністю надійних та ефективних методів і моделей, процеси є дуже складними та різноманітними, а еволюція стану систем визначається низкою факторів: хімічними властивостями ШД, гідродинамікою, біоструктурами, термодинамічними, кінематичними параметрами, тощо. Одним з перспективніших підходів можна вважати гідродинамічне 3D моделювання. Але добре відомі труднощі цього підходу, що стимулює пошук методів. Варто нагадати розробки міжнародного проекту BIOMOVSI (Oak-Ridge, USA; МАГАТЕ, Відень). Ситуація суттєво ускладнюється у випадку дослідження більш складних задач типу міграції радіонуклідів у середовищах (річкових водозборах, системах типу «ґрунт-вода-замислі намули») з урахуванням процесів фіз.-хім. трансформації. Це стосується й оцінки РЕН важких аварій на АЕС, виникнення

аварій на сховищ ЗРР. У сенсі сказаного варто згадати декотрі перші нароби вітчизняних вчених у Інституті проблем безпеки АЕС, ІЯІ, Інституті проблем матмашин і систем НАН України, ОДЕКУ, ДЕАПОУ, але не дивлячись на це, досі відсутні надійні, передові підходи, моделі, технології (див. [1-64]).

Результати попередніх досліджень (див. огляди в [2,9,10]) надають обґрунтування нових моделей щодо аналізу, прогнозу антропогенного впливу, радіоактивного забруднення, РЕН аварій на АЕС на стан атмосфери і водних ресурсів (передових фіз.-хім.-стохастичних моделей, теорії хаосу і фракталів), у т.ч. в задачах підвищення рівня екобезпеки сховищ радіо відходів, нових стохастично-ймовірнісних методів оцінки екобезпеки радіаційно-небезпечних об'єктів, розвитку нових підходів та технологій щодо підвищення рівня екобезпеки українських АЕС на підставі аналізу ризику великих аварій на АЕС, оцінки катастрофічних РЕН. Відповідні дані лягли в основу опублікованих моногр., статей (розд.7) Декотрі попередні дослідження виконані згідно з Пост. Верховної Ради України від 05.03.1998, №188/98-ВР «Про основні напрями держполітики України у галузі охорони довкілля, використання природних ресурсів та забезпечення екобезпеки»; Рішенням засідання РНБО України 08.11.2011, і відп. рішенням РНБО введеним в дію Указом Президента України №585/2011 від 12.05.2011 щодо аварійних подій на АЕС Фукусіма-1; Держ. еколог. програмою проведення моніторингу навколишнього середовища у 2008-2012рр. (пост. КМУ №1376, 0512.2007).

Даний проект присвячений розвитку нових математичних моделей, методів, підходів, технологій до аналізу і прогнозування, впливу антропогенних факторів (у т.ч., шкідливих домішок (ШД), ЗРР, продуктів с/г діяльності тощо), радіоактивного забруднення, радіаційно-екологічних наслідків (РЕН) аварій на АЕС на екологічний стан природних середовищ (атмосфери, водних ресурсів), які ґрунтуються на теорії фрустрірованих динамічних систем, нейрокібернетичних концепціях, комплексі передових стохастично-динамічних моделей і теорії хаосу, фракталів, розробці нових методів розрахунку, оцінки, прогнозування просторово-часової динаміки транспорту, дисперсії, розподілу

радіонуклідів в різних геосферах, насамперед, атмосфері, внаслідок важких аварій на АЕС, сховищах радіовідходів, з визначенням зон з найбільш катастрофічними РЕН, взагалі, оцінкою радіаційно-екологічної безпеки небезпечних атомно-промислових об'єктів, пошуку нових підходів безконтактної високоефективної переробки (детектування, поділення) відповідних відходів – радіоактивних ізотопів- елементів палива ядерних реакторів з використанням раніше розроблених нами лазерно-фотоіонізаційних атомних моделей та технологій, методик оцінки та заходів щодо підвищення рівня екологічної безпеки обладнання українських АЕС, аналізу ризику великих аварій на АЕС, оцінки катастрофічних РЕН.

Ключовий напрямок роботи для досягнення мети проекту включає розробку нових математичних методів та комп'ютерних моделей аналізу та прогнозу радіаційно-екологічного стану природних середовищ, що включає – виявлення тенденцій та встановлення закономірностей змін рівня радіоактивного забруднення атмосфери (гідросфери) від певних факторів у часі та просторі, формулювання та обґрунтування принципів нелінійного моделювання концентрацій радіоактивних забруднюючих речовин у природних середовищах, ідентифікація хаотичних режимів у часових рядах концентрацій радіоактивних забруднюючих речовин, – розрахунок топологічних та динамічних інваріантів динаміки радіоактивного забруднення природних середовищ як хаотичної системи та побудова моделі короткострокового прогнозу концентрацій радіоактивних забруднюючих речовин на основі положень теорії хаосу, - вивчення просторово-часової змінюваності поля концентрації радіоактивних забруднюючих речовин у атмосфері з урахуванням метеорологічних факторів (у тому числі на прикладі відомих аварій типу ЧАЕС та Фукусіма-1), розробка нових принципів моделювання концентрацій ШД у природних екологічних системах, які ґрунтуються на передових стохастично-динамічних моделях, теорії хаосу і фракталів та їх адаптація в задачах оцінки часової динаміки флуктуацій концентрацій радіонуклідів, шкідливих хімічних речовин в атмосфері (водному

середовищу), оцінка топологічно-динамічних інваріантів, фрактальних властивостей і таке інше.

Інший принципово важливий напрямок досліджень включає побудову нових моделей коротко-, довго-строкового прогнозу антропогенного впливу, ЗРР, РЕН аварій на АЕС на стан середовищ, зокрема, атмосферу. Важливий напрямок також розробка комплексу нових лазерно-фотоіонізаційних методів безконтактного високо ефективного детектування, поділення елементів в радіоактивних відходах (паливі ядерних реакторів) та нового підходу до моделювання, аналізу (подальшого прогнозування) хаотичного поведінки структурно-динамічних властивостей обладнання АЕС, їх поєднання з алгоритмом моніторингу сліпих джерел та вібраційно-діагностичною технологією для подальшої коректної оцінки безпеки ядерних реакторів, підвищення рівня екологічної безпеки АЕС тощо.

Попередні нароби (див. [12-17, 178-185, 189,191,203-205,216-219]) включають, зокрема, групу методів розрахунку різних статистичних характеристик часових рядів щодо антропогенного впливу, ЗРР, РЕН аварій на АЕС на стан природних середовищ, низку спрощених моделей і технологій на основі теорії фрустрованих систем, нейрокібернетики, стохастично-динамічних, квантово-динамічних моделей, плюс моделі на основі теорії хаосу, фракталів.

Основні результати роботи опубліковані в [1,270-340,445-511,562-620,671-850].

1. СУЧАСНІ ПРОБЛЕМИ РАДІАЦІЙНО-ЕКОЛОГІЧНОЇ БЕЗПЕКИ АТОМНОЇ ЕНЕРГЕТИКИ, СУЧАСНИЙ СТАН ДОСЛІДЖЕНЬ З РОЗДІЛЕННЯ ТА ДЕТЕКТУВАННЯ ІЗОТОПІВ, ЯДЕРНИХ ІЗОМЕРІВ, ЕЛЕМЕНТІВ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА. РАДІОАКТИВНЕ ЗАБРУДНЕННЯ ПРИРОДНИХ СЕРЕДОВИЩ

1.1 Вступ

Як загальновідомо, найбільш небезпечними з радіоактивних відходів сучасної атомної енергетики та промисловості є довгоживучі актиніди і продукти поділу з відпрацьованого ядерного палива. Відповідно, небезпека радіоактивних відходів, загроза поширення так званих, що розщеплюються, марнотратство у користуванні ресурсами природного урану і т.д. відносять до числа вкрай актуальних і в силу безальтернативності атомної енергетики вимагають абсолютно коректного вирішення проблем [348-356, 377-380, 502-512].

Важливо нагадати, що в травні 2000 року Уряд Російської Федерації схвалив «Стратегію розвитку атомної енергетики Росії в першій половині XXI століття», представлену Мінатомом Росії. Розвиток атомної енергетики передбачається в два етапи, з доведенням електричної потужності АЕС до 60 ГВт до 2030 р.: перший етап, який здійснюється в даний час, - розвиток атомної енергетики на теплових реакторах і накопичення в них плутонію для запуску і паралельного освоєння швидких реакторів; другий етап - розвиток атомної енергетики більшого масштабу на основі швидких реакторів, поступово заміщаючий традиційну енергетику на викопному органічному паливі [354-356]. У світлі цього, проблема радіаційно-екологічної безпеки має найважливіше значення. Атомна енергетика в даний час, незважаючи на відомий прогрес, залишається потенційно вкрай небезпечною областю, особливо в разі виникнення аварійних ситуацій, подібних аварії на Чорнобильській АЕС або недавньої аварії на японській АЕС «Фукусіма».

Очевидно, що в цьому випадку радіаційна небезпека стає несумісною з життям більшого числа людей. Незаважко зрозуміти, що після аварій на Чорнобильській АЕС та недавньої аварії на японській АЕС «Фукусіма» як і раніше активно розробляється комплекс заходів, спрямованих на забезпечення такого рівня безпечної експлуатації АЕС, який, в принципі, відсутній в інших галузях промисловості. Слід нагадати, що в даний час сумарна потужність світової атомної енергетики становить близько 400 ГВт (эл.) (див., напр., [354-356]).

Очевидно, що проблеми радіаційно-екологічної безпеки атомної енергетики породжені спонтанно сформованою структурою використовуваного в даний час ядерно-енергетичного циклу (див. Рис. 1.1), згідно якої на його заключній стадії відпрацьоване ядерне паливо витримують протягом 50 років в сховищах, інкапсулюють, далі захоронюють, або після 10-річної витримки в сховищах АЕС направляють на переробку.

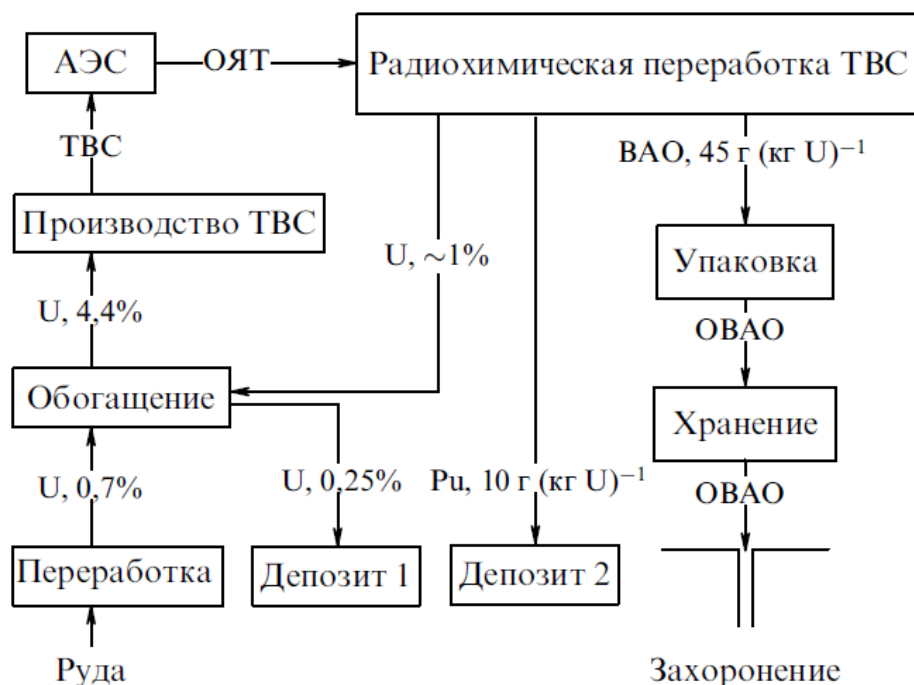


Рисунок 1.1 - Схема відкритого ядерно-енергетичного циклу. Для U вказано збагачення за ізотопом ^{235}U . Для Pu і високоактивних відходів приведено їх вміст у відпрацьованому ядерному паливі реакторів ВВЕР-1000. (ТВЗ - тепловиділяючих збірок, ОВАО - оскловані високоактивні відходи)

Остання зводиться, як правило, лише до Радіохімічної регенерації відпрацьованого U, коли: (i) з нього витягують Pu, виділяють мінорні актинідиї (Np, Am, Cm) і продукти поділу, класифікуючи їх як високоактивні відходи, (ii) високоактивні відходи іммобілізують, (iii) зберігають протягом 50 років в наземних умовах і (iv) захоронюють в геологічних формаціях [348-356].

Далі витягнутий (енергетичний) Pu і регенований U відправляють на зберігання з метою використовувати в майбутньому для виробництва змішаного U-Pu-палива. Одна з схем такого відкритого ядерного паливного циклу детально аналізується в огляді [355].

Слід нагадати, що використання енергетичного Pu в якості делящихся компонентів в U-Pu-паливі ускладнює низку обставин, зокрема, небезпекою поводження з ним у відкритому вигляді і загрозою неконтрольованого поширення, а також, зрозуміло, неоптимального ізотопного складу, необхідністю накопичення і тривалого зберігання Pu і т.д.

У силу цих обставин, в даний час зазвичай на підприємствах переробляється лише 10-15% вивантажуемого відпрацьованого ядерного палива, а решту направляють на довготривале зберігання і пряме поховання, що, згідно різних оцінок (див., напр., [356], щорічно збільшує обсяг виведеного з обігу U на 10-12 тисяч т.

Одним з найбільш перспективних способів зниження радіаційної небезпеки є, зокрема, так звана ядерна трансмутація [65]. Мова йде про трансмутації радіоактивних відходів, трансмутації довгоживучих продуктів поділу, трансмутації актиноїдів, що може проводитися як в реакторах різних типів, так і, в принципі, в так званих підкритичних електроядерних установках, які володіють підвищеною в порівнянні зі звичайними реакторами ядерною безпекою. Ці питання в даний час продовжують інтенсивно вивчатися. Цьому питанню в даний час присвячується величезне число робіт, оскільки, очевидно, принципове рішення проблеми знищення довгоіснуючих радіоактивних відходів, продуктів поділу з відпрацьованого ядерного палива, безсумнівно, буде сприяти подальшому розвитку безпечної атомної енергетики.

1.2 Класифікація радіоактивних відходів. Активність і радіотоксичність радіонуклідів

Загальноприйнято вважати, що радіоактивні відходи - це, як правило, довгоживучі радіоактивні нукліди, вироблені в результаті діяльності підприємств атомної енергетики, і надалі свідомо не представляють практичного інтересу, проте, що є потенційно вкрай небезпечними для навколишнього середовища.

З погляду класифікації радіоактивних відходів, зазвичай виділяють найбільш небезпечні радіоактивні відходи атомної енергетики або так звані високоактивні відходи, до яких відносять молодші актинідії (МА) і довгоживучі продукти поділу (ПД), накопичуються в ядерному паливі при роботі реакторів.

Зрозуміло, свіжовивантажене паливо має дуже високу активність через так званих короткоживучих продуктів поділу. Відпрацьоване ядерне паливо після вивантаження з ядерного реактора зазвичай поміщається на кілька років в спеціальне сховище для проміжної витримки, протягом якої короткоживучі продукти поділу розпадаються, і активність палива істотно знижується.

Потім відпрацьоване паливо може надходити на хімічну переробку або на подальше зберігання в менш жорстких умовах.

Повертаючись до довготривалим продуктам ділення, слід особливо підкреслити, що ці об'єкти є вкрай небезпечними через своє гамма-випромінювання, супроводжуючого бета-розпадом. Природньо, останнє також є небезпечним, особливо, при попаданні в організм. Довгоживучі актинідії становлять найбільшу небезпеку, оскільки, як відомо, вони є альфа випромінювачами. Особливої уваги заслуговують ізотопи плутонію, що накопичуються в паливі ядерних реакторів. Справа в тому, що в так званій перспективній атомній енергетиці цьому елементу віддається відома перевага як перспективного ядерного палива. Під молодшими актинідіями зазвичай розуміється ізотопи нептунію, америцію, кюрію, в той час як уран і плутоній не прийнято відносити до цього класу. У таблиці 1.2 представлені дані по кількості основних довгоживучих актинідів і продуктів поділу у відпрацьованому паливі

енергетичних реакторів ВВЕР-1000 і РБМК-1000 при часу витримки 0.5 років, а також періоди їхнього напіврозпаду (з [356]). До числа класичних характеристик радіоактивності нуклідів відносять активність, рівну числу розпадів в одиницю часу, а також радіотоксичність радіонуклідів (характеристика так званої радіобіологічної небезпеки), що враховує радіаційний вплив випромінювання конкретних нуклідів на людський організм. За визначенням, радіотоксичність RT_i по повітрю або по воді для окремого нукліда і обчислюють співвідношення:

$$RT_i = A_i / ДA_i, \quad (1.1)$$

де A_i — активність розглянутого кількості нукліда і,

Таблиця 1.1. Зміст (г/т) довгоживучих продуктів поділу і актинідів у відпрацьованому ядерному паливі реакторів

Нуклід	$T_{1/2}$ років	ВВЕР	РБМК
^{79}Se	$6,5 \times 10^4$	5,9	3,5
^{90}Sr	29,2	680	390
^{93}Zr	$1,5 \times 10^6$	910	530
^{99}Tc	$2,13 \times 10^5$	950	600
^{107}Pd	$6,5 \times 10^6$	250	200
^{126}Sn	10^5	22	15
^{129}I	$1,6 \times 10^7$	220	140
^{135}Cs	$2,3 \times 10^6$	420	220
^{137}Cs	30	1460	900
^{151}Sm	90	15	4,0
^{237}Np	$2,14 \times 10^6$	620	150
^{238}Pu	86,96	126	69
^{239}Pu	$2,4 \times 10^4$	5330	2630

Таблиця 1.1 (продовження).

Нуклід	$T_{1/2}$ років	ВВЭР	РБМК
^{240}Pu	$6,57 \times 10^3$	2420	2190
^{241}Pu	14,38	1470	710
^{242}Pu	$3,76 \times 10^5$	580	510
^{241}Am	432,2	72	36
^{243}Am	$4,35 \times 10^3$	120	74
^{242}Cm	0,442	6,1	5,2
^{244}Cm	18,1	46	8,1

DA_I - гранично допустима активність цього нукліда в повітрі або у воді, що задається спеціальним нормативним документом, а саме нормами радіаційної безпеки [356]. Природньо, загальна радіотоксичність дорівнює сумі радіотоксичності всіх нуклідів, взятих в тих кількостях, в яких вони містяться в розглянутій суміші нуклідів. Для ілюстрації на рис. 1.2 представлені дані по загальній радіотоксичності молодших актинідів по воді при тривалому зберіганні, відносними вкладками в неї різних нуклідів.

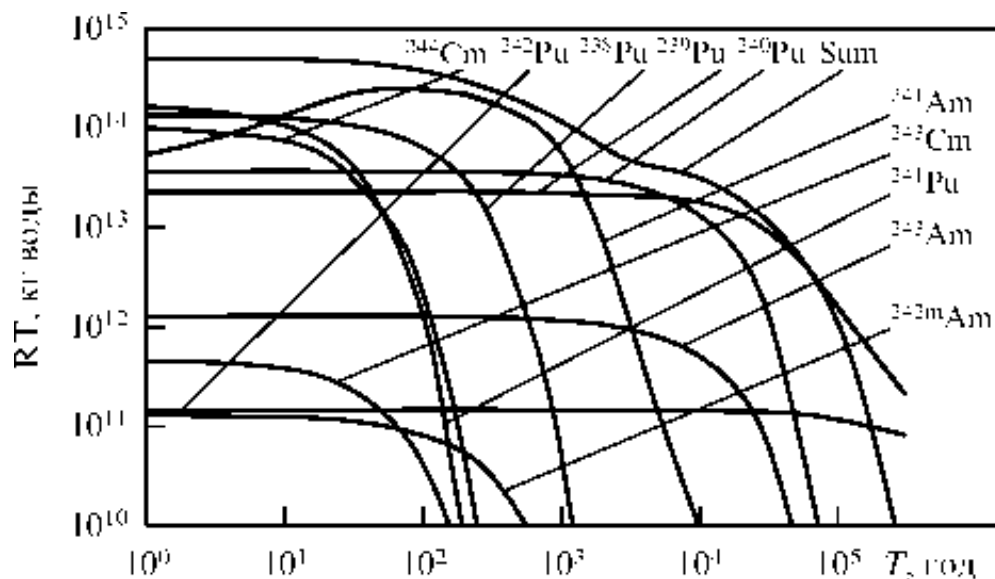


Рисунок 1.2 - Радіотоксичність RT молодших актинідів, витягнутих з 1 т відпрацьованого ядерного палива при тривалому зберіганні

На рис. 1.3 представлені дані по загальній радіотоксичності для довгоживучих продуктів поділу [355,356].

Дані відносяться до нуклідів, витягнутими з 1 т відпрацьованого палива енергетичного реактора ВВЕР-1000 після проміжної трирічної витримки. Широкий діапазон часу зберігання T на рис. 1.2, 1.3 принципово включає в себе і остаточне геологічне захоронення.

Орієнтуючись на час зберігання в кілька десятків років, загальна Радіотоксичність по воді слід визначати продуктами поділу, серед яких особливо слід виділити ізотопи ^{90}Sr і ^{137}Cs , що мають періоди напіврозпаду близько 30 років. При подальшому зберіганні вклад продуктів поділу в радіотоксичність швидко падає, тоді як Радіотоксичність актинідів спадає повільно.

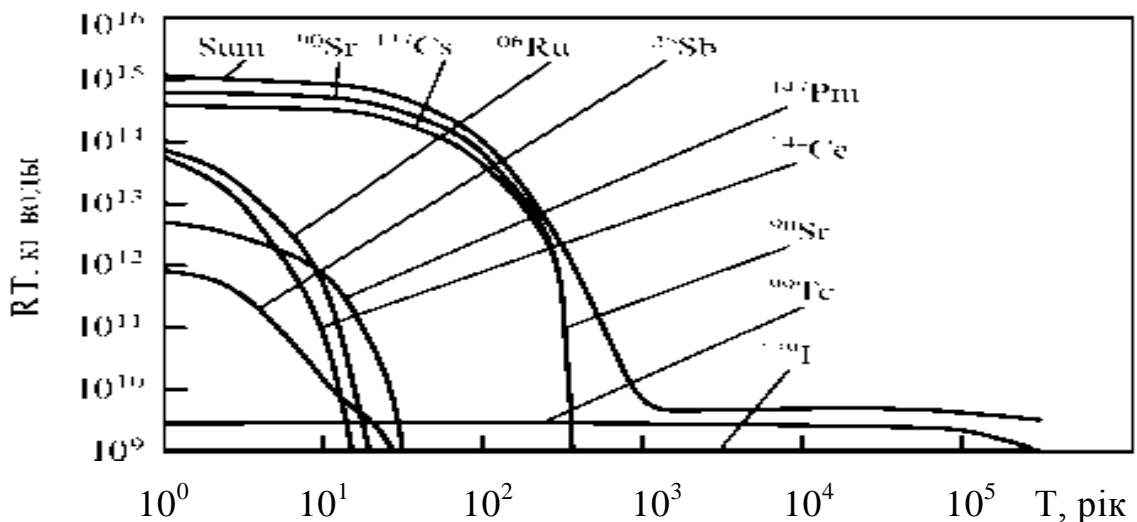


Рисунок 1.3 - Радіотоксичність RT довгоживучих продуктів поділу, витягнутих з 1 т відпрацьованого ядерного палива при тривалому зберіганні.

Корисно також нагадати, що при часі зберігання 100 років продукти поділу дають внесок у загальну Радіотоксичність 20 %, при часі зберігання 300 років - 0,35 %.

Якщо проводити розгляд, виділяючи в якості критерію радіотоксичності по повітря, обумовлену гранично допустимими активностями небезпечних нуклідів

в повітрі, то вже з початку зберігання Радіотоксичність актинідів істотно вище, ніж радіотоксичність довгоживучих продуктів поділу. Радіотоксичність актинідів при зберіганні до 10 років визначається нуклідами ^{244}Cm , ^{241}Pu і ^{238}Pu , при зберіганні 100 років - ^{241}At , при 3000 років - ^{240}Pu , більш 30000 років - ^{239}Pu . Радіотоксичність продуктів ділення різко падає після розпаду ^{90}Sr і ^{137}Cs , через 300 років зберігання вона визначається нуклідами ^{99}Tc .

Корисно також, слідуючи оглядам [355,356], проаналізувати результати розрахунку парціальної активності і радіотоксичності осколкових радіонуклідів і трансуранових актинідів, вироблених блоком АЕС потужністю 1 ГВт (ел.). При роботі протягом періоду, що дорівнює часу життя основних осколкових радіонуклідів ^{90}Sr і ^{137}Cs , т.е. за ~42 роки. В таблицях 1.2 і 1.3 наведені рівноважні значення вказаних величин для нуклідів з періодом напіврозпаду $T_{1/2} \leq 30$ років.

Таблиця 1.2. Рівноважна активність радіонуклідів з $T_{1/2} \leq 30$ років у відпрацьованому ядерному паливі блоку потужністю 1 ГВт (ел.).

Параметр	^{95}Nb — ^{144}Ce	^{90}Sr	^{137}Cs	Σ_{OP}	^{236}Pu — ^{242}Cm	^{241}Pu	^{243}Cm	^{244}Cm	$\Sigma_{\text{ТА}}$
$T_{1/2}$, рік	≤ 10	28,5	30,2	—	< 3	14,5	28,5	18,1	—
q_i , Г Г $^{-1}$	903	681	1476	3060	125	1577	0,45	31,2	1734
q'_i , Г (ГВт сут) $^{-1}$	22,7	17,1	37,0	76,8	3,12	39,4	0,01	0,78	43,3
Q_{0i} , кг	42,2	786	1762	2590	0,32	897	0,51	22,3	920
A_{0i} , МКи	166	215	306	687	7,62	98,5	0,03	1,81	108

Розрахунки виконані для реактора ВВЕР-1000 стандартних параметрів: збагачення палива по ^{235}U - 4,4 %, вигорання - 40 ГВт сут г - 1 , маса ^{238}U - 66 т, період кампанії $T_c = 875$ сут.

У таблицях прийняті наступні позначення: q_i - масовий вихід i -го нукліда на тонну ^{238}U ; q'_i - вихід i -го нукліда на одиницю теплової енерговиробітки; Q_i і A_i - маса і активність i -го нукліда; Rt_i^w і Rt_i^a - радіотоксичність i -го нукліда відносно води і повітря відповідно, при визначенні яких використовувалися величини ГДК, встановлені нормами НРБ - 96, ОР - осколкові радіонукліди, ТА - трансуранові актиніди.

Таблиця 1.3 Рівноважна активність радіонуклідів з $T_{1/2} \leq 30$ років у відпрацьованому ядерному паливі блоку потужністю 1 ГВт (эл.) [355].

Параметр	^{95}Nb – ^{144}Ce	^{90}Sr	^{137}Cs	$\Sigma_{\text{ОР}}$	^{236}Pu – ^{242}Cm	^{241}Pu	^{243}Cm	^{244}Cm	$\Sigma_{\text{ТА}}$
ПДК _w , кКи км ⁻³	1,5 – 57	1,2	2,6	–	2,6 – 43	7,3	0,17	0,21	–
Rt_{0i}^w , 10 ³ км ³	16,8	98,3	58,9	174	48,0	48,0	0,18	8,62	57,3
ПДК _a , кКи км ⁻³	75 – 3800	150	780	–	4,32	4,32	0,10	0,12	–
Rt_{0i}^a , 10 ⁹ км ³	0,64	0,76	0,20	1,60	84,7	84,7	0,32	15,6	102

У таблиці 1.2 в стовпці для осколкових радіонуклідів з $T_{1/2} \leq 10$ років наведені сумарні внески від ^{85}Kr , ^{89}Sr , ^{95}Nb , ^{95}Zr , ^{106}Ru , ^{125}Sb , ^{131}I , ^{133}Xe , ^{134}Cs , ^{136}Cs і ^{144}Ce . Для ^{90}Sr і ^{137}Cs , а також ^{95}Zr , ^{106}Ru і ^{144}Ce врахована активність продуктів їх β - розпаду. У стовпці для трансуранових актинідів з $T_{1/2} < 3$ років зазначений сумарний внесок від ^{236}Pu , ^{238}Np , ^{239}Np і ^{242}Cm . У разі ^{241}Pu врахована активність ^{241}Am , що накопичується в результаті β -розпаду першого. У таблицях 1.4 та 1.5 представлені дані по радіоактивності і радіотоксичності для довгоживучих

нуклідів (з періодом напіврозпаду $T_{1/2} > 30$ років), лінійно накопичуються за зазначений час роботи блоку. У другому стовпці табл. 1.3 представлені сумарні внески від довгоживучих осколкових радіонуклідів ^{93}Zr , ^{99}Tc , ^{107}Pd , ^{129}I і ^{135}Cs ($T_{1/2} > 1,5 \times 10^6$ років). У разі ^{93}Zr врахована активність довгоживучого ізомерного стану його дочірнього ядра ^{93}Nb , а в разі ^{237}Np - активність дочірнього ядра ^{233}Pa . Більш детальний аналіз даних в таблицях 1.1-1.5 наведено в цілому ряді робіт (див., напр., роботи [354-356]).

Таблиця 1.4. Активність радіонуклідів з $T_{1/2} > 30$ років у відпрацьованому ядерному паливі блоку потужністю 1 ГВт (эл.).

Параметр	Σ_{OP}	^{237}Np	^{238}Pu	^{239}Pu	^{240}Pu	^{242}Pu	^{241}Am	^{243}Am	Σ_{TA}
$T_{1/2}$, рік	—	2,14 $\times 10^6$	87,8	2,41 $\times 10^4$	6537	3,76 $\times 10^5$	433	7380	—
q_i , Г Г $^{-1}$	3254	561	178	6335	2405	626	34,7	126	10266
q'_i , Г(ГВт сут) $^{-1}$	81,8	14,0	4,45	158	60,1	15,6	0,87	3,15	256
Q_{li} , кг	3720	645	204	7282	2764	720	39,9	145	11800
A_{li} , МКи	7,90	0,91	3493	453	632	2,84	137	57,6	4776

Таблиця 1.5. Радіотоксичність нуклідів з $T_{1/2} > 30$ років у відпрацьованому ядерному паливі блоку потужністю 1 ГВт (эл.).

Параметр	Σ_{OP}	^{237}Np	^{238}Pu	^{239}Pu	^{240}Pu	^{242}Pu	^{241}Am	^{243}Am	Σ_{TA}
ПДК $_w$, кКи км $^{-3}$	—	0,3	0,15	0,14	0,14	0,14	0,17	0,17	—
Rt_{li}^a , 10^3 км 3	4×10^{-4}	0,002	23,3	3,24	4,51	0,02	0,81	0,17	32,0
ПДК $_a$, кКи км $^{-3}$	—	0,176	0,086	0,078	0,078	0,081	0,095	0,095	—
Rt_{li}^a , 10^9 км 3	2×10^{-5}	0,003	40,6	5,81	8,10	0,035	1,44	0,30	56,3

У табл. 1.6 представлена корисна інформація по сумарній активності і токсичності рівноважних (Р) і лінійно накопичуються (Л) нуклідів, вироблених реактором ВВЕР-1000 за час життя основних продуктів поділу ^{90}Sr і ^{137}Cs ;

Відповідно, в табл. 1.7 наведено кількісні дані по радіотоксичності довгоживучих актинідів і продуктів поділу, витягають із 1 т відпрацьованого уранового, уран - плутонієвого, торій - уранового ядерного палива, 1014 кг води.

Таблиця 1.6. Сумарна активність і токсичність рівноважних (Р) і лінійно накопичуються (Л) нуклідів, вироблених реактором ВВЕР-1000 за час життя основних продуктів поділу ^{90}Sr і ^{137}Cs

Параметр	Рівноважні нукліди			Лінійні нукліди			Сума Р+Л
	ОР	ТА	ОР+ТА	ОР	ТА	ОР+ТА	
$Q, \text{т}$	2,59	0,92	3,51	3,72	11,8	15,5	19,0
$A, \text{МКи}$	687	108	795	0,008	4,78	4,79	800
$R_{t_w}, 10^3 \text{ км}^3$	174	57,3	231	$< 10^{-3}$	32,0	32,0	263
$R_{t_a}, 10^9 \text{ км}^3$	1,60	102	104	$< 10^{-4}$	56,3	56,3	160

Таблиця 1.7. Радіотоксичність довгоживучих актинідів і продуктів поділу, витягають із 1 т відпрацьованого уранового, уран - плутонієвого, торій - уранового ядерного палива, 1014 кг води

Витримка, рік	Актиніди			Продукти ділення
	Уранове паливо	Уран- плутонієве	Торій- уранове	
10	5,0	12	1,4	8,2
100	3,7	9	0,6	1,0
1000	1,2	3	0,005	5×10^{-5}

Проведений в [354-356] детальний аналіз даних, наведених у табл. 1.2-1.6, дозволяє зробити кілька важливих висновків. Зокрема, при роботі АЕС в умовах рівноваги між кількістю утворюються і розпадаються коротко- і середньо-живучі радіонукліди, основний внесок у сумарну рівноважну активність непереробленого відпрацьованого ядерного палива та виділених високоактивних відходів вносять ізомери ^{90}Sr і ^{137}Cs , які становлять найбільшу небезпеку при поширенні в ґрунті і воді.

Справа в тому, що їх радіотоксичність становить близько 70% від сумарної з $T_{1/2} \geq 30$ років. Ізотоп ^{137}Cs дає також найбільший внесок у дозовий рівень зовнішнього опромінення. У свою чергу, ізомери Pu і мінорних актинідів повністю визначають радіотоксичність відносно повітря і, природно, становлять найбільшу небезпеку при поширенні повітряно-аерозольним шляхом. За різними оцінками, сумарна рівноважна активність, створювана нині діючими в світі блоками АЕС, транспортними ядерно-енергетичними установками, промисловими та дослідницькими реакторами, оцінюється приблизно в 350×10^9 Кі [355]. Очевидно, що ця величина може бути досягнута вже протягом перших 40 - 50 років роботи об'єктів атомної енергетики, тобто за час, обумовлений часом життя основних «рівноважних» радіонуклідів ^{90}Sr і ^{137}Cs . Надалі сумарна рівноважна активність буде повільно зростати протягом всього часу роботи атомних об'єктів за рахунок накопичення зазначених вище довгоживучих (лінійних) радіонуклідів.

В принципі, є можливість оцінити ті постійно діючі фактори радіаційно-екологічного ризику, які потенційно складаються при роботі всіх об'єктів світової атомної енергетики на сучасному рівні потужності до 2020-2025 року, якщо процес накопичення непереробленого відпрацьованого ядерного палива та високоактивних відходів не буде зупинений.

Радіотоксичність відносно води, практично повністю обумовлена ^{90}Sr і ^{137}Cs , складе близько $1,0 \times 10^8$ км³, що еквівалентно 8% обсягу світового океану. Питання про кількість техногенних радіонуклідів, які знаходяться в атмосфері і океані і їх поширеності буде детальніше розглянуто нижче (підрозділ 1.3).

Аналізуючи дані, представлені в табл. 1.7, а саме оцінки радіотоксичності по воді для довгоживучих актинідів і продуктів поділу, які витягають із 1т відпрацьованого уранового, уран-плутонієвого, торій-уранового ядерного палива енергетичних реакторів ВВЕР, можна отримати чітке порівняльне уявлення про радіобіологічну небезпеку відпрацьованого ядерного палива в простому відкритому паливному циклі (див., напр., [349-356]).

Радіотоксичність ізотопів Pu і мінорних актинідів, які будуть вироблені тільки за перші 40-50 років роботи об'єктів атомної енергетики на сучасному рівні потужності, складе приблизно $6,5 \times 10^{13}$ км³ повітря, що на 3 порядки більше обсягу атмосфери Землі. За енерговиділення створювана рівноважна активність еквівалентна приблизно 0,1 % радіоактивності природних ²³⁸U, ²³²Th і сімейств їх дочірніх радіонуклідів, що містяться в земній корі і істотно визначають її температуру [355].

Слід також детальніше розглянути аспект, пов'язаний із співвідношенням парціальних внесків зазначених вище, груп радіонуклідів у сумарну величину радіоактивності і радіотоксичності при виведенні ядерно-енергетичного об'єкта з експлуатації.

Згідно з даними [74], протягом перших 200 років з моменту зупинки об'єкта (або вивантаження відпрацьованого ядерного палива з діючого об'єкта) основний внесок у сумарну активність будуть вносити ізотопи ⁹⁰Sr і ¹³⁷Cs. Ці ж ізотопи на цьому часовому відрізку будуть визначати і радіотоксичність по воді, і дозовий рівень зовнішнього опромінення.

Що ж стосується трансуранових актинідів, основний внесок у сумарну α -активність на зазначеному проміжку часу буде давати ізотоп ²⁴¹Am, що утворюється при β -розпаді ²⁴¹Pu. Радіотоксичність актинідів відносно повітря майже не зменшується з часом (за 500 років всього в 2 рази). Внаслідок сказаного, актинідії представлятимуть, як вже вище зазначалося, головний фактор ризику поширення повітряно-аерозольним шляхом протягом всього доступного для огляду майбутнього.

У світлі сказаного, слід виділити і відповідні проблемні аспекти, пов'язані з радіаційно-екологічної та термо-екологічною безпекою.

Зокрема, поховання непереробленого відпрацьованого ядерного палива та високоактивних відходів у геологічних формаціях (у разі відкритого ядерно-енергетичного циклу - це неминуча процедура) становить небезпеку через ризик поширення зазначених високотоксичних радіонуклідів у навколишньому середовищі і неконтрольованого зростання підземного енерговиділення в регіонах поховання. До речі, саме з останньою обставиною можна пов'язувати непередбачувані і незворотні термо-екологічні наслідки.

До цього слід додати і біоекологічні ризики, зокрема, такі як ризик опромінення мікрофлори і мікрофауни при наземному зберіганні непереробленого відпрацьованого ядерного палива. Звичайно передбачається, що це паливо повинно зберігатися в наземних умовах хоча б протягом 200-250 років, поки, природно, активність і радіотоксичність по воді продуктів розподілу не знизяться до величин, характерних для трансуранових актинідів.

Очевидно, що це призводить до необхідності створення сховищ, площі яких на два порядки перевищували б використовувані в даний час на діючих об'єктах. Нарешті, вкрай принциповим є обставина, що накопичення продуктів радіохімічної переробки відпрацьованого ядерного палива, збільшує небезпеку нелінійно зростаючого неконтрольованого розповсюдження Pu і високотоксичних продуктів поділу.

Отже, при використанні сучасного ядерно-енергетичного циклу все вище означені ризики консервуються на весь період роботи атомної енергетики та на сотні років після її зупинки. Їх виключення в принципі неможливо в силу містяться у відпрацьованому дерном паливі різних небезпечних радіонуклідів. У досить великому числі робіт аналізуються можливі підходи до вирішення перерахованих вище проблем, а зокрема, пов'язаних з можливою радикальною реструктуризацією ядерно-енергетичного циклу (див. Огляди [354-356]).

Перш, ніж переходити далі до питань трансмутації радіоактивних відходів, де методи лазерного поділу радіоактивних ізотопів, що цікавлять нас, можуть

виявитися вкрай корисними та цінними, розглянемо детальніше проблеми, пов'язані з поширенням технічних радіонуклідів у навколишньому середовищі.

1.3. Техногенні радіонукліди в атмосфері і океані. Якісний аналіз рівня радіоактивного забруднення

Питанням радіоактивного забруднення навколишнього природного середовища, природно, приділяється величезна і серйозна увага (див., напр., [2,9,10,348-356]). Зокрема, детальний якісний і кількісний аналіз наведено в книгах [10,347].

Загальновідомо, що радіоактивні речовини техногенного походження, а саме, продукти поділу урану і плутонію, стали надходити в навколишнє природне середовище (атмосферу, океан) в достатньо великих кількостях після 1945 року з початку проведення випробувань ядерної зброї і широкого розвитку атомної промисловості, зокрема, промислового отримання діляться матеріалів і радіоактивних нуклідів. Природно виділяти такі групи джерел радіоактивного забруднення природного середовища як випробування ядерної зброї, скидання радіоактивних відходів, аварії на АЕС, а також аварії суден, космічних апаратів та ін. з атомними двигунами, аварії, пов'язані з використанням, транспортуванням та отриманням радіонуклідів. У той же самий час, торкаючись природної радіоактивності океану, слід нагадати, що вона обумовлена присутністю в ньому ізоотопів ^{40}K , ^{87}Rb , ^3H , ^{14}C , а також радіонуклідів рядів урану і торію. При цьому вважається, що понад 90% природної радіоактивності води океану припадає на частку ізоотопу ^{40}K (~18,5 · тисячі двадцять одна Бк).

У табл. 1.8 наведені дані про склад штучних нуклідів, що потрапляють в океан і обумовленому, природно, в основному продуктами поділом радіонуклідів ядерного палива. Слід нагадати, що в період 1945-1962 рр. було вироблено понад 500 вибухів атомних бомб, по потужності яких можна зробити приблизну оцінку кількості радіонуклідів що опинилися в середовищі.

Таблиця 1.8. Найважливіші радіоізотопи, присутні в морській воді
(по даним Харди и др., 1973; Райс, 1971 [347])

Назва ізотопу	Період напіврозпаду	Вид випромінювання	Назва ізотопу	Період напіврозпаду	Вид випромінювання
Природні ізотопи			Трансуранові елементи		
Плутоній-210	12,3 року	β	Плутоній-238	86 років	α
Углерод-14	5760 років	β	Плутоній-239	24 400 років	α
Калій-40	$1,3 \cdot 10^9$ років	β	Плутоній-240	6660 років	α
Рубідій-87	$4,7 \cdot 10^{10}$ років	β	Плутоній-241	13,2 року	α
Полоній-210	0,38 року	α	Америцій-241	458 років	$\alpha - \gamma$
Уран-234	$2,5 \cdot 10^5$ років	α	Продукти ділення у ядерних реакторах		
Уран-235	$7,1 \cdot 10^8$ років	α	Барій-140	12,8 сут	$\beta - \gamma$
Уран-238	$4,5 \cdot 10^9$ років	α	Криптон-85	10,6 року	β
Продукти активації			Стронцій-89	0,14 року	β
Фосфор-32	0,04 року	β	Стронцій-90	28 років	β
Хром-51	0,08 року	K- γ	Іттрій-90	2,5 сут	β
Марганець-54	0,86 року	K- γ	Іттрій-91	0,16 року	β
Железо-55	2,7 року	K	Ниобій-95	0,10 року	$\beta - \gamma$
Кобальт-57	0,74 року	K- γ	Цирконій-95	0,18 року	$\beta - \gamma$

Таблиця 1.8 (продовження)

Кобальт-60	5,3 року	β - γ	Рутений-103	0,11 року	β - γ
Цинк-65	0,67 року	β - γ	Рутений-106	1 год	β - γ
			Иод-131	7,3 сут	β - γ
Серебро-110	0,69 року	β - γ	Цезий-137	30 років	β
Цезий-134	2,1 року	β - γ	Цезий-144	0,78 року	β - γ
Сера-35	87,1 сут	β	Аргон-41	2 ч	β
Кальцій-45	160 сут	β	Ксенон-133	5 сут	β
Натрій-24	15 час	β - γ			

У таблиці 1.9 такі оцінки наведені для найбільш небезпечних ізотопів ^{90}Sr і ^{137}Cs . Зокрема, за оцінкою А.А. Моїсеєва (1985), сумарна кількість ^{126}I , ^{37}Cs , інжекттованих в стратосферу на початку 1981 р, становить 96×10^{16} Бк. Якщо прийняти ставлення активності ^{37}Cs , ^{90}Sr рівним 1,6, то відповідну кількість викинутого ^{90}Sr $\sim 60 \times 10^{16}$ Бк (дані взяті з [347]).

Таблиця 1.9. Кількість ^{90}Sr , ^{137}Cs , що утворилися при випробуваннях ядерної зброї в атмосфері (за даними доповіді комітету ООН з атомної радіації, 1964р.) (з [347]).

Роки випробувань	Сумарна потужність вибуху	Розрахункова кількість, 10^{16} Бк	
		^{90}Sr	^{137}Cs
1945-1951	0,02	0,0075	0,0127
1952-1954	1,0	0,37	0,646
1955-1956	5,6	2,1	3,55
1957-1958	31,0	11,7	19,7
1959-1960	-	-	-
1961-1962	101	38,0	64,5
Усього	138,62	52,18	88,41

Більше того, очевидним є обставина, що відповідний радіоактивний пил та аерозолі (з радіоактивними ізотопами) в процесі розвитку різних великомасштабних атмосферних процесів, циркуляції повітряних мас поширюються на великі території і випадають на поверхню Землі головним чином у зоні 45°с.ш.-45°ю.ш., причому більша частина радіоактивних опадів випадає в північній півкулі.

Природно, багато радіоактивні ізотопи з коротким періодом напіврозпаду, хоча і виявляються після вибуху у воді і морських організмах, в глобальних радіоактивних випаданнях майже не зустрічаються. Тут з очевидних причин, в силу вище сказаного, «першість» належить ізотопам ^{90}Sr і ^{137}Cs . Найбільш небезпечним радіонуклідом з непрореагировавших залишків ядерних зарядів є ^{239}Pu ($T_{1/2}=2,41 \times 10^4$ років; див. Також табл. 1.4). У міру розпаду продуктів поділу ^{90}Sr і ^{137}Cs , він стає найбільш основним компонентом забруднення.

За даними комітету ООН з атомної радіації до моменту мораторію атмосферних випробувань ядерної зброї (1963 р) активність ^{239}Pu в навколишньому середовищі становила $2,5+10^{16}$ Бк. Окрему групу радіонуклідів утворюють ^3H , ^{24}Na , ^{65}Zn , ^{59}Fe , ^{14}C , ^{31}Si , ^{35}S , ^{45}Ca , ^{54}Mn , ^{60}Co та інші, які виникають при взаємодії нейтронів з елементами конструкцій і зовнішнього середовища.

Основними продуктами ядерних реакцій з нейтронами в морському середовищі є радіоізотопи натрію, калію, фосфору, хлору, бромю, кальцію, марганцю, сірки, цинку, що відбуваються з розчинених у морській воді елементів. Велика частина радіонуклідів, що потрапляють в морське середовище, має постійно присутні у воді аналоги, такі, як ^{239}Pu , ^{239}Np , ^{99}Tc .

В [347] основна увага в огляді приділялася лише обраним, найбільш небезпечним радіонуклідам. Очевидно, що з урахуванням матеріалу, наведеного вище, корисно враховувати весь набір радіоактивних речовин та їх небезпеку для навколишнього середовища.

Природно, сюди слід додати і молодші актинідії і довгоживучі продукти поділу, накапливаючіся в ядерному паливі при роботі реакторів. Не є секретом

те сумна обставина, що значна кількість радіоактивних відходів в рідкій, твердій і газоподібній формах, що з'являється в результаті переробки ядерного палива, просто напросто зливається в океан з річковим стоком або скидається в бетонних блоках на дно глибоководних впадин океанів. Як правило, це пояснюють дуже високою вартістю переробки та зберігання концентратів у спеціальних сховищах. Ситуація ускладнюється ще й тим фактом, що для багатьох радіоактивних ізотопів, скажімо, ізотопів Ar, Xe, та ін. До теперішнього часу відсутні досить надійні методи концентрування, внаслідок чого вони потрапляють в океанську середу з дощовими і стічними водами. В [347] наведені цікаві приклади, як з 1944 по 1971 р завод з виробництва плутонію на річці Колумбія (США) щомісяця скидав $92.5 \cdot 10^{13}$ Бк різних радіоактивних речовин (близько 60), у тому числі біологічно активні ізотопи ^{65}Zn і ^{51}Cr .

Аналогічно, з 1969 по 1976 р загальний скид ^{137}Cs у Ірландське море склав більше $18.5 \cdot 10^{13}$ Бк, а ^{134}Cs - більше $3,5 \cdot 10^{15}$ Бк. Подібні скиди природно є причиною значного перевищення фонового рівня радіоактивності в обширних районах океану.

Поховання на дні океанів як спосіб позбавлення від радіоактивних відходів широко використовувалося в другій половині минулого сторіччя. З 1946 по 1970 р Комісія з атомної енергії США санкціонувала поховання відходів з радіоактивністю $0,52 \cdot 10^{15}$ Бк в Тихому океані і з радіоактивністю $3,0 \cdot 10^{15}$ Бк в Атлантичному океані. З 1967 по 1976 р низкою країн Європейського Союзу було поховано 45970 т відходів загальною активністю $0,17 \cdot 10^{15}$ Бк. Поховання контейнерів з відходами, як правило, роблять у геологічних пластах глибоководного дна або в підходящих геологічних формаціях материкової літосфери. У табл. 1.10 представлені дані по межах мінливості концентрації ^{90}Sr , спостережувані в різних районах Атлантичного океану, а дані по середній активності природних радіонуклідів у Світовому океані наведено в табл. 1.11 [347]. Згідно з аналізом, представленим в [347], за даними спостережень восени 1985 г. (Стирля тощо., 1988), в поверхневій воді Балтійського моря концентрації ^{137}Cs , ^{90}Sr і ^{144}Ce становили відповідно 10-15, 20-35, 5-20 мБк / л.

Таблиця 1.10. Концентрація ^{90}Sr у поверхневих водах Атлантичного океану
(по даним Громова и др., 1985)

Район	Рік	Концентрація мБк/л
Прибережна зона Північної Америци	1954	3,0-18,5
Центральна частина Північної Америци	1959-1960	2,6-3,7
	1975	2,6-5,9
Північна і Південна Атлантика	1960-1961	1,5-3,0
Північно-Східна Атлантика	1969	2,6-3,7
	1973	2,2-5,5
	1975	3,7-33,3

Таблиця 1.11. Середня концентрація і радіоактивність природних радіонуклідів у
воді Світового океану (по даним Перцова, 1978 г; Вудхед, 1973) [347].

Радіо нуклід	Середня концентра ція, мг/л	Радіо- активність, мБк/л	Радіо- нуклід	Середня концентрац ія, мг/л	Радіонукл ейдність, мБк/л
^3H	$5 \cdot 10^{-15}$	1,8	^{227}Th	$7 \cdot 10^{-17}$	0,81
^{10}Be	$1 \cdot 10^{-10}$	0,05	^{227}Ac	$2 \cdot 10^{-16}$	$5,5 \cdot 10^{-4}$
^{14}C	$3 \cdot 10^{-11}$	5,2	^{228}Ra	$1 \cdot 10^{-14}$	0,96
^{40}K	$4,6 \cdot 10^{-2}$	11 800	^{228}Th	$7 \cdot 10^{-15}$	0,22
^{87}Rb	$5,6 \cdot 10^{-2}$	137	^{230}Io	$5 \cdot 10^{-10}$	0,35
^{115}In	$2 \cdot 10^{-5}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$	^{231}Pa	$5 \cdot 10^{-11}$	0,085
^{138}La	$5,4 \cdot 10^{-11}$	$7,4 \cdot 10^{-4}$	^{232}Th	$1 \cdot 10^{-5}$	0,04
^{210}Po	$8 \cdot 10^{-7}$	7,4	^{235}U	$2,2 \cdot 10^{-5}$	1,74
^{226}Ra	$1 \cdot 10^{-10}$	3,7	^{238}U	$3 \cdot 10^{-3}$	37

У Північному морі вони зростали до 300-350, 60-70 і 70- 80 мБк / л біля північно-східного узбережжя Англії. Мінімальні концентрації цих радіонуклідів (менше 15, 20 і 10 мБк/л) відзначалися в центральній частині Балтійського моря.

Спостереження 1975-1976 рр. в Атлантичному океані показали підвищену концентрацію ^{90}Sr і ^{137}Cs на 20°с.ш. (2,0-7,0 і 3,0-12,0 мБк/л відповідно) порівняно з такою на екваторі і в південних широтах (менше 3.0 мБк/л). Скиди радіоактивних відходів заводами з переробки ядерного палива зумовили підвищення радіоактивності Північного моря в 1979 р в порівнянні з 1971 р (^{90}Sr до 33,0 мБк/л і ^{137}Cs до 280 мБк/л).

З Північного моря в Балтійське надходять води з відносно підвищеним вмістом ^{90}Sr і ^{137}Cs . У 1979 р концентрації цих нуклідів становили в південній частині Балтики відповідно 18,5-28,0 і 16,5-20,0 мБк/л. Більш детальний аналіз наведених кількісних даних представлений в [73], в тому числі, і даних щодо накопичення тритію в атмосфері і океані.

На наш погляд, дуже важливою є статистика по плутонію і його накопиченню в поверхневих водах морів і океанів. За даними, зібраними в [347], типова концентрація Pu в морській воді становить 26 мкБк/л, що в 30 разів нижче такої ^{210}Po і більш ніж на три порядки нижче концентрації ізоотопів урану.

Поблизу місць видалення радіоактивних відходів, напр., В північно-східній частині Ірландського моря (1973-1974 рр.), Концентрація ^{239}Pu , зростала до 37 мкБк / л, але на відстані 75-100 км убувала в 10-15 раз. За даними спостережень 1976-1979 рр., концентрація ізоотопів плутонію в поверхневих водах північно-західної зони Тихого океану змінюється в межах 11,1-22 мкБк/л, у Південному океані 0,7-11,1 мкБк / л.

Зрозуміло, представлені вище дані за концентраціями радіонуклідів у середовищах, є багато в чому наближеними. Більше того, за багатьма радіоактивним відходам будь-які кількісні дані відсутня взагалі. Однак, і на підставі поданого аналізу незаперечним є висновок про необхідність вжиття комплексу заходів щодо зниження радіоактивного забруднення природних середовищ.

1.4 Трансмутація радіоактивних відходів і методи лазерного розділення ізотопів, елементів ядерного палива

В даний час до числа досить перспективних напрямків зниження радіологічної небезпеки атомної енергетики відносять трансмутацію довгоіснуючих радіоактивних відходів, яка впливає, природно, бути складовою частиною ядерного паливного циклу [348-356].

Технологія ядерної трансмутації полягає в перетворенні довгоживучих радіонуклідів у короткоживучі або стабільні нукліди шляхом опромінення нейтронами в ядерних установках (реакторах та ін.), В результаті вирішується завдань істотного зниження кількості та радіобіологічної небезпеки радіоактивних відходів і полегшити їх остаточне захоронення. Передбачається, що довгоживучі радіоактивні відходи будуть знаходитися в паливному циклі трансмутаційних установок у вельми напружених умовах, при високих температурах і тиску, в хімічні агресивних середовищах. Це природно, ставить вимогу згоди на потенційне підвищення екологічної небезпеки радіоактивних відходів у трансмутаційних установках з подальшим, тим не менш, істотним зниженням екологічної небезпеки відходів на подальший період часу десятків тисяч років і більше.

Трансмутаційна установка являє собою ядерний реактор, підкритичну електроядерних установку або установку іншого типу, основна мета котрої - виробляти нейтрони і забезпечувати їх поглинання в трансмутіруємих матеріалах. Величезний інтерес, природно представляє питання трансмутації найбільш небезпечних радіоактивних відходів - молодших актинидов і довгоживучих продуктів поділу з відпрацьованого ядерного палива.

Трансмутація продуктів поділу зводиться, як правило, до перетворення вихідного радіоактивного долгоживущего ядра в сусіднє стабільне або короткоживучі ядро допомогою реакції (n, γ) або аналогічної реакції, не пов'язаної з поділом. При цьому основними характеристиками процесу трансмутації продуктів поділу є швидкість реакції, продуктивність трансмутації.

Продуктивність трансмутаційної установки - це маса радіонуклідів, знищувана за одиницю часу. Вона пропорційна числу вільних нейтронів, i , в кінцевому рахунку, потужності установки. Для реакторних установок коефіцієнт пропорційності залежить від того, скільки нейтронів можна пустити на трансмутацію в розрахунку на одну поділку ядерного палива. Швидкість реакції трансмутації дорівнює добутку ефективного перетину реакцій (n, γ) на щільність потоку нейтронів. Вона визначає частку ядер, трансмутувати за заданий час (при постійній швидкості реакції кількість залишилися ядер зменшується експоненціально, так що за обмежений час неможливо трансмутировать дана кількість радіонукліда повністю). Згідно [355], при трансмутації ^{99}Tc в легководним реакторі при щільності потоку нейтронів 10^{14} нейтр / (см²с) (характерно для дослідницьких реакторів) після одного року опромінення залишається 61% вихідного кількості ^{99}Tc , тобто трансмутується 39%. Аналогічні дані для ^{129}I : через один рік опромінення залишається 87,7%, а трансмутується 12,3%. Особливо відзначимо, що при трансмутації продуктів поділу важливо враховувати і супутні ускладнюють процеси, зокрема, утворення нових довгоживучих продуктів поділу в ядерному паливі самих трансмутаційних реакторів, а також можливість поглинання нейтронів як в знищуваних нуклідів, так і в інших ізотопах цього ж хімічного елемента, і в дочірніх нуклідів.

Наприклад, для знищення одного ядра ^{93}Zr при одночасному опроміненні інших стабільних ізотопів цирконію ^{90}Zr , ^{91}Zr , ^{92}Zr , ^{94}Zr , ^{96}Zr потрібно близько сотні нейтронів. Цей ефект знижує продуктивність трансмутації. Як правило вважається, що ця проблема в принциповому плані вирішується відносно просто, проте її технологічна реалізація є вкрай складною. Тим не менш, саме на цьому етапі досить перспективним може надати застосування методів лазерно-фотоіонізаційний розділення ізотопів, включаючи виділення необхідного обраного ізотопу з суміші з іншими. Нові радіоактивні продукти ділення утворюються в паливі самих трансмутаційних реакторів через те, що реактор зобов'язаний проводити нейтрони для трансмутації, а їх можна отримати тільки за рахунок поділок. Якщо ж замість реактора розглядати трансмутаційну

електро-ядерну установку, в якій нейтрони виробляються в нейтроно виробляє мішені, опромінюваної протонами від прискорювача, то в самій установці нові продукти розподілу не утворюються. При цьому, на харчування прискорювача витрачається дуже велика електроенергія.

Трансмутація актинидов здійснюється за допомогою реакції, що очевидно, відрізняє її від трансмутації продуктів поділу. Основна відмінність полягає в тому [10], що продукти поділу трансформуються в стабільні нукліди, актинидії перетворюються в інші актинидії і, в кінцевому рахунку, в продукти поділу. Розподіл актинидов відбувається по-різному в тепловому і швидкому спектрі. У тепловому спектрі діляться ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Am (короткоживучий), ^{243}Cm , ^{245}Cm . У швидкому спектрі діляться всі актинидії, але перетину реакцій (n , γ) того ж порядку, що перетину поділу. Як в тепловому, так і в швидкому спектрі при опроміненні утворюються високорадіотоксичні ^{238}Pu і ^{244}Cm за таких реакцій:

при трансмутації нептунію ($^{237}\text{Np} + n \rightarrow ^{238}\text{Np}$ (β , 2,12 сут) ^{238}Pu), при трансмутації америцію ($^{241}\text{Am} + n \rightarrow ^{242}\text{Amg}$ (β , 16 год) ^{242}Cm (β , 161 сут) ^{238}Pu , $^{243}\text{Am} + n \rightarrow ^{244}\text{Am}$ (β , 10 год) ^{244}Cm). За рахунок цих процесів при трансмутації молодших актинидов без додавання нових актинидов відбувається зростання радіотоксичності протягом деякого часу, потім зменшення до первісних значень і подальше її зниження. В даний час більшість фахівців з ядерних реакторів дотримується точки зору, що швидкий спектр переважніше теплового завдяки тому, що в ньому діляться всі актинидії, для створення нейтронів не вимагається витрачати великої кількості ядерного палива (свого роду нейтронний баланс в трансмутаційном реакторі).

З іншого боку, трансмутація може бути реалізована ефективно і в установках з тепловим спектром і високим потоком нейтронів, що забезпечує високі швидкості реакцій перетворення нуклідів [65]. При аналізі переваг (недоліків) тієї чи іншої схеми трансмутації слід мати на увазі, що, напр., за рахунок накопичення ^{238}Pu і ^{244}Cm та інших небезпечних актинидов ядерні трансмутаційні установки фактично перетворюються на своєрідні сховища джерел долгоживущей радіотоксичності. У цій ситуації доцільно порівнювати

установки різних типів не тільки по нейтронного балансу, але і за характеристиками, пов'язаним з радіотоксичністю трансмутіруємих актинидов. Такі розрахункові порівняння проведені до теперішнього часу для різних типів трансмутаційних установок й існували в різні роки норм радіаційної безпеки (див., [109,348-356]).

Вельми цікаві перспективи відкриває використання так званого методу гамма-нейтронної трансмутації (див., напр., [355]). Цей метод, кажучи коротко, заснований на взаємодії прискорених до високої енергії і обертаються по замкнутій орбіті в спеціальному прискорювачі-накопичувачі електронів з просторово-періодичним полем «накачування» (це або постійне просторово-періодичне магнітне поле або імпульсне поле зустрічній лазерної хвилі), створюваним у встановлених на численних прямолінійних ділянках орбіти пристроях.

У результаті багаторазового проходження пучка ультрарелятивістських електронів через названі поля накачування генерується спрямоване γ -випромінювання, яке індукує здійснення фотоядерних реакцій в численних мішенях аксіальної симетрії з трансмутіруємих нуклідів. Останні, як правило, розміщуються на виведених з прискорювача пучках генерованого γ -випромінювання, причому утворюються при цьому фотонейтрони ініціюють процес ділення трансуранових актинидов. Нейтрони розподілу сповільнюються і використовуються для трансмутації ядер ^{238}U , що діляться у відпрацьованому U, який завантажуються в периферійну зону так званих БЛАНКЕТ після його регенерації.

Таким чином, в описаній схемі фактично працюють одночасно три канали - трансмутаційний і нейтрон-що виробляє γ -канал плюс два нейтронних каналу, один з яких є трансмутаційним, а інший - каналом відтворення. У результаті виявляється можливим трансмутирует будь-які продукти поділу, в першу чергу ^{90}Sr і ^{137}Cs , у форму стабільних ізотопів, і одночасно виробляти потоки нейтронів високої інтенсивності, і знищувати трансуранові актиниди поділом їх ядер і одночасно розмножувати нейтрони, нарешті, утилізувати в попередній стадії

енергетичний Pu і відтворювати діляться нукліди непосредственно в регенерованому U, забезпечуючи при цьому коефіцієнт відтворення, близьке до 1, і необхідну для U - Pu-палива концентрацію ядер, що діляться.

Аналізуючи всі особливості методу, можна також зробити висновок, що екологічна повноцінність методу γ -нейтронної трансмутації робить його економічно вигідним і прибирає численні протиріччя, властиве іншим підходам.

Зрозуміло, реалізація методу γ -n- трансмутації передбачає здійснення ряду етапів [355]: 1) прискорення електронів до високих, ультрарелятивістських енергій і далі накопиченням, формуванням та обігом пучка у вигляді згустків (банчів) протягом тривалого часу по замкнутої орбіті в прискорювачі; 2) перетворення енергії електронів в направлені пучки γ -квантів шляхом багаторазового пропускання банчів через встановлені в прямолінійних ділянках орбіти пристрої з просторово-періодичним полем накачування - постійним магнітним (рис. 1.4а) або осцилюють імпульсом лазерної хвилі (рис. 1.4б); 3) трансмутація продуктів поділу допомогою фотоядерних реакцій в мішенях з підлягають трансмутації нуклідів на виведених з прискорювача пучках генерованого γ -випромінювання; iv) поділ трансуранових актинидов, що розміщуються в центральній частині БЛАНКЕТ, що ініціюється розсіяними з мішені γ -квантами і Фотонейтронний і здійснюване, як в підкритичних бустері, - з розмноженням нейтронів при $K_{eff} < 1$; v) уповільнення швидких нейтронів у важкому сповільнювачі, наприклад в Pb, до резонансних енергій і трансмутація неделящіхся ядер ^{238}U в діляться у відпрацьованому U в периферійній зоні БЛАНКЕТ після радіохимической регенерації. Енергетичний цикл, в якому основна енерговиробних реакція поділу ядер доповнюється зазначеними процесами, зазвичай називають електрофотоядерним (див. Рис.1.5).

Енергія електронів, прискорених в прискорювачі-накопичувачі, вибирається такий, щоб при заданій величині та структурі поля накачування середня енергія спектра генеруються γ -квантів лежала в районі тах гігантського дипольного резонансу в фотоядерних перетинах радіонуклідів, а струм електронів- таким, щоб знищення трансуранових актинидов і відтворення

діляться ядер в U здійснювалися за час, що дорівнює періоду кампанії реакторів обслуговуваних АЕС.

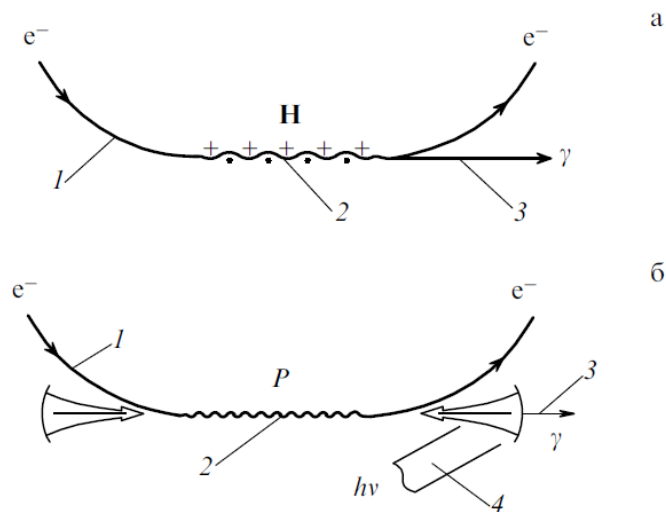


Рисунок 1.4 Об'єкти, що реалізують метод γ -нейтронної трансмутації [74]:

- 1 - елемент замкнутої орбіти електронів, прискорених до енергії E ,
- 2 - один з n прямолінійних ділянок орбіти з полем «накачування» постійним просторово-періодичним магнітним полем напруженістю H (а) і полем лазерної хвилі, осцилюючої у вигляді імпульсу в оптичному резонаторі з торцевими дзеркалами, фокусируючими імпульсний потік потужності на довжині взаємодії з електронами до величини P (б),
- 3 - пучок магнітотормозного (синхротронного) випромінювання (а) гальмівного (ондуляторного) γ -випромінювання в поле лазерної хвилі; (б),
- 4 - лазерний імпульс, що вводиться в резонатор від зовнішнього ІЧ-лазера.

Для підвищення ефективності процесів трансмутації і зниження їх енерговитратності необхідно мати на увазі. Мішені повинні бути виготовлені тільки з нуклідом фракції ізотопів Sr , Cs , а також фракції I , до складу якої входить найбільш радіотоксичність з довгоживучих осколків ^{129}I , який доцільно трансмутувати поряд з ^{90}Sr і ^{137}Cs у форму стабільного ізотопу. Рационально

відокремлювати ізотопи ^{90}Sr , ^{137}Cs та ^{129}I від супутніх стабільних осколків ^{88}Sr , ^{133}Cs і ^{127}I за допомогою методу лазерного розділення ізоотопів.

Нуклідні фракції Zr, Pd, Sn і рідкоземельних елементів не має сенсу трансмутовати, оскільки вони містять довгоживучі радіонукліди (^{93}Zr , ^{107}Pd , ^{126}Sn та ін.), активність яких мала, концентрація у фракції не перевищує 15% і недостатня для їх ефективної трансмутації (їх очевидно слід просто захоронювати).

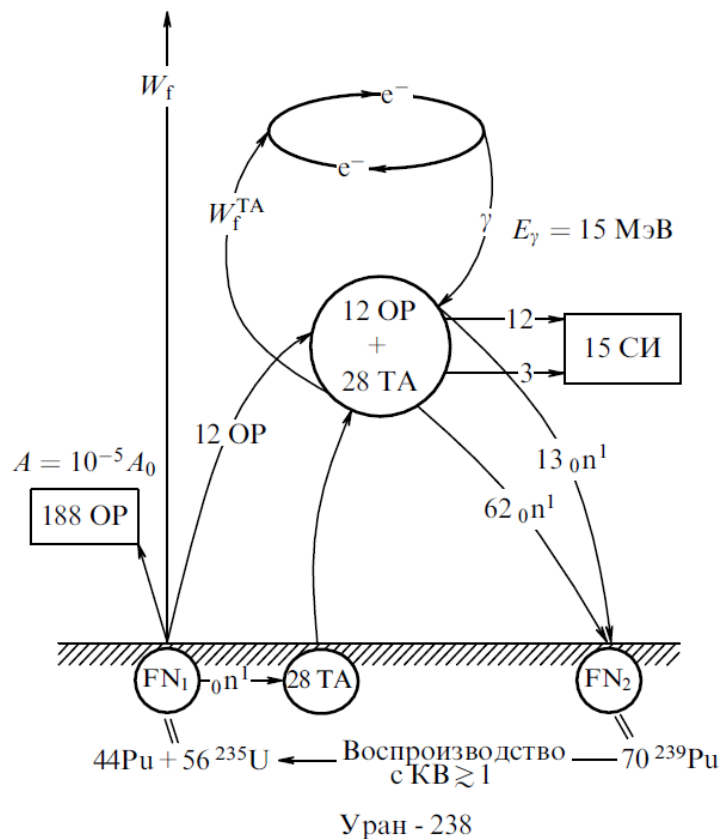


Рисунок 1.5 - Схема електро-фотон-ядерного циклу (вихід продуктів на різних стадіях циклу унормовано на 100 розділених ядер); позначення: FN1 - ядра, які розділились за час першої кампанії реактора блоку АЕС; ТА, ОР-утворилися трансуранові актиніди + осколкові радіонукліди, СИ - стабільні ізотопи, FN2 - ядра ^{239}Pu , створені у відпрацьованому U в якості «паливних» взамін тих, що розділились ядер ^{235}U з числа FN1, W_f - енергія ділення ядер, $W_f^{\text{ТА}}$ - енергія поділу ядер актинидів в банкетах, в рамках - нуклони, що надходять у навколишнє середовище [74].

Отже, підводячи підсумок, зауважимо, що серед радіонуклідів, що містяться у відпрацьованому ядерному паливі та високоактивних відходах найбільшу небезпеку представляють ^{90}Sr і ^{137}Cs , а з трансуранових актинидів - пара ^{241}Pu - ^{241}Am , тому перший, всупереч існуючій серед фахівців щодо реакторів думку, не розпадаються, а накопичуються. До 2025р. очікується, що вони досягнуть рівноваги і разом з другими створять в навколишньому середовищі протягом часу роботи атомної енергетики неприпустимо високий рівень радіоактивності~620 МКи ГВт (ел.) - 1 і радіотоксичності за межами сховищ АЕС.

У всякому випадку лазерні методи та технології до обробки радіоактивних відходів набувають найважливішого значення, оскільки є безконтактними, й забезпечують одночасний багатоцільовий поділ ізотопів, включаючи ізоляцію тих небезпечних ізотопів, що не виділяться стандартними фізико-хімічними методами. Можливість забезпечення більш високої концентрації радіонуклідів робить можливим їх більш компактне зберігання, обробку шляхом ядерного догорання під дією n-опромінення або, нарешті, транспортування в космічний простір. Сказане, очевидно, пояснює вкрай високу актуальність і колосальне теоретичне і практичне значення досліджень з розвитку теоретичних основ і оптимальних технологій лазерних методів детектування, поділення радіоактивних ізотопів, елементів ядерного палива АЕС [2,19-22,64,297-326, 348-356].

2. РОЗВИТОК НОВИХ МАТЕМАТИЧНИХ МОДЕЛЕЙ АНАЛІЗУ ТА ПРОГНОЗУВАННЯ ЕКОЛОГІЧНОГО СТАНУ НАВКОЛИШНЬОГО СЕРЕДОВИЩА З ВРАХУВАННЯМ АНТРОПОГЕННИХ ФАКТОРІВ (АТМОСФЕРА, ГІДРОСФЕРА). НОВИЙ ХАОС-ГЕОМЕТРИЧНИЙ ПІДХІД ДО АНАЛІЗУ СТАНУ ЗАБРУДНЕННЯ ПРИРОДНИХ СЕРЕДОВИЩ

2.1 Постановка та якісний аналіз комплексу актуальних задач прикладної, радіо- та гідро екології з урахуванням антропогенних та радіоактивних факторів забруднення природних середовищ

Одна з найактуальніших і важливих проблем прикладної екології та охорони навколишнього середовища пов'язана з вірним описом кількісної динаміки радіоактивності навколишнього середовища (див. наприклад, [1,2]). Зазвичай слід зазначити наступні актуальні проблеми, такі як довгострокове дослідження поведінки радіонуклідів у навколишньому середовищі, з'ясування механізму перенесення радіонуклідів тваринами через харчовий ланцюг, з'ясування механізму трансформації і транспортування радіоактивних речовин через метеорологічні явища та інші фактори, забезпечення функціонування мозкового центру для відновлення довкілля, збереження науково-дослідних матеріалів і зразків та архівування науково-дослідних методологій і дослідницьких об'єктів. Ключові завдання дослідження динаміки атмосферних радіонуклідів включають дослідження транспорту радіонуклідів в атмосферних умовах, динаміку наземних радіонуклідів - дослідження переносу радіонуклідів та міграції в земному середовищі, динаміку морських радіонуклідів - дослідження переносу радіонуклідів у морському середовищі та радіаційної гідрології - дослідження переносу радіонуклідів із землі прісними водами у зв'язку з гідрологічними явищами.

Сюди ю слід додати й дослідження просторов-чавоих циклів розповсюдження радіонуклідів у лісових екосистемах, дослідження переносу радіонуклідів в біоту у внутрішніх водах, дослідження переносу радіонуклідів в

системі ґрунт-рослина, дослідження біологічних ефектів опромінення у мікробів, водоростей і рослин, науково-дослідних біологічних ефектів радіаційного впливу тварин, з акцентом на вільному виході тварин.

Основними цілями моделювання, вимірювання та прогнозування є мета оцінити і передбачити передачу у навколишнє середовище радіонуклідів і випромінювання з використанням комп'ютерного моделювання та інших методів, в розробці більш досконалих технологій для моніторингу та вимірювання радіації, розвивати бесконтактні системи і технології дистанційного керування, які дозволять вибірку та інші операції в районах, куди люди не можуть наблизитися, щоб зробити аналіз і архівування результатів наукових досліджень і науково-дослідних зразків, отриманих від ядерних організацій (АЕС, науково дослідних інститутів з екологічної радіоактивності тощо) по всьому світу.

Проблема вивчення динаміки хаотичних систем виникає в багатьох областях науки і техніки. Ми говоримо про класи задач виявлення та оцінки параметрів взаємодії між джерелами складних (хаотичних) коливань часового ряду експериментально спостережуваних значень. Такі проблеми виникають в екологічних науках, в таких як геофізика, хімія, біологія, медицина, неврологія, інженерія тощо [1-10]. Проблема аналізу та прогнозування впливу антропогенного тиску на стан атмосфери в промисловому місті і розвитку послідовних, належних схем для моделювання властивостей концентраційних полів повітряних забруднень був детально розглянутий, наприклад, у роботі. [3]. У сучасній теорії систем гідроекологічних водних ресурсів та охорони навколишнього середовища проблема кількісної динаміки обробних забруднень також є одною з найважливіших і фундаментальних проблем, зокрема, для прикладної екології і міської екології [1-18]. Нагадаємо [1-3], що більшість моделей в даний час використовуються для оцінки стану (а також прогнозу) забруднення навколишнього середовища по детермінованим моделям, або спрощенням їх на основі простих статистичних регресій. Успіх цих моделей, однак, обмежується їх нездатністю описати нелінійні характеристики поведінки концентрації забруднюючих речовин і відсутність розуміння залучених фізичних

і хімічних процесів. Особливо серйозна проблема виникла в ході вивчення динаміки гідроекологічних систем. Хоча використання методів теорії хаосу встановлює певні фундаментальні обмеження на довгострокові прогнози, однак, як було показано в ряді наших робіт (див, наприклад, [2-11]), ці методи можуть успішно застосовуватися для короткострокових або середньострокових прогнозувань. У роботі [2-4] ми представили успішні приклади кількісно правильного опису часових змін в концентрації двоокису азоту (NO_2) і діоксиду сірки (SO_2) в кількох промислових містах (Одеса, Трієст, Алеппо та міста Гданського району) з відкриттям малої розмірності хаосу. Більш того, деякі елементи цієї техніки були успішно застосовані в ряді завдань прогнозування для іншої системи природокористування. Тут ми маємо на увазі прогноз екологічного стану еволюції (тимчасової або навіть просторової) [6-11]. В даній роботі розвиваються теоретичні основи нового загального формалізму для аналізу та прогнозування динаміки екологічної радіоактивності і розробляється нова схема аналізу та моделювання часових флуктуацій концентрацій ЩД, ЗРР в гідро- та радіоекологічних системах. Фактично за основу ми беремо розроблений нами раніше відповідний атмосферний формалізм [2-4] і далі трансформуємо його із додаванням декотрих нових елементів і урахуванням важливих особливостей динаміки екологічної радіоактивності.

2.2 Короткий огляд фізико-математичних методів та моделей кількісного опису розповсюдження шкідливих речовин у природних середовищах

Починаючи короткий огляд основних фізико-математичних методів кількісного опису розповсюдження ЩД в природних середовищах, по-перше, слід вказати на досить значну групу моделей різного рівня якості, що базуються фактично на рівняннях стандартної гідродинаміки. Особливе значення мають моделі типу «факелу». Розсіювання забруднюючих речовин, що надходять в природне середовище, підкоряється законам класичної або турбулентної дифузії

[34]. На процес їх розсіювання істотний вплив роблять наступні фактори: з-стояння атмосфери, фізичні і хімічні властивості викидаються речовин, висота і діаметр джерела викидів, розташування джерел, рельєф місцевості. У кількісному відношенні зміна змісту ШД в природних середовищах в часі і просторі описується рівнянням переносу домішок, що є одним з основних в динаміці домішок [29, 33-38].

Як показано в [38,212-220], в основу прогностичної гідродинамічної моделі, що дозволяє розрахувати поля концентрацій на різних рівнях в межах прикордонного шару, наприклад, атмосфери, дозволяє система рівнянь мезометеорології. Мезометеорологіческая завдання будується шляхом виділення збурень мезомасштаба і реалізації моделі в умовах досить густий регулярної сітки точок. Завдання є досить громіздкою навіть у разі порівняно простий параметризації турбулентності в прикордонному шарі атмосфери, припущенні про нульові фонових характеристиках руху атмосфери і наявності лише одного точкового джерела забруднень. У всякому випадку класично-дифузійні моделі дозволяють отримати і зрозуміти основні особливості процесу прозаповсюдження ШД, але найкращий рівень опису, як правило, досягається у випадку відсутності у середовищу елементів вихорової турбулентності.

У зв'язку з цим, значний інтерес викликають альтернативні методи та технології кількісного опису процесів розповсюдження ШД.

В останнє десятиліття у зв'язку з розвитком теорій стохастичних динамічних систем і теорії хаосу стає актуальним використання методів цих теорій у задачах прикладної екології, метеорології, гідрології, соціально-економічної географії тощо (див., наприклад, [86–124]). У цьому контексті до числа перспективних напрямків досліджень треба віднести використання нелінійних фізико-статистичних методів (методи мультифрактального моделювання, теорії хаосу й оптимального керування, якісної теорії диференціальних рівнянь та ін.) і розвиток на їхній основі принципово нових підходів до моделювання просторово-часової структури полів концентрації домішок в атмосфері. Особливо перспективним з погляду не тільки аналізу, але й

прогнозування є розробка моделей аналізу й прогнозу на основі фундаментальних положень теорії хаосу. У сучасній теорії стохастичних динамічних систем часовий ряд розглядається як реалізація випадкового процесу, коли випадковість є результатом складного руху з багатьма незалежними ступенями свободи. Альтернативою випадковості є феномен хаосу, що може мати місце як у найпростіших детерміністичних системах, так і досить складних стохастичних системах. Строго показано, що хаотичний режим у детерміністичних динамічних системах є також, по суті, нелінійним явищем.

При цьому фундаментальну роль грає притаманна всім хаотичним системам властивість радикальної зміни динаміки системи у фазовому просторі залежно від зміни початкових умов. Для так званих дисипативних систем їхня динаміка реалізується в обмеженій області фазового простору станів, зазвичай званого дивним аттрактором. При цьому для часових характеристик динамічних змінних аттракторних систем виявляється характерним фактично стохастичний режим. Лоренц [91] спробував стосовно до метеорологічних завдань досліджувати чутливість атмосферної системи до змін початкових умов на прикладі простої нелінійної моделі з урахуванням елементів конвекції. Аттрактор Лоренца розрахований на основі усього трьох ступенів свободи – три звичайних диференціальних рівняння, три константи й три початкові умови. Однак, незважаючи на свою простоту, система Лоренца поводить себе псевдовипадковим (хаотичним) чином. Змодельовавши свою систему на комп'ютері, Лоренц виявив причину її хаотичного поведіння – різницю в початкових умовах. Навіть мікроскопічне відхилення двох систем на самому початку в процесі еволюції призводило до експонентного накопичення похибок і відповідно їх стохастичним розбіжностям. Найважливішим висновком подібних досліджень став доказ істотної ролі нелінійні взаємодії й аналіз можливостей (точніше неможливості) прогнозування істотно хаотичних систем. Хоча хаос установлює фундаментальне обмеження на довгостроковий прогноз (це твердження одержало назву парадокса Лоренца), він може використовуватися для короткострокового прогнозу: дані, що виглядають випадковими, можуть містити

в собі прості детерміністичні взаємозв'язки, що мають тільки кілька ступенів свободи. Ці обставини багато в чому прояснили, чому добре розроблені лінійні методи, що традиційно широко застосовуються в прикладній математиці й численних додатках в області фізико-математичних, географічних і та інших наук, виявилися вкрай наближеними й неадекватними у вивченні динаміки хаотичних динамічних систем. Враховуючи, що в основному системи гідрометеорології, екології тощо відносяться до хаотичного типу, стає ясным, що їхній адекватний опис повинен базуватися на методах аналізу й моделювання хаотичних систем, що заміняють традиційні лінійні методи. У класичній теорії хаосу довгий час домінуючим був напрямок, що базується на апараті якісних систем звичайних нелінійних диференціальних рівнянь із хаотичним режимом, який реалізується [90–104]. При цьому вкрай корисними виявилися поняття біфуркації й стійких і нестійких різноманіть. Серед додатків теорії, об'єднаних з натурними експериментами, варто особливо виділити дослідження турбулентних потоків типу Куєтта–Тейлора, вивчення феномена хаосу в кліматичних часових рядах [98–100], астрофізичних моделях [101], гідродинаміці [102], економіці [103], медицині [104].

Паралельно з теорією хаосу, спочатку як окремий напрямок, а потім в органічному зв'язку з феноменом хаосу розвивався апарат фрактального й мультифрактального моделювання. Хоча фактично уявлення про фрактали було уведено ще в кінці 19 століття, тільки в 70-роках ХХ сторіччя Мандельброт [105] явно визначив фрактальні об'єкти як об'єкти із властивостями самоподоби. У теорії хаосу згадані вище дивні аттрактори фактично являють собою мультифрактальні об'єкти з відповідними геометричними структурами у фазовому просторі. Однак спроби опису таких складних систем методами лінійного аналізу виявилися безуспішними. Наприклад, проста скалярна нелінійна система, відома під назвою логістичного відображення, й використана для моделювання біологічних популяцій [106], дає в результаті часовий ряд із такою ж самою автокорреляційною функцією, що і в білого шуму. Аналогічні результати отримані при аналізі ряду екологічних і еволюційних моделей. Тому

виникає питання: чим же відрізняються хаотичні й стохастичні системи? Відповісти на нього коротко зовсім непросто (див. [107]), хоча можна прийняти положення про те, що хаотичними є низькорозмірні системи з позитивними значеннями так званих показників Ляпунова.

За останні два десятиліття з'явилася безліч досліджень у різних галузях науки, у яких положення теорії хаосу й фракталів застосовувалися до різних динамічних систем [86–153, 88–90, 92, 93, 103, 107–120, 170, 171]).

В той же час, вивчення хаотичних режимів у часових рядах концентрацій забруднюючих речовин у край нечисленні, а результати цих досліджень не представляються однозначними. У статті Ланфреді й Маччіато [121] наведені результати моделювання часової динаміки трьох складових атмосферного повітря (NO_2 , CO , O_3), однак автори не змогли визначити наявність у відповідних часових рядах елементів низькорозмірного хаосу. У статті Челани [122] наведені результати моделювання часової динаміки концентрацій пилу, що демонструють ефект низькорозмірного хаосу, однак для прогнозу автор використовував метод штучних нейромереж. У наших роботах [170,171,177], а також у роботах Глушкова, Русова, Палуша та ін. [123, 178–183] показано, що застосування нелінійних методів в задачах аналізу й у певному сенсі прогнозування динаміки флуктуацій концентрації різних газів в атмосфері, зокрема, озону, у принципі може забезпечити високий ступінь вірогідності опису і прогнозу. Докладне викладення нових кількісних підходів до моделювання динаміки розподілу забруднюючих речовин в атмосфері промислових міст і районів і відповідної оцінки впливу і прогнозування антропогенного навантаження промислового міста на екологічний стан повітряного басейну надано в серії публікацій [15-26].

2.3 Теоретичні основи нового апарату дослідження процесів антропогенного та радіоактивного забруднення природних середовищ. хаос-геометричний формалізм

Суть і деталі нового підходу викладено у наших роботах [170,171,177, 184–186,192,196,197,202–204,207,208], тому тут наведемо основні положення і метод.

Виходячи з [184–186, 208] попередньо відзначимо, що дослідження потенційно хаотичних екологічних систем (у нашому випадку динаміки розподілу забруднюючих речовин і шкідливих домішок у повітряному басейні промислових міст і районів) може бути розділене на наступні процедури: первинний аналіз і обробка екологічних даних, формулювання моделі аналізу й підготовка відповідних масивів даних по часових рядах і, у принципі, просторовому розподілу речовин, ідентифікація елементів хаотичного режиму у відповідних рядах екологічних даних, реконструкція фазового простору для системи просторово-часового розподілу концентрації речовин, класифікація часових рядів і, нарешті, побудова ефективної, максимально достовірної моделі прогнозу еволюції концентрацій забруднюючих речовин в природних середовищах. Нижче нас авжеж цікавлять класи задач, пов'язані із кількісним дослідженням антропогенного забруднення водних об'єктів (водорозділів) та радіоактивним забрудненням різних геосфер.

Згідно із [113], важливо підкреслити, що природна динамічна система, як правило, є нелінійною, й застосування лінійних методів аналізу, перетворення Фур'є й т.п. не завжди може дати задовільний результат, як у випадку лінійної системи. Пов'язано це з тим, що процеси, які призводять до хаотичного режиму, є фундаментально багатомірними. Саме ці обставини є характерними для динаміки розподілу ШД та ЗРР у природних середовищах. Тому очевидно є необхідність розв'язання вкрай складної в математичному аспекті задачі відновлення фазового простору системи.

Зазначені вище чотири процедури дуже важливі, тому що при їхній реалізації хаотичні системи відрізняються від стохастичних, а також визначаються ступінь свободи й комплексність екологічної системи. Ґрунтуючись на результатах реалізації цих процедур, далі порівняно легко можуть бути реалізовані й ті, що залишилися. У світлі сказаного важливо підкреслити, що наступний нелінійний короткостроковий аналіз і прогноз еволюції концентрацій шкідливих домішок в атмосфері промислового міста, у принципі, можливий, однак, далеко не завжди часові ряди концентрацій

інгредієнтів проявляють хаотичний режим, а для деяких з них (стохастичних систем), більш раціонально використовувати класичні методи аналізу.

Почнемо виклад підходу з розгляду основної динамічної характеристики системи розподілу забруднюючих речовин в атмосфері промислового міста, а саме концентрації ЗРР (ШД). Спочатку слід розглядати шукану характеристику як функцію часового аргументу: $s(t)$. Оскільки, як правило, дані натурних спостережень представляються у вигляді масиву даних, дискретизованого по елементарному інтервалу часу (часу зняття показань, спостереження), можна визначати концентрацію як скалярну вимірювану величину $s(t_0 + n\Delta t) = s(n)$, де t_0 – деякий початковий момент часу, Δt – часовий інтервал, через який здійснюється n вимірів, $n = 1, 2, 3, \dots$. Первинний аналіз і обробка екологічних даних, підготовка відповідних масивів даних по часових рядах i , у принципі, просторовому розподілу речовин являють собою добре відпрацьовані в екології процедури. Значно більшої складності є завдання ідентифікації в шуканих часових рядах концентрацій елементів хаосу [184, 186]. Для цього вирішується завдання відновлення на основі даних екологічних вимірів $s(n)$ фазового простору системи, що володіє, у принципі, нескінченним числом ступенів свободи.

Доречно нагадати, що для динамічних систем прийнятим представленням розвитку процесу в часі є побудова «портрету» у фазовому просторі. Мова, по суті, йде про простір, координатами якого є змінні, у нашому випадку, екологічного стану. Нелінійна динамічна система зазвичай характеризується так званим дивним аттрактором. По визначенню, це множина, що притягує у фазовому просторі, у якому розташовані хаотичні траєкторії.

Оскільки в основі фізичних механізмів поширення забруднюючих речовин в природних середовищах, згідно загальноприйнятим (у тому числі, гідродинамічним) моделям, лежать дисипативні процеси, то припустимою стартовою гіпотезою є наближення про значно меншу розмірність геометричного аттрактору, на якому розташовуються виміряні значення концентрацій, ніж у розмірності реального простору станів. Це істотне спрощення дозволяє

моделювати еволюцію станів динамічної системи безпосередньо на аттракторі, а не в повному оригінальному фазовому просторі, строго кажучи, з нескінченною розмірністю [184–186, 208].

Зрозуміло, що в досліджуваній системі вірогідно реалізується феномен хаосу. Для класу завдань, що цікавить нас, про динаміку змін концентрацій забруднюючих речовин в атмосфері промислового міста, ця задача завжди має позитивне питання в силу фізичних аспектів зазначеної динаміки. Проте, для одержання точних кількісних результатів, на початковому етапі ми використовуємо процедуру виявлення наявності тесту в системі із шумом, описану в роботах [129, 130], що адаптована нами до задачі про шкідливі домішки в атмосфері [184–186, 208].

Розглядається дискретний часовий ряд значень концентрацій $s(n)$. Для якогось (насправді групи) значення константи k визначається сума:

$$p(n) = \sum_{j=1}^n s(j) \cos(jk), \quad (2.1)$$

а також середньоквадратичне відхилення

$$M(n) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N [p(j+n) - p(j)]^2. \quad (2.2a)$$

Відповідно до критерію Готтвода-Белбена, у випадку регулярної (або квазіперіодичної) динаміки системи, $M(n)$ є обмеженою функцією від n з ймовірністю рівною 1 [184–186, 208]. Для хаотичної динаміки $M(n) = V(n) + O(1)$ з ймовірністю одиниця для деяких $V > 0$. Знаючи середньоквадратичне відхилення, неважко розрахувати швидкість асимптотичного росту середньоквадратичного відхилення, а саме:

$$K = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\log M(n)}{\log n}. \quad (2.26)$$

З огляду швидкості асимптотичного росту середньоквадратичного відхилення, динаміка регулярна, якщо параметр $K = 0$ (або K досить близько до нуля, і, відповідно, динаміка є хаотичною, якщо $K = 1$ (або K досить близько до одиниці).

На практиці тест на хаос реалізується шляхом вибору випадковим чином приблизно сотні значень параметра k і відповідного обчислення швидкості асимптотичного росту середньоквадратичного відхилення й далі вибору, як кінцевий результат, значення медіан всіх розрахованих швидкостей K . Подальші деталі застосування тесту Готтвода-Белбена, а також різні приклади обчислень для різних динамічних систем наведені в [184–186, 129, 130, 208].

З точки зору математичного моделювання мова йде про розгляд однозначних відображень вигляду:

$$S_{i+1} = \mathbf{G}(S_i), \quad (2.3a)$$

де $S \in \mathbf{R}^D$ – вектор стану,

D – розмірність динамічної системи,

i – дискретний час,

\mathbf{G} – D -мірне відображення.

Відновлення фазового простору, у нашому випадку, динамічної характеристики – концентрації ШД або ЗРР в природних середовищах, є фактично центральним завданням усього підходу й від її адекватного рішення залежить точність та якість і аналізу й прогнозу еволюції концентрації ШД або ЗРР в природних середовищах. Дотримуючись робіт [184–186, 202, 208] відзначимо, що у своїй фундаментальній постановці основне завдання зводиться до процесу апроксимаційної реконструкції прямого вектора екологічних станів деяким адекватним набором d -мірних векторів $y(n)$. Останні є апроксимаційною заміною даних отриманих у результаті натурних (емпіричних) вимірів

концентрацій. Як фундаментальна основа шуканої апроксимації використовується комбінація динамічних уявлень про нелінійні системи й геометричне виявлення аттрактору в просторі станів на основі їхнього інформаційно-теоретичного змісту. Відповідно до робіт [184–186, 202, 208], для подальшого рішення завдання про відновлення фазового простору станів екологічної системи зручним виявляється формалізм Паккарда й співробітників [132], а також [131,133], пов'язаний з використанням координат з часовою затримкою. Коротко суть процедури зводиться до використання запізнюючих змінних $s(n + \tau)$, де τ – деяке ціле попередньо обумовленого часу затримки. Далі виявляється можливим формування системи координат, у якій захоплена структура орбіт у фазовому просторі концентрацій забруднюючих речовин в атмосфері. Далі в деякому d -мірному просторі створюється вектор, що містить часові затримки:

$$\mathbf{y}(n) = [s(n), s(n + \tau), s(n + 2\tau), \dots, s(n + (d-1)\tau)], \quad (2.36)$$

і імітуючий відповідний реальний вектор станів, у фазовому просторі реальної динамічної системи.

Наступний крок полягає в чисельному визначенні часу затримки. Відповідно до відомої теореми Мане-Тейкенса [134, 135] про допустимість будь-якої часової затримки, може виявитися не прийнятним при аналізі динаміки змін концентрації ШД або ЗРР в природних середовищах (див. детальний аналіз в [184–186, 202, 208]). Існує кілька підходів до коректного розв'язання цього завдання. Вибір відповідної часової затримки є важливим для подальшої реконструкції фазового простору. Якщо значення τ обране занадто малим, то координати $s(n + j\tau)$, $s(n + (j + 1)\tau)$ стають так близько одна до одної в числовому представленні, що не відрізняються між собою. Якщо значення τ занадто велике, тоді $s(n + j\tau)$, $s(n + (j + 1)\tau)$ стають повністю незалежні один від одного в статистичному сенсі. Якщо значення τ занадто маленьке або занадто велике, то

кореляційна розмірність атрактора може бути занижена або завищена. Тому слід вибрати певне середнє значення між двома перерахованими вище випадками. Перший підхід полягає в тому, щоб обчислити лінійну функцію автокореляції $C_L(\delta)$ ($S=F$ нижче)

$$C_L(\delta) = \frac{\frac{1}{N} \sum_{m=1}^N [F(m+\delta) - \bar{F}][F(m) - \bar{F}]}{\frac{1}{N} \sum_{m=1}^N [F(m) - \bar{F}]^2}, \quad (2.4)$$

де

$$\bar{F} = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N F(m).$$

і визначити таку часову затримку, за якої $C_L(\delta)$ найшвидше проходить через 0. Це дає добру оцінку для вибору τ , при якому $s(n+j\tau)$ та $s(n+(j+1)\tau)$ є лінійно незалежними. Шу одним зручним і ефективним для нашого класу завдань є метод, заснований на концепції середньої взаємної інформації.

Відповідно до робіт [136,137], шукана концепція включає розгляд двох систем A і B з результатами вимірів a_i і b_k . Кількість бітів, яких варто знати відносно виміру a_i по вимірах b_k , визначається параметрами стандартної теорії інформації:

$$I_{AB}(a_i, b_k) = \log_2 \left(\frac{P_{AB}(a_i, b_k)}{P_A(a_i)P_B(b_k)} \right), \quad (2.5)$$

де $P_{AB}(a_i, b_k)$ загальна щільність розподілу ймовірності; $P_A(a_i)$ і $P_B(b_k)$ – граничні щільності розподілу ймовірності для систем A и B , відповідно. Далі, по визначенню, середня взаємна інформація між вимірами будь-яких значень a_i системи A и b_k системи B визначається як середня величина по всіх можливих вимірах від $I_{AB}(a_i, b_k)$:

$$I_{AB}(\tau) = \sum_{a_i, b_k} P_{AB}(a_i, b_k) I_{AB}(a_i, b_k). \quad (2.6a)$$

Стосовно нашого класу завдань, будемо вважати, що системі A вимірами відповідає набір значень (вектор) $s(n)$, а системі B – набір значень із часовою затримкою $s(n + \tau)$. Відповідно, можна показати (див. детальний аналіз в [184–186, 202, 208]), що кількість бітів інформації про вектор $s(n + \tau)$, що є під час вимірів $s(n)$, можна визначити як:

$$I(\tau) = \sum_{n=1}^N P(s(n), s(n + \tau)) \log_2 \left(\frac{P(s(n), s(n + \tau))}{P(s(n))P(s(n + \tau))} \right). \quad (2.66)$$

Емпіричний підбір часу затримки τ виявляється найбільш природним і коректним. Очевидно, що у випадку надмірної малості τ , виміри $s(n)$ і $s(n + \tau)$ будуть містити так багато інформації одне про одного, що відпадає необхідність у виконанні обох вимірів. У протилежному випадку занадто більших значень τ , функція $I(\tau) \rightarrow 0$ і значення величин $s(n)$ і $s(n + \tau)$ виявляться не зв'язаними.

Мета визначення розмірності вкладення полягає в тому, щоб реконструювати евклідовий простір R^d у достатній розмірності, так щоб набір точок d_A міг бути однозначно розгорнутим. Розмірність вкладення d_E , повинна бути більша або дорівнювати розмірності атрактора d_A , тобто $d_E > d_A$. Іншими словами, ми можемо вибрати більш велике значення розмірності d_E , наприклад, 10 or 15, так як попередній аналіз дає нам змогу припустити, що динаміка нашої системи, ймовірно, хаотична. Аналіз інтегралу кореляції є одним із широко використовуваних методів дослідження хаосу в часових рядах. В аналізі використовують кореляційний інтеграл $C(r)$ для розділення хаотичних і стохастичних систем. Згідно [2-4], він обчислюється кореляційним інтегралом $C(r)$. Якщо часовий ряд характеризується атрактором, тоді кореляційний інтеграл $C(r)$ співвідноситься із радіусом r таким чином:

$$d = \lim_{\substack{r \rightarrow 0 \\ N \rightarrow \infty}} \frac{\log C(r)}{\log r}, \quad (2.7)$$

де d – кореляційна експонента.

Якщо кореляційна експонента досягає насичення із збільшенням розмірності вкладення, зазвичай вважають, що система має хаотичну динаміку. Значення насичення кореляційної експоненти визначається як розмірність кореляції (d_2) атрактора (подробиці див. в роботах. [3,4]).

Також основне питання може бути розглянуто в інший спосіб – за допомогою теореми вкладення: коли точки в розмірності d знаходяться поруч одна з одною? В дослідженнях цього питання в одному вимірі, потім в двох і т.д., поки немає невірних або неправдивих меж, тому треба бути в змозі встановити значення необхідної розмірності вкладення. Такий підхід був описаний Кеннелом та ін. [16,17]. Альтернативним по відношенню до методу кореляційної розмірності (інтегралу) є метод помилкових найближчих сусідніх точок. Цей підхід дозволяє визначити розмірність вкладення для реконструкції фазового простору, а також перевірити результати, отримані за методом кореляційної розмірності. Очевидно, це забезпечує більшу надійність всієї процедури моделювання та прогнозування. Головна ідея цього підходу пов'язана з кількісним визначенням проблеми теорії вкладення, а саме по версії [2], коли буде виключено помилковий перетин орбітою самої себе внаслідок проекції атрактора в простір занадто низької розмірності. Фактично мова йде про встановлення, коли точки в розмірності d є найближчими сусідами самих себе. Далі алгоритм зводиться до перегляду цілих значень розмірності d (1, 2, 3 і т.д.), при яких не залишиться помилкових найближчих сусідніх точок (чорні точки на рис. 2.1); тоді встановлюється значення необхідної розмірності вкладення, тобто $d_E = d_N$.

Відповідний вектор стану у розмірності d є

$$\mathbf{y}(k) = [S(k), S(k + \tau), S(k + 2\tau), \dots, S(k + (d-1)\tau)] \quad (2.8)$$

має найближчий сусідній вектор $\mathbf{y}^{NN}(k)$.

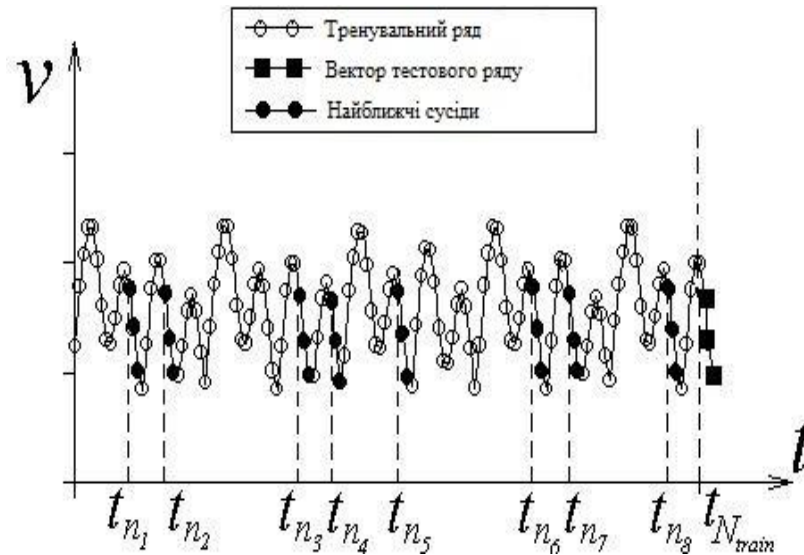


Рисунок 2.1 – Алгоритм помилкових найближчих сусідніх точок

У розмірності d кожен вектор $y(k)$ має своє найближче $y^{NN}(k)$, що наближується за значенням до деякого періоду функції. Евклидову відстань в розмірності d між $y(k)$ та $y^{NN}(k)$ ми називаємо $R_d(k)$ [3]

$$R_d^2(k) = [s(k) - s^{NN}(k)]^2 + [s(k + \tau) - s^{NN}(k + \tau)]^2 + \dots + [s(k + \tau(d-1)) - s^{NN}(k + \tau(d-1))]^2. \quad (2.9)$$

$R_d(k)$ надається невелике значення, коли ми маємо багато даних, так і коли проводиться набір даних з N вимірювань, ця відстань має порядок $1/N^{1/d}$. У розмірності $d + 1$ найближчий період змінюється через $(d + 1)$ координати $s(k + d\tau)$ та $s^{NN}(k + d\tau)$ на

$$R_{d+1}^2(k) = R_d^2(k) + [s(k + d\tau) - s^{NN}(k + d\tau)]^2. \quad (2.10a)$$

Ми можемо визначити деяке значення R_T , щоб вирішити, коли найближчі значення є помилковими. Тоді, якщо [3]

$$\frac{|s(k + d\tau) - s^{NN}(k + d\tau)|}{R_d(k)} > R_T, \quad (2.106)$$

(найближчі значення в момент часу k вважаються помилковими). Кеннел та ін. [17] показали, що для значень в діапазоні $10 \leq R_T \leq 50$ кількість помилкових значень, виявлених за цим критерієм, є постійною. На практиці відсоток помилкових найближчих значень визначається для кожного вимірювання d . Значення, при якому відсоток практично дорівнює нулю можна розглядати як розмірність вкладення.

Важливий чисельний момент алгоритму – це те, що попереднє відновлення тестового ряду відбувається по тренувальному скалярному часовому ряду, що дозволяє використовувати алгоритм сусідніх точок і в прогнозному блоці всього підходу. У цьому випадку очевидною умовою зупинки алгоритму є виконання умови методом найменших квадратів, тобто:

$$\sum_{i=1}^k [S(t_{n_i} + D) - G(S(t_{n_i}))]^2 = \min . \quad (2.11)$$

Очевидно, що кількість знайдених сусідів k має бути менше кількості відповідних коефіцієнтів в (2.11) $D+1$. Тобто розмір околу не повинен бути занадто малим, для того щоб знайшлося достатньо сусідів.

Наступний важливий крок у дослідженні еволюції природної динамічної системи, яка забруднена ШД (ЗРР) – це обчислення динамічних та топологічних інваріантів. По суті, це вже було почато вище, нагадаємо, що традиційно серед інваріантів динамічної системи виділяють так звані топологічні інваріанти (як приклад варто назвати різні фрактальні розмірності) і динамічні інваріанти. До останнього відносять, зокрема, локальні й глобальні розмірності або показники Ляпунова. Опис нелінійної динамічної системи буде більш повним і адекватним, зрозуміло, при одночасному визначенні й використанні топологічних і динамічних інваріантів.

У випадку моделювання динаміки екологічних систем, використання показників Ляпунова виявляється вкрай ефективним у сенсі розуміння фізики процесу еволюції й прогностичності системи. Зрозуміло, при цьому глобальні й локальні розмірності Ляпунова розраховуються тільки на даних екологічних вимірів.

Як відомо, показники Ляпунова за визначенням є логарифмами абсолютних величин власних значень лінеаризованої динаміки, осередненої по атрактору, точніше:

$$\lambda = \lim_{\substack{t \rightarrow \infty \\ d(0) \rightarrow 0}} \left(\frac{1}{t} \right) \log_2 \left[\frac{d(t)}{d(0)} \right]. \quad (2.12a)$$

Тут норма $d(t) = \left[\sum_{i=1}^n \delta F_i^2(t) \right]^{1/2}$ визначає міру розбігання двох сусідніх траєкторій, тобто майстерної траєкторії та сусідньої з нею траєкторії з початковими умовами $S(0) + \delta S(0)$ ($S=F$). Важливо, що негативні розмірності вказують на локальну середню швидкість стиснення, а позитивні – на розширення системи. Найбільш значимим є максимальний показник Ляпунова, позитивність якого вказує на існування хаосу в системі. Відповідно, в теорії хаосу спектр розмірностей Ляпунова зазвичай інтерпретується як міра впливу збурювань початкових умов динамічної системи [184–186, 202–208] відносно геофізичних і екологічних систем. Важливо вказати, що спектр експонент Ляпунова є динамічним інваріантом нелінійної системи із хаотичною поведінкою. Обмеженість передбачуваності хаосу визначається локальними і глобальними експонентами Ляпунова, що можуть бути визначені з вимірювань. Експоненти Ляпунова відносять до власних значень лінеаризованої динаміки по всьому атрактору. Від'ємні значення відповідають стабільній поведінці, а позитивні значення – локальній нестабільній поведінці. Для хаотичних систем, що є одночасно стійкими і нестійкими, експоненти Ляпунова вказують на складність динаміки. Великі позитивні значення визначають певний усереднений ліміт

передбачуваності. Оскільки експоненти Ляпунова визначаються як асимптотичні середні величини, вони не залежать від вихідних умов, тобто від вибору траєкторії, і складають інваріантну міру атрактора. Оцінкою цього розрахунку є сума позитивних експонент Ляпунова. Оцінка розмірності атрактора забезпечується кон'єктурою d_L і експоненти Ляпунова обираються у порядку зменшення. Розмірність d_L дає значення, близькі до оцінок розмірностей, обговорюваних вище, і є більш ефективною при оцінці високих розмірностей. Якщо обчислити весь спектр показників Ляпунова, то можуть бути знайдені інші інваріанти системи, такі як ентропія Колмогорова і розмірності атрактора. Важливо, що передбачуваність еволюції системи може бути оцінена за допомогою обчислення ентропії Колмогорова яка є пропорційною сумі додатних експонент Ляпунова. Ентропія Колмогорова вимірює середню швидкість, з якою інформація про стан з часом втрачається. Підрахунки розмірності атрактора засновані на гіпотезах Каплана-Йорка (подробіці див. в роботах [2-4,16,18].):

$$d_L = j + \frac{\sum_{\alpha=1}^j \lambda_{\alpha}}{|\lambda_{j+1}|}, \quad (2.126)$$

де j таке, що $\sum_{\alpha=1}^j \lambda_{\alpha} > 0$ та $\sum_{\alpha=1}^{j+1} \lambda_{\alpha} < 0$, і показники Ляпунова приймаються в порядку убуття. Щоб обчислити експоненти Ляпунова, ми використовуємо метод лінійних інтерпольованих карт, однак можуть бути використані також і карти з більш високим порядком поліномів. [18-23]. Інший новий підхід був недавно розроблений Глушковим-Хецеліус-Препеліцею-Терновським та ін. за допомогою методу нейронних мереж[2,10,225,244,254,256,277,510,511]. Згідно роботам цих авторів, основна ідея побудови нашої моделі прогнозування хаотичних властивостей складних систем полягає у використанні традиційної концепції компактного геометричного атрактору, на якому еволюціонують дані вимірювань, плюс імплементація нейромережових алгоритмів. Сенс концепції полягає фактично в вивченні еволюції атрактору в фазовому просторі системи і в

певному сенсі моделюванні («вгадуванні») часової еволюції. Мова про те, що в фазовому просторі системи деяка орбіта безперервно згортається на саму себе внаслідок дії дисипативних сил і нелінійної частини динаміки, тому виявляється можливим знаходження в околиці будь-якої точки орбіти $\mathbf{y}(n)$ інших точок орбіти $\mathbf{y}^r(n)$, $r = 1, 2, \dots, N_B$, які прибувають в околицю $\mathbf{y}(n)$ в повністю розрізнені часи, відмінні від n . Зрозуміло, далі можна намагатися будувати різні види інтерполяційних функцій, які враховують всі околиці фазового простору і одночасно пояснюють як ці околиці еволюціонують від $\mathbf{y}(n)$ по всьому сімейству точок близько $\mathbf{y}(n+1)$. С точки зору теорії нейронних мереж, процес моделювання еволюції системи можна описати деяким узагальненими еволюційними динамічними нейрорівняннями (рівняннями міємодинаміки). Імітуючи далі процес еволюції складної системи як еволюції відповідної нейромережі з елементами самонавчання, самоадаптації і т.і., виникає можливість суттєвого поліпшення якості прогнозування еволюційної динаміки хаотичної системи. Моделюючи аттрактор деякій записом в пам'яті, процес еволюції нейросистеми, тобто переходу з початкового стану в (наступні) кінцевий стан являє собою модель реконструкції по спотвореній інформації повного запису, тобто модель асоціативного розпізнавання образу. Області тяжіння різних аттракторів при цьому розділені сепаратрисами, тобто певними поверхнями в фазовому просторі, структура яких, зрозуміло, є досить складною, однак імітує властивості досліджуваного хаотичного об'єкта. Наступний крок полягає в побудові параметризованих нелінійних функції $\mathbf{F}(\mathbf{x}, \mathbf{a})$, які перетворюють $\mathbf{y}(n)$ в $\mathbf{y}(n+1) = \mathbf{F}(\mathbf{y}(n), \mathbf{a})$, а потім використовувати різні, в тому числі, нейромережеві критерії для визначення параметрів \mathbf{a} . Функціональну форму відображення задаємо, використовуючи, скажімо, поліноміальні базисні функції. Мірою якості підгонки кривої до даних, яка визначається з умови, наскільки точно збігаються $\mathbf{y}(k+1)$ з $\mathbf{F}(\mathbf{y}(k), \mathbf{a})$, є локальна детерміністична помилка: $\varepsilon_D(k) = \mathbf{y}(k+1) - \mathbf{F}(\mathbf{y}(k), \mathbf{a})$. Якщо відображення $\mathbf{F}(\mathbf{y}, \mathbf{a})$ є локальним, то для кожної сусідньої до $\mathbf{y}(k)$ точки, $\mathbf{y}^{(r)}(k)$ ($r = 1, 2, \dots, N_B$) можна записати $\varepsilon_D^{(r)}(k) =$

$\mathbf{y}(r, k + 1) - \mathbf{F}(\mathbf{y}^{(r)}(k), \mathbf{a})$, де $\mathbf{y}(r, k + 1)$ – точка у фазовому просторі, до якої еволюціонує $\mathbf{y}(r, k)$. Для міри якості підгонки кривої до даних, локальна функція вартості має вигляд (фактично, функція вартості для помилки):

$$W(\varepsilon, k) = \sum_{r=1}^{N_B} |\varepsilon_D^{(r)}(k)|^2 / \sum_{r=1}^{N_B} [\mathbf{y}(k) - \langle \mathbf{y}(r, k) \rangle]^2, \quad (2.13)$$

а параметри, визначені за допомогою мінімізації $W(\varepsilon, k)$, залежатимуть від \mathbf{a} . Далі, формально, є можливим запуск нейромережевого алгоритму, зокрема, в аспекті навчання еквівалентної системі нейромережи з реконструкцією та тимчасовим прогнозом стану нейросистеми (відповідно, коригування $a_j^{(n)}$).

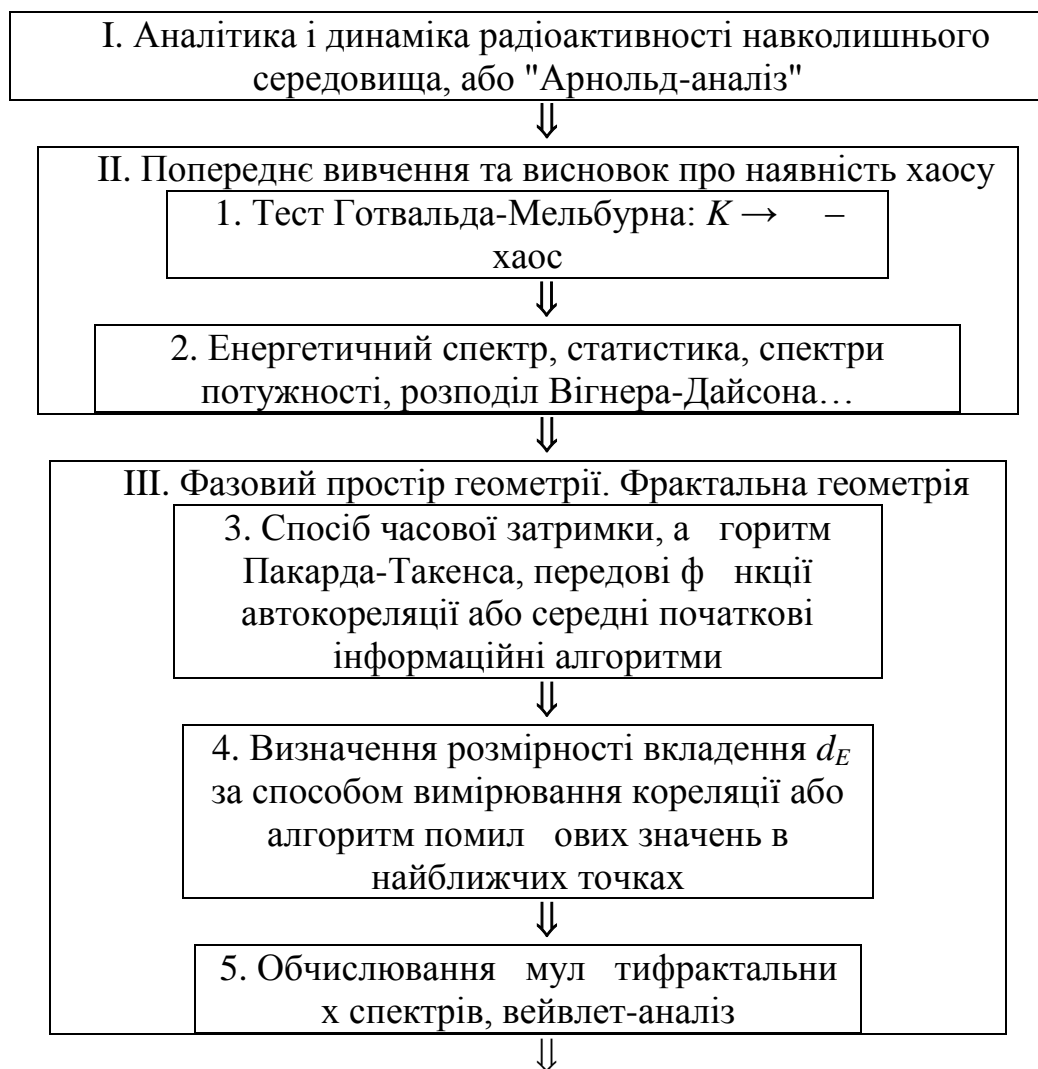
2.4 Основні результати та висновки до розділу 2

Перед тим, як сформулювати головні досягнення й висновки даного розділу, треба узагальнити ключові моменти в системну послідовність для виявлення наявності хаосу і формулювання моделі прогнозу (розвитку) для динаміки радіоактивності навколишнього середовища. Слід зазначити, що в цілому різниця між моделювання динаміки навколишнього середовища і радіоактивністю динаміки звичайного хімічного забруднення атмосфери і гідрологічних систем не є істотною та пов'язана тільки з трактуванням динаміки цих систем з погляду еволюційної теорії диференціальних рівнянь. Наведені вище методи є лише частиною великого набору підходів (див. наші версії в [1-11]), який використовується при ідентифікації та аналізі хаотичних режимів тимчасового ряду в динаміці екологічної радіоактивності. Тобто, вся техніка аналізу, обробки та прогнозування будь-якого часового ряду радіоактивних забруднюючих речовин у різних геосферах буде виглядати наступним чином (таблиця 2.1):

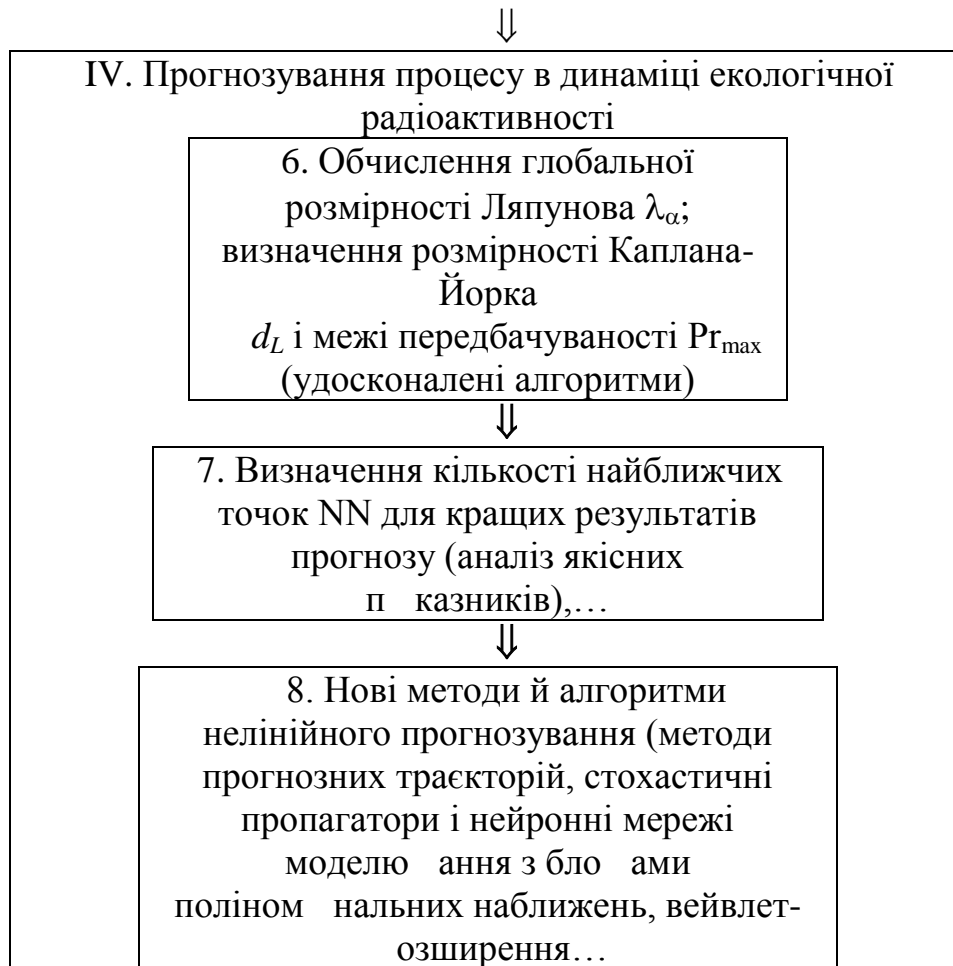
А) Загальний якісний аналіз динамічної задачі типових радіоекологічних та гідроекологічних систем (у тому числі якісного аналізу з погляду звичайних диференціальних рівнянь, або «Арнольд-аналізу»); Б) Перевірка на наявність

хаотичних (стохастичних) функцій і режимів (тест Готвальда-Мельбуерна, метод кореляційної розмірності); В) Зниження фазового простору (вибір часової затримки, визначення простору вкладення методами алгоритму розмірності кореляції і алгоритму хибних найближчих сусідів); Г) Визначення динамічних інваріантів хаотичної системи (обчислення експоненти Ляпунова λ_α ; визначення розмірності Каплана-Йорка d_L і межі передбачуваності Pr_{\max} на основі передових алгоритмів; Д) Нелінійне передбачення (прогнозування) динамічної еволюції радіоекологічних та гідроекологічних систем.

Таблиця 2.1. Загальні компактна схема для розрахунку характеристик довкілля динаміки радіоактивності часових рядів та нелінійного аналізу, моделювання та прогнозування



Таблиця 2.1 (продовження).



Останній блок дійсно включає в себе нові методи й алгоритми нелінійного прогнозування, такі як методи прогнозованих траєкторій, стохастичних пропаторів і нейронних мереж моделювання, ренорм-аналізу з блоками поліноміальних наближень, вейвлет-розширення [10,11,25]). Справді, слід використовувати декілька алгоритмів на будь-якому етапі навчання. Природно, якщо сукупні і динамічні топологічні інваріанти (див [1-11]) однакові для двох обраних систем, та еволюції цих систем також підлягають тим же законам, у тому числі тих же або аналогічних систем диференціальних рівнянь. Цей факт дуже корисний, особливо з використанням таких нових методів і алгоритмів нелінійного прогнозування як методи прогнозованих траєкторій, стохастичні пропатори і нейронні мережі моделювання з блоками поліноміальних наближень, вейвлет-розширення [1,10,11,25].

Таким чином, підводячи підсумки сказаного і результати наших робіт [1-3],

можно заключити, що

- i) вперше на основі нелінійних методів аналізу і теорії хаосу в динаміці антропогенного та радіоактивного забруднення природних середовищ, зокрема, радіоактивного, тобто радіоекології розроблений та адаптований принципово новий комплекс моделей (нові типи екологічних моделей: фрактально-геометричні та нелінійно-хаотичні моделі) для кількісного аналізу та оцінки впливу антропогенного та радіоактивного навантаження на екологічний стан середовищ,
- ii). реалізовані нові науково-методичні основи короткострокового прогнозування змінення концентрацій ШД та ЗРР в природних середовищах.
- iii). сформульовані і обґрунтовані нові для прикладної екології, радіоекології та охорони навколишнього середовища принципи нелінійного моделювання концентрацій ШД, ЗРР в природних середовищах з урахуванням антропогенних та радіоактивних факторів.

Шуканий комплекс моделей і нові принципнелінійного моделювання у подальшому будуть застосовані до аналізу часових рядів концентрацій забруднюючих речовин (нітратів, сульфатів, фосфатів) у водних басейнах Малих Карпат з виявленням і визначенням фрактальних розмірностей аттракторів, що дозволить вперше в гідроекології та радіоекології створити принципово нову, багато в чому унікальну модель відновлення та прогнозу у довгостроковій перспективі динаміки коливання та еволюційних змін полів концентрацій ЗРР. Особливо велике значення це має для тих водозборів, де дані про забруднення водного басейну мізерні. Використання теорії фрактальних множин дозволяє надійно передбачити та розрахувати динаміку еволюційних змін полів концентрацій ШД, ЗРР.

3. МОДЕЛЮВАННЯ ТА ПРОГНОЗУВАННЯ ЕВОЛЮЦІЙНОЇ ДИНАМІКИ ЗАБРУДНЕННЯ ШКІДОИВИ ДОМІШКАМИ ТА РАДІОАКТИВНИМИ РЕЧОВИНАМИ ГІДРО-ТА РАДІО-ЕКОЛОГІЧНИХ СИСТЕМ НА ОСНОВІ ХАОС-ГЕОМЕТИЧНОГО ПІДХОДУ

3.1 Вступ

У сучасній теорії систем гідро- та радіо-екологічних систем та охороні навколишнього середовища проблема кількісної динаміки забруднення є однією з найважливіших і фундаментальних проблем. Нагадаємо (див. розділ 2), що більшість моделей в даний час використовуються для оцінки стану (а також прогнозу) забруднення навколишнього середовища в даний час по детермінованим моделям або спрощенням їх на основі простих статистичних регресій. Успіх цих моделей, однак, обмежується їх нездатністю описати нелінійні характеристики поведінки концентрації забруднюючих речовин, а також відсутність розуміння залучених фізичних і хімічних процесів. Особливо серйозна проблема виникла в ході вивчення динаміки гідроекологічних систем. Хоча використання методів теорії хаосу і встановлює певні фундаментальні обмеження на довгострокові прогнози, однак, як було показано в ряді наших робіт (див, наприклад, [2,9,10]), ці методи можуть бути успішно застосовані для короткострокових або середньострокових прогнозувань. Як підкреслювалося вище, в даний час з'явилося багато досліджень в різних галузях науки, де теорія хаосу була застосована для великої кількості динамічних систем. Дослідження, що стосуються нелінійної поведінки часового ряду концентрацій атмосферних складових, дуже рідкісні і їх результати неоднозначні. У серії робіт (див. [2,9., 0] представлений аналіз NO_2 , CO , O_3 концентрацій часового ряду в регіонах Гданська, Трієста, в яких було отримане свідчення про наявність хаосу. Навіть більше: був проведений короткостроковий прогноз атмосферних забруднювачів з використанням методу нелінійного передбачення. Ці роботи доказали, що нелінійні методи теорії хаосу та динамічних систем можуть із задовільною

точністю застосовуватися для короткострокових прогнозів часової динаміки концентрацій атмосферних забруднювачів. Це відкриває дуже привабливі перспективи для використання тих же методів у вивченні динаміки забруднення інших екологічних і гідрологічних систем. В даному підрозділі викладені результати дослідження часової динаміки змін концентрацій ШД за допомогою нелінійних підходів прогнозування і методу повторення ділянок. Зокрема, досліджено хаотичну поведінку в часових рядах концентрації фосфатів, нітратів, фосфатів в вододілах Малих Карпат. Для відтворення відповідного атрактора необхідні часова затримка і розмірність вкладення. Перше визначається методами автокореляційної функції та усередненою взаємною інформацією, а друге обчислюється за допомогою методу розмірності кореляції і алгоритму хибних найближчих сусідів. Також при дослідженні показано, що в часових рядах існує низькорозмірний хаос, що було поперне передбачено ще в роботах [384,461,462].

3.2. Моделювання та прогнозування динаміки змін концентрацій забруднюючих речовин в гідроекологічних системах

3.2.1 Початкові дані та статистичні характеристики концентрацій забруднюючих речовин у водозбірних Малих Карпат

Нижче наведені результати моделювання та прогнозування часової динаміки флуктуацій ШД, зокрема, фосфатів, нітратів і сульфатів у водозбірних басейнах малих річок Карпат, що знаходиться в Східній Словаччині. В якості стартових даних ми використовуємо результати емпіричних спостережень, зроблених на шістьох вододілах (рис.3.1) в області Малих Карпат, які були здійснені співробітниками Інституту гідрології Словацької академії наук [212]. Відбір проб на вміст нітратів і сульфатів на цих постах проводився двічі на місяць протягом 1991-95 рр. Хімічні сполуки азоту в основному виникають з промислових та природних добрив, промислових і стічних вод і викидів NO_x від двигунів внутрішнього згоряння і транспорту. Нітрати характеризуються

значною сезонною мінливістю, причому найвищі їх величини мають місце під час сніготанення навесні.

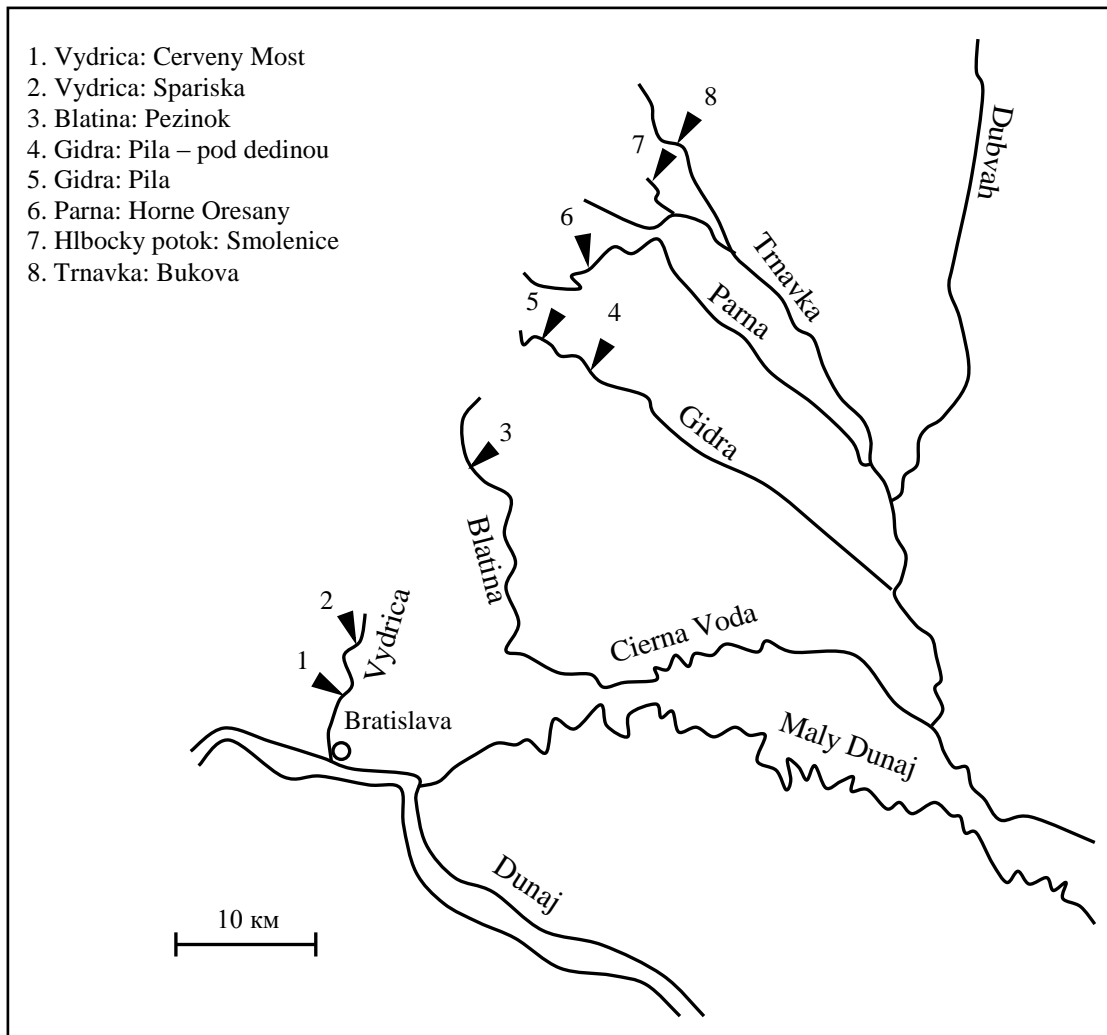


Рисунок 3.1 - Розташування пунктів спостереження в Малих Карпатах (Словаччина) [212]

Неправильне застосування добрив протягом вегетаційного періоду також призводить до швидкого збільшення концентрації нітратів у річках. На рис. 3.2 показані тимчасові зміни концентрацій нітратів на водозборах. Значне збільшення концентрацій нітратів реєструється на кожному водозборі протягом зимово-весняного періоду, тоді як влітку і восени відзначається тренд до зменшення концентрацій. Розробки в басейнах усіх річок (лісозаготівлі, лісовідновлення) дуже схожі, тому часові зміни концентрацій нітратів на відповідних

пунктах відбору проб подібні одна інший (див. Рис. 3.2 вгорі і внизу).

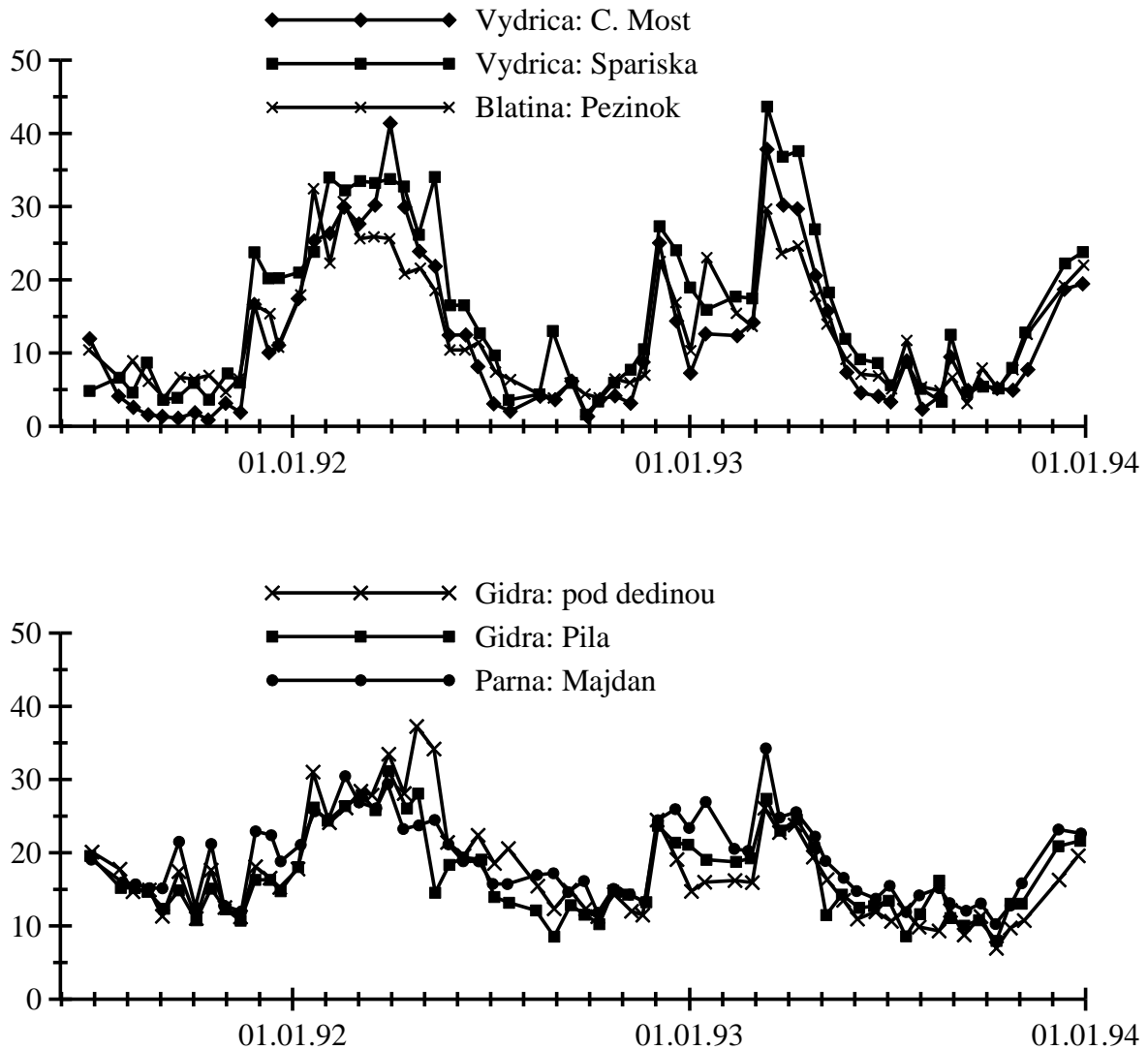


Рисунок 3.2 – Часові варіації величин концентрацій нітратів (мг·л⁻¹) у ряді вододілів (Малі Карпати; 1991-1993рр.).

Найбільше забруднення нітратами було зареєстровано на річці Парна, де середні концентрації досягають 18,5 мг·л⁻¹ (табл. 3.1). На кожному водозборі була досягнута 90% ймовірність перевищення c_{90} , яка вказує клас якості води II (3,4 мг·л⁻¹ нітратного азоту \approx 15 мг·л⁻¹ нітратів). Більше того, на пункті Vydrica: Spariska вода досягала класу якості III внаслідок забруднення нітратами. Іони сульфатів часто мають антропогенну природу і відносяться до стабільних речовин. Для класів якості I, II граничні величини складають 80 мг·л⁻¹ і 150 мг·л⁻¹.

Таблиця 3.1. Деякі статистичні характеристики для вимірених величин концентрацій нітратів (в $\text{мг}\cdot\text{л}^{-1}$) у водних потоках Мало-Карпатського регіону протягом 1991-1995 рр

Река Пост	Vydrica C.Most	Vydrica Spariska	Blatina Pezinok	Gidra pod dedin.	Gidra Pila	Pama Majdan
Ср.конц.	10,96	14,48	11,65	16,71	16,59	18,53
min	0,73	0,75	1,74	7,70	8,55	10,10
max	40,20	42,10	31,40	36,60	31,50	34,20
ск.откл.	10,41	11,09	8,05	6,66	5,61	5,22
c_s	1,03	0,70	0,79	1,08	0,75	0,62
c_v	0,95	0,77	0,69	0,40	0,34	0,28
c_{95}	29,77	33,47	25,20	29,29	26,70	26,89
c_{90}	28,00	32,56	22,97	26,72	25,93	25,61
c_{10}	1,52	3,31	3,55	10,09	10,50	12,58

Концентрації сульфатів на пунктах відбору проб коливаються в діапазоні від 48,7 $\text{мг}\cdot\text{л}^{-1}$ і 177,3 $\text{мг}\cdot\text{л}^{-1}$. На рис. 3.3 можна побачити, що концентрації сульфатів на пунктах 1-3 (угорі рис. 3.3) зменшуються протягом періоду спостережень і не перевищують граничне значення c_{90} для класу якості II на всіх пунктах відбору проб (табл. 3.2).

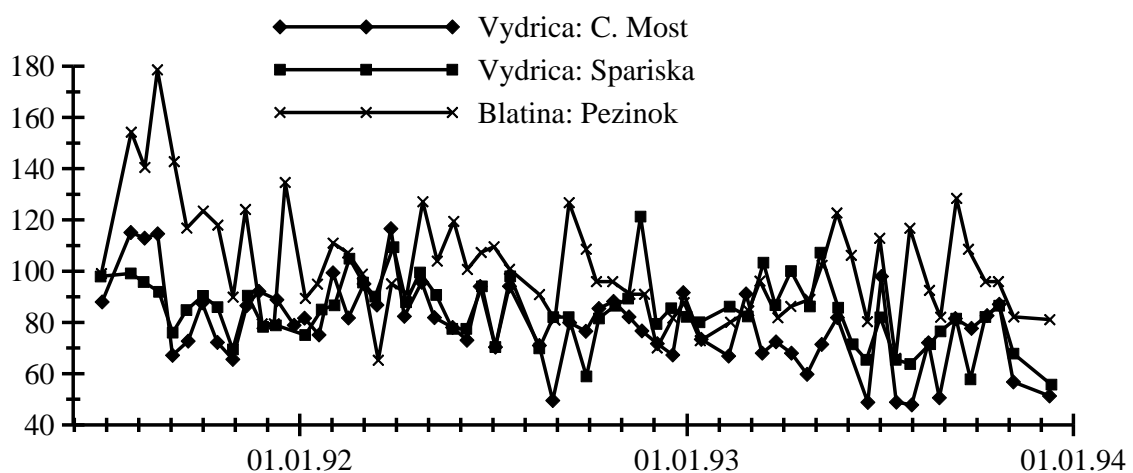


Рисунок 3.3а – Часові варіації величин концентрацій сульфатів ($\text{мг}\cdot\text{л}^{-1}$) у ряді вододілів (Малі Карпати; 1991-1993рр.).

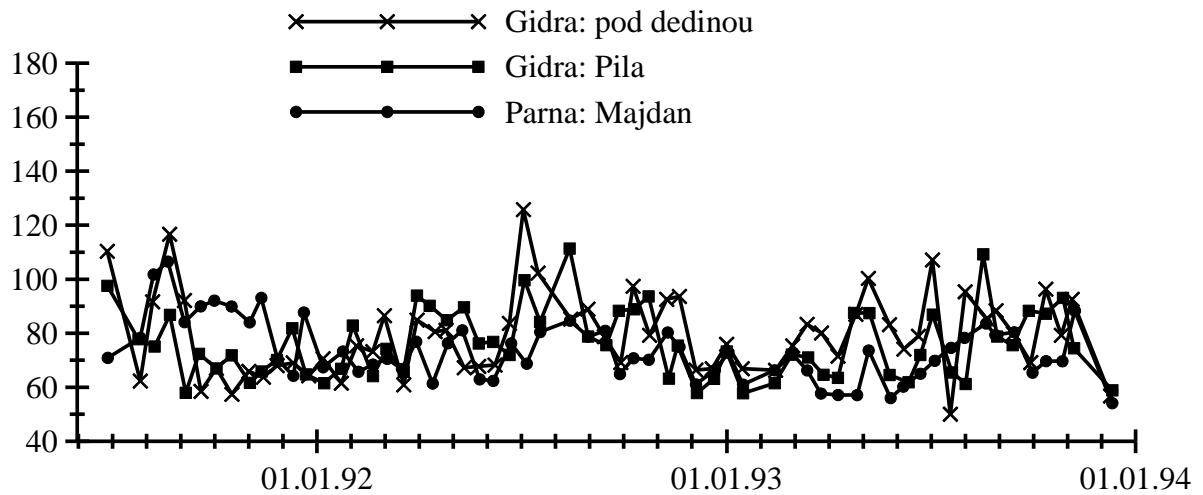


Рисунок 3.3б – Часові варіації величин концентрацій сульфатів ($\text{мг}\cdot\text{л}^{-1}$) у ряді вододілів (Малі Карпати; 1991-1993рр.).

Таблиця 3.2. Деякі статистичні характеристики для вимірених величин концентрацій сульфатів (в $\text{мг}\cdot\text{л}^{-1}$) у водних потоках Мало-Карпатського регіону протягом 1991-1995 рр

Река Пост	Vydrica С.Мост	Vydrica Spariska	Blatina Pezinok	Gidra pod dedin.	Gidra Pila	Pama Majdan
Ср.конц.	77,71	82,35	99,49	77,83	74,76	71,91
min	47,00	53,10	63,80	48,90	52,20	53,10
max	115,40	120,00	177,30	126,00	110,60	106,40
СК.ОТКЛ.	16,31	12,78	21,90	16,23	13,35	11,36
c_s	0,16	0,16	1,11	0,51	0,59	0,70
c_v	0,21	0,15	0,22	0,21	0,18	0,16
c_{95}	113,00	101,80	141,30	105,85	96,22	91,03
c_{90}	93,74	98,01	123,90	97,40	90,38	88,49
c_{10}	53,10	66,40	78,35	58,55	59,96	57,50

Як можна помітити з наведеного рисунка у тимчасових рядах присутня «квазі-періодичність», яка порушується «сплесками» величини, а, по суті,

тимчасові ряди є зашумленими і можливо стохастическими і хаотичними, тобто до них необхідно застосовувати методи, описані в розділі 2. Як один з недоліків, хоча і не дуже істотних, можна відзначити не дуже довгі часові ряди, що, в принципі, може позначитися на процедурі відновлення атракторів. Тому розглянемо також середньомісячні концентрації нітратів в пункті Ondava: Stropkov, а також щоденні дані про нітрати на деяких інших пунктах басейну річки Ondava (рис. 3.4), що в подальшому дозволить зробити деякі висновки про залежність (або відсутності такої) параметрів відновлених атракторів від довжини і дискретності часового ряду.

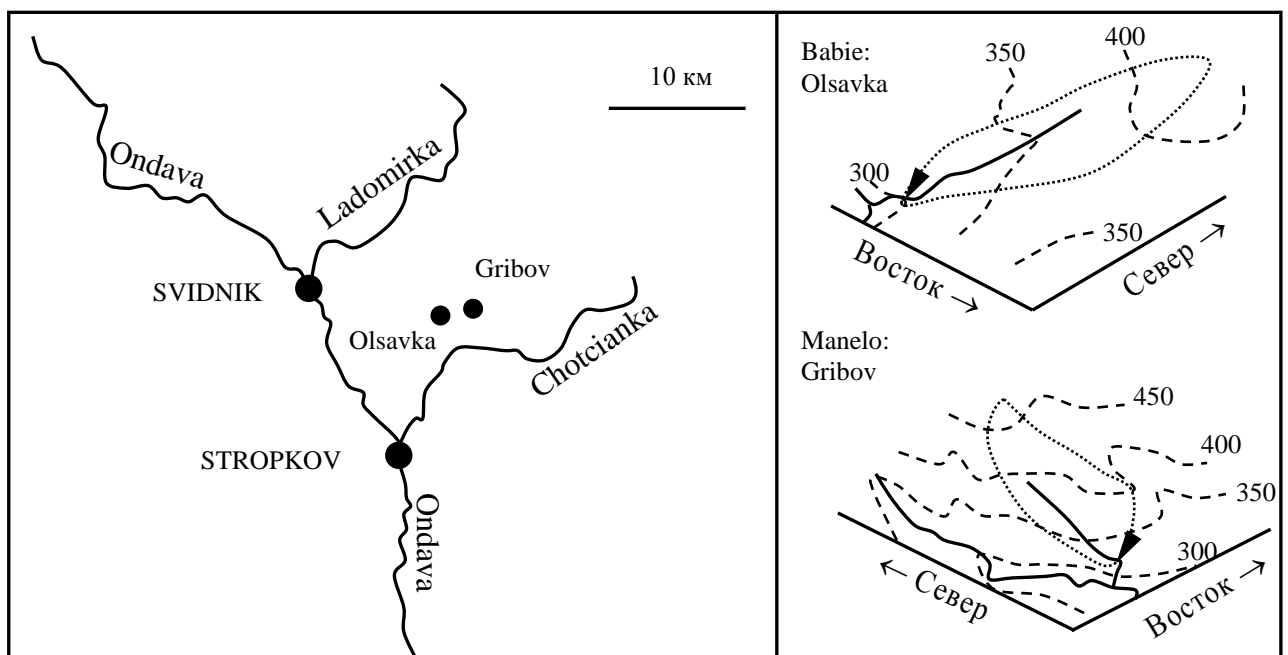


Рисунок 3.4 - Розташування пунктів спостереження в басейні річки Ondava.

Праворуч показані два мікробасейна, де штрихи - лінії однакових висот,
а точки - водозбори

Водозбір річки Ondava розташований в східній частині Словаччини на кордоні з Україною. У його верхній частині є два припливу: Ladomirka і Chotcianka. Крім двох основних пунктів спостереження, розташованих у містах Svidnik і Stropkov, існує два експериментальних мікробасейна (див. Рис. 3,4 праворуч), що

представляють однорідні екосистеми, один з яких є сільськогосподарським (Babie), а другий - лісовим (Manelo). Ці міні басейни розташовані на відстані приблизно 5 км один від одного і характеризуються однаковими фізико-географічними та кліматичними умовами.

На рис. 3.5 наведені середньомісячні величини концентрації нітратів в пункті Ondava: Stropkov. Аналіз цього малюнка показує, що приблизно до 1988-89 рр. концентрації нітратів збільшувалися, досягнувши максимуму ~ 25 мг л⁻¹ навесні 1989 року, що було пов'язано з збільшується з року в рік використанням азотних добрив, після чого сільське господарство стало менш інтенсивним, викликавши зменшення концентрації нітратів.

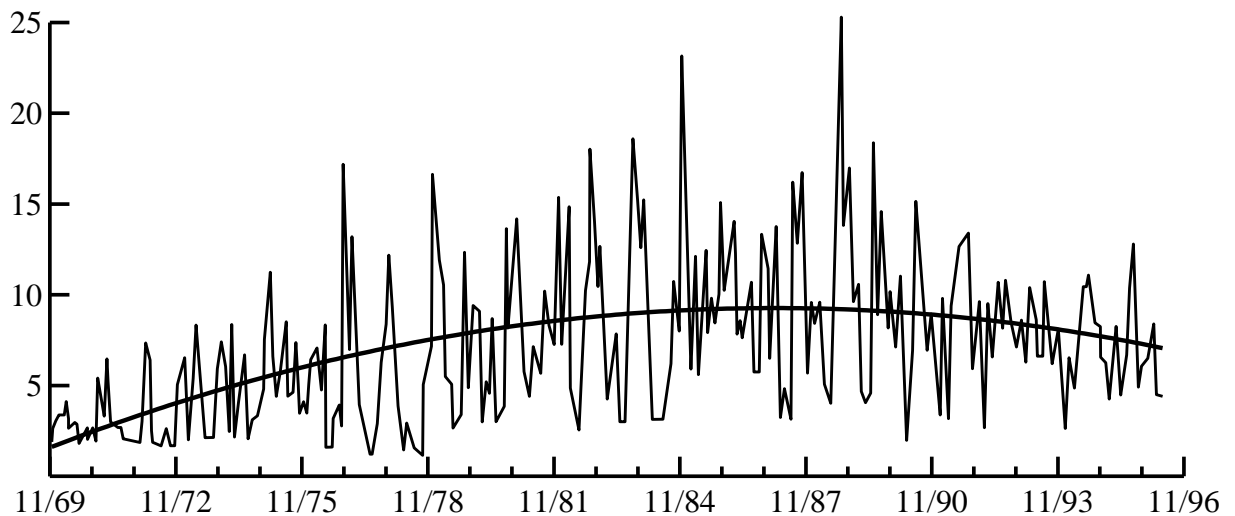


Рисунок 3.5. - Середньомісячні концентрації нітратів (мг л⁻¹) в басейні річки Ondava в пункті Stropkov для гідрологічних років 1968/69 - 1995/96

Антропогенний вплив у вигляді підвищених концентрацій нітратів у річках в кінці холодного періоду внаслідок використання азотних добрив добре простежується для окремих водозборів, показаних на рис. 3.6. Тут цікаво зауважити, що єдиним не схильним антропогенному впливу пунктом є Manelo: Grbov (лісовий мікробасейн), на якому практично відсутні піки, пов'язані з внесенням добрив.

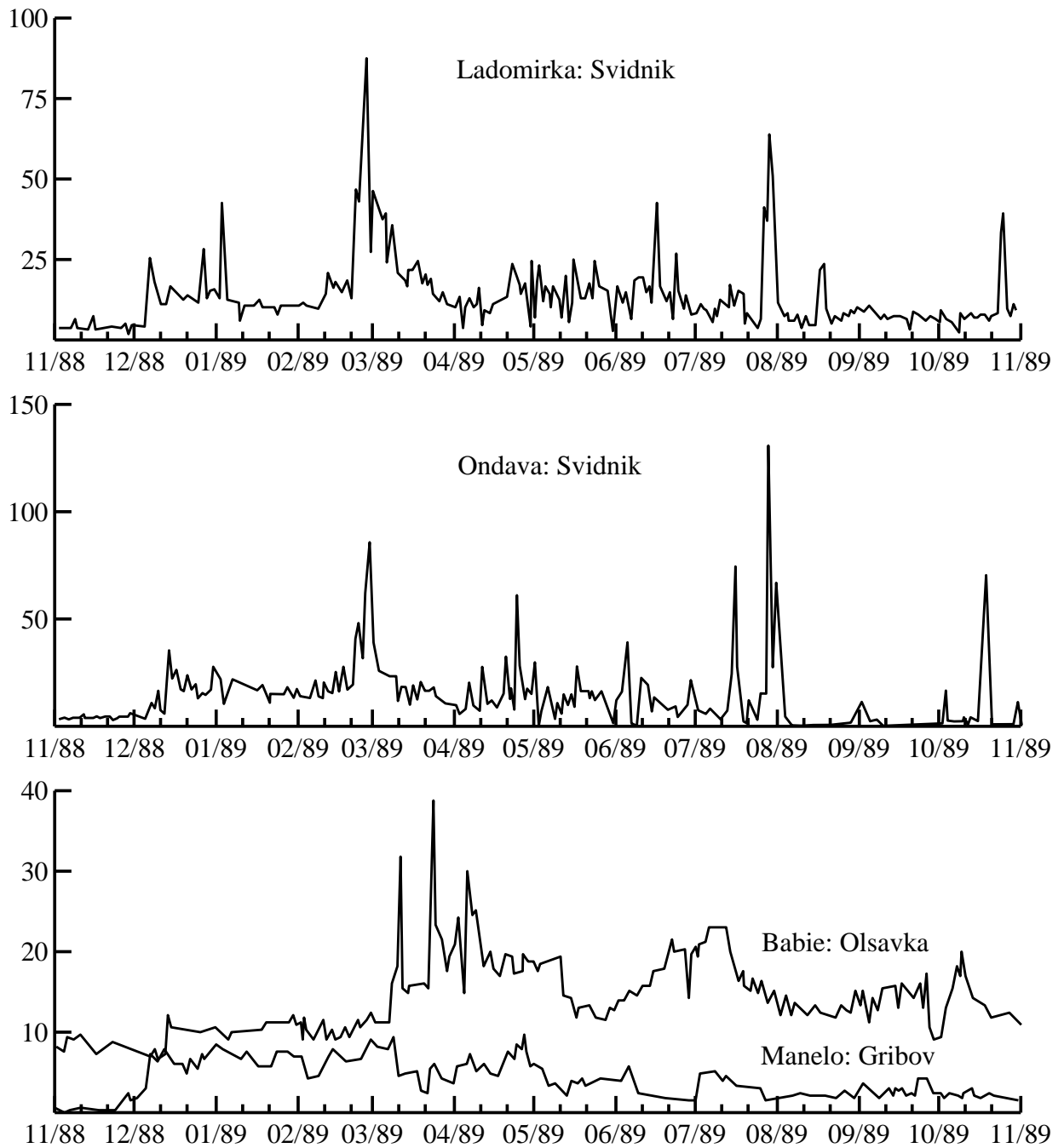


Рисунок 3.6. - Емпіричні дані (щоденних замірів) концентрацій нітратів (мг л⁻¹) у чотирьох водозборах протягом гідрологічного року 1988/1989 (з роботи [212])

Хоча відстань між водозборами мало, дані наведених таблиць та рисунків показують, що між ними існують деякі відмінності, пов'язані, насамперед з величиною максимумів, наявністю в них відхилень від «квазіперіодичності». Варто також зауважити, що часові ряди концентрацій не підкоряються

нормальному розподілу. Таким чином для подальшого аналізу за допомогою методів теорії хаосу обрані 11 часових рядів концентрацій нітратів і 6 часових рядів концентрацій сульфатів, які розрізняються за кількістю членів ряду, дискретності і осередненню, що, з нашої точки зору, дозволить більш повно описати можливу стохастическую (хаотичну) структуру зазначених часових рядів. Рисунок 3.7 показує часові затримки в концентрації фосфатів у водозбірних басейнах.

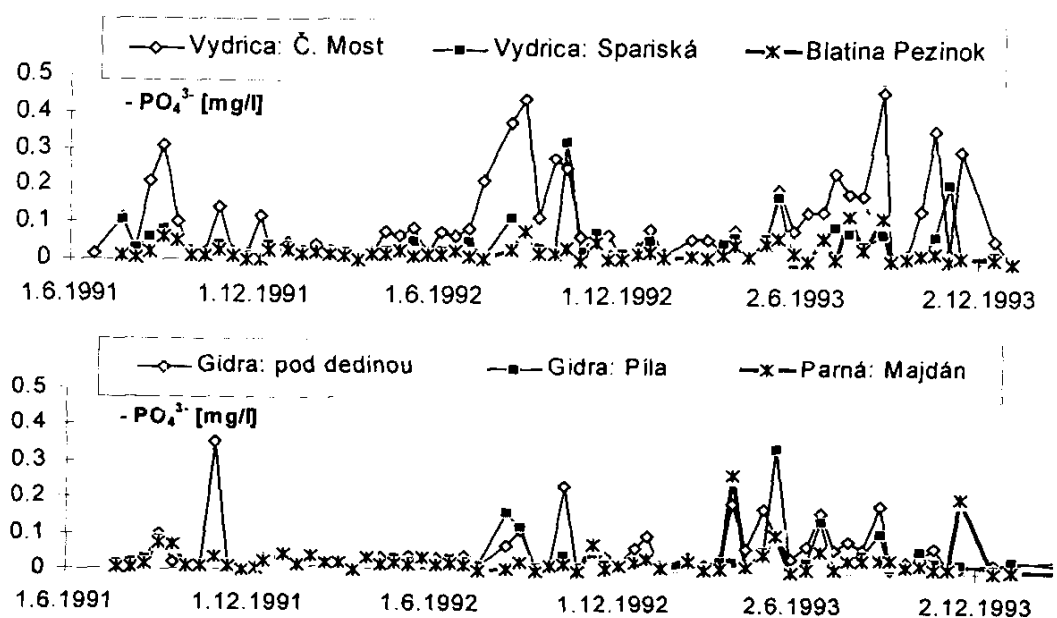


Рисунок 3.7 -Часові затримки концентрацій фосфатів у деяких водозбірних Малих Карпат (Словаччина) [212].

3.2.2 Результати нелінійного аналізу динаміки змін концентрацій забруднюючих речовин у ряді водозборів Малих Карпат

Насамперед, розглянемо спектр Фур'є для часового ряду концентрацій нітратів у водозборі Ondava (Stropkov) за період 1969-1996гг. (рис.3.8). Відразу ж відзначимо, що з метою більш наочного представлення результатів, малюнки, як приклад, в цьому розділі будуть наведені тільки для цього часового ряду, а для решти часових рядів - будуть зведені в таблиці. Беручи до уваги нерегулярний

характер змін концентрацій нітратів на цьому водозборі, недивно що спектр Фур'є виглядають таким же, як і у випадку випадкового процесу, тобто існує можливість застосування методів теорії хаосу і подальшого короткострокового прогнозу нелінійним методом для концентрацій забруднюючих речовин. Подібна картина характерна і для решти часових рядів, описаних вище.

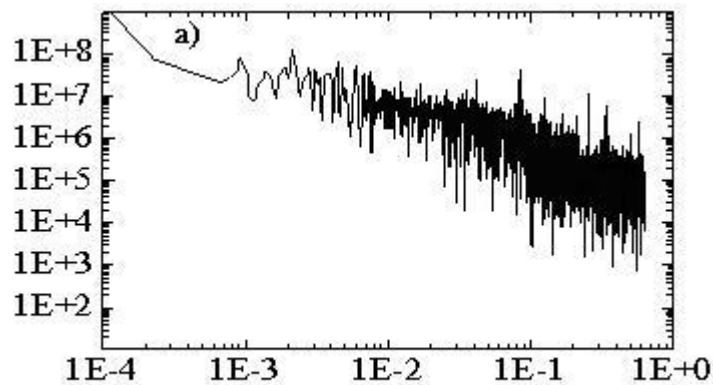


Рисунок 3.8 - Спектр Фур'є концентрацій нітратів у водозборі Ondava: Stropkov за період 1969 - 1996рр. Вісь X - частота, вісь Y - енергія

Як зазначалося вище, першим кроком при відновленні фазового простору є знаходження часової затримки за допомогою автокореляційної функції або взаємної інформації відповідно. На рис. 3.9 показаний результат цих розрахунків для часового ряду концентрацій нітратів у водозборі Ondava: Stropkov за період 1969-1996гг. Однак, перед тим як зробити остаточний вибір часової затримки, наведемо кілька зауважень по використанню методу автокореляційної функції, які відносяться, насамперед, до деякої невизначеності цього методу. Як уже згадувалося в розділі 2, для відновлення фазового простору важливим є визначення часової затримки, так як тільки оптимальний вибір дає найкраще поділ сусідніх траєкторій всередині мінімального фазового простору вкладення. Якщо τ занадто мало, то значення кореляційної розмірності буде недооцінене, а якщо τ занадто велике - переоцінене. Тому завдання вибору належної тимчасової затримки вирішувалася в багатьох роботах за допомогою різних методів.

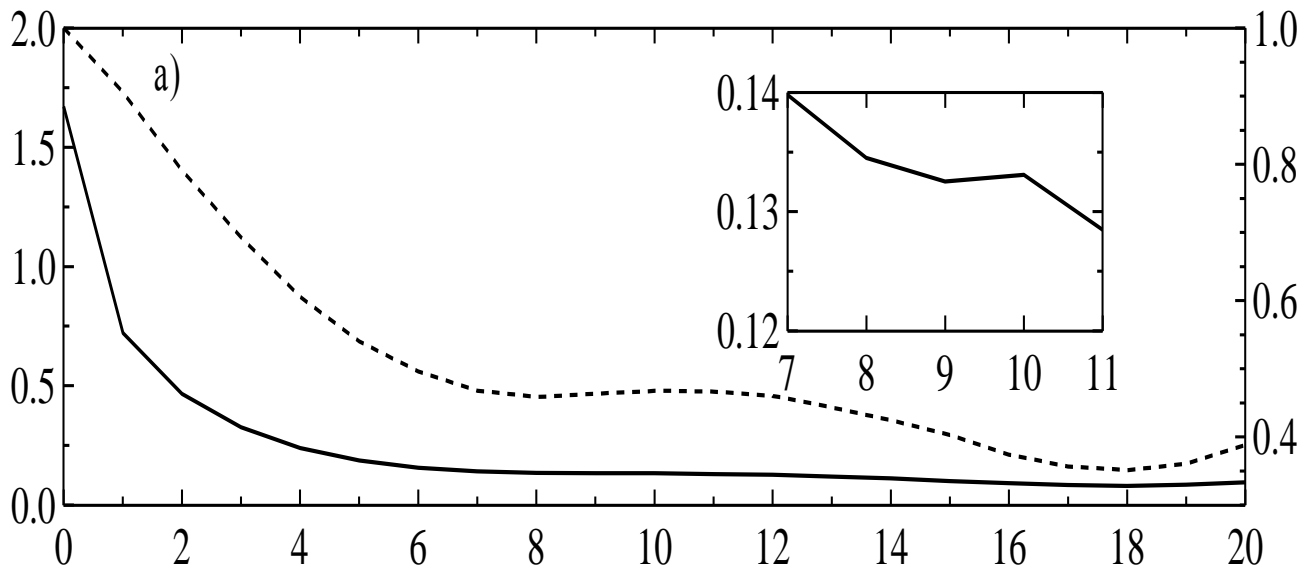


Рисунок 3.9- Взаємна інформація (вісь Y ліворуч, суцільна лінія) і автокореляційна функція (вісь Y праворуч, пунктир) залежно від тимчасової затримки (вісь X) для концентрацій нітратів в водозборі Ondava: Stropkov за період 1969 - 1996pp

Два з них описані в розділі 2 - автокореляційній функції і взаємній інформації. Перший метод застосовується дуже часто, насамперед, через його простоти. Холзфусс і Мейер-Кресс запропонували використовувати в якості τ те значення часової затримки, на якому автокореляційна функція перший раз перетинає нуль. В інших підходах розглядається тимчасова затримка, на якій автокореляційна функція досягає деякого значення, наприклад 0,1 або 0,5 [2]. Тут, як раз, і криється невизначеність: яке значення автокореляційної функції вибрати - 0, 0,1 або 0,5? Для деяких атракторів не є суттєвим, який з згаданих методів використовується. Наприклад, для класичної хаотичної системи Ресслер всі підходи дають значення τ , приблизно рівне одній чверті середнього періоду орбіти [215]. Однак для деяких інших атракторів величина τ може в значній мірі залежати від застосованого методу. Мабуть, жодна із згаданих вище правил не може бути визначальним для вибору τ , і тому метод взаємної інформації має перевагу перед методом автокореляційної функції.

У таблицю 3.3 зведені всі отримані результати для тимчасової затримки в інтервалі від 1 до 1000. Відзначимо, що навіть у цьому випадку автокореляційна функція тільки лише для одного часового ряду з п'ятнадцяти стала менше нуля (див. Табл. 3.3). Відзначимо також, що спостерігається деяке розмежування між тимчасовими рядами, пов'язане з довжиною і дискретністю часових рядів (див. рис. 3.8 та 3.9).

Таблиця 3.3. Величини часової затримки (τ) залежно від різних значень автокореляційної функції (C_L) і першого мінімуму взаємної інформації ($I_{\min 1}$) для концентрацій нітратів у водозборах Малих Карпат

Река (Пост)	$C_L = 0$	$C_L = 0,1$	$C_L = 0,5$	$I_{\min 1}$
Vydrica (C.Most)	–	282	52	19
Vydrica (Spariska)	–	280	51	18
Blatina (Pezinok)		305	60	18
Gidra (Main)	–	266	48	16
Gidra (Pila)	–	258	47	20
Pama (Majdan)	–	304	57	18
Ondava: (Stropkov)	–	246	43	10
Ladomirka (Svidnik)	–	143	26	10
Ondava (Svidnik)	–	132	26	10
Babie (Olsavka)	–	142	25	8
Manelo (Gribov)	322	175	27	7

Хоча і можна вибрати в якості τ часову затримку, на якій автокореляційна функція перший раз перетнула 0,1, однак цей вибір навряд чи буде вдалим; Іслам і Сівакумар [24] показали, що при великих τ аттрактор відновлюється не дуже добре. З іншого боку, в більшості випадків нелінійна зв'язок більше, ніж лінійна, що видно і за даними табл. 3.3 (тобто взаємна інформація дає, великі величини τ ,

автокорреляційна функція). Тому для подальшого аналізу часових рядів за допомогою методів теорії хаосу вибрано τ , при якому взаємна інформація досягає свого першого мінімуму, як це рекомендується Фрейзером і Суїнні [25]. Нарешті, аналогічні дані для концентрацій сульфатів і фосфатів наведені в табл. 3.4 і табл.3.5.

Таблиця 3.4. Величини часової затримки (τ) залежно від різних значень автокорреляційної функції (C_L) і першого мінімуму взаємної інформації ($I_{\min 1}$) для концентрацій сульфатів у водозборах Малих Карпат

Река (Пост)	$C_L = 0$	$C_L = 0,1$	$C_L = 0,5$	$I_{\min 1}$
Vydrica (C.Most)	–	282	48	15
Vydrica (Spariska)	–	280	48	14
Blatina (Pezinok)		305	47	20
Gidra (Main)	–	266	50	17
Gidra (Pila)	–	258	51	14
Pama (Majdan)	–	304	52	16

Таблиця 3.5. Величини часової затримки (τ) залежно від різних значень автокорреляційної функції (C_L) і першого мінімуму взаємної інформації ($I_{\min 1}$) для концентрацій сульфатів у водозборах Малих Карпат

River (Site)	$C_L = 0$	$C_L =$	$C_L =$	$I_{\min 1}$
Vydrica (C.Most)	–	288	57	24
Vydrica (Spariska)	–	289	55	22
Blatina (Pezinok)		316	66	21
Gidra (Main)	–	274	53	19
Gidra (Pila)	–	267	52	22
Pama (Majdan)	–	314	63	20

Тепер проведемо чисельні експерименти з відновлення розмірності фазового простору (d_E), використовуючи при цьому метод кореляційної розмірності і алгоритм помилкових найближчих сусідніх точок за відповідними формулами. Як зазначалося у попередньому розділі, для знаходження кореляційної розмірності d_2 необхідно розрахувати кореляційні інтеграли $C(r)$ для різних розмірностей вкладення.

Проаналізуємо результати такого розрахунку для водозбору Ondava: (Stropkov) за період 1969 - 1996 рр, представлені на рис. 3.3, щоб показати деякі особливості цієї методики. Кореляційна розмірність визначається кутом нахилу кривої $C(r)$ до осі X . Очевидно, що на рис. 3.9 цей кут досить великий і, відповідно, кореляційна розмірність для цього часового ряду також є великою. З іншого боку, криві $C(r)$ близькі до прямих ліній в не дуже широкому діапазоні r , тобто середньоквадратична підгонка прямою лінією виконується не надто точно.

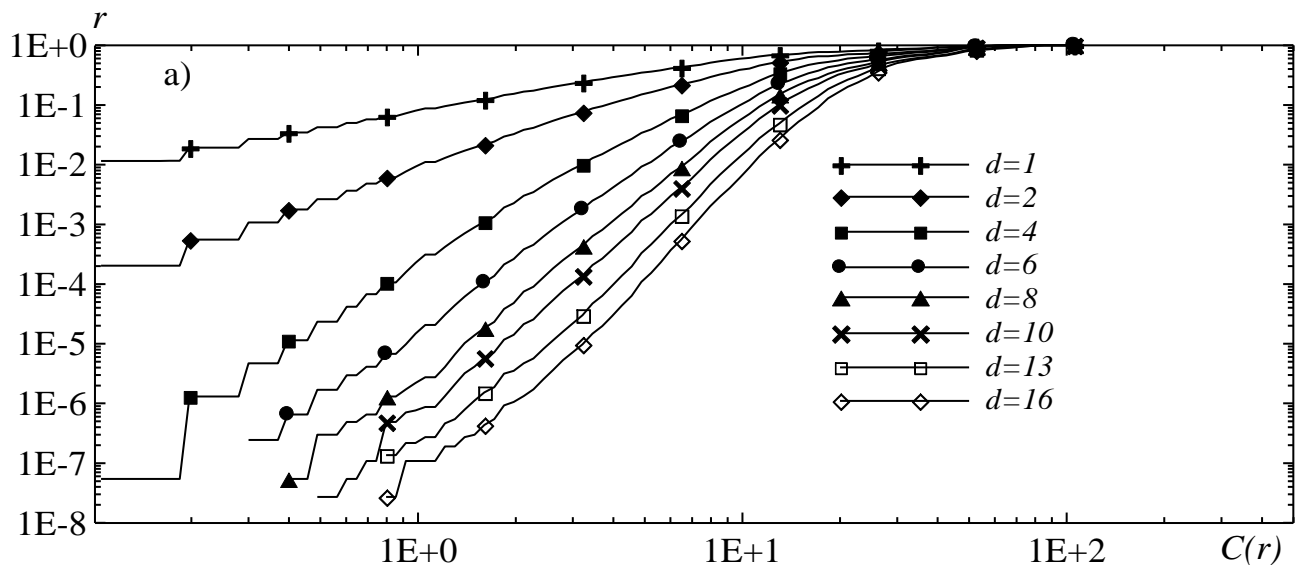


Рисунок 3.9 - Залежність кореляційного інтеграла $C(r)$ від радіуса r при різних значеннях розмірностей вкладення d для концентрацій нітратів у водозборі Ondava: (Stropkov) за період 1969 – 1996рр.

Кореляційна розмірність аттрактора (d_A) визначається як значення кореляційної розмірності, при якому вона не змінюється при збільшенні розмірності вкладення. На рис. 3.10 представлені відповідна крива, аналіз якої показує, що значення насичення d_2 для концентрацій нітратів у водозборі Ondava: (Stropkov)

за період 1969 - 1996 рр. становить 5,31 і було досягнуте при розмірності вкладення d_s , що дорівнює 18.

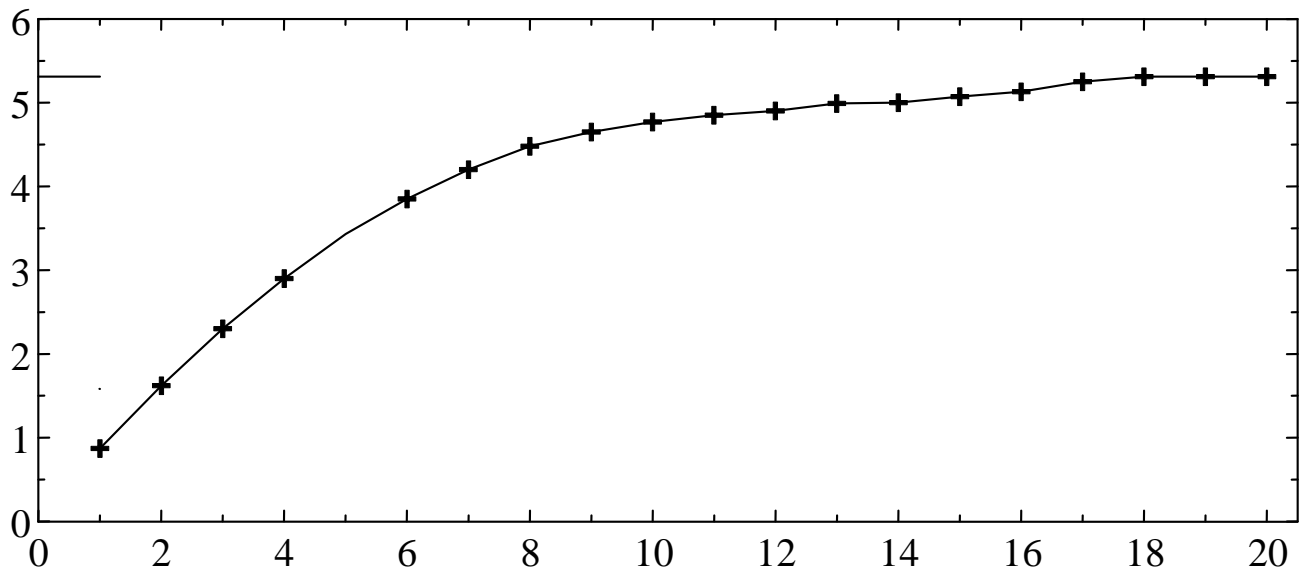


Рисунок 3.10 - Залежність кореляційної розмірності (вісь Y) від розмірності вкладення (вісь X) для концентрацій нітратів у водозборі Ondava: (Stropkov) за період 1969 – 1996 рр.

Перед тим, як обговорити результати відновлення розмірності атрактора за методом кореляційної розмірності, наведемо також аналогічні результати за алгоритмом помилкових найближчих сусідніх точок (рис. 3.11).

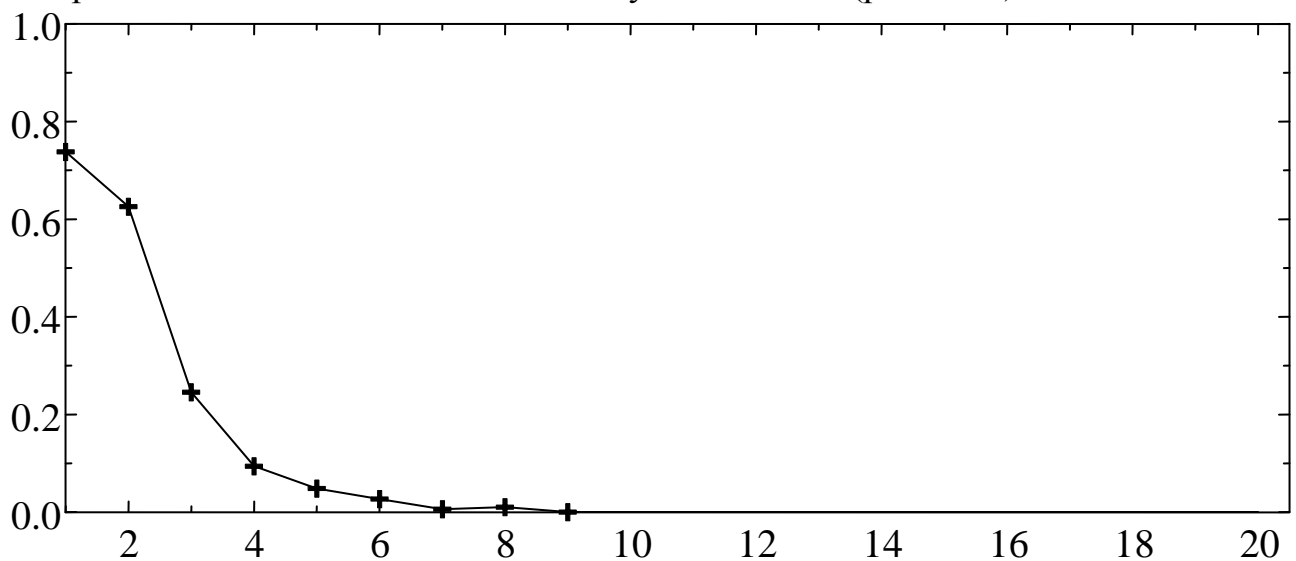


Рисунок 3.11 - Залежність кількості помилкових найближчих сусідніх точок (вісь Y ; частки) від розмірності вкладення (вісь X) для концентрацій нітратів у водозборі Ondava: (Stropkov) за період 1969 – 1996 рр.

Розмірність аттрактора в цьому випадку визначалася як розмірність вкладення, в якій кількість помилкових найближчих сусідніх точок становило менше 3%. За результатами цього алгоритму, розмірність аттракторів для концентрацій нітратів становить 6.

Так як найближче ціле число, яке більше, ніж кореляційна розмірність, може розглядатися як мінімальна розмірність фазового простору, необхідного для вкладення аттрактора, то цей метод для концентрацій нітратів на водозборах дав таку ж розмірність аттрактора, що й алгоритм помилкових найближчих сусідніх точок.

Відзначимо ще одну цікаву особливість величин, визначених за методом кореляційної розмірності. Вважається, що значення розмірності вкладення, при якому має місце насичення кореляційної розмірності, може розглядатися як максимальна розмірність фазового простору, достатня для опису руху аттрактора.

Більш того, розмірність фазового простору вкладення дорівнює кількості змінних, що беруть участь в еволюції динаміки системи. Тому згадані вище результати вказують на те, що для концентрацій нітратів у водозборі Ondava: (Stropkov) за період 1969 – 1996 рр. мінімальна необхідна кількість змінних дорівнює 6, а достатнє число змінних дорівнює 18.

У таблицях 3.6 -3.8 відповідно для нітратів, сульфатів та фосфатів зведені усі результати з відновлення аттракторів, а також розрахунку показника K за відповідною формулою і глобальних розмірностей Ляпунова за відповідним виразом. Відзначимо також, що довжина і дискретність часових рядів в таблицях 3.6 та 3.7 відрізняється, а саме, для першого часового ряду часовий крок становить 1 місяць, для наступних шести (як і всіх даних в табл. 3.7) - половина місяця, а для останніх чотирьох - 1 добу. Відповідні розмірності мають τ і Pr_{max} . Нагадаємо, що показник K тесту Готтвода та Мелбена приймає значення від 0 (регулярність) до 1 (хаос). Як вказували автори цього тесту, величини, відмінні від нуля, є показниками хаотичності процесу. У нашому випадку значення K у всіх випадках перевищують 0,6, тобто розглянуті часові ряди схильні до впливу хаотичної динаміки.

Таблиця 3.6 Часова затримка (τ), кореляційна розірність (d_2), розмірність простору вкладення (d_E), розмірність Каплана-Йорка (d_L), межа передбачуваності (Pr_{max}) і показник K для концентрацій нітратів у водозборах Малих Карпат

Река (Пост)	τ	d_2	d_E	d_L	Pr_{max}	K
Ondava (Stropkov)	9	5,31	6	4,11	8	0,68
Vydrica (C.Most)	19	5,21	6	5,01	12	0,71
Vydrica (Spariska)	18	5,66	6	5,85	13	0,66
Blatina (Pezinok)	18	4,91	5	5,02	13	0,69
Gidra (Main)	16	5,13	6	5,87	14	0,82
Gidra (Pila)	20	5,82	6	5,17	12	0,75
Pama (Majdan)	18	4,17	5	4,83	12	0,66
Ladomirka (Svidnik)	10	3,88	4	3,12	7	0,71
Ondava (Svidnik)	10	3,65	4	3,27	7	0,80
Babie (Olsavka)	8	4,89	5	4,46	8	0,69
Manelo (Gribov)	7	3,71	4	3,66	9	0,65

Таблиця 3.7 Часова затримка (τ), кореляційний розірність (d_2), розмірність простору вкладення (d_E), розмірність Каплана-Йорка (d_L), границя передбачуваності (Pr_{max}) і показник K для концентрацій сульфатів у водозборах Малих Карпат

Река (Пост)	τ	d_2	d_E	d_L	Pr_{max}	K
Vydrica (C.Most)	15	5,63	6	5,73	11	0,69
Vydrica (Spariska)	14	4,89	5	4,41	10	0,82
Blatina (Pezinok)	20	4,73	5	4,52	11	0,74
Gidra (Main)	17	5,47	6	5,68	11	0,81
Gidra (Pila)	14	5,69	6	5,79	12	0,69
Pama (Majdan)	16	4,68	5	4,13	10	0,72
Hlbocsky (Smolenice)	18	4,06	5	4,53	9	0,81

Таблиця 3.8 Часова затримка (τ), кореляційний розірність (d_2), розмірність простору вкладення (d_E), розмірність Каплана-Йорка (d_L), границя передбачуваності (Pr_{max}) і показник K для концентрацій фосфатів у водозборах Малих Карпат

Река (Пост)	τ	d_2	d_E	d_L	Pr_{max}	K
Vydrica (C.Most)	21	6,3	7	5,1	11	0,7
Vydrica (Spariska)	20	6,7	7	5,8	12	0,6
Blatina (Pezinok)	20	5,9	6	6,1	12	0,6
Gidra (Main)	17	6,1	7	6,8	13	0,7
Gidra (Pila)	18	6,8	7	6,4	11	0,7
Pama (Majdan)	19	5,2	6	5,8	11	0,6

Можна також відзначити, що розмірність Каплана-Йорка, яка також є одним з показників розмірності атрактора, у всіх випадках менше, ніж використовувана нами розмірність d_A , а це також може служити одним з показників правильності нашого вибору. Зупинимося тепер на результатах розрахунку спектра розмірностей Ляпунова. Так як швидкість перетворення сфери в еліпсоїд по різних осях визначається λ_i , то ясно, що чим менше сума додатних розмірностей, тим більш стійкою є динамічна система. Відповідно, це збільшує її передбачуваність. Наявність для кожної з систем двох (з чотирьох-шести) додатних λ_i говорить про те, що в шести-(чотирьох-) вимірному просторі система розширюється уздовж двох осей і звужується вздовж тих, що залишилися. Сума додатних λ_i визначає ентропію Колмогорова, яка обернено пропорційна до границі передбачуваності.

Найбільшим ступенем передбачуваності володіє часовий ряд нітратів на водозборі Gidra (Main) (чотирнадцять тимчасових інтервалів, тобто 7 місяців), а в інших випадках границя передбачуваності дещо менше. Така передбачуваність є цілком достатньою для прогнозу забруднення. Наприклад, за даними Цоніса і Елснер (див., напр., [134]) границя передбачуваності середньомісячних індексів Південного коливання не перевищує 3-х місяців. Для того, щоб перевірити, наскільки добре було визначено наявність хаотичного режиму в тимчасових

рядях, застосуємо так званий метод «заміщених даних» суть якого може бути коротко описана таким чином.

У цьому методі використовуються сурогатні дані, створені таким чином, щоб зберігалася імовірнісна структура, що лежить в основі оригінального набору даних. Це означає, що сурогатні дані мають деякі властивості, такі як середнє значення, середньоквадратичне відхилення, функція розподілу ймовірностей, спектральна функція і т.д., такі ж, як і вихідні дані, але на них накладається обмеження їх випадковості. Останнє може бути дотримане, якщо виконується конкретна нульова гіпотеза. У нашому випадку, нульова гіпотеза полягає у можливості лінійного процесу і метою є відхилення гіпотези, що вихідні дані породжені лінійним стохастичним процесом. Відхилення нульової гіпотези можна зробити, наприклад, ґрунтуючись на результатах розрахунку кореляційної розмірності. Якщо отримана для сурогатних даних кореляційна розмірність істотно відрізняється від отриманої за вихідними даними, то це і може бути причиною відхилення нульової гіпотези. Це, в свою чергу, означає, що вихідний ряд може розглядатися як хаотичний (див. [2,9,10]).

Розглянемо показник, який миє служити критерієм відхилення нульової гіпотези. Нехай Q_{orig} відноситься до кореляційної розмірності, розрахованої за вихідним рядом, а Q_{si} - розрахованої за i -м сурогатним рядом, отриманим при нульовій гіпотезі. Нехай, також, μ_s і σ_s позначають, відповідно, середню величину і середньоквадратичне відхилення для Q_s . Тоді ступінь значущості S задається за допомогою

$$S = \frac{|Q_{orig} - \mu_s|}{\sigma_s} \quad (3.1)$$

Якщо величина S приблизно дорівнює 2, то вона не може розглядатися як дуже значна, тоді як $S \sim 10$ є досить значною. Найбільш часто використовуваним варіантом нульової гіпотези є такий, що сурогатні дані є автокоррельованим Гауссовим шумом. Подробиці про завдання нульової гіпотези і створення сурогатних даних можна знайти в літературі (див. огляди в [2,9,10]). На рис. 3.12 видно, що в середньому для тридцяти реалізацій сурогатних рядів не відбувається насичення кореляційної розмірності, що спостерігається для вихідних часових рядів. Іншими словами, часові ряди концентрацій нітратів у водозборі Ondava (Stropkov) за період 1969 – 1996 рр., можуть розглядатися як хаотичні.

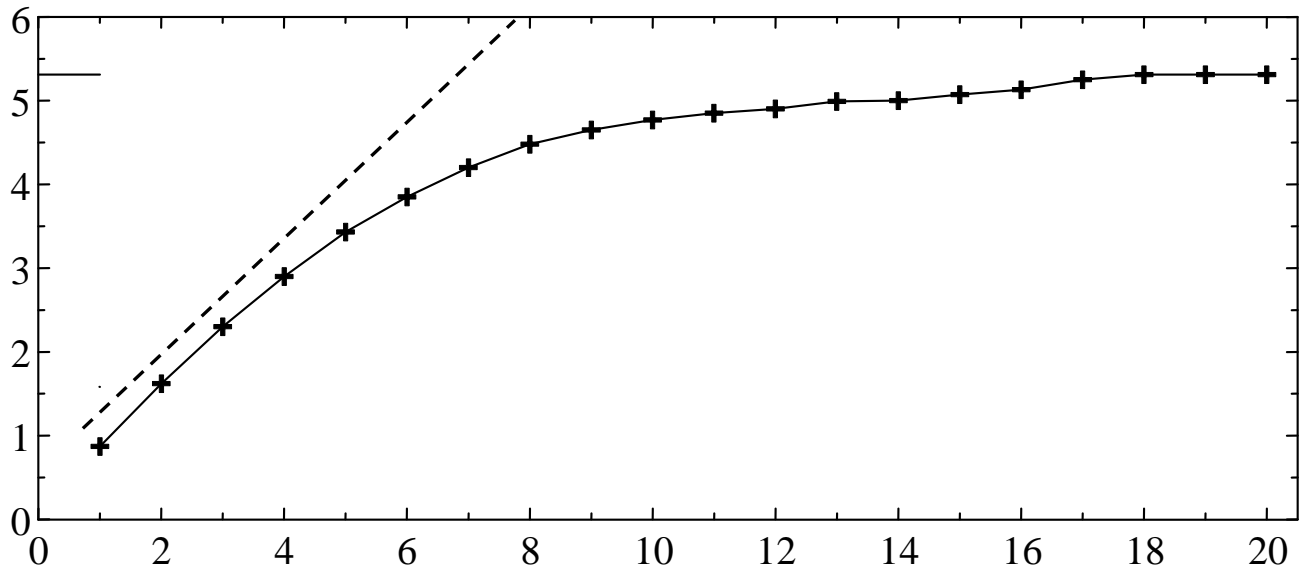


Рисунок 3.12 - Залежність кореляційної розмірності (вісь Y) від розмірності вкладення (вісь X) для концентрацій нітратів у водозборі Ondava (Stropkov) за період 1969 – 1996 рр. (суцільні лінії - вихідні ряди, пунктирні - сурогатні дані)

У таблицях 3.9 та 3.10 наведені величини параметра S для різних розмірностей вкладення; дані цих таблиць підтверджують, що отримані нами результати є значущими.

Таблиця 3.9. Параметр значимості (S) для часових рядів концентрацій нітратів у водозборах Малих Карпат для деяких розмірностей вкладення m

Река (Пост)	$m=3$	$m=4$	$m=5$	$m=6$	$m=7$	$m=8$	$m=10$
Ondava (Stropkov)	2,1	4,5	8,6	10,6	9,1	9,2	8,5
Vydrica (C.Most)	3,2	5,2	8,5	9,9	8,8	8,5	7,8
Vydrica (Spariska)	2,5	5,0	8,6	9,8	9,0	8,9	7,3
Blatina (Pezinok)	3,8	7,2	12,0	9,5	9,1	8,6	8,0
Gidra (Main)	3,0	6,0	9,5	12,3	10,3	9,8	9,6
Gidra (Pila)	4,2	6,8	9,6	13,8	11,2	10,9	10,8
Pama (Majdan)	5,8	7,9	15,8	11,5	11,6	11,8	10,3
Ladomirka (Svidnik)	4,4	9,6	9,5	9,3	8,5	7,9	7,8
Ondava (Svidnik)	5,8	10,2	10,5	7,0	7,2	6,5	4,3
Babie (Olsavka)	6,8	8,9	9,6	9,5	8,5	8,6	7,9
Manelo (Gribov)	3,2	8,6	9,0	8,2	8,0	7,4	6,0

Таблиця 3.10. Параметр значимості (S) для часових рядів концентрацій сульфатів в водозборах Малих Карпат для деяких розмірностей вкладення m

Река (Пост)	$m=3$	$m=4$	$m=5$	$m=6$	$m=7$	$m=8$	$m=10$
Vydrica (C.Most)	2,8	6,5	9,0	9,5	7,9	6,5	3,2
Vydrica (Spariska)	2,7	6,1	8,3	10,2	8,5	8,0	8,5
Blatina (Pezinok)	3,2	5,6	10,9	8,9	7,0	6,3	6,4
Gidra (Main)	4,1	7,2	9,9	10,3	8,0	6,0	4,2
Gidra (Pila)	3,2	6,5	7,3	9,8	9,2	7,3	6,8
Pama (Majdan)	3,8	8,0	11,5	9,6	8,2	6,4	3,6
Hlbocsky (Smolenice)	2,8	7,3	9,9	9,2	6,8	6,3	5,1

Таким чином, проведений аналіз повністю підтвердив коректність наших результатів про наявність хаотичного режиму у розглянутих часових рядах i , відповідно, висновок, що до них можна коректно застосовувати метод нелінійного прогнозу.

3.2.3 Результати прогнозування динаміки змін концентрацій забруднюючих речовин у ряді водозборів Малих Карпат

Для використання методу нелінійного прогнозу необхідно вирішити ще одну задачу, яку можна сформулювати так: скільки найближчих сусідніх точок (NN) потрібно взяти, щоб результати прогнозу були задовільними.

Для вирішення цього завдання можна попередньо зробити кілька оцінок для різної кількості NN, а потім розрахувати коефіцієнт кореляції між фактичними і прогностичними даними (див. [2, 9,10]. Як правило, коефіцієнт кореляції збільшується, досягаючи якогось максимуму [9],[215]. У нашій роботі цей підхід був використаний для прогнозу на інтервал часу, що дорівнює границі передбачуваності кожного з розглянутих часових рядів (див. табл. 3.8 та 3.9), для 10% останніх точок часових рядів концентрацій нітратів і сульфатів у водозборах Малих Карпат. Проведені чисельні експерименти показали, що зі збільшенням

числа найближчих сусідніх точок прогностична крива, як правило, наближається до фактичної.

Як згадувалося раніше, коефіцієнт кореляції зростає із збільшенням числа NN для цього часового ряду та досягає деякого значення, після чого його зміни не істотні. Так як кількість даних у тимчасових рядах в нашому випадку не дуже велика, то максимуму коефіцієнт кореляції не може досягти. На рис. 3.13, як приклад, представлені фактичні та прогностичні на 8 місяців часові ряди концентрацій нітратів у водозборі Ondava (Stropkov) за період 1969 -1996 рр. Як можна бачити, незважаючи на те, що практично всі піки на фактичній кривій повторюються на прогностичній, різниця між прогнозом і фактичними даними в деяких випадках може бути досить великою. Тим не менш, результати такого прогнозу можна вважати цілком задовільними.

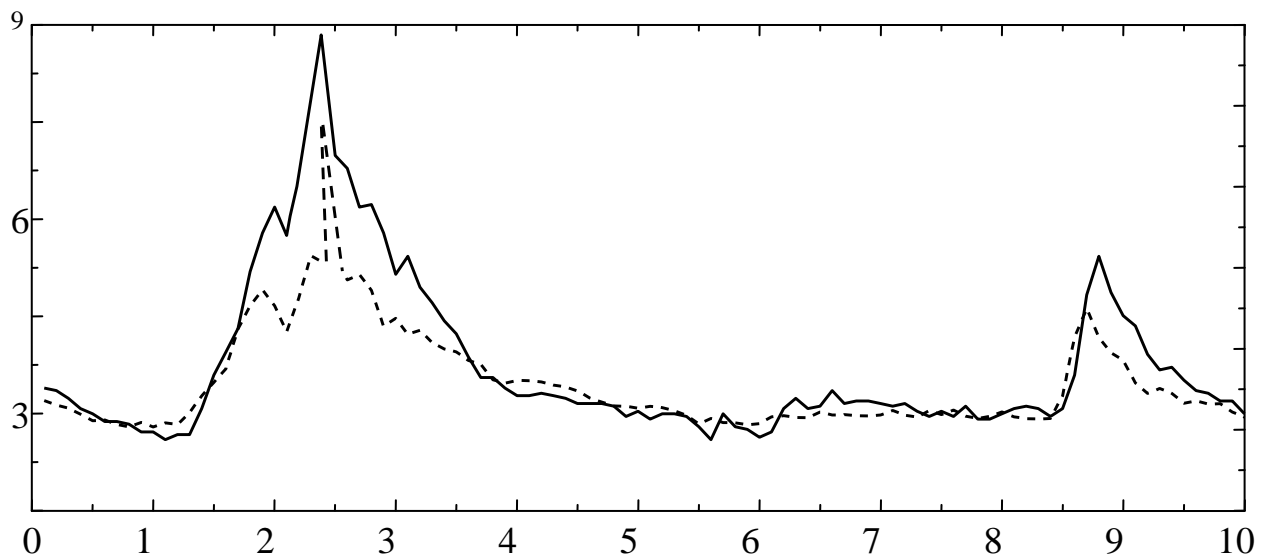


Рисунок 3.13 - Фактичні (суцільні) і прогностичні на 8 місяців (пунктир) криві нітратів у водозборі Ondava (Stropkov) за період 1969 -1996 рр. Вісь X - порядковий номер терміну

У таблицях 3.11 та 3.12 представлені оцінки деяких характеристик успішності прогнозу. Представлені тут результати можуть розглядатися як приклад цілком задовільного прогнозу концентрацій забруднюючих речовин у водозборах. Тут можна відзначити і той факт, що метод нелінійного прогнозу достатньо добре працює у випадках, коли відбувається збільшення концентрацій, принаймні, тенденції до такого збільшення виявлені при прогнозуванні. Останнє дозволяє використовувати його в якості альтернативи для звичайних методів, описаних у [2,9,10]. Крім того, в цьому дослідженні був застосований найпростіший підхід до апроксимації функціональної залежності, і можна сподіватися, що використання більш складних методик поліпшить якість прогнозу.

Таблиця 3.11. Коефіцієнт кореляції (r) між фактичним та прогностичним рядами та середньоквадратична помилка прогнозу (σ) часових рядів концентрацій нітратів у водозборах Малих Карпат для деяких розмірностей вкладення m

Река (Пост)	r	σ
Ondava (Stropkov)	0,91	3,8
Vydrica (C.Most)	0,90	5,5
Vydrica (Spariska)	0,89	4,2
Blatina (Pezinok)	0,95	5,8
Gidra (Main)	0,95	6,9
Gidra (Pila)	0,93	7,3
Pama (Majdan)	0,89	10,5
Ladomirka (Svidnik)	0,86	6,5
Ondava (Svidnik)	0,90	9,8
Babie (Olsavka)	0,91	4,9
Manelo (Gribov)	0,88	12,0

Таблиця 3.12 Коефіцієнт кореляції (r) між фактичним та прогностичним рядами та середньоквадратична помилка прогнозу (σ) часових рядів концентрацій сульфатів у водозборах Малих Карпат для деяких розмірностей вкладення m

Река (Пост)	r	σ
Vydrica (C.Most)	0,88	10,2
Vydrica (Spariska)	0,79	8,5
Blatina (Pezinok)	0,90	7,3
Gidra (Main)	0,95	6,9
Gidra (Pila)	0,89	8,5
Pama (Majdan)	0,92	11,3
Hlbosky (Smolenice)	0,94	9,3

3.3 Висновки до розділу 3

Представлені в цьому розділі результати можуть бути підтвердженням того, що застосування методів теорії хаосу до часових рядів концентрацій забруднюючої речовини у воді цілком виправдане як з теоретичної, так і з практичної точок зору та дозволяє елегантно та ефективно дати достатньо адекватний прогноз. По-перше, отримані фрактальні розмірності атракторів говорять про те, що з'являється унікальна можливість адекватного розв'язання задачі відновлення, прогнозу у довгостроковому плані динаміки коливання та еволюційних змін полів концентрації шкідливих домішок. Особливо велике значення це має для тих водозборів, де дані по забрудненню водного басейну дуже мізерні. Використання теорії фрактальних множин дозволяє надійно передбачити та розрахувати динаміку еволюційних змін полів концентрацій забруднюючих речовин. Зрозуміло, що для повної реалізації шуканої програми, крім знання шуканих фрактальних властивостей прогнозу буде потрібно застосування також апарату конформних відображень відповідних модифікованих рядів зміни концентрації забруднюючих речовин в рамках, скажімо, нейросетевого підходу.

По-друге, стає можливим безпосереднє застосування методів теорії хаосу (наприклад, методу нелінійного прогнозу), які добре зарекомендували себе у

інших галузях науки, для прогнозування концентрацій забруднюючих речовин. Природно, що однією з головних умов при реалізації цієї методики є високоточні і надійні дані спостереження, які необхідні, проте, на першому етапі побудування моделі прогнозу - відновленні параметрів хаотичного аттрактора. Як показано вище, цілком достатнім є проведення безперервних спостережень протягом не дуже великого періоду часу. Якість вихідної інформації є, мабуть, ключовою умовою при використанні на практиці положень теорії хаосу. При цьому інтерполяція даних, яких бракує, погіршує (іноді значно) результат. Строго кажучи, низькорозмірний хаос у часових рядах концентрацій деяких забруднюючих речовин на деяких водозборах може бути і не виявлений. У цьому випадку достатній прояв хаотичного режиму хоча б на одному з постів та застосування до нього для прогнозування методів теорії хаосу. Прогноз же на других постах може бути замінений, по суті, екстраполяцією даних, в основі якої може лежати нейромережевий підхід. Використання такої методики до часових рядів, наприклад, концентрацій озону у атмосфері, показало її ефективність та достатню надійність. Таким чином, за допомогою нелінійних підходів прогнозування і методів теорії хаосу представляно результати вивчення динаміки варіацій гідроекологічних систем (концентрацій фосфатів у водоймах річки Східної Словаччини), виявлена хаотична поведінка в часових рядах концентрацій фосфатів в басейнах регіону Малих Карпат і показано, що низькорозмірний хаос існує в розглянутих часових рядах, і цього цілком достатньо для передбачуваності у прогнозуванні динаміки концентрацій забруднюючих речовин в гідроекологічних системах. Отримані нами ефективні й досить успішні результати на основі викладених вище нових методів аналізу та прогнозування еволюційної динаміки змін концентрацій шкідливих речовин у гідроекологічних системах дають очевидні перспективні підстави для їх використання в задачах дослідження динаміки розповсюдження та змін концентрацій радіоактивних забруднюючих речовин у природних середовищах.

4 РОЗВИТОК ТА ЗАСТОСУВАННЯ НОВИХ МОДЕЛЕЙ АНАЛІЗУ, МОДЕЛЮВАННЯ ТА ПРОГНОЗУВАННЯ ЕКОЛОГІЧНОГО СТАНУ НАВКОЛИШНЬОГО СЕРЕДОВИЩА З УРАХУВАННЯМ РАДІО- АКТИВНОГО ЗАБРУДНЕННЯ, ОПИСУ ПЕРЕНОСУ РАДІО-НУКЛІДІВ (РАДОН ТА ІН.) У ПРИРОДНИХ СЕРЕДОВИЩАХ

4.1 Особливості постановки та якісний аналіз комплексу задач прикладної екології та радіоекології з урахуванням метеорологічних, антропогенних, радіоактивних чинників та переносу радіонуклідів в природних середовищах

Одна з найактуальніших і важливих проблем прикладної екології та охорони навколишнього середовища пов'язана з вірним описом кількісної динаміки радіоактивності навколишнього середовища (див. наприклад, [1]). Зазвичай слід згадати такі надто актуальні за теперішнього часу проблеми, як довгострокове дослідження еволюційної (флуктуаційної) динаміки радіонуклідів у навколишньому середовищі у просторовому та часовому аспектах, з'ясування механізмів перенесення радіонуклідів в ґрунті, гідро-та водних системах, атмосфері, з'ясування механізму трансформації і транспортування радіоактивних речовин через метеорологічні явища та інші фактори, забезпечення функціонування мозкового центру для відновлення довкілля, збереження науково-дослідних матеріалів і зразків та архівування науково-дослідних методологій і дослідницьких об'єктів. Ключові завдання дослідження динаміки атмосферних радіонуклідів включають дослідження транспорту радіонуклідів в різноманітних атмосферних умовах з використанням ієрархії моделей циркуляції повітря, моделювання просторово-часової структури полів концентрацій домішок в атмосфері. При цьому можливі сценарії поширення домішок базуються на аналізі їх поведінки в залежності від варіації детермінованих та випадкових параметрів моделей. Крім того, більшість математичних моделей, що застосовуються для моделювання, є порівняно простими і не враховують нестационарність поля вітру, взаємний вплив численних джерел забруднення

тощо. Тому підвищення точності прогнозу забруднення атмосфери і підстильної поверхні потребує розробки нових модельних комплексів, які б враховували зазначені фактори, та застосування алгоритмів вирішення виникаючих проблем.

Основними цілями моделювання, вимірювання та прогнозування є мета оцінити і передбачити передачу у навколишнє середовище радіонуклідів і випромінювання з використанням комп'ютерного моделювання та інших методів, в розробці більш досконалих технологій для моніторингу та вимірювання радіації, розвивати безконтактні системи і технології дистанційного керування, які дозволять вибірку та інші операції в районах, куди люди не можуть наблизитися, щоб зробити аналіз і архівування результатів наукових досліджень і науково-дослідних зразків, отриманих від ядерних організацій (АЕС, науково-дослідних інститутів з екологічної радіоактивності тощо) по всьому світу.

Нагадаємо [1-3], що більшість моделей в даний час використовуються для оцінки стану (а також прогнозу) забруднення навколишнього середовища по детермінованим моделям, або спрощенням їх на основі простих статистичних регресій. Успіх цих моделей, однак, обмежується їх нездатністю описати нелінійні характеристики поведінки концентрації забруднюючих речовин і відсутність розуміння залучених фізичних і хімічних процесів. Особливо серйозна проблема виникла в ході вивчення динаміки гідроекологічних систем. Хоча використання методів теорії хаосу встановлює певні фундаментальні обмеження на довгострокові прогнози, однак, як було показано в ряді наших робіт (див, наприклад, [2-11]), ці методи можуть успішно застосовуватися для короткострокових або середньострокових прогнозувань. Фактично за основу на першому етапі ми беремо розроблений нами раніше відповідний хаос-геометричний апарат і далі трансформуємо його із додаванням декотрих нових елементів і урахуванням важливих особливостей динаміки екологічної радіоактивності.

Починаючи короткий огляд основних фізико-математичних методів кількісного опису розповсюдження ШД в природних середовищах, по-перше, слід вказати на досить значну групу моделей різного рівня якості, що базуються

фактично на рівняннях стандартної гідродинаміки. Але у більшості випадків подібні методи більш активно розвинені для розв'язання задач динамічної метеорології, й в меншій мірі для розв'язання задач прикладної екології та радіоекології.

Проведений аналіз літератури щодо впливу різних факторів на атмосферу промислового міста вочевидь свідчить про актуальність та важливість комплексного дослідження екологічного стану атмосфери з урахуванням як метеорологічних, так й антропогенних чинників тощо [1-270]. До теперішнього часу у більшості робіт як вітчизняних, так і (в більшій мірі) зарубіжних вчених надано, як правило, якісний аналіз ефектів впливу різних факторів на навколишнє природне середовище у межах системного підходу. На першому рівні досліджень аналізуються реакції організмів, популяцій, екологічних систем на множинні впливи у різноманітних середовищах, наслідки від цих впливів, визначаються збитки, виявляються критичні фактори впливу або комбінації декількох факторів. Другим рівнем досліджень є визначення припустимих екологічних впливів та навантажень. Третім рівнем є визначення припустимих навантажень з еколого-економічних позицій. Нарешті, на останньому етапі уводяться норми на викиди, джерела впливу, які ґрунтуються на критеріях, розроблених при реалізації перших трьох етапів. На теперішній час розроблено низку моделей, які дозволяють оцінити просторову структуру рівня забруднення повітряного басейна промислового міста, зокрема, науково-методичний програмний комплекс ISM, методика Головної геофізичної обсерваторії ім. А. І. Воейкова, методи, що ґрунтуються на законах молекулярної дифузії, а також у вигляді системи рівнянь множинної регресії. Коментуючи основні підходи до розв'язання зазначеного класу задач, можна виділити системно-географічні (системно-екологічні), гідродинамічні (моделі типу «факелу», «молекулярної дифузії», «дрібної води», «рівняння гідродинаміки приземного шару»), ймовірно-статистичні підходи, а також численні якісні підходи [2–270]. Особливе значення мають моделі типу «факелу» та стандартні класично-дифузійні моделі. Розсіювання забруднюючих речовин, що надходять в природне середовище, підкоряється законам класичної

або турбулентної дифузії [34]. На процес їх розсіювання істотний вплив роблять наступні фактори: стан атмосфери, фізичні і хімічні властивості шкідливих речовин, висота і діаметр джерела викидів, розташування джерел, рельєф місцевості. У кількісному відношенні зміна змісту та концентрації шкідливих речовин (у т.ч. радіоактивних тощо) в природних середовищах в часі і просторі описується рівнянням переносу домішок, що є одним з основних в динаміці домішок [21-50]. В основу прогностичної гідродинамічної моделі, що дозволяє розрахувати поля концентрацій на різноманітних рівнях в межах прикордонного шару, наприклад, атмосфери, дозволяє система рівнянь мезометеорології. Завдання є досить громіздким навіть у разі порівняно простої параметризації турбулентності в прикордонному шарі атмосфери, припущенні про нульові фонових характеристиках руху атмосфери і наявності лише одного точкового джерела забруднень.

В умовах стійкого стану граничного шару, коли інверсійна стратифікація температури поєднується з дуже малими швидкостями переносу повітря, відбувається накопичення шкідливих домішок (радіонуклідів) в приземному шарі атмосфери навіть при таких режимах, коли фактичні концентрації домішок не перевищують гранично допустимих. Якщо такий стан атмосфери спостерігається протягом тривалого часу, то може відбутися істотне накопичення шкідливих домішок на відповідній території.

Статистичний аналіз екологічного стану природних середовищ є досить розповсюдженим підходом аналізу , але він є ефективним тільки у разі збереження його повної комплексності. Під комплексністю аналізу розуміється послідовне використання ряду статистичних процедур. Насамперед, необхідно здійснити перевірку статистичних гіпотез про однорідність рядів концентрацій домішок, отриманих шляхом відповідних вимірів на контрольно-вимірювальних постах (КВП) моніторингової мережі. Це дає можливість, по-перше, виділити для кожного інгредієнта райони, однорідні за рівнем і динамікою забруднення, і, по-друге, встановити періоди року з однорідною статистичною структурою рядів концентрацій. Проведений у такий спосіб аналіз часових рядів дає можливість

одержати для подальших досліджень представницькі статистичні сукупності, навіть із урахуванням різних типів атмосферних процесів.

Наступним етапом комплексного статистичного аналізу стану середовища є дослідження статистичної структури часових рядів концентрацій інгредієнтів. Застосовувані при цьому по суті лінійні методи певною мірою дають можливість виявити періодичності, що містяться в досліджуваних випадкових послідовностях, і не дозволяють у кількісно адекватній мірі зробити їхній повний фізичний аналіз, встановити тенденції процесів транспорту домішок в атмосфері, особливості часових кореляційних зв'язків.

На основі методів багатомірного статистичного аналізу вдається провести обчислення характеристик просторово-часової структури полів концентрацій шкідливих домішок і сформулювати деякі найпростіші фізичні механізми динаміки досліджуваних процесів.

Але, у будь-якому випадку класично-дифузійні та стандартні ймовірнісно-статистичні моделі дозволяють, говорячи строго, отримати в основному лише якісні особливості процесу розповсюдження речовин, але найкращий кількісний рівень опису на основі, напр., класично-дифузійних моделей, як правило, досягається у випадку відсутності у середовищу елементів вихрової турбулентності. Адекватний коректний аналіз, моделювання та прогнозування розповсюдження радіоактивних речовин в природних середовищах повинні базуватися на комплексі як стохастично-дифузійних моделей, так й апарату теорії складних нелінійних динамічних систем та теорії хаосу.

Слід особливо підкреслити, що за наступного часу до числа надто перспективних і важливих напрямків досліджень відносяться вказані підходи відносяться, причому найбільш актуальним завданням є розвиток на їхній основі принципово нових підходів до моделювання просторово-часової структури полів концентрації домішок в природних середовищах.

Особливо перспективним з погляду не тільки аналізу, але й прогнозування є розробка моделей аналізу й прогнозу на основі фундаментальних положень теорії хаосу. У сучасній теорії стохастичних динамічних систем часовий ряд

розглядається як реалізація випадкового процесу, коли випадковість є результатом складного руху з багатьма незалежними ступенями свободи. Альтернативою випадковості є феномен хаосу, що може мати місце як у найпростіших детерміністичних системах, так і досить складних стохастичних системах. Строго показано, що хаотичний режим у детерміністичних динамічних системах є також, по суті, нелінійним явищем.

При цьому фундаментальну роль грає притаманна всім хаотичним системам властивість радикальної зміни динаміки системи у фазовому просторі залежно від зміни початкових умов. Для так званих дисипативних систем їхня динаміка реалізується в обмеженій області фазового простору станів, зазвичай званого дивним аттрактором. При цьому для часових характеристик динамічних змінних аттракторних систем виявляється характерним фактично стохастичний режим.

Лоренц [91] спробував стосовно до метеорологічних завдань досліджувати чутливість атмосферної системи до змін початкових умов на прикладі простої нелінійної моделі з урахуванням елементів конвекції. Аттрактор Лоренца розрахований на основі усього трьох ступенів свободи – три звичайних диференціальних рівняння, три константи й три початкові умови. Однак, незважаючи на свою простоту, система Лоренца поводить псевдовипадковим (хаотичним) чином. Змодельовавши свою систему на комп'ютері, Лоренц виявив причину її хаотичного поведіння – різницю в початкових умовах. Навіть мікроскопічне відхилення двох систем на самому початку в процесі еволюції призводило до експонентного накопичення похибок і відповідно їх стохастичним розбіжностям. Найважливішим висновком подібних досліджень став доказ істотної ролі нелінійні взаємодії й аналіз можливостей (точніше неможливості) прогнозування істотно хаотичних систем. Хоча хаос установлює фундаментальне обмеження на довгостроковий прогноз (це твердження одержало назву парадокса Лоренца), він може використовуватися для короткострокового прогнозу: дані, що виглядають випадковими, можуть містити в собі прості детерміністичні взаємозв'язки, що мають тільки кілька ступенів свободи. Ці обставини багато в

чому прояснили, чому добре розроблені лінійні методи, що традиційно широко застосовуються в прикладній математиці й численних додатках в області фізико-математичних, географічних і та інших наук, виявилися вкрай наближеними й неадекватними у вивченні динаміки хаотичних динамічних систем.

Враховуючи, що в основному системи гідрометеорології, екології, радіоекології тощо відносяться до хаотичного типу, стає ясным, що їхній адекватний опис повинен базуватися на методах аналізу й моделювання хаотичних систем, що заміняють традиційні лінійні методи. У класичній теорії хаосу довгий час домінуючим був напрямок, що базується на апараті якісних систем звичайних нелінійних диференціальних рівнянь із хаотичним режимом, який реалізується [90–104]. При цьому вкрай корисними виявилися поняття біфуркації й стійких і нестійких різноманіть. Серед додатків теорії, об'єднаних з натурними експериментами, варто особливо виділити дослідження турбулентних потоків типу Куетта–Тейлора, вивчення феномена хаосу в кліматичних часових рядах, астрофізичних моделях, гідродинаміці, економіці, медицині [1,98-104].

Паралельно з теорією хаосу, спочатку як окремий напрямок, а потім в органічному зв'язку з феноменом хаосу розвивався апарат фрактального й мультифрактального моделювання. Хоча фактично уявлення про фрактали було уведено ще в кінці 19 століття, тільки в 70-роках ХХ сторіччя Мандельброт [105] явно визначив фрактальні об'єкти як об'єкти із властивостями самоподоби. У теорії хаосу згадані вище дивні аттрактори фактично являють собою мультифрактальні об'єкти з відповідними геометричними структурами у фазовому просторі.

Однак спроби опису таких складних систем методами лінійного аналізу виявилися безуспішними. Наприклад, проста скалярна нелінійна система, відома під назвою логістичного відображення, й використана для моделювання біологічних популяцій [106], дає в результаті часовий ряд із такою ж самою автокорреляційною функцією, що і в білого шуму. Аналогічні результати отримані при аналізі ряду екологічних і еволюційних моделей. Тому виникає питання: чим же відрізняються хаотичні й стохастичні системи? Відповісти на

нього коротко зовсім непросто (див. [107]), хоча можна прийняти положення про те, що хаотичними є низькорозмірні системи з позитивними значеннями так званих показників Ляпунова. За останні два десятиліття з'явилася безліч досліджень у різних галузях науки, у яких положення теорії хаосу й фракталів застосовувалися до різних динамічних систем [86–153, 88–90, 92, 93, 103, 107–120, 170, 171]).

В попередній частині роботи (дивись [1,431-480]) нами вперше на основі нелінійних методів аналізу і теорії хаосу в динаміці антропогенного та радіоактивного забруднення природних середовищ, зокрема, радіоактивного, розроблений та адаптований принципово новий комплекс моделей (нові типи екологічних моделей: фрактально-геометричні та нелінійно-хаотичні моделі) для кількісного аналізу та оцінки впливу антропогенного (радіоактивного) навантаження на екологічний стан середовищ, реалізовані нові науково-методичні основи короткострокового прогнозування змінення концентрацій шкідливих домішок, забруднюючих радіоактивних речовин в природних середовищах. Крім того, розроблено низки принципово нових атомно-ядерно-квантових моделей щодо кількісного визначення ключових енергетичних та радіаційних характеристик різноманітних атомних елементів, ізотопів, ядерних ізомерів, які мають принципове значення для сучасної атомної енергетики, ядерно-фізичних досліджень, радіоекології тощо. Більш того, були сформульовані і обґрунтовані нові для прикладної екології, радіоекології та охорони навколишнього середовища принципи нелінійного моделювання концентрацій шкідливих домішок, забруднюючих радіоактивних речовин в природних середовищах з урахуванням антропогенних та радіоактивних факторів.

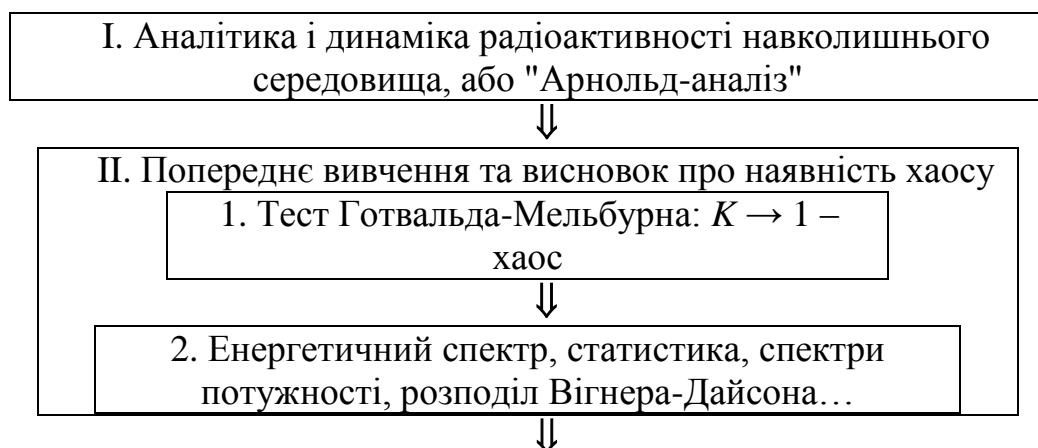
Шуканий комплекс моделей і нові принципи нелінійного моделювання у подальшому були успішно застосовані до аналізу часових рядів концентрацій забруднюючих речовин (нітратів, сульфатів, фосфатів) у водних басейнах Малих Карпат з виявленням і визначенням фрактальних розмірностей аттракторів, що дозволило вперше в світі створити в прикладній екології, гідроекології та

радіоекології тощо принципово нову, багато в чому унікальну модель відновлення та прогнозу у довгостроковій перспективі динаміки коливання та еволюційних змін полів концентрацій домішок. Стосовно гідроекологічних систем, особливо велике значення це має для тих водозборів, де дані про забруднення водного басейну мізерні. Використання теорії фрактальних множин дозволяє надійно та універсально передбачити та розрахувати динаміку еволюційних змін полів концентрацій шкідливих домішок в природних середовищах. Дуже важливою та актуальною задачею, для розв'язання якої є необхідною розробка нових, кількісно ефективних підходів до аналізу, моделювання та прогнозування екологічного стану та безпеки навколишнього середовища з урахуванням процесу переносу радіоактивних речовин, що ґрунтуються на теорії нелінійних фрустрірованих систем, передових фізико-хімічно-стохастичних моделях, теорії хаосу, фракталів, є кількісне дослідження динаміки переносу (міграції) у природних середовищах, зокрема, системах типу «грунт-атмосфера», радіонуклідів, зокрема, радону, цезію, йоду, стронцію (див. докладну характеристику властивостей, ядерно-фізично параметри різноманітних радіонуклідів, а також найбільш небезпечних радіоактивних відходів атомної енергетики, до яких відносять молодші актиніди і довгоживучі продукти поділу, що накопичуються в ядерному паливі при роботі реакторів в [1,353-355]). Саме цей клас задач розв'язується в даному розділі на прикладі кількісно адекватного аналізу, моделювання та вперше у світі прогнозування динаміки процесу розповсюдження радіоактивного радону в природних середовищах, для чого ми використали розроблений та адаптований нами принципово новий комплекс моделей (нові типи екологічних моделей: фрактально-геометричні та нелінійно-хаотичні моделі). Оскільки вказаний вище комплекс моделей докладно описаний в попередньому звіті по даній НДР, нижче ми наведемо тільки коротку базову свідку основних моделей та алгоритмів аналізу, обробки та прогнозування будь-якого часового ряду радіоактивних забруднюючих речовин у різних геосферах (див. таблицю 4.1).

Основні етапи застосування комплексу включають таке:

- А) Загальний якісний аналіз динамічної задачі типових радіоекологічних та гідроекологічних систем (у тому числі якісного аналізу з погляду звичайних диференціальних рівнянь, або «Арнольд-аналізу»);
- Б) Перевірка на наявність хаотичних (стохастичних) функцій і режимів (тест Готвальда-Мельбурна, метод кореляційної розмірності);
- В) Зниження фазового простору (вибір часової затримки, визначення простору вкладення методами алгоритму розмірності кореляції і алгоритму хибних найближчих сусідів);
- Г) Визначення динамічних інваріантів хаотичної системи (обчислення експоненти Ляпунова λ_α ; визначення розмірності Каплана-Йорка d_L і межі передбачуваності Pr_{\max} на основі передових алгоритмів);
- Д) Нелінійне передбачення (прогнозування) динамічної еволюції радіоекологічних та гідроекологічних систем.

Таблиця 4.1. Загальні компактна схема для розрахунку характеристик довкілля динаміки радіоактивності часових рядів та нелінійного аналізу, моделювання та прогнозування



Таблиця 4.1 (продовження)

Загальні компактна схема для розрахунку характеристик довкілля динаміки радіоактивності часових рядів та нелінійного аналізу, моделювання та прогнозування



Останній блок дійсно включає в себе нові методи й алгоритми нелінійного прогнозування, такі як методи прогнозованих траєкторій, стохастичних пропаторів і нейронних мереж моделювання, ренорм-аналізу з блоками поліноміальних наближень, вейвлет-розширення [1]). Справді, слід використовувати декілька алгоритмів на будь-якому етапі навчання. Природно, якщо сукупні і динамічні топологічні інваріанти (див [1]) однакові для двох обраних систем, та еволюції цих систем також підлягають тим же законам, у тому числі тих же або аналогічних систем диференціальних рівнянь. Цей факт дуже корисний, особливо з використанням таких нових методів і алгоритмів нелінійного прогнозування як методи прогнозованих траєкторій, стохастичних пропаторів і нейронних мереж з блоками поліноміальних наближень, вейвлет-розширення тощо [1].

4.2 Якісні особливості динаміки процесу розповсюдження радіоактивного радону в природних середовищах. Огляд.

Слід підкреслити, що перші роботи з дослідження динаміки розповсюдження радону в природних середовищах стосувалися його розповсюдження в підґрунтовому повітрі та ґрунтових водах. Один з перших історично обумовлених чинників полягає у необхідності розвідки радіоактивних руд. В подальшому ці дослідження формувалися у так званий еманацийний метод, основою якого є процес масо - переносу за рахунок механізмів дифузії (підкреслимо особливою, що мова тут йде про класичну невихрову дифузію) та адвекції радіоактивного радону.

Зазначимо, що радон (^{222}Rn) являє собою радіоактивний інертний газ з періодом напіврозпаду близько 3,8 днів, що, природно, виводиться з ґрунту (або інших джерел) в атмосферу завдяки спонтанному розпаду серії ^{238}U в земній корі, у т.ч. радію (^{226}Ra). Завдяки тривалому періоду напіввиведення, одноатомний газ радон може мігрувати через ґрунт і потрапляє в атмосферу, перш ніж втрачається в результаті радіоактивного розпаду. Звичайно, вважається, що основним

джерелом виведення радону є ексхаляція. Концентрація радону в атмосфері безпосередньо пов'язана зі швидкістю виведення радону з ґрунту [512-518]. Динаміка процесу розповсюдження залежить від декількох факторів, включаючи концентрацію базового батьківського нукліду (радій-226), характеристики ґрунту, термодинамічні параметри атмосфери (у т.ч. вологість, температура), а також зміну тиску навколишнього повітря. У мікроскопічному аспекті, як правило, радон утворюється всередині мінеральних зерен ґрунтів, й далі потрапляє в атмосферу за рахунок механізмів дифузії і конвекції. Відповідно перші роботи по кількісному опису розповсюдження радону природно включали розробку класичних достатньо спрощених дифузійно-адвективних моделей переносу радону в ґрунті та атмосфері, які фактично до теперішнього часу знайшли широке застосування у різних додатках, не дивлячись на очевидні недоліки, пов'язані із їх спрощеністю та кількісною неточністю. Наприклад, класична модель дифузії-адвекції радону не дозволяє пояснити аномальні сплески у поведінці підґрунтового радону у випадку однорідної геологічної структури і відсутності глибинних джерел та розломів. Пояснити даний ефект можна фрактальними властивостями середовища. Відомо, що фрактальні властивості середовища породжують більш інтенсивні процеси переносу. Неврахування вихрових (фрактальних) елементів у розповсюдження радону в конвективно-нестійкій атмосфері веде о значних кількісних погрішностей. Математичний апарат по вивченню середовищ із фрактальними властивостями добре розвинутий, але його застосування до задач переносу радону та інших радіонуклідів, у т.ч. виникаючих в результаті аварій у сховищах радіоактивних відходів, АЕС тощо, ще на достатньо адекватному, кількісному рівні не розглядалося, і тому становить великий науковий інтерес.

У останні десятиліття спостерігається значне збільшення робіт по дослідженню динаміки радона особливо в галузях геодинаміки (справа у тому, що відповідна інформація закладає основу для розгляду радону у якості індикатора напружено-деформованого стану геосередовищ та подальшого використання у фізиці землетрусів). З іншого боку, використання моделей

масопереносу у галузі радіоекології та радіаційної безпеки дозволяє вивчати перенос радіонуклідів, у тому числі радіоактивного радону, в атмосферу із сховищ радіоактивних відходів, та прогнозувати шляхи їх подальшого розповсюдження.

Різноманіття задач, розв'язання яких потребує подальшого розвитку моделей переносу радону та інших радіонуклідів (у т.ч. радіоактивного стронцію, цезію, йоду, радіоактивних актинідів, та ін..) у різних середовищах і системах визначає надто високу актуальність роботи у цьому напрямку..

Відзначимо далі ще декотрі принципово важливі роботи, в яких вивчалася динаміка процесу переносу радону (див. [512-533]), зокрема, транспортні механізми радону з ґрунту в атмосферу вивчався Nazaroff (1992). Також було показано, що динаміка планетарно-прикордонного шару (ППШ) має вирішальний вплив на обмін енергії, вологи, змінення імпульсу руху та концентрацій забруднюючих речовин в системі «поверхня-атмосфера» (Seidel та ін. 2010, Behrendt та ін. 2011, Pal та Devara 2012, Lac та ін. 2013, McGrath-Spangler and Denning 2013, Lee та ін. 2015). У вказаних роботах звичайно вводиться так званий шар змішування (ШЗ), який переважно використовується для позначення шару з повним або неповним процесом змішування в ППШ. Фактично, концентрація радону в атмосфері неминуче залежить від вертикального перемішування завдяки відповідним процесам переносу у ППШ. Добре відомо, що ППШ має чітко визначену структуру в регіонах високого тиску над сушею, яка еволюціонує з часом: дуже турбулентний в денний час шар радикально змінюється у сенсі динаміки після заходу Сонця, утворюючи залишковий шар і відносно стабільний нічний прикордонний шар. Змішування, внаслідок турбулентності може, в деякій мірі, мати місце в нічному прикордонному шарі.

На даний момент у наявності є все більше число натурних спостережень, які показують, що змішування прикордонного шару може мати різні характеристики в різних середовищах (див. [512-518]; особливо слід відзначити роботи Barlow та ін. 2011, Schween та ін. 2014; Vakkari та ін. 2015).

В той же час завдяки тому, що радон є хімічно інертним і його транспортування в атмосфері в тому числі залежить від процесу радіоактивного розпаду, радон вже давно розглядається як корисний трасер при вивченні вертикального перемішування в ППШ (див. [512-518]; особливо слід відзначити роботи Jacobi та André 1963, Guedalia та ін. 1980, Kritz 1983, Sesana та ін. 2003, Grossi та ін. 2012, Pal 2014). Pal та ін. (2015) досліджували мінливість ППШ атмосфери з використанням радону в якості трасеру. Нещодавно Griffiths та ін. (2013) повідомили про використання даних по радону для поліпшення визначення висоти ППШ на основі натурних спостережень з використанням лідару зворотного розсіювання.

На кінець, дуже важливо відзначити, що радон також є ефективним чинником при розробці і тестуванні кліматичних і транспортно-хімічних моделей (Jocab та Prather 1990, Forster та ін. 2007, Zhang та ін. 2008). Кілька корисних застосувань даних по радону в атмосферному трасуванні також були узагальнені Williams та ін. (2011).

Однак всі перелічені дослідження були засновані головним чином на відносно короткострокових часах спостережень, та фактично у більшості випадків лінійних моделях аналізу та моделювання, внаслідок чого отримані результати, хоча авжеж і є корисними, тем не менш характеризуються відсутністю довгострокової надійності по добовій та сезонній мінливості динаміки флуктуацій атмосферної концентрації радону, особливо з точки зору урахування вертикального та просторового перемішування.

Виключенням є дуже важлива робота Xuemeng Chen та ін.. [512], в якій автори провели спостереження та аналіз динаміки мінливості концентрації атмосферного радону з урахуванням вертикального переміщення та просторового переносу повітря на станції SMEAR II (61° 51'N, 24° 17'E, 181 м над рівнем моря; біля м. Нуутиälä, південна Фінляндія). Дослідження було засноване на наборах даних радону і метеорологічних змінних, зібраних в період 2000-2006 рр. Основною метою цього дослідження було отримання довгострокових наборів даних мінливості концентрації атмосферного радону, а також моделювання

характеристик ППШ із з'ясуванням особливостей руху повітряних мас, що впливають на мінливість концентрації (яка спостерігається) атмосферної радону в навколишньому середовищу північної Європи.

Саме ці дані взяти нами за основу при застосуванні розвинутого нами нового удосконаленого хаос-геометричного формалізму нелінійного аналізу, прогнозу [1], який успішно застосований до дослідження динаміки змін концентрацій забруднюючих речовин в гідроекологічних (нітратів, сульфатів, фосфатів в водозборах Малих Карпат).

Далі ми наведемо наші оригінальні результати кількісного нелінійного аналізу, моделювання та вперше в світі прогнозування динаміки флуктуацій мінливості концентрації атмосферного радону (фактично формалізм є універсальним і може бути застосований для кількісного моделювання та прогнозування динаміки флуктуацій концентрацій будь-яких радіоактивних речовин у атмосфері та інших природних середовищах) у південній Фінляндії. Дуже важливо, що отримані результати особливо по прогнозуванню динаміки флуктуацій мінливості концентрації атмосферного радону демонструють високу ефективність та надійність розвинутого нами апарату.

4.3 Аналіз, моделювання та прогнозування динаміки флуктуацій мінливості концентрації атмосферного радону на основі нових моделей та технологій з використанням хаос-геометричного формалізму

4.3.1 Набор даних спостережень щодо по мінливості концентрації атмосферного радону біля м. Нуутиälä (Південна Фінляндія)

Вимірювання концентрацій радону на станції SMEAR II 61° 51'N, 24° 17'E, 181 м над рівнем моря; біля м. Нуутиälä, південна Фінляндія) було виконано групою фахівців Фінського метеорологічного інституту (FMI) і фактично було інтегровано в довгострокову систему вимірювань. Метеорологічні дані (характеристики вітру, температура повітря тощо) були отримані одночасно.

Безперервні вимірювання виконувались протягом 2000-2006 рр. на сьомі висотах (від 4,2 м до 127 м).

Для ретельного вивчення зв'язку між змінами концентрації атмосферного радону, вертикального і просторового перемішування, а також характеристик ППШ використано модель Європейського центру середньострокових прогнозів погоди (ЕЦСПП) метеорологічної системи архівування та пошуку (MARS). Концентрація атмосферного ^{222}Rn визначалась шляхом вимірювання бета-активності на частинках атмосферного аерозолі за допомогою радон-монітору. Технологічно для детектування бета-частинок використовувався прилад з парою циліндричних лічильників Geiger-Müller, розміщених у свинцевих щитках. Регістрація бета частинок проводилася кумулятивно через 10-хвилинні інтервали. Ефективність детектування складала 0.96% та 4.3% для бета випромінювання від ^{214}Pb та ^{214}Bi відповідно. Оцінка 1- σ статистичного підрахунку $\pm 20\%$ для стабільної концентрації ^{222}Rn (1 Бк/м³). Середньодобові значення концентрації атмосферного ^{222}Rn знаходились в діапазоні від $<0,1$ до 11 Бк м⁻³. Фактично нижня границя цього діапазону була обмежена апаратною межею детектування радон-монітору. Відповідні дані задовольняли лог-нормальному розподілу із середнім геометричним 2,5 Бк м⁻³ (стандартне геометричне відхилення 1,7 Бк м⁻³). Середнє геометричне значення для середньодобових концентрацій радону щороку складало від 2,3 до 2,6 Бк м⁻³. В цілому на протязі 2000-2006рр. як щогодинні, так й щоденні значення параметру, який відповідає концентрації радону, коливалася приблизно від 1 до 5 Бк м⁻³. Слід відзначити, що подібні дані були отримані також Pal та ін. (2015) при спостереженні змінення концентрацій атмосферного радону й в Центральній Європі. Аналіз даних виявив чіткий добовий цикл концентрації атмосферного радону з максимумом вранці і мінімум у другій половині дня у період з березня по жовтень щороку.

На рисунку 4.1 наведений розподіл щодобової середньої концентрації атмосферного радону, C_{Rn} , на протязі 2000-2006 років [512].

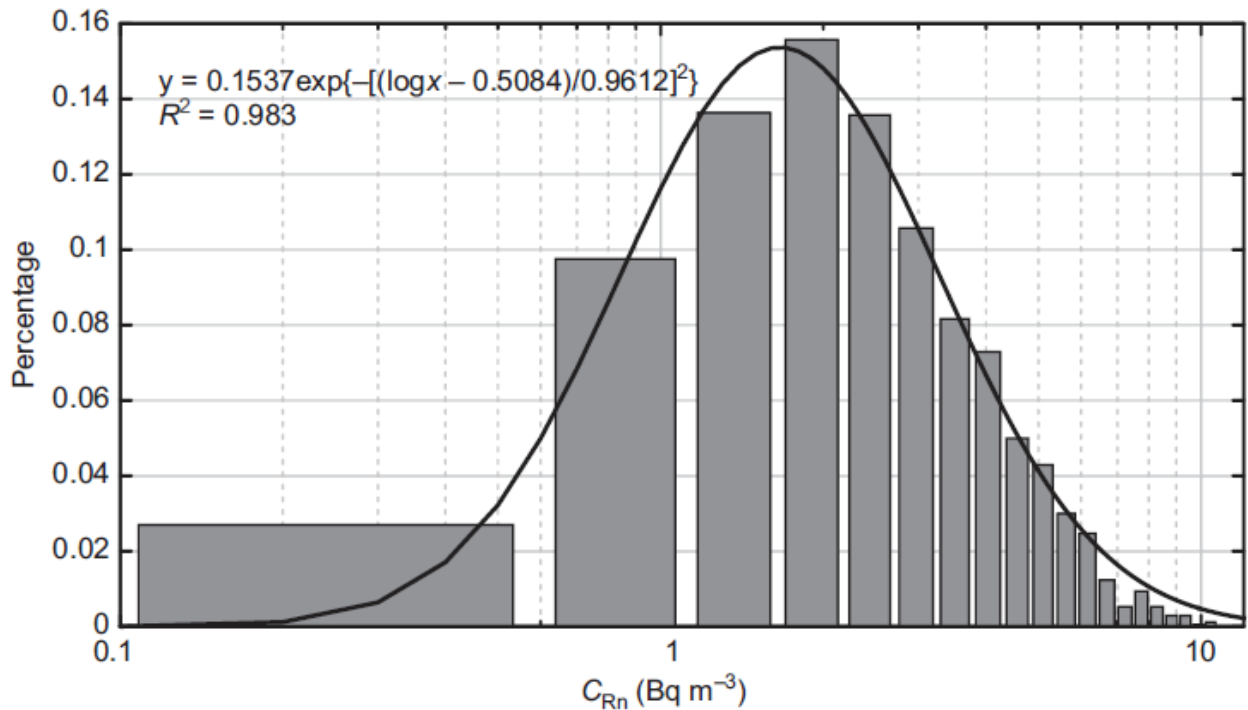


Рисунок 4.1 - Статистичний розподіл добової середньої концентрації атмосферного радону, C_{Rn} , на 2000-2006 роки (логнормальний фітинг; безперервна лінія)

На рисунку 4.2 наведені дані по щогодинній середній концентрації радону (C_{Rn}) в різні місяці на протязі 2000-2006 рр., а на рисунку 4.3 наведена часова залежність флуктуації щоденної середньої концентрації атмосферного радону (C_{Rn}), яка відповідає дворічного інтервалу [512].

На рисунку 4.4 наведені дані щодо концентрації атмосферного радону (C_{Rn}) на протязі 2003-2006 рр. в залежності від (а) змодельованої висоти ПШШ і (б) температури повітря ($T_{пов}$)°C [512].

Загалом, середня концентрація радону знаходиться в зворотній залежності від глибини змішування в ПШШ. В той ж час, згідно з [512], спостерігалось плато на висоті шару від 1500 до 2500 м, що одночасно збіглося з підвищенням температури повітря.

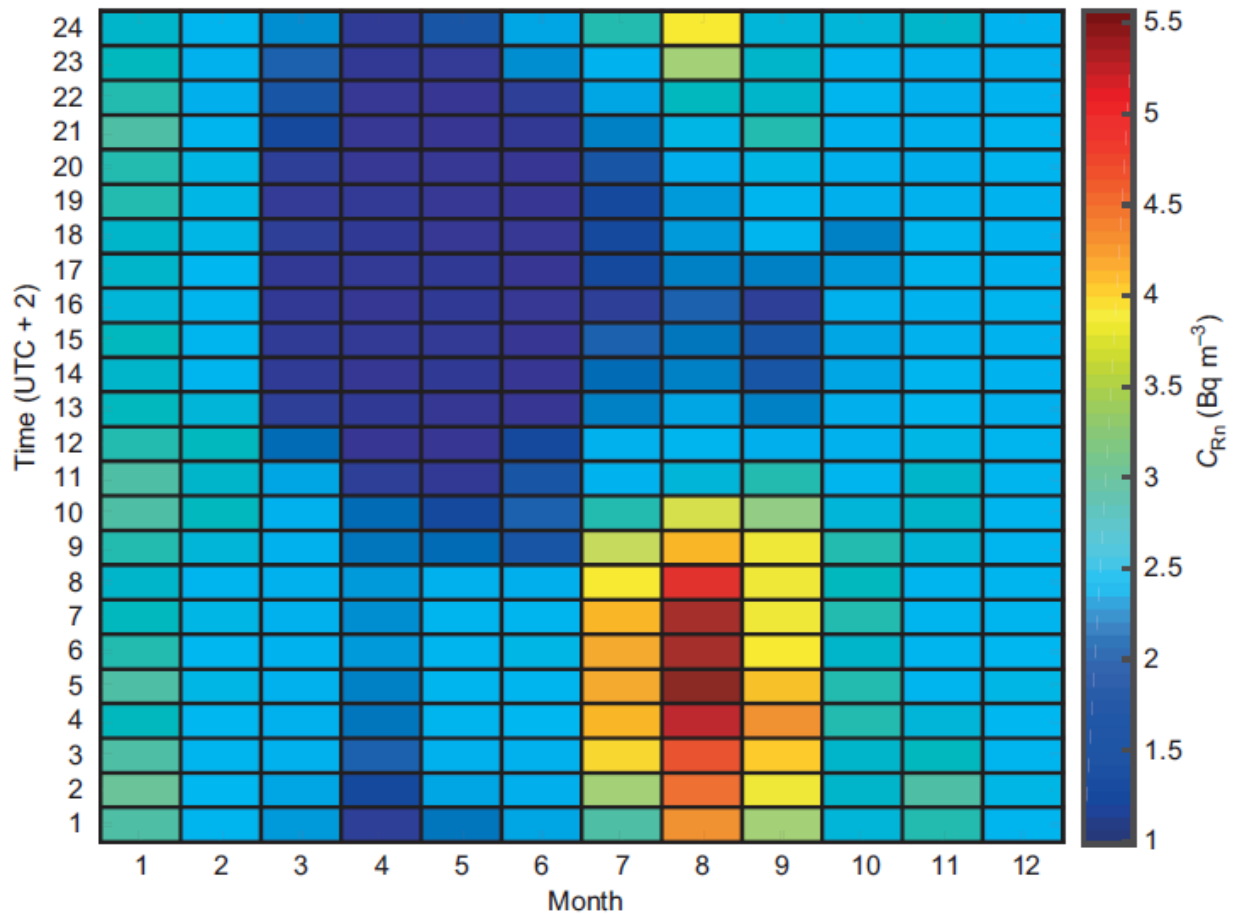


Рисунок 4.2 – Дані по щогодинній середній концентрації радону (C_{Rn}) в різні місяці на протязі 2000-2006 рр. [512]

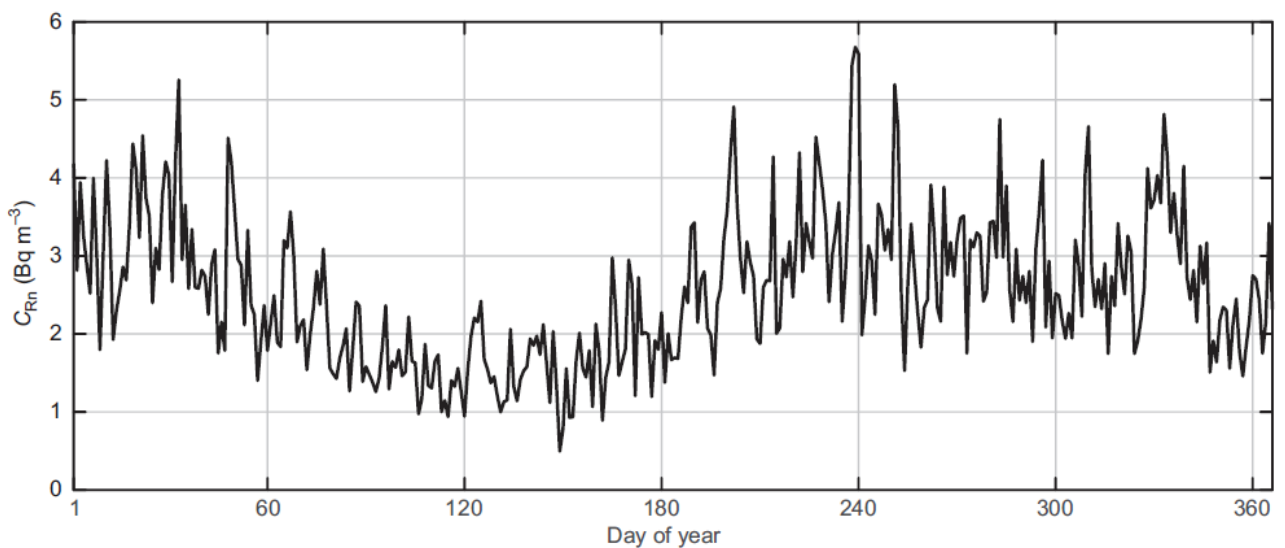


Рисунок 4.3 - Часова залежність флуктуації щоденної (щогодинної) середньої концентрації атмосферного радону (C_{Rn}), яка відповідає дворічного інтервалу.

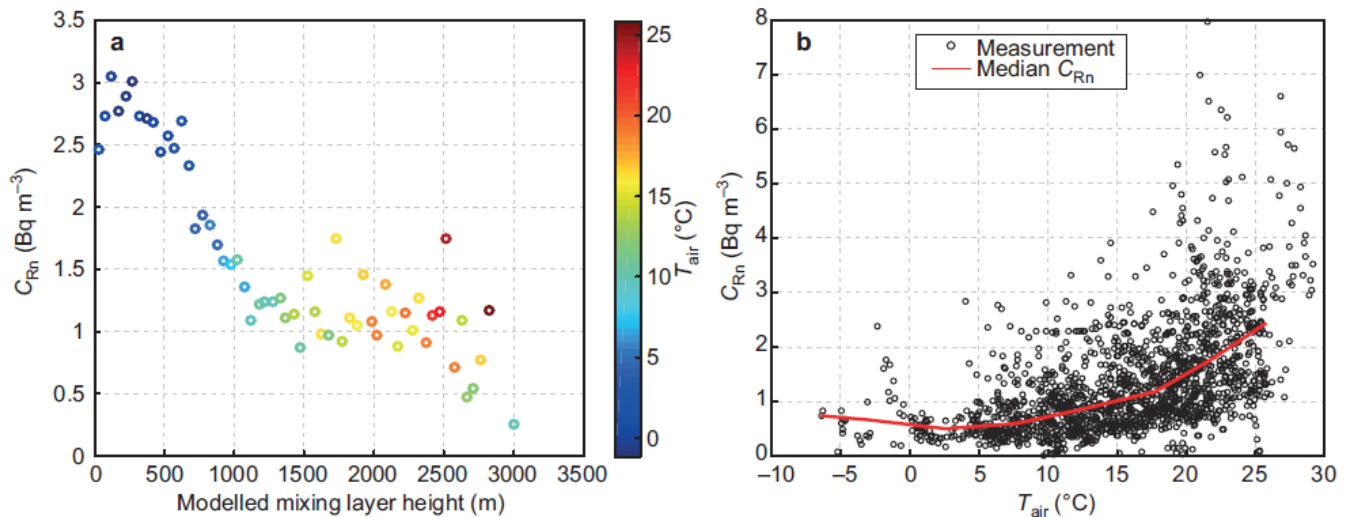


Рисунок 4.4 - Концентрація атмосферного радону (C_{Rn}) на протязі 2003-2006 рр. в залежності від (а) змодельованої висоти ППШ і (б) температури повітря ($T_{пов}$) $^{\circ}C$.

Ця ситуація склалася в результаті як посиленого виходу радону з ґрунту у зв'язку із підвищенням температури, а також потовщення ШЗ. Протягом зимових місяців, концентрація ^{222}Rn була відносно високою; при цьому добові змінення були дуже малими. Радон накопичувався поблизу поверхні як наслідок відсутності сонячної радіації, а потім відновлювався за рахунок вертикального переміщення повітря. Пізніше навесні рівень концентрації знижується, коли перемішування посилюється внаслідок збільшення сонячної радіації. Мінімальний рівень концентрації спостерігався в кінці весни, коли в денний час рух конвективного повітря розбавляв радон у повітрі у більшому обсязі; одночасно, в цей період потік радону з ґрунту в атмосферу був на сезонному мінімумі через високий вміст вологи в ґрунті із-за танення снігу. В кінці літа, добові варіації концентрації атмосферного радону знаходилися в максимумі через часті нічні приземні інверсії та одночасно високому вихід радону з поверхні в атмосферу. Останній фактор, в свою чергу, пов'язаний з низьким вмістом вологи в ґрунті, особливо в поверхневому шарі. Докладні дані по щогодинній середній концентрації радону (C_{Rn}) в різні місяці на протязі 2000-2006 рр., дані по залежності від висоти ППШ, температури повітря наведені в [512].

4.3.2 Результати нелінійного аналізу динаміки змінення концентрації атмосферного радону (Південна Фінляндія, 2000-2006).

Наведемо далі результати аналізу, моделювання та прогнозування динаміки змінення концентрації атмосферного радону (Південна Фінляндія, 2000-2006рр.) на основі розробленого та адаптованого принципово нового комплексу моделей (фрактально-геометричні та нелінійно-хаотичні моделі) [1].

По-перше, розглянемо спектр Фур'є для часового ряду концентрацій радону за період 2000-2006гг. [512]. Як звичайно, з метою більш наочного представлення результатів, рисунки, як приклад, будуть наведені тільки для цього часового ряду, а для решти часових рядів - будуть зведені в таблиці. Беручи до уваги нерегулярний характер змін концентрацій радону, недивно що спектр Фур'є (рис.4.5) виглядає таким же, як і у випадку випадкового процесу, тобто існує можливість застосування методів теорії хаосу і подальшого коротко-довгострокового прогнозування на основі нелінійних алгоритмів для концентрацій радону. Подібна картина характерна і для решти часових рядів, описаних вище.

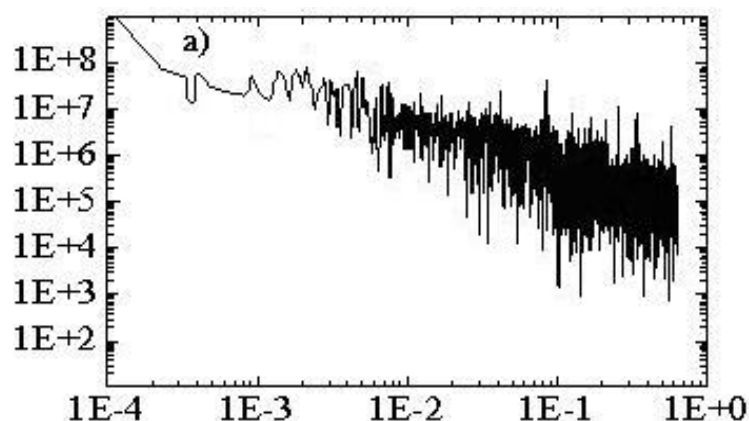


Рисунок 4.5 - Спектр Фур'є концентрацій радону (2003).

Вісь X - частота, вісь Y – енергія

Далі, в межах хаос-геометричного підходу виникає потреба у відновленні фазового простору, для чого потрібно знайти значення часової затримки за

допомогою автокореляційної функції або взаємної інформації відповідно. На рис. 4.6 показаний результат цих розрахунків для часового ряду концентрацій радону в період 2000-2006гг. Загальна кількість точок - 52 560. Однак, перед тим як зробити остаточний вибір часової затримки, як звичайно, наведемо кілька зауважень по використанню методу автокореляційної функції, які відносяться, насамперед, до деякої невизначеності цього методу. Як уже згадувалося в [1], для відновлення фазового простору важливим є визначення часової затримки, так як тільки оптимальний вибір дає найкраще поділ сусідніх траєкторій всередині мінімального фазового простору вкладення. Якщо τ занадто мало, то значення кореляційної розмірності буде недооцінене, а якщо τ занадто велике - переоцінене. Тому завдання вибору належної тимчасової затримки вирішувалася в багатьох роботах за допомогою різних методів.

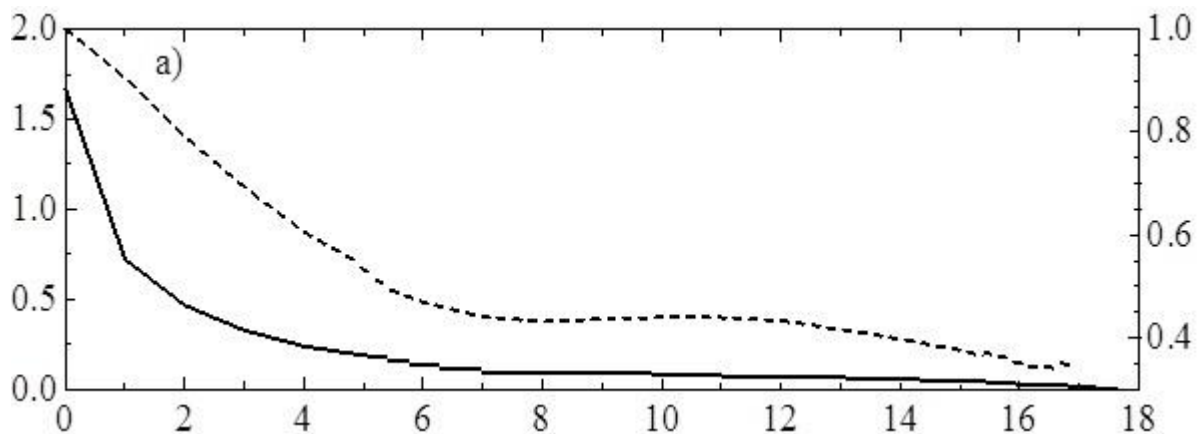


Рисунок 4.6 - Взаємна інформація (вісь Y ліворуч, суцільна лінія) і автокореляційна функція (вісь Y праворуч, пунктир) залежно від часової затримки (вісь X) для концентрацій радону за 2005р.

Нагадаємо, що метод автокорреляційної функції застосовується дуже часто, насамперед, через його простоту. Звичайний алгоритм полягає у тому, що в якості τ беруться ті значення часової затримки, для яких автокореляційна функція перший раз перетинає нуль. В інших підходах розглядається тимчасова затримка, на якій автокореляційна функція досягає деякого значення, наприклад

0,1 або 0,5. Тут, як раз, і криється невизначеність: яке значення автокореляційної функції вибрати - 0, 0,1 або 0,5? Для деяких аттракторів не є суттєвим, який з згаданих методів використовується. Наприклад, для класичної хаотичної системи Ресслер всі підходи дають значення τ , приблизно рівне однієї чверті середнього періоду орбіти. Однак для деяких інших аттракторів величина τ може в значній мірі залежати від застосованого методу. Тому, завжди корисно підтвердити дані, отримані для τ на основі методу автокореляційної функції, відповідними результатами на основі методу взаємної інформації.

У таблицю 4.2 зведені всі отримані результати для часової затримки в інтервалі від 1 до 1000. Відзначимо, що навіть у цьому випадку автокореляційна функція тільки лише для одного часового ряду з чотирьох стала менше нуля (див. Таблицю 4.2). Відзначимо також, що спостерігається деяке розмежування між часовими рядами, пов'язане з довжиною і дискретністю часових рядів.

Таблиця 4.2. Величини часової затримки (τ) залежно від різних значень автокореляційної функції (C_L) і першого мінімуму взаємної інформації ($I_{\min 1}$) для часового ряду концентрацій радону

Рік	$C_L = 0$	$C_L = 0,1$	$C_L = 0,5$	$I_{\min 1}$
2001	–	244	38	12
2002	–	248	44	17
2003		247	42	15
2004	–	246	40	14
2005	–	248	44	16
2006	–	245	39	13

Додамо також, що, хоча можна вибрати в якості τ часову затримку, на якій автокореляційна функція перший раз перетнула 0,1, однак цей вибір навряд чи буде вдалим. Відомо, що при великих τ аттрактор може відновлюватися не дуже

добре. Для подальшого аналізу часових рядів концентрацій радону за допомогою методів теорії хаосу вибрано τ , при якому взаємна інформація досягає свого першого мінімуму, як це рекомендується в [1].

Тепер проведемо чисельні експерименти з відновлення розмірності фазового простору (d_E), використовуючи при цьому метод кореляційної розмірності і алгоритм помилкових найближчих сусідніх точок за відповідними формулами. Як зазначалося у попередньому розділі, для знаходження кореляційної розмірності d_2 необхідно обчислити кореляційні інтеграли $C(r)$ для різних розмірностей вкладення.

Результати виконаного розрахунку для радону за період 2000-2006 рр. представлені на рис. 4.7. Кореляційна розмірність визначається кутом нахилу кривої $C(r)$ до осі X . На рис. 4.7 цей кут досить великий і, відповідно, кореляційна розмірність для відповідного часового ряду також є великою. З іншого боку, криві $C(r)$ близькі до прямих ліній в не дуже широкому діапазоні r , тобто середньоквадратична підгонка прямою лінією виконується не

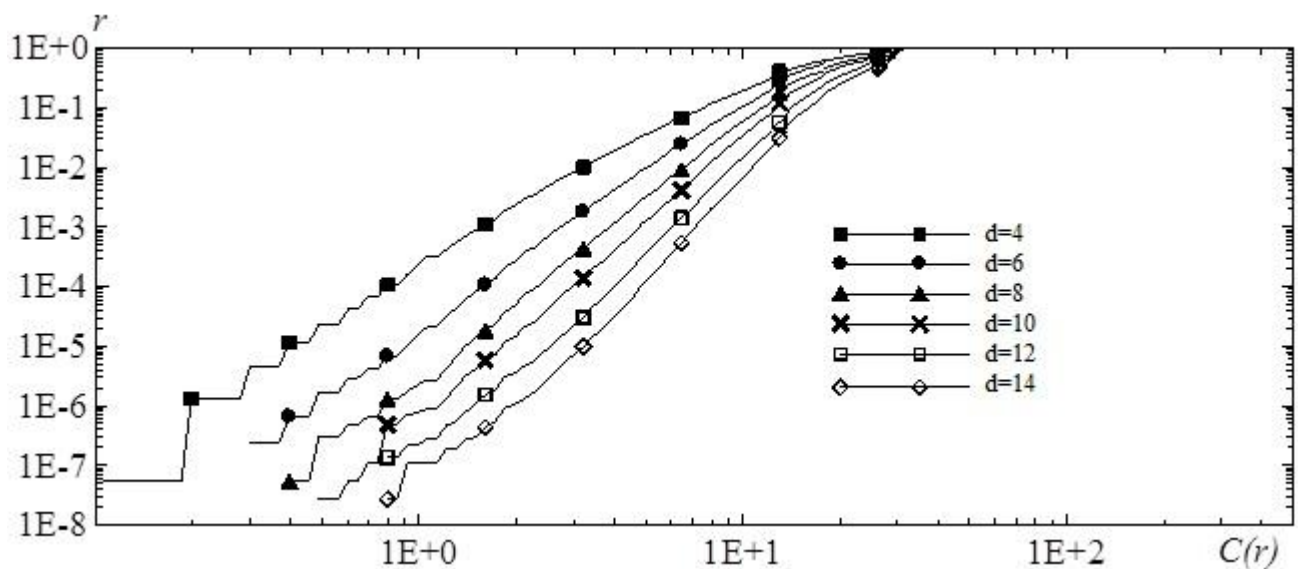


Рисунок 4.7 - Залежність кореляційного інтеграла $C(r)$ від радіуса r при різних значеннях розмірностей вкладення d для радону (2000 – 2006рр.) надто точно.

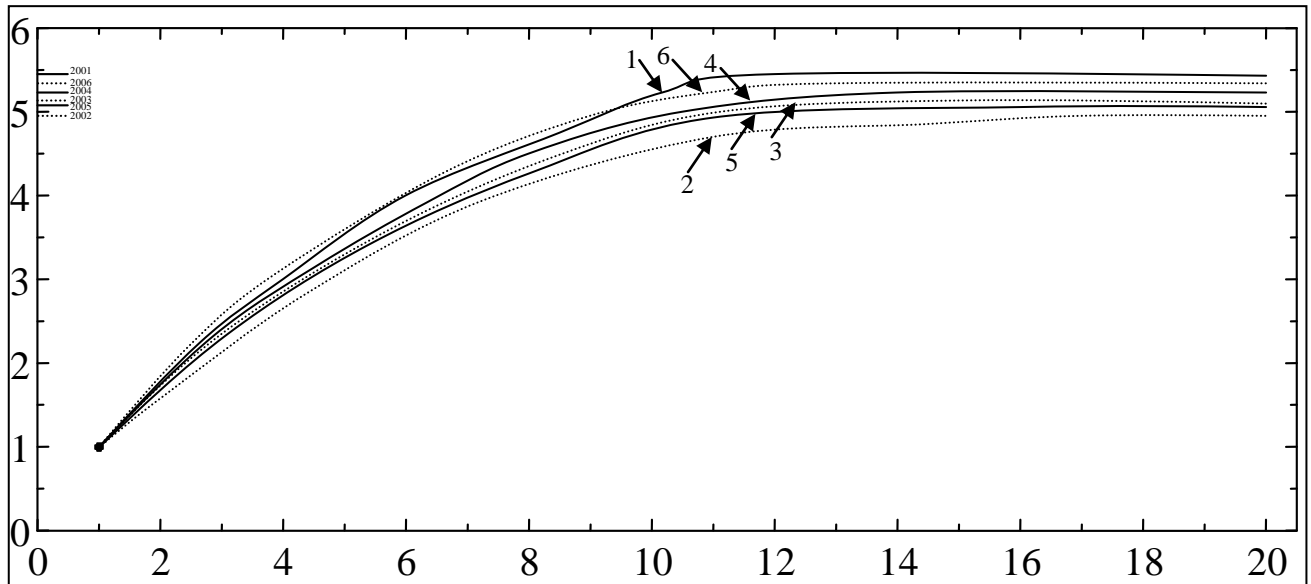


Рисунок 4.8 - Залежність кореляційної розмірності (вісь Y) від розмірності вкладення (вісь X) для концентрацій радону за період 2000 – 2006рр.: 2001 – 1, 2002 – 2, 2003 – 3, 2004 – 4, 2005 – 5, 2006 – 6.

Кореляційна розмірність аттрактора (d_A) визначається як значення кореляційної розмірності, при якому вона не змінюється при збільшенні розмірності вкладення. На рис. 4.8 представлені відповідні криві, аналіз яких показує, що значення насичення d_2 для концентрацій радону за термін 2000-2006рр. становить 5,2 і було досягнуте при розмірності вкладення d_s , що дорівнює 14.

Далі, перед тим, як обговорити результати відновлення розмірності аттрактору на основі методу кореляційної розмірності, наведемо також аналогічні результати за алгоритмом помилкових найближчих сусідніх точок (рис. 4.9).

Розмірність аттрактору в цьому випадку визначалася як розмірність вкладення, в якій кількість помилкових найближчих сусідніх точок становило менше 3% . За результатами цього алгоритму, розмірність аттракторів для концентрацій нітратів становить 6. Так як найближче ціле число, яке більше, ніж кореляційна розмірність, може розглядатися як мінімальна розмірність фазового простору, необхідного для вкладення аттрактору, то цей метод при аналізі часового ряду

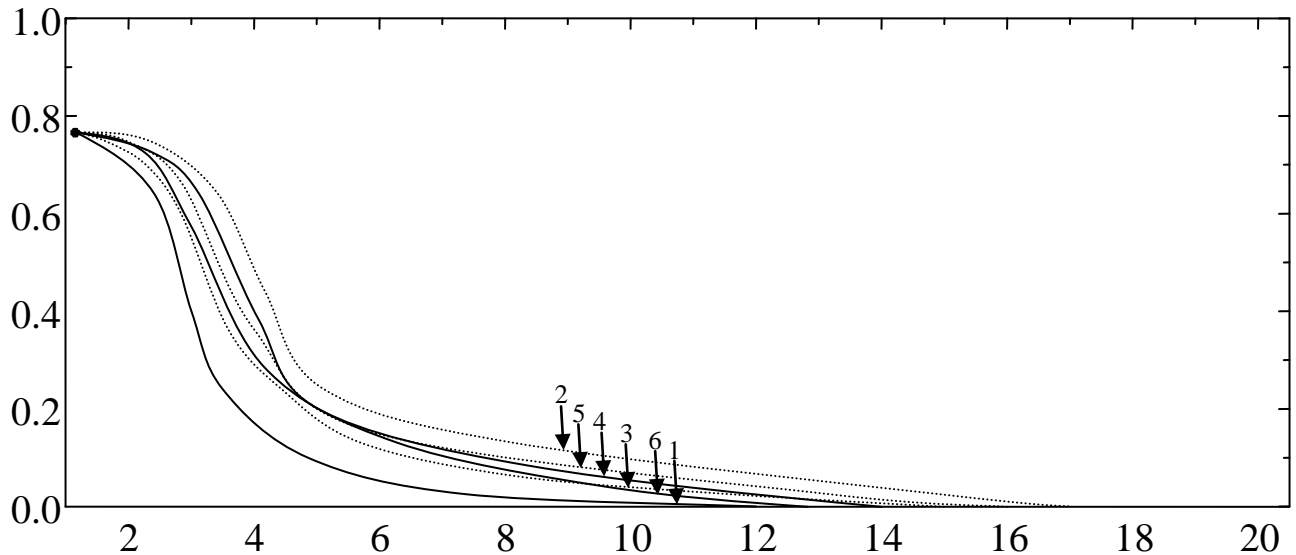


Рисунок 4.9 - Залежність кількості помилкових найближчих сусідніх точок (вісь Y ; частки) від розмірності вкладення (вісь X) для концентрацій радону за період 2001-2006рр.: 2001 – 1, 2002 – 2, 2003 – 3, 2004 – 4, 2005 – 5, 2006 – 6.

концентрацій радону дав таку ж розмірність аттрактору, що й алгоритм помилкових найближчих сусідніх точок. Відзначимо ще одну цікаву особливість величин, визначених за методом кореляційної розмірності. Вважається, що значення розмірності вкладення, при якому має місце насичення кореляційної розмірності, може розглядатися як максимальна розмірність фазового простору, достатня для опису руху аттрактору. Більш того, розмірність фазового простору вкладення дорівнює кількості змінних, що беруть участь в еволюції динаміки системи. Тому згадані вище результати вказують на те, що для концентрацій радону за період 2000 – 2006рр. мінімальна необхідна кількість змінних дорівнює 6, а достатнє середнє число змінних дорівнює 14.

У таблиці 4.3 зведені усі результати з відновлення аттракторів, а також розрахунку показника хаотичності системи K за відповідною формулою і глобальних розмірностей Ляпунова за відповідним виразом (відповідно для рядів концентрацій радону за 2001-2006 рр). Відзначимо також, що довжина і дискретність часових рядів в таблиці 4.3 є однаковими, і для кожного часового ряду часовий крок становить 1 добу.

Таблиця 4.3 Часова затримка (τ), кореляційний розмірність (d_2), розмірність простору вкладення (d_E), показники Ляпунова (λ_i), ентропія Колмогорова (K_{ent}), розмірність Каплана-Йорка (d_L), границя передбачуваності (Pr_{max}) і показник K_{ch} для концентрацій радону

Рік	τ	d_2	d_E	λ_1	λ_2	K_{ent}	d_L	Pr_{max}	K
2001	12	5,48	6	0,0182	0,0058	0,024	5,36	42	0,80
2002	17	4,98	5	0,0168	0,0042	0,021	5,01	48	0,81
2003	15	5,17	6	0,0173	0,0049	0,022	5,07	45	0,82
2004	14	5,26	6	0,0177	0,0052	0,023	5,15	44	0,81
2005	16	5,12	6	0,0171	0,0048	0,022	5,04	45	0,84
2006	13	5,38	6	0,0179	0,0056	0,024	5,27	43	0,81

Нагадаємо, що показник K тесту Готтвода та Мелбена приймає значення від 0 (регулярність) до 1 (хаос). Як вказували автори цього тесту, величини, відмінні від нуля, є показниками хаотичності процесу. У нашому випадку значення K у всіх випадках перевищують 0,8, тобто розглянуті часові ряди схильні до впливу хаотичної динаміки.

Можна також відзначити, що розмірність Каплана-Йорка, яка також є одним з показників розмірності аттрактору, у всіх випадках менше, ніж використовувана нами розмірність d_E , а це також може служити одним з показників правильності нашого вибору. Зупинимось тепер на результатах розрахунку спектра розмірностей Ляпунова. Так як швидкість перетворення сфери в еліпсоїд по різних осях визначається λ_i , то ясно, що чим менше сума позитивних значень, тим більш стійкою є динамічна система. Відповідно, це збільшує її передбачуваність. Наявність для кожної з систем двох (з чотирьох-шести) позитивних значень λ_i говорить про те, що в шести-(чотирьох-) вимірному просторі система розширюється уздовж двох осей і звужується вздовж

тих, що залишилися. Сума позитивних значень λ_i визначає ентропію Колмогорова, яка є обернено пропорційною до границі передбачуваності.

Найбільшим ступенем передбачуваності володіють часові ряди концентрацій радону за 2003-2005рр., а в інших випадках границя передбачуваності дещо менше. Така передбачуваність є цілком достатньою для прогнозу забруднення. Наприклад, за даними Цоніса і Елснер (див., напр., [134]) границя передбачуваності середньомісячних індексів Південного колювання не перевищує 3-х місяців. Для того, щоб перевірити, наскільки добре було визначено наявність хаотичного режиму в тимчасових рядах, застосуємо так званий метод «заміщених даних» суть якого може бути коротко описана таким чином.

У цьому методі використовуються сурогатні дані, створені таким чином, щоб зберігалася імовірнісна структура, що лежить в основі оригінального набору даних. Це означає, що сурогатні дані мають деякі властивості, такі як середнє значення, середньоквадратичне відхилення, функція розподілу ймовірностей, спектральна функція і т.д., такі ж, як і вихідні дані, але на них накладається обмеження їх випадковості. Останнє може бути дотримане, якщо виконується конкретна нульова гіпотеза. У нашому випадку, нульова гіпотеза полягає у можливості лінійного процесу і метою є відхилення гіпотези, що вихідні дані породжені лінійним стохастичним процесом. Відхилення нульової гіпотези можна зробити, наприклад, ґрунтуючись на результатах розрахунку кореляційної розмірності. Якщо отримана для сурогатних даних кореляційна розмірність істотно відрізняється від отриманої за вихідними даними, то це і може бути причиною відхилення нульової гіпотези. Це, в свою чергу, означає, що вихідний ряд може розглядатися як хаотичний (див. [2,9,10]).

Розглянемо показник, який має служити критерієм відхилення нульової гіпотези. Нехай Q_{orig} відноситься до кореляційної розмірності, розрахованої за вихідним рядом, а Q_{si} - розрахованої за i -м сурогатним рядом, отриманим при нульовій гіпотезі. Нехай, також, μ_s і σ_s позначають, відповідно, середню

величину і середньоквадратичне відхилення для Q_s . Тоді ступінь значущості S задається за допомогою

$$S = \frac{|Q_{orig} - \mu_s|}{\sigma_s}$$

Якщо величина S приблизно дорівнює 2, то вона не може розглядатися як дуже значна, тоді як $S \sim 10$ є досить значною. Найбільш часто використовуваним варіантом нульової гіпотези є такий, що сурогатні дані є автокоррельованим Гауссовим шумом. Подробиці про завдання нульової гіпотези і створення сурогатних даних можна знайти в літературі (див. [1]). На рис. 4.10 видно, що в середньому для тридцяти реалізацій сурогатних рядів не відбувається насичення кореляційної розмірності, що спостерігається для вихідних часових рядів. Іншими словами, часові ряди концентрацій радону за період 2000-2006 рр., можуть розглядатися як хаотичні.

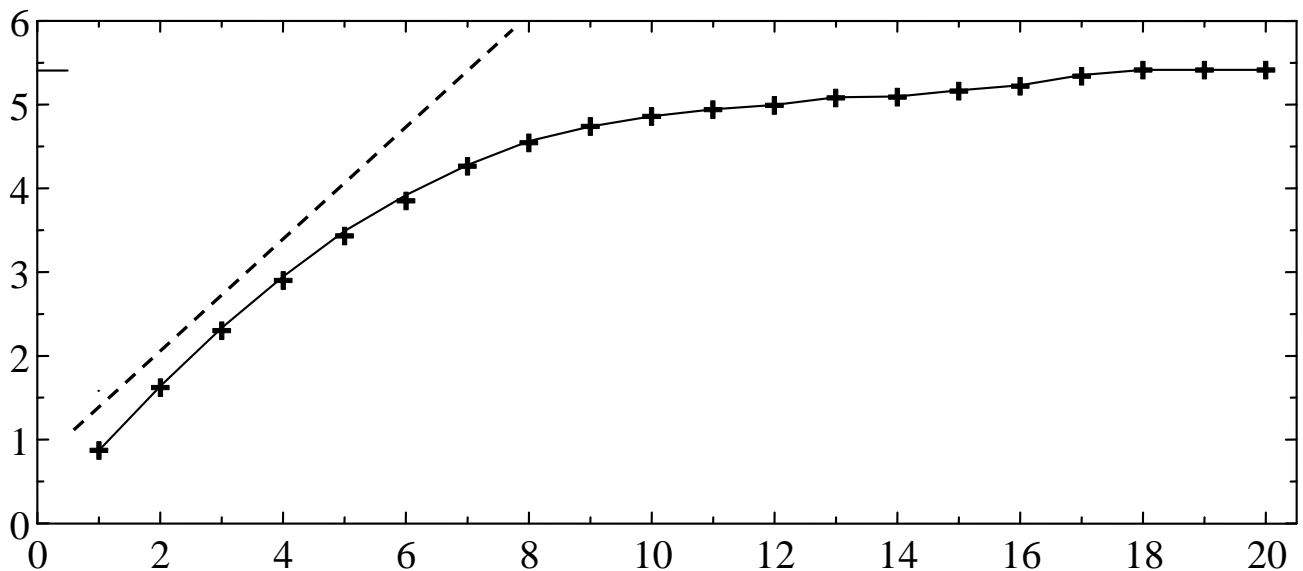


Рисунок 4.10 - Залежність кореляційної розмірності (вісь Y) від розмірності вкладення (вісь X) для концентрацій радону за 2001р. (суцільні лінії - вихідні ряди, пунктирні - сурогатні дані)

У таблиці 4.4 наведені величини параметра S для різних розмірностей вкладення; дані цих таблиць підтверджують, що отримані нами результати є значущими.

Таблиця 4.4. Параметр значимості (S) для часових рядів концентрацій радону (біля м. Нуутиälä, Південна Фінляндія) для деяких розмірностей вкладення

$m=3$	$m=4$	$m=5$	$m=6$	$m=7$	$m=8$	$m=10$
2,3	3,8	5,3	6,4	6,1	5,9	4,8

Таким чином, проведений аналіз повністю підтвердив коректність наших результатів про наявність хаотичного режиму у розглянутих часових рядах i , відповідно, висновок, що до них можна коректно застосовувати метод нелінійного прогнозу.

4.3.3 Результати прогнозування динаміки зміння концентрації радіоактивного радону біля м. Нуутиälä, Південна Фінляндія

Для використання методу нелінійного прогнозу необхідно вирішити ще одну задачу, яку можна сформулювати так: скільки найближчих сусідніх точок (NN) потрібно взяти, щоб результати прогнозу були задовільними.

Для вирішення цього завдання можна попередньо зробити кілька оцінок для різної кількості NN, а потім розрахувати коефіцієнт кореляції між фактичними і прогностичними даними (див. [1]). Як правило, коефіцієнт кореляції збільшується, досягаючи якогось максимуму.

У нашій роботі цей підхід був використаний для прогнозу на інтервал часу, що дорівнює границі передбачуваності кожного з розглянутих часових рядів, для 10% останніх точок часових рядів концентрацій радону за дворічний термін. Проведені чисельні експерименти показали, що зі збільшенням числа

найближчих сусідніх точок прогностична крива, як правило, наближається до фактичної.

Як згадувалося раніше, коефіцієнт кореляції зростає із збільшенням числа NN для цього часового ряду та досягає деякого значення, після чого його зміни не істотні. Так як кількість даних у тимчасових рядах в нашому випадку не дуже велика, то максимуму коефіцієнт кореляції не може досягти. На рис. 4.11, як приклад, представлені фактичні та прогностичні на 6 місяців часові ряди концентрацій радону біля м. Нуутиälä, Південна Фінляндія за період 2001-2006рр. Як можна бачити, практично всі піки на фактичній кривій повторюються на прогностичній, при цьому різниця між прогнозом і фактичними даними в деяких випадках може бути не зовсім малою, тем не менш, результати такого прогнозу можна вважати цілком задовільними.

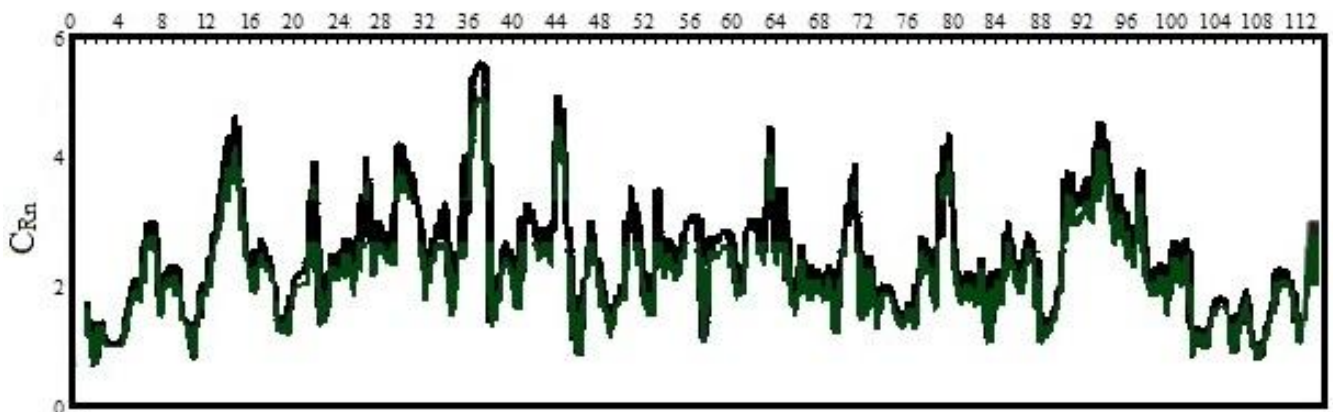


Рисунок 4.11 - Фактична (суцільна чорна) і прогностична (суцільна зелена) на 6 місяців криві радону за 2002р. Вісь X - порядковий номер терміну

В таблиці 4.5 представлені оцінки деяких характеристик успішності прогнозу. Представлені тут результати можуть розглядатися як приклад цілком задовільного прогнозу концентрацій забруднюючих речовин у водозборах. Тут можна відзначити і той факт, що метод нелінійного прогнозу достатньо добре працює у випадках, коли відбувається збільшення концентрацій, принаймні, тенденції до такого збільшення виявлені при прогнозуванні.

Останнє дозволяє використовувати його в якості альтернативи для звичайних методів, описаних у [512-518]. Крім того, в цьому дослідженні був застосований поліноміальний підхід до апроксимації функціональної залежності, і можна сподіватися, що використання більш складних методик поліпшить якість прогнозу.

Таблиця 4.5 – Коефіцієнт кореляції (r) між фактичним та прогностичним рядами концентрації радону

NN	100	150	200
r	0,95	0,96	0,97

4.3.4 Результати нелінійного аналізу динаміки змінення концентрації атмосферного радону (США, 1978-1981рр.).

Нижче ми розглянемо ще один важливий приклад застосування комплексу наших нових хаос-геометричних моделей та алгоритмів для дослідження динаміки флуктуацій радону на території США. Вимірювання концентрацій радону на 5 сайтах США (див. рисунок 4.12) було виконано фахівцями станції Environmental Measurements Laboratory, USA Department of Energy, New York, Goddard Institute of Space Studies (див. роботу [513] та цитування в ній) і фактично було інтегровано в довгострокову систему вимірювань. Метеорологічні дані (характеристики вітру, температура повітря тощо) були отримані одночасно. Вимірювання виконувались протягом 1979-1981 рр. на п'ятнадцяти висотах (від 6 м до 200 м). В [513] радон-222 фактично був використаний в якості кількісного показника (трасеру; 3-D chemical tracer model) конвективного переносу в моделі загальної циркуляції (так звана GISS general circulation model). Відповідні чисельні дані отримані з вказаних вище організацій (приведені на відповідних інформсайтах). Технологія вимірювання концентрацій атмосферного

^{222}Rn фактично повністю аналогічна вище описаній. Відповідні технологічні параметри також є практично ідентичними вказаним вище.

На рисунку 4.12 наведені дані по часовому ряду щоденних середніх концентрації радону (C_{Rn}) на сайті Chester, New Jersey на протязі 1978р. [513]. Фізичні особливості та зв'язок між значеннями концентрацій радону та відповідними термодинамічними параметрами ППШ в принципі є якісно подібними аналогічним даним, розглянутим вище.

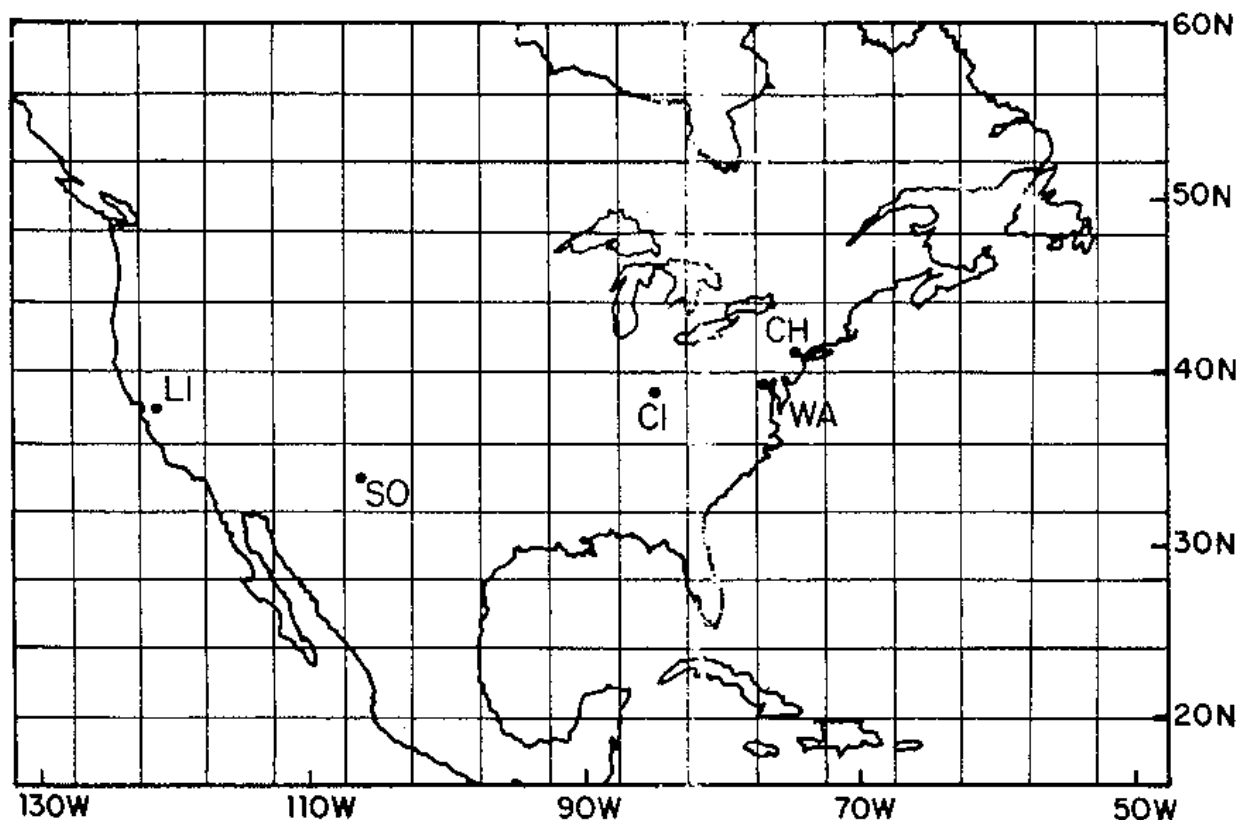


Рисунок 4.12 – Карта розташування сайтів (Chester, New Jersey; Washington, D.C., WA; Cincinnati, Ohio; Socorro, New Mexico; Livermore California) для вимірювання концентрацій радону (США; 1979-1981pp.)

В цілому, середня концентрація радону знаходиться в зворотній залежності від глибини змішування в ППШ. Наведемо далі результати аналізу, моделювання та прогнозування (повністю аналогічні проведеним вище) динаміки зміння концентрації атмосферного радону на основі розробленого та адаптованого принципово нового комплексу моделей [1].

Як вказувалося вище, в межах хаос-геометричного підходу виникає потреба у відновленні фазового простору, для чого потрібно знайти значення часової затримки за допомогою автокореляційної функції або взаємної інформації відповідно.

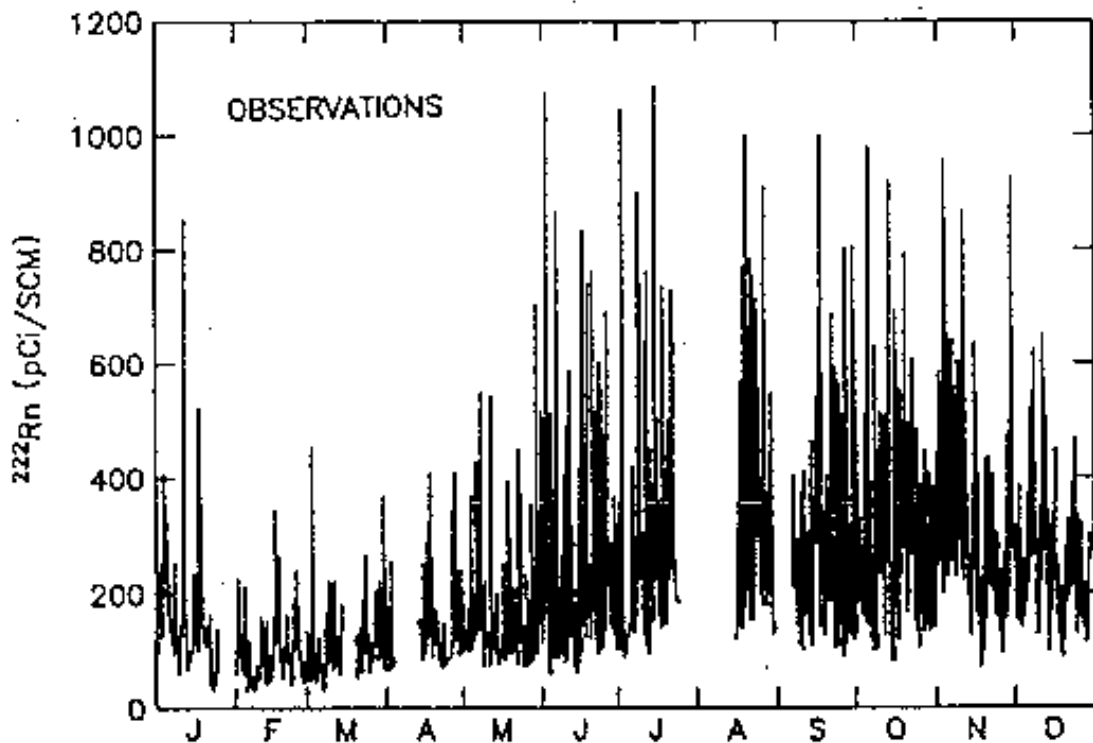


Рисунок 4.13 – Часовий ряд щоденних середніх концентрацій радону (C_{Rn}) на сайті Chester, New Jersey на протязі 1978р. [513] .)

В табл.4.6 зведені всі отримані результати для часової затримки в інтервалі від 1 до 1000. Далі наведемо дані чисельних експериментів з відновлення розмірності простору (d_E), використовуючи при цьому метод кореляційної розмірності і алгоритм помилкових найближчих сусідніх точок за відповідними формулами. Як зазначалося у попередньому розділі, для знаходження кореляційної розмірності d_2 необхідно розрахувати кореляційні інтеграли $C(r)$ для різних розмірностей вкладення. Кореляційна розмірність аттрактора (d_A) визначається як значення кореляційної розмірності, при якому вона не змінюється при збільшенні розмірності вкладення.

Таблиця 4.6. Величини часової затримки (τ) залежно від різних значень автокореляційної функції (C_L) і першого мінімуму взаємної інформації ($I_{\min 1}$) для часового ряду концентрацій радону (1978р.; Chester, New Jersey)

Рік	$C_L = 0$	$C_L = 0,1$	$C_L = 0,5$	$I_{\min 1}$
1978	–	258	51	16

На рис. 4.14 показаний результат цих розрахунків для часового ряду концентрацій радону на протязі 1978р. Загальна кількість точок - 8544.

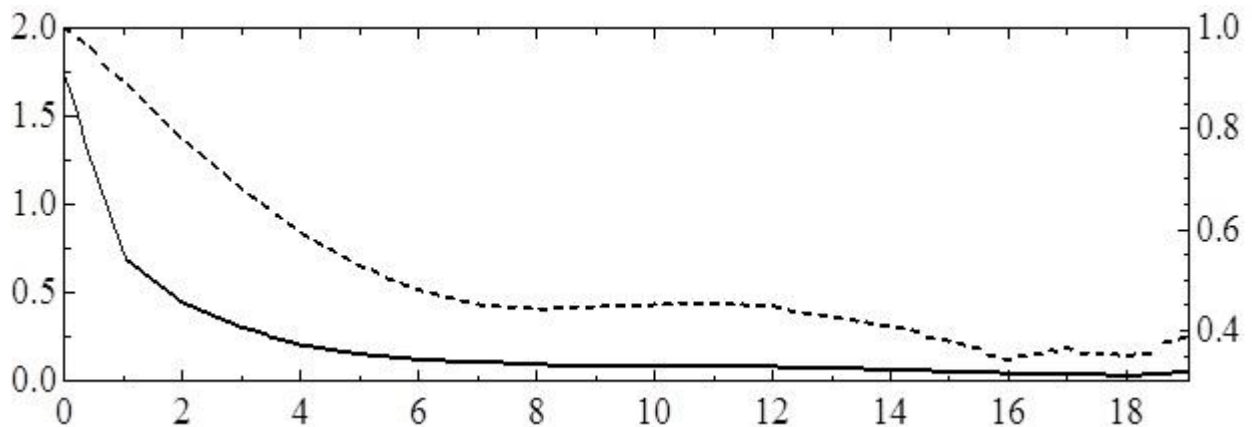


Рисунок 4.14 - Взаємна інформація (вісь Y ліворуч, суцільна лінія) і автокореляційна функція (вісь Y праворуч, пунктир) залежно від часової затримки (вісь X) для концентрацій радону на протязі 1978р.

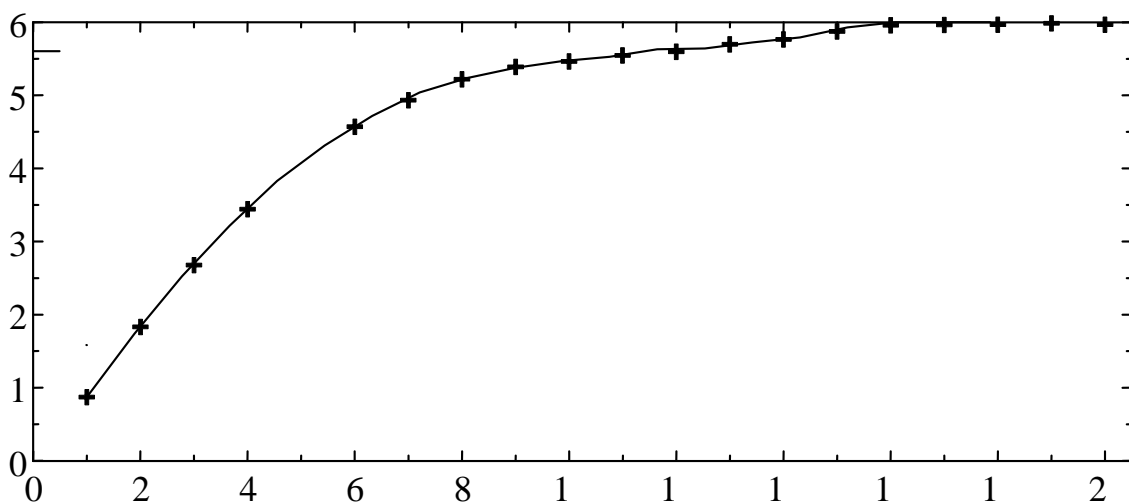


Рисунок 4.15 - Залежність кореляційної розмірності (вісь Y) від розмірності вкладення (вісь X) для концентрацій радону (1978р.; Chester, New Jersey) .

На рис. 4.15 наведена відповідна крива, аналіз яких показує, що значення насичення d_2 для концентрацій радону (1978р.) становить 5,6 і було досягнуте при розмірності вкладення d_s , що дорівнює 18. На рисунку 4.16 наведені аналогічні результати, отримані на основі алгоритму помилкових найближчих сусідніх точок (рис. 4.9). Відзначимо ще одну цікаву особливість величин, визначених за методом кореляційної розмірності. Вважається, що значення розмірності вкладення, при якому має місце насичення кореляційної розмірності, може розглядатися як максимальна розмірність фазового простору, достатня для опису руху аттрактору. Більш того, розмірність фазового простору вкладення дорівнює кількості змінних, що беруть участь в еволюції динаміки системи. Тому згадані вище результати вказують на те, що для концентрацій радону (1978р.; Chester, New Jersey) мінімальна необхідна кількість змінних дорівнює 7, а достатнє число змінних дорівнює 18.

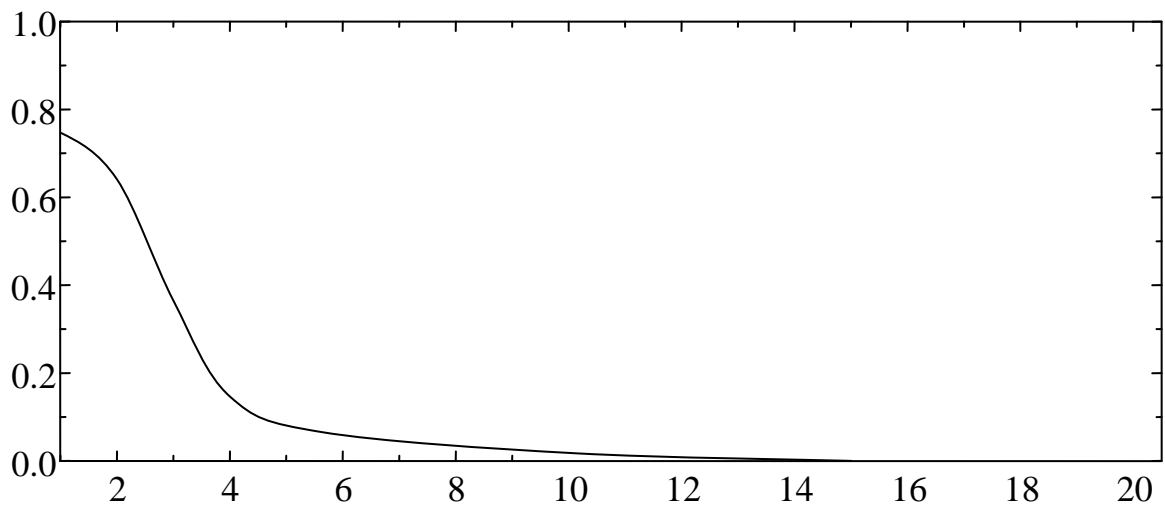


Рисунок 4.16 - Залежність кількості помилкових найближчих сусідніх точок (вісь Y; частки) від розмірності вкладення (вісь X) для концентрацій радону (1978р.; Chester, New Jersey)

У таблиці 4.7 зведені усі результати з відновлення аттракторів, а також розрахунку показника K за відповідною формулою і глобальних розмірностей Ляпунова за відповідним виразом (відповідно для рядів концентрацій радону (1978р.; Chester, New Jersey)). У розглядаємому випадку значення параметра хаосу

K у всіх випадках перевищують 0,8, тобто розглянуті часові ряди схильні до впливу хаотичної динаміки.

Таблиця 4.7 Часова затримка (τ), кореляційний розмірність (d_2), розмірність простору вкладення (d_E), показники Ляпунова (λ_1), ентропія Колмогорова (K_{ent}), розмірність Каплана-Йорка (d_L), границя передбачуваності (Pr_{max}) і показник K_{ch} для концентрацій радону

Рік	τ	d_2	d_E	λ_1	λ_2	K_{ent}	d_L	Pr_{max}	K
1978	16	6,03	7	0,0194	0,0086	0,028	5,88	35	0,91

Як звичайно, також слід відзначити, що розмірність Каплана-Йорка, яка також є одним з показників розмірності аттрактору, у всіх випадках менше, ніж використовувана нами розмірність d_E , а це також може служити одним з показників правильності нашого вибору. Дані обчислення спектра розмірностей Ляпунова є аналогічними даним, приведеним вище, тем не менш, слід відзначити, що хаотичність притаманна вивчаємому ряду концентрацій радону для сайту Chester, New Jersey є значно вище, ніж у попередньому випадку. Це веде до більшого значення ентропії Колмогорова та відповідно меншої границі передбачуваності.

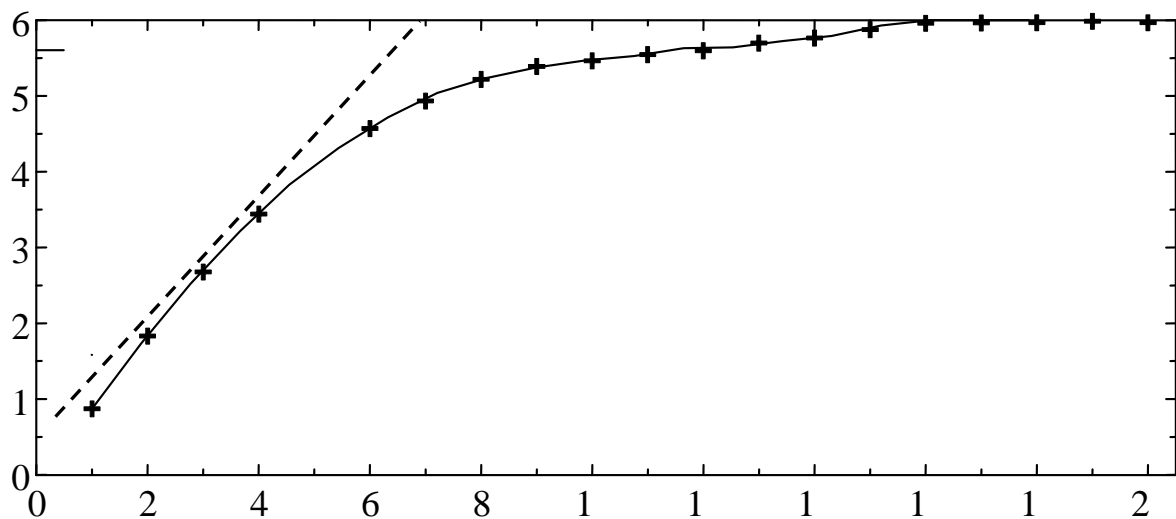


Рисунок 4.17 - Залежність кореляційної розмірності (вісь Y) від розмірності вкладення (вісь X) для концентрацій радону: суцільна лінія - вихідний ряд, пунктирна - сурогатні дані (1978р.; Chester, New Jersey).

Далі аналіз даних рисунку 4.17 показано, що вивчаємий часовий ряди концентрацій радону може безумовно розглядатися як хаотичний.

На рис. 4.18, як приклад, представлені фактичні та прогностичні на 6 місяців часові ряди концентрацій радону (1978р.; Chester, New Jersey). Як можна бачити, практично всі піки на фактичній кривій повторюються на прогностичній, при цьому різниця між прогнозом і фактичними даними в деяких випадках може бути досить великою тем не менш, результати такого прогнозу можна вважати цілком задовільними.

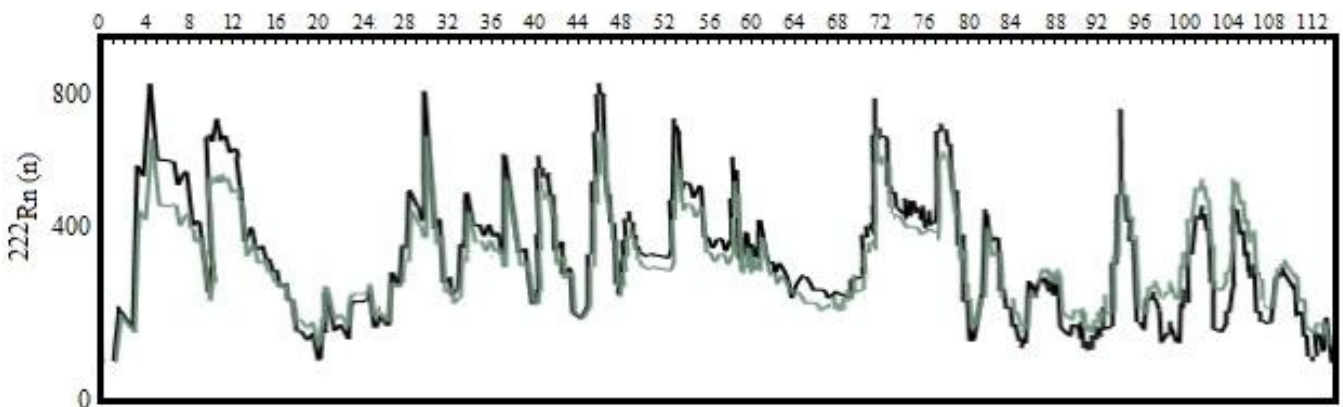


Рисунок 4.18 - Фактична (суцільна чорна) і прогностична на 6 місяців (суцільна зелена) криві радону (1978р.; Chester, New Jersey).

4.4 Висновки до розділу 4

Основні результати розділу полягають у наступному:

1. Вперше на основі нелінійних методів аналізу і теорії хаосу в динаміці антропогенного та радіоактивного забруднення природних середовищ, зокрема, радіоактивного, розроблений та адаптований принципово новий комплекс моделей (нові типи екологічних моделей: фрактально-геометричні та нелінійно-хаотичні моделі) для кількісного аналізу та оцінки впливу радіоактивного навантаження на екологічний стан середовища, реалізовані нові науково-методичні основи середньо-строкового прогнозування змінення концентрацій забруднюючих радіоактивних речовин в природних середовищах.

2. Отримані принципово нові з теоретичної та практичної точки значущості результати аналізу, моделювання та прогнозування динаміки змінення концентрації атмосферного радону (Південна Фінляндія, 2000-2006pp.; та Chester, New Jersey, США, 1978p.) з використанням даних натурних вимірювань Environmental Measurements Laboratory, USA Department of Energy, New York, Goddard Institute of Space Studies та Finland Meteorological Institute) на основі розробленого та адаптованого принципово нового комплексу моделей (фрактально-геометричні та нелінійно-хаотичні моделі) [1].

3. Представлені в цьому розділі результати можуть бути підтвердженням того, що застосування методів теорії хаосу до часових рядів концентрацій радону в атмосфері є цілком ефективним як з теоретичної, так і з практичної точок зору та дозволяє досить елегантно та ефективно дати достатньо адекватний прогноз часового змінення концентрації. По-перше, отримані фрактальні розмірності аттракторів говорять про те, що з'являється унікальна можливість адекватного розв'язання задачі відновлення та прогнозування як у коротко- так й середньостроковому плані динаміки коливань та еволюційних змін полів концентрації радіоактивних речовин (радіонуклідів). Зрозуміло, що для повної реалізації шуканої програми, крім знання шуканих фрактально-хаотичних властивостей буде потрібно застосування також апарату конформних відображень відповідних модифікованих рядів зміни концентрації радіонуклідів в рамках, скажімо, нейромережевого підходу. По-друге, стає можливим безпосереднє застосування методів теорії хаосу (наприклад, методу нелінійного прогнозу), які добре зарекомендували себе у інших галузях науки, для прогнозування концентрацій радіоактивних речовин.

4. Особливо велике значення розроблений комплекс нелінійних хаотично-геометричних моделей має для аналізу, моделювання забруднення, опису переносу радіонуклідів на територіях, для яких відповідні дані по радіоактивному забрудненню дуже мізерні. Використання теорії фрактальних множин, хаосу, динамічних систем дозволяє надійно передбачити та розрахувати динаміку еволюційних змін полів концентрацій радіонуклідів.

5. Важливо підкреслити, що розвинуті та використані моделі можуть бути відносно легко застосовані до аналізу, моделювання та прогнозування екологічного стану та безпеки навколишнього середовища з урахуванням радіаційно-екологічних наслідків аварій на АЕС, та авжеж порушення рівня екологічної безпеки сховищ радіоактивних відходів, що за теперішнього часу має для України критично важливе значення в сенсі робіт по відкриттю нових сховищ радіоактивних відходів.

Таким чином, сумуючи сказане, розв'язана задача розвитку нових моделей та технологій щодо аналізу, моделювання та прогнозування екологічного стану та безпеки навколишнього середовища з урахуванням радіоактивного забруднення та опису переносу радіонуклідів у природних середовищах.

5 СУЧАСНИЙ СТАН ДОСЛІДЖЕНЬ З РОЗДІЛЕННЯ ТА ДЕТЕКТУВАННЯ ІЗОТОПІВ, ЕЛЕМЕНТІВ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА ТА РОЗВИТОК НОВИХ ЛАЗЕРНО-ФОТОІОНІЗАЦІЙНИХ АТОМНИХ МЕТОДІВ БЕЗКОНТАКТНОГО ВИСОКОЕФЕКТИВНОГО ДЕТЕКТУВАННЯ, ПОДІЛЕННЯ ЕЛЕМЕНТІВ В РАДІОАКТИВНИХ ВІДХОДАХ (ПАЛИВІ ЯДЕРНИХ РЕАКТОРІВ)

5.1 Вступні зауваження

Метою цього розділу роботи є критичний аналіз сучасного стану досліджень з розділення та детектування ізотопів, елементів ядерного палива, з акцентуванням на так звані лазерні методи поділення і розвиток теоретичних основ нових лазерно-фотоіонізаційних атомних методів безконтактного високоефективного детектування, поділення елементів в радіоактивних відходах (паливі ядерних реакторів) на основі розвинутих нами принципово нових квантово-атомних моделей та методів оптимального керування елементарними атомними процесами. Нові квантово-механічні методи та моделі дозволяють провести кількісно прецизійний опис енергетичних, радіаційних, спектральних властивостей (енергії рівнів, сили осциляторів, редуковані матричні елементи радіаційних E1 переходів, часи життя) атомів, ізотопів важких елементів як у вільному стані, так й в зовнішньому електромагнітному (лазерному) полі. Повний набір шуканих енергетичних, радіаційних, спектральних властивостей є базово необхідними при розробці відповідних нових алгоритмів розрахунку оптимальних схем методу селективної фотоіонізації атомів та їх характеристик з використанням механізмів іонізації імпульсним електричним полем, у тому числі, іонізації через високо розташовані (рідбергівські) стани, з використанням нового високоточного методу розрахунку штарківських резонансів складних атомів та автоіонізаційних резонансів в електричному полі, а також параметрів моделі оптимального управління процесом поділення світловим та електричним полем.

В [9,543] був наданий докладний аналіз сучасних проблем радіаційно-екологічної безпеки атомної енергетики, зокрема, стану досліджень з розділення та детектування ізотопів, ядерних ізомерів, елементів ядерного палива, розглянута сучасна класифікація радіоактивних відходів (активність і радіотоксичність радіонуклідів), техногенних радіонуклідів в атмосфері і океані, трансмутація радіоактивних відходів з вказівкою на унікальність та перспективність використання методів лазерного розділення ізотопів, елементів ядерного палива. Нагадаємо також (див. [9,543]), що якщо проводити розгляд, виділяючи в якості критерію радіотоксичності по повітрю, обумовлену гранично допустимими активностями небезпечних нуклідів в повітрі, то вже з початку зберігання радіотоксичність актинідів істотно вище, ніж радіотоксичність довгоживучих продуктів поділу. Радіотоксичність актинідів при зберіганні до 10 років визначається нуклідами ^{244}Cm , ^{241}Pu і ^{238}Pu , при зберіганні 100 років - ^{241}Am , при 3000 років - ^{240}Pu , більш 30000 років - ^{239}Pu . Радіотоксичність продуктів ділення різко падає після розпаду ^{90}Sr і ^{137}Cs , через 300 років зберігання вона визначається нуклідами ^{99}Tc . У будь-якому випадку, розробка нових ефективних моделей та технологій детектування та поділення вказаних радіонуклідів є принципово важливою поза залежністю від того, якими є елементи в радіоактивних відходах, розпадаються вони швидко або повільно і т.ін.

Слід нагадати, що під поділенням радіонуклідів зазвичай розуміється виділення окремих ізотопів з природною їх суміші або збагачення суміші окремими ізотопами. При цьому добре відомо, що за своїми енергетичними та радіаційними властивостями (спектр енергетичних рівнів, здатність вступати в ті чи інші ядерні реакції і т.ін.) різні нукліди, як правило, мають мало спільного між собою. В цілому, виділення якого-небудь ізотопу з природної суміші, напр., ^{235}U (0,7%) та ^{234}U (0,05%) з природного урану, який містить головним чином ^{238}U (99,25%), є вкрай складним завданням, для вирішення якої зазвичай використовують невеликі відмінності в швидкостях випаровування, дифузії і т.д. в рамках так званих класичних фізико-хімічних методів [9,543].

Проблема розвитку, удосконалення та пошуку нових оптимальних реалізацій методів нелінійної селективної фотоіонізації атомів та молекул лазерним випромінюванням відноситься до числа вкрай актуальних, складних та далеких від свого остаточного вирішення проблем сучасної квантової електроніки, лазерної, хімічної, ядерної фізики. Їх величезна значущість обумовлена унікальною й високою ефективністю потенціального застосування у вирішенні багатьох проблем квантової електроніки, лазерної, ядерної фізики, хімії, відповідних технологій. Лазерні методи характеризуються значно меншим енерговитрачанням, ніж традиційні, до того ж володіють виключною селективністю й надають можливість безконтактного управління і маніпулювання атомами за допомогою електромагнітних полів. Саме це обумовлює їх над величезну перспективність використання у вирішенні проблем розподілу ізотопів, ізомерів, переробки радіоактивних відходів ядерної енергетики та ядерних технологій. Хоча перші успішні експерименти по лабораторній реалізації лазерного методу (класичні двоступеневі схеми селективної фотоіонізації атомів, фотодисоціації молекул) поділення ізотопів (В.Летохов і співр., Ін-т Спектроскопії, Росія; Б.Мур і співр., Каліфорнійський ун-т, Берклі, США) були проведені відносно давно, й, більш того, у лабораторному масштабі успішно була показана їх принципова реалізуємість та перспективність подальшої промислової реалізації, але, шукані схеми селективної фотоіонізації не мають достатньої ефективності та оптимальності. У цьому світлі, більш перспективними можна вважати схеми селективної фотоіонізації атомів лазерним полем з іонізацією імпульсним електричним полем (в т.ч., через рідбергівські стани), автоіонізацією (через вузькі автоіонізаційні резонанси), іонізацією за рахунок зіткнень (асоціативною іонізацією тощо). Їх розгляд до цих пір був проведений переважно лише на якісному рівні. Практично відсутня інформація про основні характеристики зазначених схем, можливості їх оптимальної реалізації. Відсутнє також адекватне розуміння ролі процесів іонізації за рахунок зіткнень. Це обумовлено виключною складністю задач як у технологічному, так і безпосередньо фізичному плані. Можна констатувати гостру необхідність

розвитку нових ефективних підходів до розрахунку оптимальних схем селективної фотоіонізації і їх основних характеристик, включаючи високоточний розрахунок елементарних атомних процесів у зовнішніх полях (швидкостей процесів іонізації зіткненнями, автоіонізації, характеристик резонансів Штарку, автоіонізаційних резонансів в електричному полі при селективній фотоіонізації).

В цьому розділі ми наведемо низку принципово нових, ефективних моделей розрахунку оптимальних схем селективної фотоіонізації атомів світловим та електричним полем з іонізацією імпульсним електричним полем, автоіонізацією та їх основних характеристик в задачах розділення та детектування ізотопів, елементів ядерного палива. Зокрема, розроблено принципово новий підхід до розрахунку оптимальних схем процесу селективної фотоіонізації атомів та їх характеристик з іонізацією через високо розташовані (рідбергівські) стани та вузькі автоіонізаційні резонанси, новий підхід до розрахунку оптимальних схем процесу селективної фотоіонізації атомів та їх характеристик з іонізацією електричним полем, новий високоточний метод розрахунку штарківських резонансів багатоелектронних атомів та автоіонізаційних резонансів у електричному полі та кількісно з'ясувати їх внесок та роль в основних процесах при багатоступеневій селективній фотоіонізації атомів. Крім того, нами також запропонована та реалізована нова ефективна модель оптимального управління процесами селективної фотоіонізації атомів лазерним випромінюванням з іонізацією імпульсним електричним полем, автоіонізацією та іонізацією за рахунок зіткнень.

5.2 Характеристика класичних методів детектування та поділення ізотопів та нуклідів в радіоактивних відходах

За теперішнього часу (2016р.) прийнято виділяти наступні основні методи розділення ізотопів: методи електромагнітного поділення, метод газової дифузії, метод рідинної термодифузії, метод газового центрифугування (фактично один з головних), методи хімічного збагачення, дистиляції, електролізу, метод

аеродинамічної сепарації, накінець, методи лазерного поділення (у тому числі, метод AVLIS- тобто атомного випаровування з використанням лазеру та молекулярна версія MVLIS). У ряді оглядів та монографій [9,13,347-358] наданий докладний аналіз перелічених методів. Одна з останніх монографій з вказаних питань, - [9], де наведений останній погляд на проблематику детектування та поділення ізотопів та ядерних ізомерів. Нижче, ми обмежмося лише короткими характеристиками основних методів розділення ізотопів.

Метод газової дифузії оснований на добре відомому у фізиці процесі перенесення маси або процесі перемішування дотичних газів, що відбувається в результаті їх теплового руху і супроводжується вирівнюванням парціального тиску і щільності у всьому обсязі. В методі газової дифузії, використовуємому для поділення ізотопів урану, враховується відмінність в швидкостях теплового руху важких і легких молекул і закономірності молекулярного течії газу через тонкі пористі перегородки, в яких розмір пір або капілярних каналів менше, ніж середня довжина вільного пробігу молекул. Потрапляючи в ці пори, молекули гексафториду ^{235}U і ^{238}U (базова речовина, що використовується у процесах виробництва переробки тощо урану) між собою майже не стикаються, а проходять через перегородку, взаємодіючи тільки зі стінками капілярного каналу. При цьому якась частина молекул не пройде, а, відбившись від стінки, повернеться в початковий обсяг.

Метод електромагнітного поділення заснований на різній дії магнітного поля на заряджені частинки різної маси. По суті справи такі установки, як називаються калютронами, фактично є величезними мас-спектрометрами. Іони речовин, що поділяються, рухаючись в сильному магнітному полі, закручуються з радіусами, пропорційними їх масам і потрапляють в приймачі, де і накопичуються. Цей метод дозволяє розділяти будь-які комбінації ізотопів, має дуже високий ступінь поділу. Зазвичай достатньо двох проходів для отримання ступеня збагачення вище 80% з бідного речовини (з вихідним вмістом бажаного ізотопу менше 1%). Однак, насправді, метод електромагнітного поділення не дуже добре пристосований для промислового виробництва. Справа у тому, що

велика частина речовин осідає всередині калютрону, так що його доводиться періодично зупиняти на обслуговування. Інші недоліки пов'язані з великим енергоспоживанням, складністю і дорожнечою технічного обслуговування, низькою продуктивністю. У методі рідинної термодифузії використовується відмінність в швидкостях руху молекул. Більш легкі з них при існуванні різниці температури мають властивість виявлятися в більш нагрітій області. Коефіцієнт поділення залежить від ставлення різниці маси ізотопів до загальної маси і більший для легких елементів. Незважаючи на свою простоту, в цьому методі також потрібні великі енерговитрати для створення і підтримки нагріву. Крім цього, є інші недоліки й фактично метод широко не застосовується.

Метод так званого хімічного збагачення використовує різницю в швидкості протікання хімічних реакцій з різними ізотопами. Найкраще воно працює при поділі легких елементів, де різниця значна. У промисловому виробництві застосовуються реакції, що йдуть з двома реагентами, що знаходяться в різних фазах (газ / рідина, рідина / тверда речовина, що не змішуються рідини). Це дозволяє легко розділяти збагачений і збіднений потоки. Використовуючи додатково різницю температур між фазами, досягається додаткове зростання коефіцієнта поділу. На сьогодні метод хімічного поділення – це сама енергозберігаюча технологія отримання важкої води. Крім виробництва дейтерію, воно застосовується для вилучення Li-6. У Франції і Японії розроблялися методи хімічного збагачення урану, які так і не дійшли до промислового освоєння.

В основі методу дистиляції (перегонки) використовується відмінність в швидкості випаровування різних по масі ізотопів. Чим менше маса атома - тим швидше буде випаровуватися цей ізотоп. Найкраще це працює знову ж, на легких елементах. Дистиляція успішно застосовується для виробництва важкої води. Для цієї задачі також використовується й метод електролізу. При електролізі води поділяються на гази в основному "легкі" молекули (зі звичайним воднем). Цей найефективніший метод отримання дейтерію (коефіцієнт поділення більш ніж 7) вимагає такої кількості енергії, що з економічних міркувань, якщо він і задіюється, то на пізніх стадіях очищення.

Метод газового центрифугування є за теперішнього часу один з основних промислово використовуємих методів детектування та поділення ізоотопів. Вперше ця технологія була розроблена в Німеччині. Кратко суть методу є у наступному. Якщо газоподібну суміш ізоотопів пропускати через високошвидкісні центрифуги, то відцентрова сила розділить легші або важкі частки на шари, де їх і можна буде зібрати. Велика перевага центрифугування полягає в залежності коефіцієнта поділу від абсолютної різниці в масі, а не від ставлення мас. Центрифуга однаково добре працює і з легкими і з важкими елементами. Ступінь поділу пропорційна квадрату відносини швидкості обертання до швидкості молекул в газі. Звідси дуже бажано якомога швидше розкрутити центрифугу. Типові лінійні швидкості обертових роторів 250-350 м / с, і до 600 м / с в удосконалених центрифугах. На рисунку 5.1 наведена схема профілю газогенераторної центрифуги ((рисунок European Nuclear Society: <http://www.euronuclear.org/info/>).

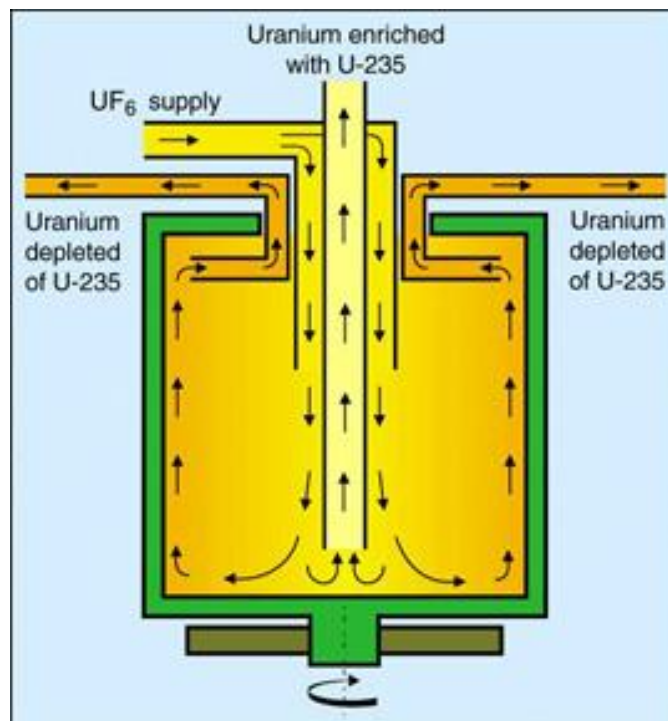


Рисунок 5.1- Типова схема профілю газогенераторної центрифуги
(рисунок European Nuclear Society: <http://www.euronuclear.org/info/>)

Циліндр, що обертається форсує важчі атоми U-238 у напрямку до зовнішньої частини центрифуги, при цьому залишає легші атоми U-235 ближче до центру. Потік, який обертається від низу до верху, дозволяє розділити збагачений і збіднений потоки і відправити їх через трубки на наступні ступені. Подібно методу поділення на основі дифузії, збагачення, напр., урану за допомогою газового центрифугування вимагає від тисяч до десятків тисяч стадій, щоб збагатити великі обсяги урану в промислових або військових цілях. Крім того, в центрифугах необхідно використовувати спеціальні матеріали для запобігання корозії, яку викликає гексафторид урану і який, вступивши в реакцію з вологою, може утворити високо корозійний газ з фтористоводневої кислоти. Одним з найбільш важливих переваг газового центрифугування перед газодифузійним методом є те, що при досягненні однаковою мірою збагачення на даний процес йде в ~45 разів менше електроенергії. Використання центрифуг також допомагає скоротити обсяг використаного тепла, яке генерується при стисненні газу UF₆, і таким чином зменшити кількість необхідних для цього охолоджувачів, таких як фреон. В той же час, центрифугуваний метод має й певні недоліки, зокрема, досить значний розмір відповідних установок, значна використовуєма електроенергія.

Також є ще один аспект, пов'язаний із особливим занепокоєнням з точки зору ядерного розповсюдження. Добре відомо, що збагачення достатнього обсягу збройового урану на рік, який можна використовувати при створенні ядерної зброї, напр., еквівалентної скинутій на Хіросіму ядерної бомби, потрібно до 7000 центрифуг.

У будь-якому випадку за теперішнього часу, найбільше промислове використання отримали дифузійний метод і метод газового центрифугування. Решта методи знаходяться в основному на стадії лабораторних досліджень. Це офіційна точка зору. В той же час, з певних причин багато досліджень у шуканій галузі фактично засекречені, й це, по-перше, стосується задач розвитку та практичної реалізації оптимальних версій методів лазерного поділення ізотопів та ядерних ізомерів.

На відміну від центрифугового методу (на виробництві використовуються тисячі центрофуг), метод лазерного поділення ізотопів та ядерних ізомерів потребує лише два десятка лазерних установок та значно меншу кількість електроенергії. Не важко зрозуміти, що відповідне підприємство з лазерного детектування, поділення, збагачення ізотопів може бути легко заховано, а враховуючи потенційну ефективність, компактність та енергонезалежність воно стає дуже конкурентноздатним.

5.3 Загальна характеристика лазерних методів поділення ізотопів

5.3.1 Вступні зауваження

Зазначимо, що вперше у світі перші успішні експерименти з лабораторної реалізації лазерного методу поділення ізотопів в 1968 виконав В.С.Летохов і співр. (див. [347,348,9,13]). До переваг методу лазерного поділення ізотопів, перш за все, слід віднести істотно менші енергетичні витрати, ніж в перерахованих вище класичних схемах (див. Введення, а також таблицю 2.2, запозичену з книги [347]), високу селективність елементарного акту поділу і, в принципі, невелике число ступенів поділу в лазерної фотоіонізаційній схемою.

Таблиця 5.1 Оцінки енерговитрат ЕВЗ (еВ / атом) на поділ ізотопів різними методами

Традиційні методи	ЕВ	Лазерні методи	ЕВ
Електромагнітне поділення	10^7	Іонізація видимим, УФ випромінюванням (кпд лазера	10^3
Газова дифузія (для ^{235}U)	$3 \cdot 10^6$	1%)	
Газова центрифуга (для ^{235}U)	$4,5 \cdot 10^5$	Дисоціація ГЧ випромінюванням (кпд лазера 1%)	10^2
Дистиляція	10^3		
Хемообмін	10^2		

На відміну від більшості класичних методів (де коефіцієнт поділу на одній ступені α дуже малий, зокрема, $\alpha-1 \ll 1$, і для високого ступеня поділення K необхідно багато ступеней: $K = \alpha^n \gg 1$), лазерні методи поділу ізотопів принципово можуть забезпечити реалізацію $\alpha \gg 1$.

В оптичних (лазерно-фотоіонізаційних) методах поділення ізотопів фактично основна ідея базується на відомому спектроскопічному ефекті, а саме, ізотопічному зсуві спектральних ліній нейтральних атомів (а також позитивних або негативних іонів) при поглинанні електромагнітного (лазерного) випромінювання. Як ілюстрацію спектрів надтонкої атомної структури на рис.5.2 і 5.3 представлена надтонка структура спектрів європія Eu і гадолінія Gd [347].

Якщо довжина хвилі падаючого на ізотопну суміш атомів або молекул монохроматичного випромінювання збігається з лінією поглинання одного з ізотопів, то випромінювання поглинають тільки атоми цього ізотопу, переходячи в збуджений стан. Далі збуджені атоми відокремлюють від не збуджених фото-хімічним і фото-фізичним методами (фотоіонізація, фотодисоціація, фотоліз).

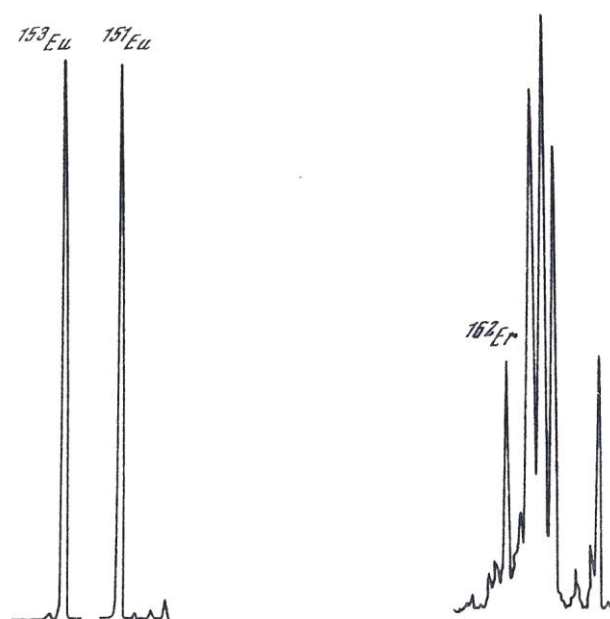


Рисунок 5.2 - Надтонка структура спектру ізотопів Eu

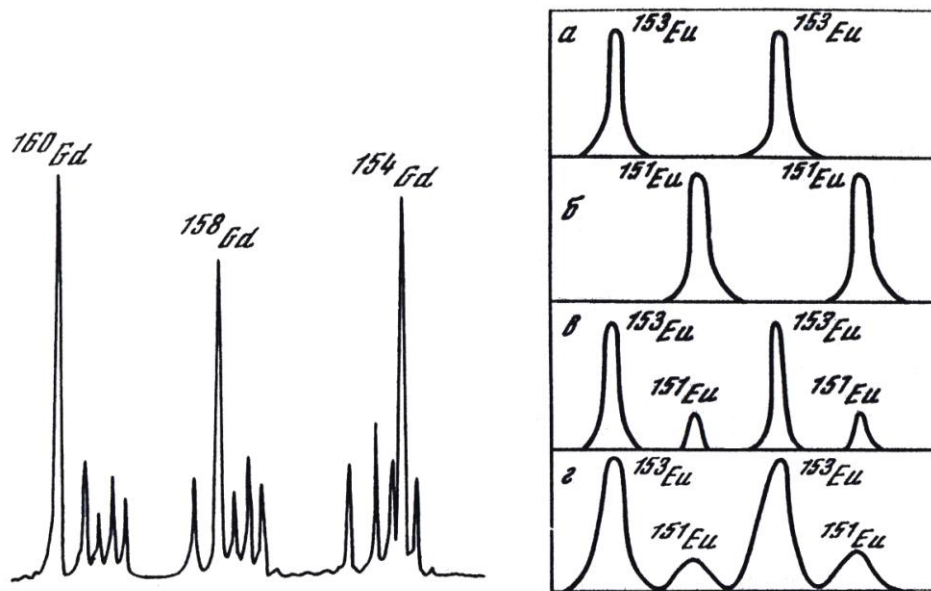


Рисунок 5.3 - Надтонка структура спектру ізоотопів Eu та Gd

Внаслідок високої селективності процесу поглинання значення коефіцієнта α може бути в принципі дуже високим. Однак, досягнута в первинному акті селективність на практиці може погіршуватися через обміну енергією збудження або зарядами при зіткненні з іншим ізоотопом, вторинних хімічних реакцій і ряду інших факторів (див. нижче). Навіть уже в перших долазерних дослідженнях К. Цубера (К. Zuirr, 1935), що ґрунтуються на фотохімічному окисненні, для збагачення ізоотопів ^{200}Hg , ^{202}Hg було досягнуто значення коефіцієнта $\alpha \approx 4$ [347].

Після створення лазерів ідея використання лазерних методів поділення ізоотопів і ядерних ізомерів привернула увагу великої кількості дослідників (див. [9,347,543,547]). Зрозуміло, виникли і перші труднощі. Наприклад, для поділу ізоотопів з використанням, скажімо, атомних парів металів виявилися необхідні створені пізніше лазери на барвниках, УФ-лазери і т.д.

Перші (випромінюють зазвичай у видимій частині спектру) виробляють селективне збудження одного ізоотопу, і далі другий здійснює іонізацію збуджених атомів. Далі отримані іони відхиляються електромагнітним полем до одного колектору, а нейтральні пари збирають на іншому.

Успішні експерименти з лабораторної реалізації лазерного методу (так звані класичні двох-ступінчаті схеми селективної фотоіонізації атомів, фотодисоціації молекул) поділення ізоотопів (нобелівський лауреат А.І. Прохоров з співр., Нобелівський лауреат Н.Г.Басов з співр., Проф. В.З. Летохов з співр., ФІАН, Інститут спектроскопії СРСР-Росія; проф. Б.Мур з співр., Каліфорнійський університет, Берклі, США) були виконані до початку 70-х років минулого століття (див. [347,348,543]).

Успішно в лабораторному масштабі була показана їх принципова реалізуємість і перспективність подальшої промислової реалізації на прикладі дослідження поділення цілого ряду найважливіших ізоотопів, зокрема, лужних елементів, Rb, Li, лужно-земельних, напр., Ca, а також ізоотопів елементів лантанідів і актинідів, зокрема, Nd, Sm, Eu, Cd, Dy, Er, Yb, та інших.

Як ілюстрацію на рис. 5.4 представлена принципова схема лазерно-фотоіонізаційного методу збагачення ^{235}U [347].

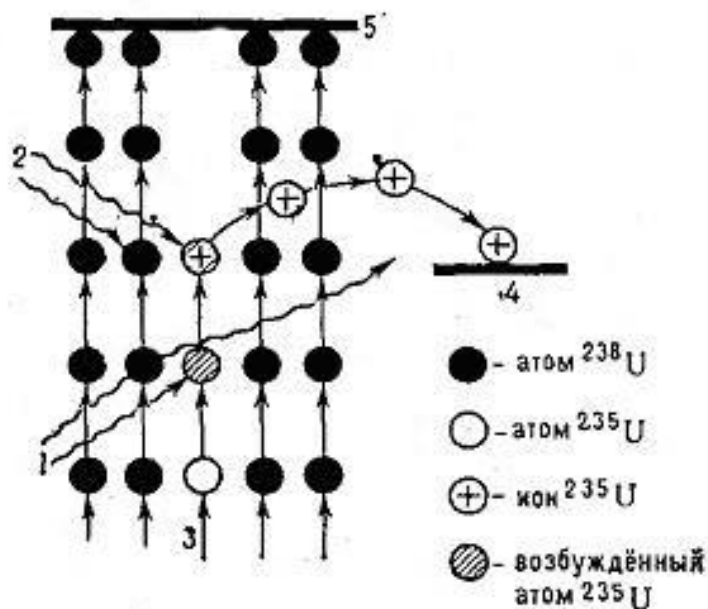


Рисунок 5.4 - Схема лазерно-фотоіонізаційного збагачення ^{235}U :

1 - випромінювання лазера, який збуджує; 2 - випромінювання іонізуючого лазера; 3 - потік атомних парів; 4 - колектор іонів; 5 - конденсатор.

У той же час, після перших же лабораторних експериментів було відзначено, що застосування класичної двоступенчатої лазерно-фотоіонізаційної схеми не забезпечує достатню ефективність і оптимальність процесу (див. нижче) [9,347].

Інша альтернативна можливість лазерного розділення ізоотопів полягає в використанні для селективного збудження електронних, коливальних, обертальних рівнів в спектрах молекулярних систем (сюди ж відносяться і так звані фотодиссоціаційні молекулярні схеми).

На рис.5.5 приведена принципова діаграма лазерного розділення ізоотопів з використанням молекул. Прокоментуємо шукану схему. Якщо електронний рівень знаходиться вище порога дисоціації молекули, то очевидно для розпаду молекули досить одного фотона. У цьому випадку говорять про одноступенчатий фотоліз.

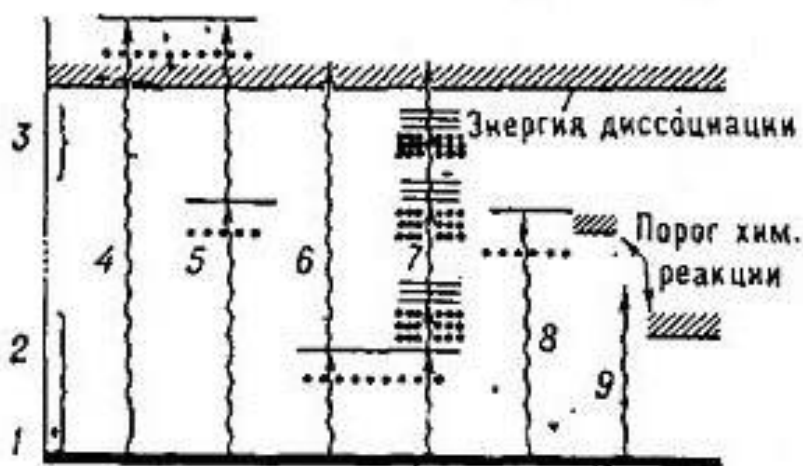


Рисунок 5.5 - Принципова діаграма лазерного поділення ізоотопів з використанням молекул: 1 - основний стан молекули; 2 - коливальні рівні; 3 - електронні рівні; 4 –одноступеневий фотоліз; 5,6 - двоступеневий фотоліз; 7 - багатофотонна дисоціація; 8,9 –Поділення ізоотопів в результаті хімічної реакції.

Яскравим прикладом цього випадку є збагачення ізоотопів дейтерію D і вуглецю ^{13}C при фотолізі формальдегіду. При збудженні на рівень (електронний

чи коливальний) нижче порога дисоціації необхідним є другий фотон з довжиною хвилі λ , достатньої для дисоціації (двоступеневий фотоліз).

Прикладом цієї ситуації є збагачення ^{14}N , ^{15}N і ^{10}B , ^{11}B при фотолізі NH_3 і BCl_3 під дією ІЧ-випромінювання CO_2 -лазера і прошедшого через оптичний фільтр УФ-випромінювання іскри або лампи-спалаху. Слід згадати також фотоліз UF_6 за допомогою ІК-випромінювання ($\lambda = 16$ мкм) і УФ-лазерів [9,347].

Для багатоатомних молекул можлива багатофотонна дисоціація під дією тільки ІК-випромінювання. Цю ситуацію відмінно ілюструють приклади збагачення ізотопами при впливі випромінювання CO -лазера на молекули SF_6 (^{32}S , ^{34}S), CF_3 (^{13}C , ^{12}C), BCl_3 (^{10}B , ^{11}B), SiF_4 (^{28}Si , ^{29}Si , ^{30}Si), CCl_4 (^{13}C , ^{35}Cl , ^{37}Cl) і ін. У разі ж порушення на електронний або коливальний рівень вище порога хімічної реакції виявляється можливим прискорення реакції, як наприклад, це має місце при збагаченні ^{14}N , ^{15}N в реакції $\text{N}_2 + \text{O}_2$ і ^{10}B , ^{11}B в реакції $\text{BCl}_3 + \text{H}_2\text{S}$ [3478,356].

5.3.2 Загальні переваги і недоліки сучасних лазерних схем поділення радіонуклідів

Розглянемо далі детальніше основні переваги сучасних лазерних методів поділення ізотопів (див., напр., [9,13,347-358]). Перш за все, до них слід віднести універсальність, можливість впливу тільки на один ізотоп, можливість досягнення вкрай високої селективності, і нарешті, природно, досить високої ефективності.

Слід особливо відзначити можливість виділення цільового ізотопу, не зачіпаючи інших ізотопів (коли елемент має ряд проміжних по масі ізотопів).

Підкреслена вище безконтактність лазерних (електромагнітних) методів (зокрема, дистанційний вплив лазерним випромінюванням) і відсутність в лазерних установках поділення елементів типу мембран, тарілок і т.ін. дозволяє домагатися мінімального контакту нукліду, що збагачується з апаратурною

поверхнею, тим самим, забезпечуючи її мінімальне забруднення, що вкрай важливо при вирішенні задачі розділення ізотопів, скажімо, для потреб медицини і аналогічних потреб.

Важливою перевагою лазерного методу в порівнянні з усіма перерахованими вище класичними методами є універсальність цього методу поділення ізотопів, тобто можливість його використання з практично однаковою ефективністю для поділення ізотопів будь-яких елементів. У традиційних підходах, їх ефективність, як правило, залежить крім іншого від маси ізотопу, який збагачується.

Промислова реалізація лазерних технологій поділення повинна в обов'язковому порядку мати природно простоту і економічність необхідної лазерної техніки у виготовленні і експлуатації, економічність використання вихідного матеріалу (атоми, молекули) і його стану (пучок, газ, охолоджена струміль), з яким необхідно отримати відповідні характеристики лазерного поділення; дуже важливим стає наявність необхідної для методу лазерного випромінювання середньої потужності від 1 кВт до 1 МВт і більше в залежності від запланованої продуктивності промислового циклу.

Важливою є і та обставина, що в лазерних методах поділення ізотопів відразу реалізується стаціонарний режим роботи, на відміну від традиційних, де пусковий період може досягати декількох місяців і навіть років [347].

У цьому світлі природним представляється наявність в Російській Федерації, і США, Японії, Європейському Союзі (зокрема, Німеччини та Франції) великих програм розробки та удосконалення лазерних технологій збагачення природного урану методом фотоіонізації парів урану (див. рис.5.5), хоча офіційна інформація на ці програми офіційно практично відсутня. Значний інтерес до реалізації подібних програм проявляється також у Південній Кореї, Ізраїлі, ПАР, Бразилії, Ірані.

У той же час, незважаючи на вдалі експерименти з лабораторної реалізації лазерного методу поділення ізотопів (див., напр., [348]) і успішно продемонстровані в лабораторних умовах можливості принципової реалізації

лазерних технологій і перспективність подальшої промислової реалізації, розроблені на даний момент лазерно-фотоіонізаційні схеми (в рівній мірі, як і лазерно-фотодисоціаційні) не володіють високим ступенем ефективності і оптимальності в найширшому сенсі цих характеристик (як у фізичному, так і технологічному). Більш того, незважаючи на успішні приватні реалізації (наприклад, сучасна AVLIS технологія для ізотопів кремнію; Прохоров А.М. з співр. ФІАН, Росія) до сих пір розробка теоретичних основ оптимальної реалізації лазерно-фотоіонізаційного методу виконана швидше на якісному, ніж на кількісному рівні. Це обумовлено цілим комплексом причин, зокрема, складністю завдань не тільки в технологічному, а й в безпосередньо фізичному плані, зумовленої необхідністю послідовного кількісного опису досить складних з теоретичної точки зору процесів взаємодії атомів і молекул із зовнішніми електричним і лазерним полями, а також високоточної (як, правило, передбачається зі спектроскопічної точністю) опису спектрів, енергетичних і спектроскопічних характеристик задіяних в лазерно-фотоіонізаційних процесах атомних і молекулярних систем [9,13,347,377-379,534-543]. Незважаючи на значний прогрес сучасної атомної і молекулярної спектроскопії, тут як і раніше мають місце риторичні теоретичні проблеми коректного опису як обмінно-кореляційних поправок, так і релятивістських ефектів, а також відомі обчислювальні труднощі. Вкрай актуальною і далекою від задовільного рішення є група таких складних завдань як високоточний розрахунок енергетичних характеристик різних резонансів типу штарківських (зеєманівських; резонансів форми), автоіонізаційних, поведінку характеристик ридберговських атомів в зовнішніх (постійному, змінному) електричному, магнітному і лазерному полях і т. д [9,13,534-543], які мають першорядне значення для розробки оптимальних лазерно-фотоіонізаційних схем поділення ізотопів і ізомерів. Саме ці обставини є причиною того, що до цих пір відсутні оптимальні схеми лазерно-фотоіонізаційного методу поділення, наприклад, ізотопів урану.

Виконані в ряді робіт (див. [347,356]) спроби побудови оптимальних схем виявилися непридатними, зокрема, до ізотопів урану, лантанідів, актинідів і

надважких елементів. З'ясувалося також, що спочатку використані в піонерських роботах [347] двох ступінчасті лазерно-фотоіонізаційні схеми виявляються вкрай неефективними і неоптимальними, зважаючи на їх як високу енерговитратність, так і досить низький ступінь селективності, низькі значення ключових параметрів процесу поділення різних ізотопів, ядерних ізомерів і т.д. Природно виникла необхідність розробки лазерних схем багатоступінчастої селективної фотоіонізації атомних систем. Розглянемо це питання докладніше.

5.3.3 Схеми багатоступінчастої лазерної фотоіонізації: Фізика елементарних атомних процесів

Перш, ніж переходити до характеристики методів селективної іонізації атомів лазерним і електричним полем (як одного з перспективних підходів в задачах поділу ізотопів), дамо короткий аналіз ключових фізичних процесів, а також огляд принципів виконаних робіт в шуканому напрямку (див., напр., [9,13,377-379,534-543]). Очевидно, що лазерна фотоіонізація атомів може здійснюватися за кількома схемами, спільною рисою яких є попереднє селективне збудження лазерним випромінюванням одного або декількох проміжних рівнів атомів і подальша іонізація тільки збуджених атомів. Заключна стадія схеми, природно, може бути здійснена в рамках різних фізичних механізмів, зокрема, можливе використання додаткових лазерних систем, тобто випромінювання додаткових лазерів на заключній стадії, можливе використання зовнішніх електричного (електромагнітного) поля, нарешті, можлива реалізація механізму іонізації за рахунок зіткнень з іншими частинками.

Ключовим параметром природно є оптимальність процесу (оптимальним є процес, коли атоми конвертуються в іони в процесі «2- або n-ступінчастої» фотоіонізації), яка визначається критеріями:

$$W_1, W_2 \gg 1/\tau_1, I_2/I_1 = 2\sigma_1/\sigma_2,$$

де $W_1 (= \sigma_1 I_1)$ – швидкість збудження атому (перша ступень схеми),
 $W_2 (= \sigma_2 I_2)$ – швидкість фотоіонізації збудженого атома (друга ступень),
 τ_1 – час релаксації населеності збудженого рівня,
 I_1 – інтенсивність випромінювання, яке збуджує,
 I_2 – інтенсивність випромінювання, яке викликає іонізацію,
 σ_1 – переріз збудження атомного рівня,
 σ_2 – переріз іонізації збудженого рівня.

На рис.5.6 наведені різні схеми реалізації лазерно-фотоіонізаційного методу, зокрема, найпростіша схема селективної 2-ступеневої іонізації атомів (рис.5.6а), триступенева схема селективної ступінчастою іонізації атома лазерним випромінюванням (рис.5.6б), схема селективної іонізації атомів лазерним випромінюванням із ступенчатим збудженням автоіонізаційних станів (рис.5.6в), схема іонізації атомів лазерним випромінюванням з селективним збудженням рідбергівських станів і їх іонізації електричним полем (рис.5.6г), схема селективної іонізації атомів лазерним випромінюванням із ступінчатим селективним збудженням рідбергівських станів і їх подальшої фотоіонізації ІК лазерним випромінюванням (рис.5.6д).

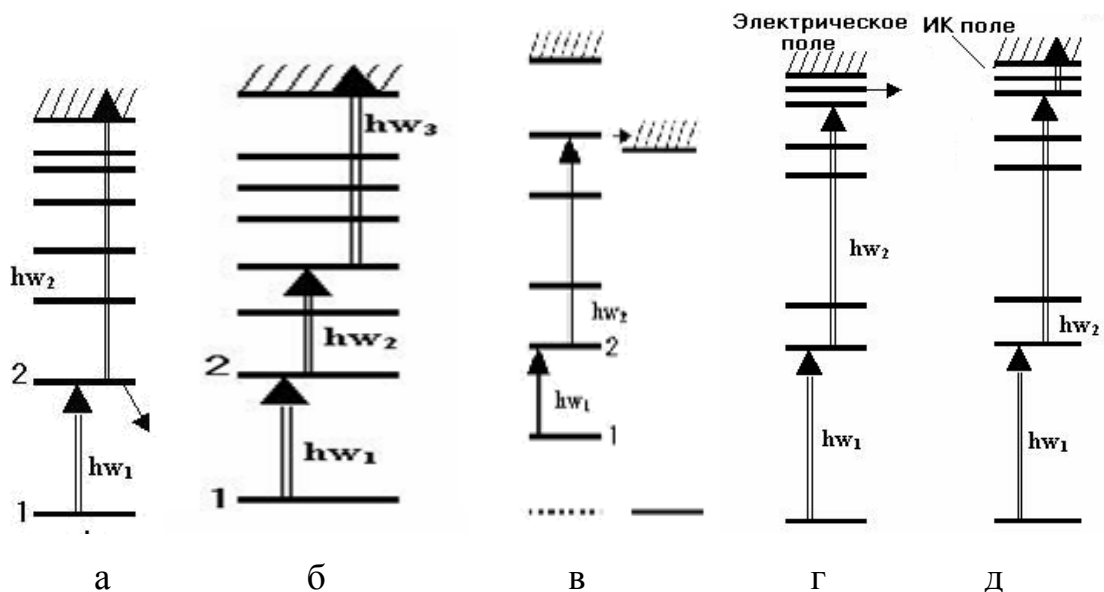


Рис.5.6. Різні схеми реалізації лазерно-фотоіонізаційного методу поділення радіонуклідів (див. текст)

Зрозуміло, для того, щоб збуджені стартовим лазерним імпульсом (імпульсами) атоми були іонізовані, інтенсивність іонізуючого випромінювання повинна бути вище інтенсивності збуджуючого випромінювання в $2 \sigma_1/\sigma_2$ раз. Експериментальні вимірювання перетинів іонізації із збуджених станів багатьох атомів показали, що величина шуканого перетину має порядок $\sigma_2 \approx 10^{-17} \text{ см}^2$, яка на кілька порядків величини менше перетину збудження з початкового стану атома (тут порядок $\sigma_1 \approx 10^{-11} - 10^{-13} \text{ см}^2$). Очевидно, що в цьому випадку практично неможливо виконати критерії оптимальності та ефективності для схем типу двоступеневої фотоіонізації.

Застосування на заключній стадії іонізації надпотужних у порівнянні з першим етапом лазерів робить шукану схему вкрай не вигідною в точки зору енергетики [9,347]. Для атомів з високим потенціалом іонізації прийнятною могла б в принципі виявитися більш досконала схема трьох- і більш-ступінчатої іонізації за допомогою лазерів видимого діапазону.

Однак, тут, як і в попередньому випадку двоступеневої схеми, зберігається зазначений недолік перетину фотоіонізації залишаються низькими в порівнянні з перетинами фотозбудження, так що схема іонізації атома на прямих фото переходах з низько розташованих збуджених станів в континуум вимагає подальшого вдосконалення. Взагалі, вимушене використання на заключній стадії багатоступінчатої фотоіонізації високо інтенсивних лазерів робить такі методики недостатньо ефективними і оптимальними. Природним удосконаленням таких методів стосовно завдань поділення ізотопів є спроби оптимізації схем селективної іонізації і підвищення їх ефективності, спрямовані на збільшення перетину іонізації збуджених рівнів.

Один з варіантів - настройка частоти випромінювання другого лазера на частоти переходів в так звані автоіонізаційні або рідбергівські автоіонізаційні стани, у т.ч. резонансні стани, індуковані електричним (електромагнітним) полем. [9,13,347,377-379,534-543]. Схема селективної іонізації атома лазерним випромінюванням із ступенчатим збудженням автоіонізаційних станів показана

на рис.5.6в. Зрозуміло, в цьому випадку обов'язково є потрібною детальна спектроскопічна інформація про автоіонізаційні резонанси в спектрах відповідних атомів ізотопів, їх енергетичні характеристики. Відзначимо тут же, що ця задача є вкрай складною і на даний момент дуже далека, за винятком деяких окремих випадків, від свого адекватного вирішення. Більш того, в більшості найбільш важливих в практичному відношенні випадків інформація про автоіонізаційні стани для багатьох ізотопів або взагалі відсутня, або представлена вкрай мізерними даними. У цьому сенсі характерним прикладом є той же уран, де, як не дивно, до цих пір відсутня надійна інформація про рідбергівські стани, що природно в цілому пов'язано з колосальною складністю спектрів таких елементів як уран, лантаніди, актиніди і т.ін. (див. [9,13,377-379,534-543]). Нарешті, до числа альтернативних вдосконалених схем лазерної іонізації слід віднести схеми, де на останній стадії для іонізації збуджених атомів використовують зовнішнє постійне електричне поле. Відповідна схема (схема селективної іонізації атомів лазерним випромінюванням із селективним збудженням рідбергівського стану і його іонізації електричним полем) показана на рис.5.6г. Тут мають місце аналогічні попередньому випадку складності.

Для адекватного теоретичного рішення задачі розрахунку параметрів шуканої схеми необхідно мати високоточні дані про енергетичні та спектроскопічні характеристики штарківських резонансів багатоелектронних атомів у зовнішньому електричному полі. Ця здавалося б класична задача квантової механіки, атомної фізики та молекулярної спектроскопії досі не має адекватного рішення для багатьох складних багатоелектронних атомів (молекул), а в разі досить сильних полів різко ускладнюється (див. [19-30,64,78-203]).

Ще один варіант удосконаленої схеми лазерної фотоіонізації атомів пов'язаний з можливістю іонізації збуджених атомів ІК випромінюванням [347]. Шукана схема (селективної іонізації атомів лазерним випромінюванням із селективним збудженням рідбергівського стану і його фотоіонізації ІЧ випромінюванням) наведена на рис.5.6д. Застосування ІЧ лазерів для іонізації

атомів було вперше запропоновано для U і лабораторно реалізовано при детектуванні станів U на основі методу ступінчатої лазерної фотоіонізації [347].

5.3.4 Огляд ключових експериментів по реалізації схем багатоступінчатої селективної іонізації атомів лазерним випромінюванням

Викладені схеми селективної фотоіонізації атомів лазерним випромінюванням були реалізовані в попередніх лабораторних експериментах для самих різних елементів [9]. Класичним є експеримент з селективної фотоіонізації, виконаний в роботах Летохова і співр. для атома Rb і детально описаний в [347]. Схема рівнів енергії і використаних квантових переходів атома Rb в схемі 2-ступеневої фотоіонізації, схема експерименту наведені на рис.5.7.

Випромінювання лазера на барвнику з частотою, яка перебудовується, (довжина хвилі 7950Å) переводило частину атомів Rb в стан $5p^2P_{1/2}$.

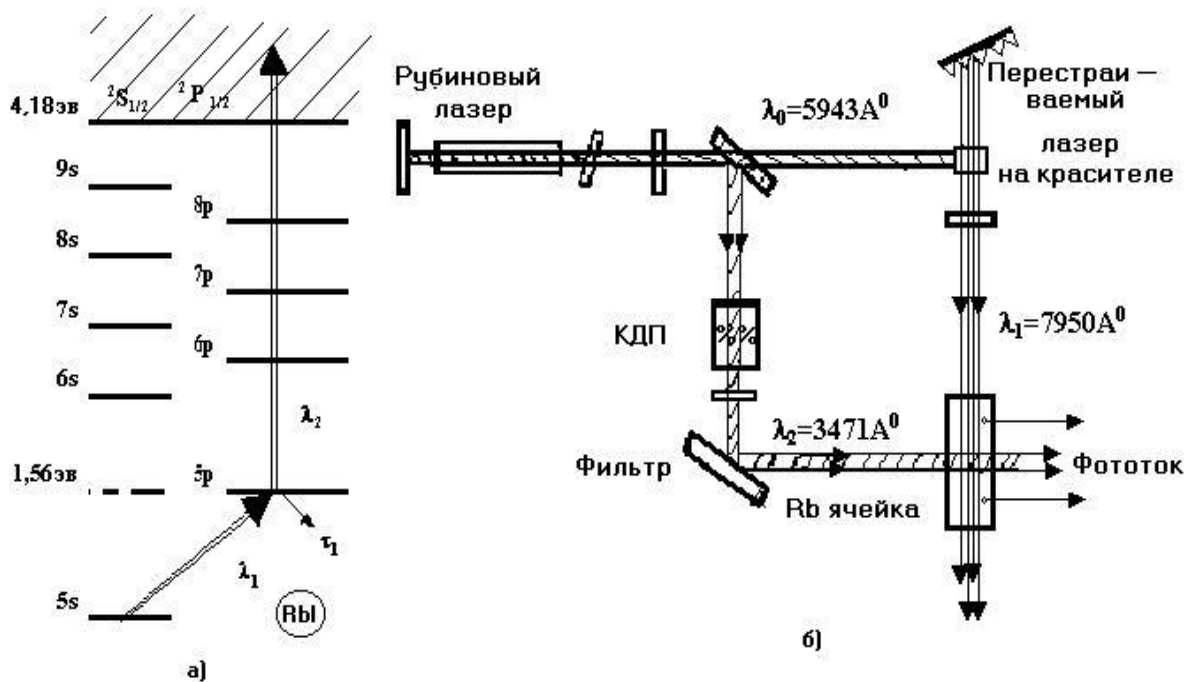


Рисунок 5.7 - Схема рівнів енергії і використаних переходів Rb в схемі двоступеневої фотоіонізації Rb (а) і схема експерименту (б) [347].

Фотоіонізація збуджених атомів здійснювалася імпульсом випромінювання другої гармоніки рубінового лазера (енергія кванта 2,62 eV). Зазначена енергія фотона виявляється цілком достатньою для фотоіонізації збуджених атомів Rb, але недостатня для фотоіонізації атомів з основного стану (4,18eV). Для пари Rb при температурі 373°K (тиск $\sim 10^{-4}$ торр) доплерівська ширина поглинання $\Delta\omega_D = 4 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$, перетин порушення $\sigma_1 \approx 10^{-11} \text{ cm}^2$, перетин фотоіонізації із збудженого атомного стану $\sigma_2 \approx 10^{-18} \text{ cm}^2$, час радіаційного розпаду рівня $5p^2P_{1/2}$ становило $\tau_1 = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ c}$. Ізотопічно селективна фотоіонізація ізоотопів лужноземельних (типу Ca і т.д.) і рідкоземельних елементів (Gd, Yb, Lu) виконана також за схемою двоступеневої фотоіонізації в континуум.

Ключові експерименти з фотоіонізаційного лазерного поділення ізоотопів U проводилися в рамках дослідницьких програм лабораторій «Авко-Еверетт» Ліверморської лабораторії ім. Лоуренса і Інститутів атомної енергії ім. І.В. Курчатова (Москва-Троїцьк) і експериментальної фізики (Нижній Новгород - Саров; нині Федеральний центр). Експериментально успішно було виконано двох-ступінчасту і трьох-ступінчасту іонізацію атомів урану U з метастабільного стану відповідно з енергією 620 cm^{-1} випромінюванням безперервних ксенонового (3781Å) і криптонових (3564Å і 3507Å) іонних лазерів.

На рис.5.8 наведено спектр фотоіонізації атомів U зі стану, збудженого о лазерним випромінюванням на довжині хвилі 4266,32 Å резонансної лінії U (з роботи [348]). Подальший розвиток ці експерименти не отримали через очевидну (що вказувалося вище) неоптимальність використаних схем лазерно-фотоіонізаційного поділення ізоотопів. Зокрема, незадовільні моменти зазначеної лазерно-фотоіонізаційної методики поділення ізоотопів пов'язані з використанням режимів опромінення та схем іонізації, які не придатні для практичної реалізації з тих чи інших причин (величезні енергетичні і, зрозуміло, фінансові витрати, безперервний режим опромінення, низька частота повторення лазерних імпульсів, фотоіонізація в континуум з низьким перетином, збудження з метастабільного стану і цілий ряд інших чинників) [9,13,347,377-379,534-543].

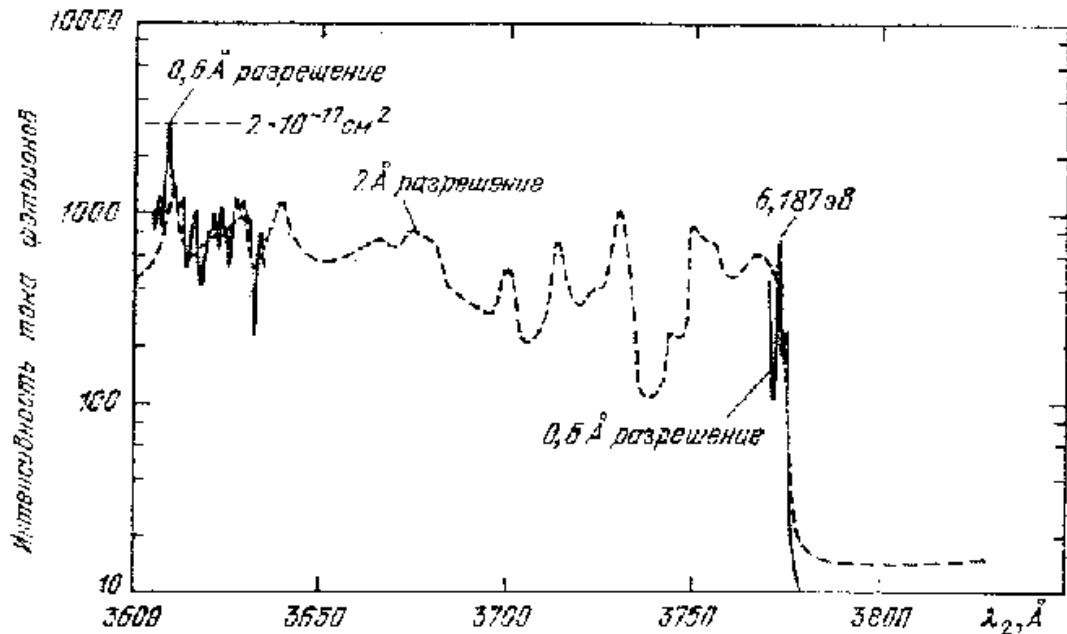


Рисунок 5.8 - Спектр фотоіонізації атомів урану з стану, який збуджується лазерним випромінюванням на довжині хвилі 4266,32 Å резонансної лінії урану.

За основу у досить перспективних, але не реалізованих досі програмах «Ексон Нуклеар» і «Авко Еверетт» прийнята схема тріступеневої фотоіонізації атомів лазерним випромінюванням із збудженням автоіонізаційних станів, однак остаточно шукані програми ще не реалізовані і до сих пір знаходяться в стадії дослідно - експериментальної розробки. Справа у тому, що для визначення параметрів шуканих схем насправді використані не зовсім точні дані щодо елементарних атомних процесів у урані та інших ізотопах, внаслідок чого оптимальних схем розробити не вдалося.

5.3.5 Схеми багатоступінчастої лазерної фотоіонізації: Критерії оптимальності та ефективності. Механізми автоіонізації і іонізації електричним полем і зіткнень іонізації збуджених атомів

До числа найважливіших характеристик схем багатоступінчастої фотоіонізації атомів з точки зору їх оптимальної реалізації і найбільшої ефективності [347] відносяться такі параметри як необхідні щільності енергії

лазерних імпульсів, кількісний вихід іонізації, зазначена вище селективність іонізації. Легко зрозуміти, що критерієм оптимальності буде задовольняти схема, коли при помірних вимогах до параметрів лазерного імпульсу шляхом відповідного підбору тривалостей імпульсів і квантових переходів вдається домогтися максимального аж до 100% виходу іонізації. Ефекти, які перешкоджають реалізації оптимальних схем, в якісному відношенні добре відомі (див., напр., [9,13,347,377-379,534-543]). Йдеться про паразитні процеси типу радіаційних, зокрема, радіаційної релаксації збуджених атомів (спонтанне зникнення рівня збудження атомів), процесів застрявання атомів на підрівні основного стану і в проміжних станах (цей останній паразитний ефект особливо характерний, наприклад, для ізотопів урану, лантанідів, актинідів і т.ін.). Крім того, велике значення має також внесок когерентних ефектів, включаючи можливість когерентного збудження проміжних станів (див. докладніше [9,347]).

У ряді випадків домінуючим може бути внесок ефектів зіткнень іонізації (де-збудження), причому ці ефекти можуть грати як позитивну, так і негативну роль. В останньому випадку мова йде про такі паразитні процеси як резонансна передача енергії від збудженого атому до атома в основному стані, резонансна перезарядка і т.ін. Їх паразитний вплив зводиться до істотного зниження селективності фотопроцесу.

Ще більш важливим, що обмежує селективність поділу атомів, є процес резонансної перезарядки, коли при іон-атомних зіткненнях відбувається обмін електроном між стикаються частинками. У будь-якому випадку роль процесів зіткнень при селективної іонізації атомів є вкрай важливою. Зрозуміло, до теперішнього часу має цілком задовільна в якісному відношенні класифікація зіткнень процесів різного типу (див. [534-543]).

Згадаємо коротко найбільш важливі з них процеси, зокрема, асоціативну іонізацію, процеси типу захоплення і відриву електронів і ін. Процеси типу захоплення електрона мають місце для високо збуджених атомів, коли енергія збудження атома ненабагато менше потенціалу іонізації, або, коли значна відмінність компенсується більшою спорідненістю до електрону атома. Відомо,

що при низьких енергіях частинок, що стикаються, максимальний перетин шуканого процесу залежить від перетину захоплення атома іншим атомом (або молекулою) і фактично визначається потенціалом тяжіння частинок, що стикаються (наприклад, потенціалом типу Ван дер Ваальса). Детальне вивчення механізму такого процесу і його ролі в процесі лазерної фотоіонізації вимагає знання відповідних перетинів і швидкостей, для чого в свою чергу необхідні докладні дані по квазімолекулярним термам і міжатомним потенціалом систем з Ван дер Ваальсовою взаємодією [348,534-543].

У разі процесів типу відриву електрона в парі А-В, коли, скажімо, атом А сильно збуджений, цей процес реалізується як результат взаємодії слабо зв'язаного електрона з частинкою, що налітає В. Перетини іонізації високо збуджених станів при зіткненнях з об'єктами, що володіють досить великим спорідненістю до електрону, можуть в принципі досягати значень порядку $\sigma_d \approx 10^{11} \text{ см}^2$ і тоді згадані процеси зіткнень можуть істотно впливати на фізику селективної фотоіонізації атомів. Хоча в сучасній теорії атома і теорії зіткнень процесів є певний прогрес в їх теоретичному описі, проте до цих пір для більшості цікавих в практичному відношенні ситуацій надійні дані про параметри зіткнень процесів відсутні, а в разі складних атомів наявні теорії претендують в кращому випадку лише на якісне опис.

Безсумнівно, актуальним є подальший розвиток і детальна реалізація адекватних послідовних методів опису фізики процесів зіткнень і проведення більш точних, в порівнянні з існуючими, розрахунків різних процесів, як правило, в рамках релятивістських моделей, якщо мова йде про тяжкі елементах [9,13,377-379,534-543]. Це ж стосується і схем селективної іонізації атомів лазерним випромінюванням із ступінчастим збудженням автоіонізаційних і рідбергівських станів, а також схем атомної іонізації електричним полем. Як підкреслено, наприклад, в [347], шукані альтернативні схеми вимагають мінімальних щільності енергії і при адекватному виборі послідовності квантових переходів в атомних спектрах і проміжних квантових станів виявляється можливою

реалізація ситуацій, коли перетину послідовних переходів лежать в області $\sigma_1, \sigma_2 > 10^{-15} \text{ см}^2$ і необхідні щільності енергії імпульсів порівняно невеликі: $\Phi_1, \Phi_2, \dots < 10^{-5} - 10^{-4} \text{ Дж/см}^2$. Для досягнення ефективного збудження значної частки атомів в суміші ізотопів, що розділяються і подальшої їх фотоіонізації щільності енергії імпульсів повинні задовольняти стандартним умовам:

$$\Phi_1 \geq \Phi^{(1)}_{(\text{нас.})} = (2\sigma_1)^{-1}, \quad \Phi_2 \geq \Phi^{(2)}_{(\text{нас.})} = (\sigma_2)^{-1}$$

Вихід фотоіонізації є максимальним при насиченні всіх послідовних квантових переходів одночасно декількома імпульсами лазерного випромінювання. Якщо розпад кінцевого стану багатоступінчастого процесу відбувається протягом лазерних імпульсів, можна домогтися 100% виходу іонізації. Такий режим в принципі реалізується в схемі селективної фотоіонізації атомів лазерним випромінюванням із багатоступенчатим збудженням автоіонізаційних станів. Для схеми з іонізацією електричним полем такий режим реалізувати значно важче. Якщо імпульс електричного поля включається після закінчення лазерних імпульсів, то це забезпечує 100% іонізацію атомів тільки з останнього високо збудженого стану.

У разі, якщо основний стан атома представлено групою підрівнів (надтонке розщеплення), що має місце, наприклад, в основному стані атома урану, очевидно, це призводить до значно зменшеному виходу іонізації (<100%).

С іншого боку, добре відомо, що через штарківський зсув атомних рівнів використання безперервного електричного поля, що спустошує кінцевий стан атома протягом лазерних імпульсів, виявляється неефективним. Компенсуючим тут є приваблива можливість управління структурою рівнів високозбуджених атомних станів вже досить слабким зовнішнім електричним полем. Оскільки останнім легко змішувати велике число станів протилежної парності, то в результаті опиняються можливими переходи з станів з малими значеннями орбітального моменту l в стану з будь-яким l для даного значення головного квантового числа. Природно, при цьому різко зростає число ефективних для

збудження ліній в атомному спектрі. Зростає і ефективність всієї схеми лазерної фотоіонізації, так як ефект Штарка дозволяє підлаштовувати спектри поглинання на останньому щаблі порушення схеми поділу ізотопів на частоту генерації вузько полосного неперебудованого лазера.

У разі атомів в рідбергівських, автоіонізаційних станах використання зовнішнього електричного поля виявляється вкрай ефективним внаслідок ефекту так званого гігантського розширення автоіонізаційних резонансів, вперше відкритого в роботах Глушкова-Іванова і підтверженого в експерименті Летохова і співр. на прикладі атомів лантанідів (див., наприклад, [348,539,542]).

Цей ефект суттєво, як ми покажемо в подальшому в рамках вперше сформульованої нами повністю релятивістської моделі, оптимізує схему лазерної фотоіонізації з автоіонізаційним механізмом іонізації на останньому етапі. В результаті використання вузьких довгоживучих автоіонізаційних резонансів забезпечує оптимальність схему поділення ізотопів практично з 100% виходом іонізації. Доречно зазначити, що такі резонанси насправді є в спектрах дуже багатьох елементів, зокрема, в спектрах інертних газів Ar, Kr, Xe, лужно-земельних елементів, урану, рідкоземельних елементів (див. [9,13,377-379,534-543]). Універсальність зазначеної схеми лазерної фотоіонізації пояснюється тим, що насправді для будь-якого багатоелектронного атома з багатьма електронами у валентній оболонці завжди можна підібрати проміжний стан, з якого дозволено перехід в вузький автоіонізаційний резонанс. З іншого боку, загальновідомі проблеми сучасної теорії атомної спектроскопії в теоретичному описі характеристик як автоіонізаційних, так і штарківських резонансів в спектрах багатоелектронних атомів, що пов'язано як з відсутністю адекватного теоретичного апарату, так і зі значними труднощами обчислювального характеру, зокрема, конкретних обчислень параметрів шуканих резонансів.

Резюмуючи проблеми та сучасний стан фізики лазерно-фотоіонізаційних процесів в установках для розділення ізотопів та інших найважливіших практичних додатках (див. [9,347,356]) і проведений вище аналіз, можна констатувати в даний час гостру необхідність розробки нових, адекватних,

високоточних моделей лазерно-фотоіонізаційних процесів в атомних системах (у відповідних установках), їх детального теоретичного та експериментального моделювання з урахуванням всього набору вимог, що пред'являються шуканими додатками. Зокрема, мова йде про обов'язкове виконання таких найважливіших умов як оптимальність енерговитрат, універсальність, висока продуктивність відповідних установок, пошук оптимальних, природно багатоступеневих схем лазерної фотоіонізації, помірні вимоги до параметрів лазерних імпульсів шляхом відповідного підбору тривалостей імпульсів, досягнення максимального аж до 100% виходу іонізації, максимально можливої селективності процесів з мінімальним впливом паразитних факторів, в т.ч. резонансної передачі енергії від порушеної атома до атома в основному стані, резонансної перезарядки і ін.

Таким чином, очевидно, за теперішнього часу потрібна розробка нових високо точних підходів до опису селективної іонізації атомних систем з різними механізмами на останній ступені, зокрема, збудженням автоіонізаційних станів і селективним збудженням рідбергівських станів, їх іонізацією електричним або лазерним полем, іонізацією через механізм зіткнень механізм тощо.

Це, в свою чергу, вимагає детального розгляду бажано в рамках релятивістських моделей фізики автоіонізації в складних багатоелектронних атомах і іони, розрахунку енергетичних характеристик автоіонізаційних резонансів в зовнішньому електричному (також магнітному) полі, ефективного методу розрахунку характеристик штарківських резонансів, рідбергівських рівнів в зовнішньому електричному полі і лазерному полі.

Для адекватного розуміння ролі та внеску як позитивних, так і негативних зіткнень-іонізаційних процесів в схемах лазерної фото-іонізації атомних сумішей необхідні детальний розгляд і розробка високоточних підходів до опису перетинів і швидкостей зіткнень процесів в схемах селективної іонізації атомів, а також прецизійних підходів до розрахунку відповідних міжатомних потенціалів взаємодії. Розвинені нами нові методи опису характеристик фізичних процесів в лазерно-фотоіонізаційних схемах поділення ізотопів і ядерних ізомерів, включаючи, процеси збудження, іонізації атомів і іонів, нові ефекти радикальної

зміни властивостей штарківських, автоіонізаційних резонансів, рідбергівських станів атомів і іонів різних елементів, позбавлені описаних вище фундаментальних недоліків і, як буде показано далі, з прийнятною для додатків точністю вперше дозволяють передбачити необхідні параметри оптимальних лазерно-фотоіонізаційних схем поділення ізотопів, радіонуклідів і дозволяють розвивати інші споріднені технології, включаючи лазерні нанотехнології. Таким чином, мова йде про розвиток принципово нового напрямку у моделюванні та розвитку нових технологій у фізиці лазерно-фотоіонізаційних процесів в атомних системах, фізиці та техніці поділення, детектування, включаючи також оптимальне управління шуканими процесами, ізотопів (в т.ч. радіоактивних), ядерних ізомерів, одиничних атомів, іонів, молекул, а також продуктів, наприклад, ядерних реакцій.

5.4 Нові релятивістські підходи в спектроскопії важких ізотопів, атомів радіоактивних елементів (елементів ядерного палива) у DC електромагнітному полі для нових схем поділення радіонуклідів

5.4.1 Вступні зауваження

В цьому розділі ми викладемо принципово новий релятивістський квантово-динамічний підхід до опису енергетичних та спектроскопічних властивостей (енергії рівнів, сили осциляторів, редуковані матричні елементи радіаційних $E1$ переходів, часи життя) важких рідбергівських атомів як у вільному стані, так й в зовнішньому електромагнітному (мікрохвильовому) полі, зокрема, вперше реалізується релятивістський метод опису DC та AC ефектів Штарку для релятивістських атомних систем для будь-яких напруженостей поля. Новий підхід в спектроскопії рідбергівських атомів базується на *ab initio* релятивістському методі MP (RMP) в межах енергетичного підходу EF (S-матричний формалізм Гелл-Мана та Лоу) з оптимізацією базисів релятивістських орбіталей, безумовним дотриманням принципу калібрувальної інваріантності та

коректним, прецизійним урахуванням ОК ефектів на основі послідовних багаточастинкових функціоналів електронної густини.

Важливо зазначити, що переважна більшість сучасних методів обчислення ймовірностей радіаційних переходів та сил осциляторів базується на стандартному квантово-механічному амплітудному підході (з відомим золотим правилом Фермі) [2].

Альтернативний підхід, що сходить до фундаментальних робіт Гелл-Мана та Лоу з S-матричного формалізму, Лабзовського та ін. (див. [3] для атому водню та воднеподібних систем й, нарешті, міцного релятивістського калібрувально-інваріантного формалізму Іванова-Іванової-Глушкова [534-537, 541] для складних багато електронних атомів, має суттєві переваги над стандартним амплітудним формалізмом. Достатньо згадати, що відома для стандартного квантово-механічного амплітудного формалізму проблема узгодження фаз відсутня в енергетичному формалізмі.

З іншого боку, вперше у калібрувально-інваріантному формулюванні енергетичного формалізму [534, 539] органічно вирішується питання не тільки питання узгодження фаз, але й проблема послідовного та коректного виконання принципу калібрувальної інваріантності й, звичайно ж, урахування складних багаточастинкових ОК ефектів.

Розроблений і реалізований нами вперше в спектроскопії важких рідбергівських атомів новий релятивістський підхід до обчислення енергетичних та спектроскопічних параметрів AC, DC штарківських резонансів для подальшого аналізу та моделювання оптимальних схем лазерно-фотоіонізаційного методу поділення ізотопів базується на формалізмі квазістаціонарних квазіенергетичних станів (ККЕС) Зельдовича [544], релятивістській операторній теорії збурень (ОТЗ) Глушкова-Іванова і релятивістському *ab initio* методі модельного потенціалу.

5.4.2 Новий релятивістський підхід в спектроскопії важких ізотопів у рідбергівських станах

5.4.2.1 Фундаментальні основи нового релятивістського методу в спектроскопії важких рідбергівських атомів: Нульове наближення релятивістської ТЗ

Як вказувалося вище, основою для побудови нового ефективного релятивістського методу опису радіаційних характеристик важких рідбергівських атомів нами вибрано енергетичний підхід EF обов'язково у калібрувально-інваріантному формулюванні [534, 535, 539], але на відміну від оригінальних версій ми будемо оптимізувати базис релятивістських орбіталей, виходячи не з водне-подібних функцій (як, напр., в [539]), а з розв'язків релятивістських рівнянь Дірака з *ab initio* MP та відповідними ОК функціоналами густини.

Як прийнято в релятивістському енергетичному підході EF згідно з [534, 539], застосованому до багатоелектронного атому, зсув електронної енергії важкого рідбергівського атому представляється у стандартному комплексному виді:

$$\Delta E = \text{Re}\Delta E + i \text{Im}\Delta E, \quad (5.1a)$$

$$\text{Im} \Delta E = -\Gamma/2, \quad (5.1b)$$

де Γ – імовірність розпаду (переходу). Далі, базуючись на EF у формулюванні Glushkov-Ivanov [535, 539] і формалізмі *ab initio* КЕД ТЗ багато-квазічастинкових (QP) систем, в новому підході потрібно сформулювати процедуру генерації калібрувально-інваріантних базисів релятивістських орбіталей “0” порядку і прецизійного урахування ОК ефектів як ефектів 2 і вище порядків ТЗ. При цьому

формально нагадаємо, що послідовний метод розрахунку ΔE базується на адиабатичній формулі Гелл-Мана і Лоу з КЕД матрицею розсіяння і веде до рядів ТЗ для зсуву енергії із звичайною фейнманівською діаграматизацією. Докладно процедура побудови відповідного формалізму КЕД ТЗ викладена, напр., в [534-537, 539-541], й ми нижче обмежимося лише коротким цитування відповідних фундаментальних аспектів.

Далі вважається, що всі стани (напр., з одним або декількома зовнішніми квазічастинками QR над остовом відповідного рідбергівського іону) розглядаються як група вироджених станів і секулярна матриця має звичайний вид:

$$M = M^{(0)} + M^{(1)} + M^{(2)} + M^{(3)} + \dots + M^{(k)}, \quad (5.2)$$

де k – число частинок; $M^{(0)}$, $M^{(1)}$, $M^{(2)}$ – внески вакуумних 1-, 2- QR діаграм.

Повний гамільтоніан рідбергівського атому зазвичай записується у вигляді [534, 537] (в атомних одиницях):

$$H = \sum_i \{ \alpha c p - \beta m c^2 + U(r_i | Z) \} + \sum_{i>j} V(r_{ij}), \quad (5.3)$$

де α , β – матриці Дирака, c – швидкість світла, $U(r/Z)$ – кулонівський потенціал електрон-ядерної взаємодії (тобто: $-Z/r$).

Зазначимо тут же, що в нашому методі на відміну від абсолютно всіх існуючих на сьогодні різноманітних методів спектроскопії рідбергівських атомів замість чисто кулонівського потенціалу передбачається й можливість використання несингулярного електрон-ядерного потенціалу з безпосереднім урахуванням розподілу густини в ядрі (це очевидно може бути принципово важливим для суперважких рідбергівських систем).

Міжелектронний потенціал в (5.3) (стандартне нерелятивістське визначення $V(r_{ij}) = 1/r_{ij}$) в послідовній релятивістській теорії записується у вигляді (див. [534, 537]):

$$V_{e-e}^{rel}(r_i, r_j) = \exp(i\omega_{ij}r_{ij}) \cdot \frac{(1 - \alpha_i \alpha_j)}{r_{ij}}, \quad (5.4)$$

де α_i, α_j – матриці Дірака; ω_{ij} – частота атомного переходу.

Звичайно, потенціал (5.4) на відміну від нерелятивістського означення враховує безпосередньо ефект запізнення та магнітну (зазвичай звану як брейтівська) взаємодію [534].

Далі ми будемо будувати так звану оптимізовану версію релятивістської ТЗ (нову в теорії релятивістських рідбергівських атомів), яка на відміну від стандартних ТЗ типу ТЗ з ДФ або РХФ в нульовому наближенні враховує всі основні релятивістські ефекти як одночастинкові, так й двочастинкові (фактично з точністю до α^2 , де α – стала тонкої структури) плюс вагому частину дуже важливих ОК ефектів.

Гамільтоніан “0” наближення представимо у вигляді такого оператора:

$$H_0 = \sum_i \{ \alpha c p_i - \beta m c^2 + [-Z / r_i + U_{MF}(r_i | b) + V_{XC}(r_i)] \}, \quad (5.5a)$$

де $V_{XC}(r_i)$ – одночастинковий обмінно-кореляційний потенціал (див. далі), $U_{MF}(r_i | b)$ – самоузгоджений потенціал середнього поля (Mean Field; b – параметр потенціалу, у подальшому визначаємий у межах ab initio процедури), тобто потенціал взаємодії “квазічастинка-остов” у випадку атомної системи, що складається з остову замкнених електронних оболонок та декількох зовнішніх квазічастинок.

Потенціал електрон-ядерної взаємодії обирається у звичайній стандартній формі, тобто $V_N(r_i) = -Z/r$, хоча у випадку дослідження суперважких атомних систем й не досить високо розташованих станів важливим стає класичний ефект Breit-Rosenthal-Crawford-Schawlow, який у нашій теорії обчислюється по методиці [534]. Тобто, електрон-ядерний потенціал має вигляд:

$$V_N(r|R) = -\left(\frac{1}{r}\right) \int_0^r dr' r'^2 \rho_N(r'|R) + \int_r^\infty dr' r' \rho_N(r'|R), \quad (5.5б)$$

де R – радіус ядра суперважкого атому, а ядерна густина може бути визначена, напр., в моделі Фермі, зокрема:

$$\rho(r) = \rho_0 / \{1 + \exp[(r - c) / a]\}, \quad (5.5в)$$

де параметр $a=0.523\text{Фм}$, а параметр c вибирається таким чином, що середньо-квадратичний радіус:

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = (0.836 \cdot A^{1/3} + 0.57) \text{Фм}. \quad (5.5г)$$

Обчислення потенціалу (5.5) в межах КЕД ТЗ для суперважких атомних систем (реалізовано у відомому РС комплексі “Superatom”) зводиться до розв'язання системи диференціальних рівнянь з відповідними межовими умовами.

Тоді оператор збурення розвиваємої релятивістської ТЗ з нульовим наближенням (5.5а) має бути записаний у вигляді:

$$V_{\text{int}} = -\sum_i^{N_{\text{tot}}} [U_{MF}(r_i | b) + V_{XC}(r_i)] + \sum_{i>j}^{N_{\text{tot}}} V_{e-e}^{\text{rel}}(r_i r_j) \quad (5.6)$$

з відповідним компенсуючим членом $U_{MF}(r_i | b) + V_{XC}(r_i)$ у квадратних скобках.

Зазначимо, що повне і докладне обґрунтування такої ідеології побудови формалізму ТЗ було дано ще у відомих роботах Толмачова-Іванова, а також відомих роботах Kelly (див. докладніше[534]).

Важливим моментом нового підходу з урахуванням поставлених задач у спектроскопії рідбергівських атомів є правильний вибір самоузгодженого потенціалу середнього поля $U_{MF}(r_i | b)$. Точніше, мова йде про обов'язкове урахування ефекту суттєво некулонівського групування рівнів у важких рідбергівських атомних системах, який принципово не враховується поки що ні в одній моделі чи методі, що використовуються у спектроскопії важких

рідбергівських атомів. Враховуючи наведений в розділі 1 аналіз ролі ефекту суттєво некулонівського групування рівнів у важких рідбергівських атомних системах в якості самоузгодженого потенціалу середнього поля, ми й для нашого підходу вибрали МР Ivanov-Ivanova [541], який широко використовувався в багатьох спектроскопічних дослідженнях спектрів складних атомів ([540, 541], але на відміну від оригінальної версії у подальшому цей одно-параметричний МР ми використаємо виключно в межах *ab initio* процедури, таким чином зберігаючи виключно неемпіричний характер нашого методу:

$$U_{MF}(r_i | b) = 2[1 - \exp(-br)(1+r)]/Zr + \\ + 8[1 - \exp(-br)(1 + 0,6r + 0,16r^2 + 0,036r^3)]/Zr. \quad (5.7)$$

В якості потенціалу квазіоднчастинкового ОК потенціалу у подальшому ми візьмемо узагальнений потенціал Kohn-Sham-Gunnarsson-Lundqvist, вперше докладно застосований Glushkov et al (див., напр., [534, 538]). Але на відміну від останніх версій ми запишемо цей потенціал у своїй оригінальній формі без додаткових параметрів, а саме:

$$V_{XC}[\rho(r), r] = V_X^{KS}(r) \cdot \left\{ \frac{3}{2} \ln \frac{[\beta + (\beta^2 + 1)^{1/2}]}{\beta(\beta^2 + 1)^{1/2}} - \frac{1}{2} \right\} - \\ - 0.0333 \cdot \left\{ \frac{3}{2} \ln \frac{[\beta + (\beta^2 + 1)^{1/2}]}{\beta(\beta^2 + 1)^{1/2}} - \frac{1}{2} \right\} \ln[1 + 18.3768 \cdot \rho(r)^{1/3}], \quad (5.8a)$$

де $\beta = 3\pi^2 \rho(r)^{1/3} / c$,

c – швидкість світла,

V_X^{KS} – стандартний обмінний потенціал Kohn-Sham, який визначається як [534]:

$$V_X^{KS}(r) = -(e^2 / \pi)[3\pi^2 \rho(r)]^{1/3}. \quad (5.8)$$

Таким чином, в нульовому наближенні релятивістської ТЗ потенціал $U_{MF}(r_i|b)+V_{XC}(r_i)$ в нашому методі є сума потенціалів (5.7) та (5.8), до того ж єдиний параметр потенціалу, параметр b , буде визначений далі на основі ідеології відомої КЕД процедури Glushkov-Ivanov [540]. При цьому, суттєво відрізняючись від оригінальної версії, а також багаточисельних інших методик (див., напр., [534]), що базуються на процедурі [540], алгоритм мінімізації калібрувально-неінваріантного внеску в радіаційні ширини з початку включає повний потенціал (5.7) та (5.8) (див. далі).

В нульовому наближенні релятивістської ТЗ з ab initio МР стандартною є задача розв'язання релятивістського рівняння Дірака для визначення одно-QR енергій та релятивістських хвильових функцій, які записуються у вигляді відомого біспінору:

$$\Psi_{jlm}(r) = \begin{pmatrix} \Phi_{jlm}(r) \\ \chi_{jlm}(r) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F(r)\Omega_{jlm}(r) \\ G(r)\Omega_{jlm}(r) \end{pmatrix}, \quad (5.9a)$$

де $\Omega_{jlm}(r)$ - сферичний спіно́р,

$$l=j\pm 1/2, l'=2j-1.$$

Радіальні компоненти (велика та мала) функції Дірака $F(r)$ і $G(r)$ задовольняють системі відомих диференціальних рівнянь, які відповідно до нашого підходу приймуть такий вигляд:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial r} + (1 + \chi)\frac{F}{r} - (\varepsilon + m - [U_{MF}(r|b) + V_{XC}(r)])G &= 0 \\ \frac{\partial G}{\partial r} + (1 - \chi)\frac{G}{r} + (\varepsilon - m - [U_{MF}(r|b) + V_{XC}(r)])F &= 0 \end{aligned}, \quad (5.9b)$$

де F і G – велика та мала компоненти, χ - квантове число Дірака (стала тонкої структури $\alpha=1$).

Очевидно, вид радіальних функцій Дірака, тобто розв'язків (5.9b) визначається виключно потенціалом $[U_{MF}(r|b) + V_{XC}(r)]$, що дуже важливо, так

як останній має мати правильні асимптотики та враховувати ефект суттєво некулонівського групування рівнів, який є принципово важливим в спектроскопії важких рідбергівських атомних систем.

Відомі чисельні труднощі при інтегруванні (5.9) в області $r \rightarrow 0$ виключаються відомим прийомом. А саме (див. [534]) при великих χ функції F і G швидко змінюються в нулі, тому звичайно відокремлюється головна степенева залежність при малих r : $f = Fr^{1-|\chi|}$, $g = Gr^{1-|\chi|}$, і прикінцева система діраківських рівнянь приймає в нашому підході такий вигляд:

$$\begin{aligned} f' &= -(\chi + |\chi|)f/r - \alpha Z[U_{MF}(r|b) + V_{XC}(r)]g - (\alpha ZE_{n\chi} + 2/\alpha Z)g \\ g' &= (\chi - |\chi|)g/r - \alpha Z[U_{MF}(r|b) + V_{XC}(r)]f + \alpha ZE_{n\chi}f \quad , \quad (5.10a) \end{aligned}$$

де $E_{n\chi}$ – одноелектронна енергія.

Звичайні граничні умови визначаються першими членами розкладу функцій у ряд Тейлору, тобто [534]:

$$\begin{aligned} g &= (V(0) - E_{n\chi})r\alpha Z/(2\chi + 1); \quad \text{при } \chi < 0 \\ f &= 1 \\ f &= (V(0) - E_{n\chi} - 2/\alpha^2 Z^2)\alpha Z; \quad \text{при } \chi > 0 \\ g &= 1. \end{aligned} \quad (5.10b)$$

Стандартна умова $f, g \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$ визначає квантовані енергії E .

5.4.2.2 Енергетичний підхід для обчислення радіаційних амплітуд та матричних елементів радіаційних переходів: узагальнена Glushkov-Ivanov версія

Для обчислення головних спектроскопічних характеристик важких рідбергівських атомів ми стартуємо з релятивістського калібрувально-інваріантного енергетичного формалізму Іванова-Іванової-Глушкова [534-541] для складних багато електронних атомів. За визначенням (див. [534, 539]) ймовірність радіаційного переходу (розпаду) Γ пов'язана з уявною частиною зсуву енергії електронної системи через (5.2). Можна показати, що у другому порядку КЕД ТЗ уявна частина електронної енергії рідбергівського атому пов'язана з матричним оператором радіаційного переходу (нижче на відміну від [534, 539] всі визначення даються в означеннях нашої релятивістської схеми):

$$V_{ijkl} = \iint d^3r_1 d^3r_2 \varphi_i^{EFMP*}(\mathbf{r}_1) \varphi_j^{EFMP*}(\mathbf{r}_2) \frac{\sin|\omega|r_{12}}{r_{12}} \cdot (1 - \alpha_1 \alpha_2) \varphi_k^{EFMP}(\mathbf{r}_2) \varphi_l^{EFMP}(\mathbf{r}_1), \quad (5.11a)$$

де φ_j^{EFMP} – релятивістські біспінори, базис яких генерується у нульовому наближенні нашої ТЗ (дивись вище). Варто нагадати, що у виразі (5.11a) окремі члені відповідають різним парціальним каналам. Відзначимо, що вираз (5.11a) є багатомірним інтегралом. Техніка роботи з такими об'єктами на сьогодні добре розроблена. Зокрема, згідно з [534, 537-541], уявна частина оператора міжелектронної взаємодії і відповідно матричного елемента оператора радіаційних переходів (редукованого матричного елемента) з урахуванням кутової симетрії задачі розкладається у ряд по функціям Бесселя першого роду,

$$\frac{\sin|\omega|r_{12}}{r_{12}} = \frac{\pi}{2\sqrt{r_1 r_2}} \sum_{\lambda=0}^{\infty} (\lambda) J_{\lambda+1/2}(|\omega|r_1) J_{\lambda+1/2}(|\omega|r_2) P_{\lambda}(\widehat{\cos \mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2}), \quad (5.11b)$$

де $(\lambda) = 2\lambda + 1$, і далі підстановка (5.11b) дає наступний відомий вираз для

матричного елементу оператору переходу:

$$V_{1234}^{\omega} = [(j_1)(j_2)(j_3)(j_4)]^{1/2} \sum_{\lambda\mu} (-1)^{\mu} \begin{pmatrix} j_1 j_3 & \lambda \\ m_1 - m_3 & \mu \end{pmatrix} \times \text{Im} Q_{\lambda}(1234), \quad (5.11\text{в})$$

де величина Q_{λ} визначається звичайною сумою:

$$Q_{\lambda} = Q_{\lambda}^{\text{Qul}} + Q_{\lambda}^{\text{Br}}, \quad (5.12)$$

з кулонівською ($Q_{\lambda}^{\text{Qul}} - \frac{\mathbf{sin}|\omega|r_{12}}{r_{12}}$) та брейтівською ($Q_{\lambda}^{\text{Br}} - \frac{\mathbf{sin}|\omega|r_{12}\alpha_1\alpha_2}{r_{12}}$) частинами.

Величина Q_{λ}^{Qul} в (5.12) визначається через радіальні інтеграли R_{λ} і кутові коефіцієнти S_{λ} [534], які мають такий вигляд:

$$\text{Im} Q_{\lambda}^{\text{Qul}} = \frac{1}{Z} \text{Im} \{ R_l^{\text{EFMP}}(1243) S_{\lambda}(1243) + R_l^{\text{EFMP}}(\tilde{1}24\tilde{3}) S_{\lambda}(\tilde{1}24\tilde{3}) + \quad (5.13\text{а})$$

$$+ R_l^{\text{EFMP}}(1\tilde{2}\tilde{4}3) S_{\lambda}(1\tilde{2}\tilde{4}3) + R_l^{\text{EFMP}}(\tilde{1}\tilde{2}\tilde{4}\tilde{3}) S_{\lambda}(\tilde{1}\tilde{2}\tilde{4}\tilde{3}) \}$$

$$R_{\lambda}^{\text{EFMP}}(1\tilde{2}\tilde{4}3) = \iint dr_1 r_1^2 r_2^2 f_1^{\text{EFMP}}(r_1) f_3^{\text{EFMP}}(r_1) g_2^{\text{EFMP}}(r_2) g_4^{\text{EFMP}}(r_2) Z_{\lambda}^{(1)}(r_{<}) Z_{\lambda}^{(1)}(r_{>}) \quad (5.13\text{б})$$

$$S_{\lambda}(1243) = \{ \lambda l_1 l_3 \} \{ \lambda l_2 l_4 \} \begin{pmatrix} j_1 & j_3 & \lambda \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_2 & j_4 & \lambda \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix}, \quad (5.13\text{в})$$

де $\{ \lambda l_1 l_3 \}$ означає, що $\lambda + l_1 + l_3$ – парне число, означення 1(2, 3, 4) відповідає великій компоненті f діраковської функції, $\tilde{1}(\tilde{2}, \tilde{3}, \tilde{4})$ – малій компоненті g , функція Z визначається через бesselівські функції (див. [534, 539]):

$$Z_{\lambda}^{(1)} = \left[\frac{2}{|\omega_{13}| \alpha Z} \right]^{\lambda+1/2} \frac{J_{\lambda+1/2}(\alpha|\omega_{13}|r)}{r^{\lambda} \Gamma(\lambda + 3/2)}. \quad (5.13\text{г})$$

Аналогічним чином визначається і брейтівська частина

$Q_{\lambda}^{\text{Br}} = Q_{\lambda, \lambda-1}^{\text{Br}} + Q_{\lambda, \lambda}^{\text{Br}} + Q_{\lambda, \lambda+1}^{\text{Br}}$ в матричних елементах оператору переходу, а саме:

$$\begin{aligned} \text{Im}Q_{\lambda}^{\text{Br}} = \frac{1}{Z} \text{Im}\{ & R_l^{\text{EFMP}}(12\tilde{4}\tilde{3})S_{\lambda}^l(12\tilde{4}\tilde{3}) + R_l^{\text{EFMP}}(\tilde{1}\tilde{2}43)S_{\lambda}^l(1243) + \\ & + R_l^{\text{EFMP}}(\tilde{1}\tilde{2}\tilde{4}3)S_{\lambda}^l(\tilde{1}\tilde{2}\tilde{4}3) + R_l^{\text{EFMP}}(1\tilde{2}\tilde{4}\tilde{3})S_{\lambda}^l(1\tilde{2}\tilde{4}\tilde{3})\} \end{aligned} \quad (5.14)$$

Докладні вирази для всіх величин в (5.14) наведені, напр., в [534]. Далі повна ймовірність Γ_{λ} -польного переходу стандартно розбивається на електричну P_{λ}^E та магнітну P_{λ}^M частини [534]:

$$\begin{aligned} P_{\lambda}^E(\gamma \rightarrow \delta) &= 2(2j+1)Q_{\lambda}^E(\gamma\delta; \gamma\delta) & Q_{\lambda}^E &= Q_{\lambda}^{\text{Cul}} + Q_{\lambda, \lambda-1}^{\text{Br}} + Q_{\lambda, \lambda+1}^{\text{Br}} \\ P_{\lambda}^M(\gamma \rightarrow \delta) &= 2(2j+1)Q_{\lambda}^M(\gamma\delta; \gamma\delta) & Q_{\lambda}^M &= Q_{\lambda, \lambda}^{\text{Br}}. \end{aligned} \quad (5.15)$$

Обчислення ймовірностей переходів по вище приведеним формулам виконується з декотрими модифікаціями на основі відповідних блоків РС атомно-ядерного комплексу “Superatom-ISAN” [534, 535, 537-541].

5.4.2.3 Енергетичний підхід для обчислення радіаційних амплітуд та матричних елементів радіаційних переходів: Урахування обмінно-кореляційних ефектів та мінімізація калібрувально-неінваріантних внесків

Фундаментально важливими моментами розробляємого нами на основі енергетичного підходу (Glushkov-Ivanov версія [534, 535, 539]) і релятивістського методу ab initio MP з урахуванням ефекту суттєво некулонівського групування рівнів нового підходу до опису важких рідбергівських атомних систем є, по-перше, прецизійне урахування багаточастинкових ОК ефектів другого та вищих порядків ТЗ (зокрема, добре якісно відомі ефекти поляризації зовнішніх квазічастинок з багатоелектронним атомним остовом ΔE_{pol} , екранування зовнішніх квазічастинок одна одною ΔE_{scr} , їх інтерференція, тиск континууму, що особливо важливо для рідбергівських станів тощо). Справа у тому, що переважна частина одноквазічастинкових ОК ефектів враховується за допомогою

потенціалів (5.7)-(5.8), але ці потенціали принципово не спроможні враховувати багаточастинкові (насамперед, двочастинкові) ефекти. Для вирішення цієї проблеми в нашій теорії ми використовуємо відомий релятивістський 2-QP поляризаційний оператор $V_{pol}(r_1, r_2)$, [534]:

$$V_{pol}^d(r_1 r_2) = X \left\{ \int \frac{dr' (\rho_c^{(0)}(r'))^{1/3} \theta(r')}{|r_1 - r'| \cdot |r' - r_2|} - \int \frac{dr' (\rho_c^{(0)}(r'))^{1/3} \theta(r')}{|r_1 - r'|} \int \frac{dr'' (\rho_c^{(0)}(r''))^{1/3} \theta(r'')}{|r'' - r_2|} \right\} / \langle (\rho_c^{(0)})^{1/3} \rangle, \\ \langle (\rho_c^{(0)})^{1/3} \rangle = \int dr (\rho_c^{(0)}(r))^{1/3} \theta(r), \quad \theta(r) = \left\{ 1 + \left[3\pi^2 \cdot \rho_c^{(0)}(r) \right]^{2/3} / c^2 \right\}^{1/2}, \quad (5.16)$$

де X – чисельний коефіцієнт. Поправка на ефект екранування врахована шляхом (використана процедура [534]) введення до гамільтоніану (5.6) *ab initio* екранувального ефективного потенціалу, який має вигляд:

$$W_{scr}(r) = \int dr' |\varphi_j^{EFMP}(r')|^2 / r_>, \quad (5.17)$$

де $r_>$ – найбільше з r і r' .

Додавання екранувального потенціалу в гамільтоніан (5.6) дозволяє врахувати внески так званих діаграм сходового типу всіх порядків ТЗ (дивись докладніше питання діаграматизації рядів ТЗ в [534]). На закінчення цього аспекту теорії також відзначимо, що для спрощення всієї обчислювальної процедури методу тут ми використали оригінальний прийом, пов'язаний з використанням воднеподібного наближення в (5.17). По-друге, зрозуміло, що потенціал (5.17) в операторі збурення послідовної релятивістської ТЗ віднімається від потенціалу (5.4). По-третє, у прецизійних розрахунках амплітуд радіаційних переходів (тобто сил осциляторів, ймовірностей радіаційних переходів, зворотної до них величини - часу життя стану) оператор (5.16), який враховує багаточастинкові ОК ефекти додається до оператору (5.11) в загальний матричний елемент радіаційного переходу.

Технічні аспекти обчислення матричних елементів прямого поляризаційного оператора (5.16) і аналогічного обмінного добре відомі й фактично зводяться до обчислення інтегралів виду [534]:

$$R_{\lambda}^d = \iiint dr_1 dr_2 dr_3 r_1^2 r_2^2 r_3^2 \rho_1(r_1) \tilde{u}_{\lambda}(r_1 r_3) \rho_c^{1/3}(r_3) \tilde{u}_{\lambda}(r_3 r_2) \rho_2(r_2). \quad (5.18a)$$

В межах методу диференціальних рівнянь Глушкова-Іванова-Іванової [539, 540] обчислення (5.18a) з урахуванням $R^d = \lim_{r \rightarrow \infty} Y(r)$ зводиться до розв'язання системи диференціальних рівнянь з нульовими граничними умовами:

$$\begin{aligned} Y_1' &= (\rho_1 r^2 Z_{\lambda}^{(1)} - (\lambda + 1)Y_1)/r; \\ Y_2' &= (\rho_2 r^2 Z_{\lambda}^{(1)} - (\lambda + 1)Y_2)/r; \\ Y_3' &= (\rho_c^{1/3} r^2 Z_{\lambda}^{(1)} Z_{\lambda}^{(1)} - (2\lambda + 1)Y_3)/r; \\ Y_4' &= (\rho_2 r^2 Y_3 + \rho_c^{1/3} Y_2 Z_{\lambda}^{(1)} Z_{\lambda}^{(2)} - (\lambda + 1)Y_4)/r; \\ Y_5' &= (\rho_1 r^2 Y_3 + \rho_c^{1/3} Y_1 Z_{\lambda}^{(1)} Z_{\lambda}^{(2)} - (\lambda + 1)Y_5)/r; \end{aligned} \quad (5.18b)$$

$$Y'(r) = (\rho_1 r^2 Y_4 + \rho_2 r^2 Y_5 + \rho_c^{1/3} r^2 Y_2 Z_{\lambda}^{(2)}) Z_{\lambda}^{(2)}.$$

Нарешті, ще одно із найголовніших питань нової релятивістської теорії для важких рідбергівських атомів – це оптимізація нульового наближення з метою максимального виконання принципу калібрувальної інваріантності в теорії обчислення радіаційних переходів та розпадів, тобто мова йде про побудову оптимізованого базису 1QP хвильових функцій (підр.2.2.1). Для цієї мети ми розвиваємо схему, яка узагальнює відому КЕД процедуру мінімізації внесків кореляційних діаграм четвертого та вище порядків КЕД ТЗ, що пов'язані з обміном подовжніми фотонами в уявну частину ΔE (Glushkov-Ivanov, Phys.Lett.A, 1992). Цей внесок визначається матричними елементами поляризаційного оператора $V_{pol}(r_1, r_2)$:

$$\text{Im } E_{\text{minv}}(\alpha - s | A_d) = \sum \text{Im } E(\alpha - s | A) \sim G \{ \langle V_{\text{poi}}(r_1, r_2) \rangle \}, \quad (5.19)$$

де $V_{\text{poi}}(r_1, r_2)$ визначається формулою (5.16). Методичні та чисельні аспекти процедури мінімізації функціоналу (5.19) докладно викладені в [534, 539, 540], тому далі ми обмежимося лише коротким визначенням оригінальних моментів нашого методу. При мінімізації функціоналу (5.19) визначається поправка першого порядку до функцій-розв'язків релятивістських рівнянь Дірака (5.15) з повним 1QR потенціалом, який, на відміну від оригінальної версії та багаточисельних узагальнень (див., напр., [3, 534, 556]), в нашому випадку містить $[U_{MF}(r_i | b) + V_{XC}(r_i)]$.

Шукана поправка є фактично біспинором виду:

$$\Psi_{\mu m}^{EFMP} = \sum_{n_i} \Psi_{n_i \mu_i m_i} \langle n_i \mu_i m_i | U | n \mu m \rangle / (\varepsilon_{n_i \mu_i m_i} - \varepsilon) \quad (5.20a)$$

(тут $(n \mu m)$ – квантові числа 1-QR станів, ε – енергетичний параметр) компоненти якого задовольняють новій системі рівнянь:

$$G' / \alpha Z + (1 - \mu)G / \alpha Z r + A_+ F = \delta V_{MF} f_{n_i \mu_i}, \quad (5.20б)$$

$$- F' / \alpha Z + (1 + \mu_i)F / \alpha Z r + A_- G = \delta V_{MF} g_{n_i \mu_i}, \quad (5.20в)$$

де δV_{MF} визначається згідно зі схемою: $\delta V_{MF} \rightarrow \delta V_{MF} \sim [\delta U_{MF}(r_i | b) + \delta V_{XC}(r_i)]$, а функції A_{\pm} визначаються виразом: $A_{\pm} = V_{MF}(r) \pm 1 / (\alpha Z)^2 - \varepsilon$. В результаті реалізація описаної схеми дозволяє додержуватися принципу калібрувальної інваріантності при обчисленні радіаційних матричних елементів на основі нашого ab initio методу релятивістського МР та релятивістського енергетичного підходу (EF-RMP), що, безумовно, переважним чином принципово відокремлює наш новий метод в спектроскопії важких релятивістських атомів від всіх існуючих версій й, насамперед, найбільш популярних, що базуються на методі ДФ або НКД, або

квазікласичних моделях. Нарешті відзначимо, що для рішення повної системи диференціальних рівнянь, що включає систему діраківських рівнянь (5.10), які розв'язувалися на основі методу Рунге-Кутта, рівняння для модифікованих функцій Беселя, системи рівнянь для обчислення поляризаційних матричних елементів тощо, з декотрими додатковими модифікаціями використано РС атомно-ядерний комплекс “Superatom-ISAN” [534-541, 545].

5.5 Нові релятивістські підходи в спектроскопії важких ізотопів, атомів радіоактивних елементів (елементів ядерного палива) в АС змінному електромагнітному полі для нових схем поділення радіонуклідів

5.5.1 Елементи нової версії операторної ТЗ для багатоелектронних атомних систем в електромагнітному полі, теорії квазіенергетичних станів та методу комплексних координат

Розглянемо будь-яку релятивістську атомну систему у зовнішньому полі. Добре відомо [536], що в рамках послідовної релятивістської теорії резонансних станів у спектрі атома у зовнішньому електромагнітному полі на відміну від нерелятивістської теорії з'являються комплексні власні енергії:

$$E = E_{\Gamma} + i\Gamma/2, \quad (5.21)$$

де E_{Γ} – енергія резонансу,

Γ – ширина резонансу.

В межах класичної операторної ТЗ важливим моментом є використання відомого в теорії розсіювання “distortedwaves наближення”, включеного в рамки формально точної ТЗ. Згідно з [542], гамільтоніан нульового наближення такої ТЗ має спектр стаціонарних пов'язаних станів, станів розсіювання тощо, і визначається набором ортогональних власних функцій і значень енергії. Другий важливий момент пов'язаний із достатньо швидкою збіжністю ряду ТЗ (на

відміну від стандартної ТЗ із суттєвою розбіжністю внаслідок відомого феномена Дайсона) завдяки вибору фізично розумного спектра власних функцій та енергій в нульовому наближенні.

Згідно з [542], головна ідея побудови оптимального гамільтоніану нульового наближення базується на тій умові, щоб він збігався з повним гамільтоніаном задачі для атома в електричному полі H при $F \Rightarrow 0$ (F – напруженість електричного поля). Далі, з метою оптимізації базису функцій штарківських резонансів (що дає можливість використовувати метод операторної ТЗ в полях будь-якої напруженості), важливим моментом методу є заміна однорідного електричного поля початкової напруженості F_0 полем, що описується функцією [542]:

$$F(t) = \frac{1}{t} F_0 \left[(t - \tau) \frac{\tau^2}{\tau^2 + t^2} + \tau \right], \quad (5.22a)$$

з достатньо великим параметром τ ($\tau = 1.5 t_2$; друга поворотна точка для потенціалу задачі Штарка). Далі, як звичайно, в методі операторної ТЗ показується, що функція $F(t)$ практично збігається з F_0 всередині бар'єрної області руху (при $t < t_2$) і зникає при $t \gg t_2$. Зрозуміло, що у послідовній реалізації допустиме значення параметра τ підбирається чисельно з умови, що кінцеві результати виявляються не залежними від τ .

На асимптотиці (коли електричного поля немає) електрон є природно вільним з ефективним хвильовим числом [542]:

$$k_{\text{eff}} = (E/2 + F\tau/4)^{1/2}. \quad (5.22b)$$

Відповідно далі можна показати, що енергетичний спектр станів розсіювання електрона атома в задачі Штарка знаходиться в області $(F\tau/2, +\infty)$, в той час як в однорідному електричному полі – $(-\infty, +\infty)$). При цьому важливо, що стани розсіювання в присутності однорідного електричного поля залишаються

квантованими при будь-якій енергії E .

Параметром малості операторної ТЗ є Γ/E (Γ , E – ширина енергії розглянутого рівня), причому виявляється, що $\Gamma/E \leq 1/n$ навіть в околиці границі нового континууму системи, що виникає в спектрі атомної системи в сильному електромагнітному полі. Ці ключові ідеї операторної ТЗ будуть збережені нами і в нашій новій релятивістській моделі, яка, на відміну від попередніх (див., напр., [534]) різноманітних версій операторної ТЗ [542], природно базується вже на релятивістському рівнянні Дірака.

Також далі варто зазначити, що при формуванні нового релятивістського квантового підходу до моделювання хаотичної динаміки атомних систем в електромагнітному полі ми використовуємо в якості основи метод комплексних координат (МКК або обертання координат) і відому теорію ККЕС. Метод ККЕС у нерелятивістському наближенні раніше застосовувався до вивчення динаміки атому водню в електромагнітному полі, а також більш складних атомів в полі в наближеннях одно- та багатоканального методу квантового дефекту [543]. Нагадаємо також, що метод МКК у ряді робіт з успіхом був застосований для розв'язання низки задач нерелятивістської квантової механіки, зокрема, класичної задачі про квазістаціонарні стани, вивчення поведінки атому водню в статичних полях, задачі обчислення амплітуд розсіювання електрона на атомі водню, ряді молекулярних задач і т.д. [543].

Нижче ми вперше застосуємо вказані підходи до розв'язання класу задач нелінійної динаміки релятивістських багатоелектронних атомних систем у полі. Основна ідея методу МКК (див., напр., [543]), полягає в тому, що комплексне перетворення координат $r \rightarrow r \exp(i\theta)$ в гамільтоніані задачі не змінює його власні значення (енергії станів), але в той же час переводить його власні функції в простір квадратично інтегрованих функцій, тобто фактично в задачі з'являється неунітарно комплексний оператор:

$$R(\theta) = \exp(-i\theta/2[\vec{r}\vec{p} + \vec{p}\vec{r}]) . \quad (5.23)$$

На рівні обчислювального алгоритму задача обчислення енергій резонансів фактично замінюється на задачу обчислення власних значень неермітової матриці.

У методі ККЕС, з урахуванням відомої теореми Флоке, для періодичного зовнішнього поля (період $T=2\pi/\omega$) у нерелятивістському наближенні записується залежне від часу рівняння Шредінгера у вигляді:

$$i\partial_t |\Psi(r, t)\rangle = H |\Psi(r, t)\rangle, \quad (5.24)$$

$$H(t+T) = H(t).$$

Після цього відповідні рішення (5.24) шукаються у вигляді суперпозиції добутків фазового множника $\exp(-iE_j t)$ і періодично залежної від часу функції $|\Psi(r, t)\rangle$:

$$|\Psi(r, t)\rangle = \sum_j c_j \exp(-iE_j t) |\Psi_{E_j}(r, t)\rangle \quad (5.25)$$

$$|\Psi_{E_j}(r, t)\rangle = |\Psi_{E_j}(r, t+T)\rangle.$$

Так звані флоківські функції $|\Psi_{E_j}(r, t)\rangle$ і квазіенергії E_j далі визначаються стандартно власними функціями і власними значеннями гамільтоніану Флоке $H_F = H - i\partial_t$. Задача їх обчислення в подальшому зводиться до задачі рішення стаціонарного рівняння типу Шредінгера:

$$H_F |\Psi_{E_j}(r, t)\rangle = E_j |\Psi_{E_j}(r, t)\rangle, \quad (5.26)$$

кожне рішення якого, як підкреслювалося, напр., в [543, 544], визначає клас рішень $\exp(-ik\omega t) |\Psi_{E_j}(r, t)\rangle$ з відповідними квазіенергіями $E_j + k\omega$:

$$\exp(-i[E_j + k\omega]t) |\Psi_{E_j+k\omega}(r, t)\rangle = \exp(-iE_j t) |\Psi_{E_j}(r, t)\rangle. \quad (5.27)$$

Тут k – числа фотонів, якими атомна система обмінюється з електромагнітним полем. Варто зазначити, що насправді зовнішнє змінне електромагнітне поле індукує зв'язок всіх атомних станів, “одягнених” k фотонами з станами, “одягненими” відповідно $(k-1)$ і $(k+1)$ фотонами. До речі, ця обставина грає дуже важливу роль при виникненні відповідної хаотичної динаміки для атома в полі.

З урахуванням виразу (5.23) для визначення величини ймовірності іонізації атомної системи в методі ККЕС вводиться оператор тимчасової еволюції $U(t_1, t_2)$, який для комплексного гамільтоніану Флоке записується у вигляді:

$$U(t_2, t_1) = \sum_{j, k_1, k_2} e^{-iE_j(t_2-t_1)} e^{ik_1\omega t_1} e^{-ik_2\omega t_2} R(-\theta) | \Psi_{E_j, \theta}^{k_2} \rangle \langle \Psi_{E_j, \theta}^{k_1} | R(\theta). \quad (5.28)$$

Відповідно ймовірність іонізації атомної системи у стані $|n_0 l_0 m_0\rangle$ в електромагнітному полі визначається як [545]:

$$P_{ion}(t) = 1 - \sum_{k, j} \langle \Psi_{E_j, \theta}^k | R(\theta) | n_0 l_0 m_0 \rangle^2 \exp(-i\Gamma_j t), \quad (5.29a)$$

імовірність виживання атомної системи в акті взаємодії з полем:

$$P_{surv}(t) = 1 - P_{ion}(t), \text{ або}$$

$$P_{surv}(t) = \sum_{k, j} \langle \Psi_{E_j, \theta}^k | R(\theta) | n_0 l_0 m_0 \rangle^2 \exp(-i\Gamma_j t). \quad (5.29b)$$

Для подальшого розгляду теорії, зокрема, порівняння теорії з експериментом, варто мати на увазі, що зазвичай в експерименті вимірюється ймовірність іонізації, усереднена по початковій фазі зовнішнього змінного поля, тобто величина [545]

$$P_{ion}(t) = 1 - \sum_{E_j} w_j \exp(-i\Gamma_j t) \quad (5.30)$$

з вагами w_j , які фактично визначають перекривання функції початкового стану атома з власними векторами $|E_j\rangle$ системи “атом–зовнішнє поле”.

5.5.2 Новий релятивістський квантово-динамічний підхід до обчислення характеристик ізотопів (радіонуклідів) в електромагнітному полі

Розглянемо далі докладніше одноквазічастинковий атом (атом лужного елемента) в зовнішньому електромагнітному (з частотою ω) полі (АС Штарк ефект):

$$F(t) = F_o(t) \cos(\omega t). \quad (5.31)$$

Для циркулярно-поляризованої хвилі зазвичай можна записати:

$$F(t) = F_o \{ \cos \omega t, \sin \omega t, 0 \}. \quad (5.32)$$

Далі варто пояснити, що, по-перше, наша мета включає вивчення квантової динаміки атомів в області частот ω мікрохвильових полів ($\sim 10^{-6}$ ат.од.) і довжин хвиль $\lambda = 2\pi c / \omega \sim 2\pi 137.04 / \omega$, тобто значно більші величини звичайного борівського радіуса. Тому послідовним і адекватним є використання надалі стандартного дипольного наближення (напр., виразу “довжина”). По-друге, весь нижче наведений розгляд повністю є справедливим для випадку, коли замість змінного електромагнітного поля враховується тільки постійне електричне поле, тобто мова йде про DC Штарк ефект. Звичайно, що для DC Штарк ефекту $\omega=0$, $F_o(t) = \text{const}$.

В загальному випадку гамільтоніан нульового наближення релятивістської атомної системи, що складається з атомного остова і N_v валентних електронів (для лужно-подібних атомних систем, природно, $N_v = 1$) в атомних одиницях запишеться у вигляді [534]:

$$H = \sum_{i=1}^{N_e} [\hat{p}_i^2 / 2 - Z/r_i + V_C(r_i) + z_i F], \quad (5.33)$$

де $(-Z/r)$ – кулонівський потенціал ядра;

$V_C(r)$ – некулонівський потенціал, що імітує потенціал замкнутих оболонок атомної системи, тобто $V_C(r) \sim [U_{MF}(r_i | Z) + V_{XC}(r_i)]$.

На цьому базисі далі стандартно (див. [534]) розвивається апарат релятивістської ТЗ з оператором збурення:

$$H_{int} = \sum_{ij} 1/r_{ij} - \sum_{i=1}^N V_C(r_j), \quad (5.34)$$

який враховує міжелектронну взаємодію і компенсаційний член з потенціалом $V_C(r)$.

Так як об'єктами нашого дослідження далі будуть важкі атомні системи типу лужних елементів в електромагнітному полі, в нашому новому релятивістському методі [545] ми вперше використовуємо повноцінний некулонівський модельний потенціал типу (5.7).

Оскільки, як вказувалось вище, поле є періодичним, далі варто використати теорему Флоке; тому власні флоківські стани $|\Psi_{E_j}(r,t)\rangle$ і квазіенергії E_j визначаються як власні функції і власні значення енергії гамільтоніану Флоке $H_F = H - i\partial_t$. Показово нагадати, що у загальному вигляді, в межах методу МКК, в нерелятивістському наближенні задача зводиться до вирішення стаціонарного рівняння Шредінгера, яке у наближенні модельного потенціалу має вигляд [545]:

$$(-1/2 \cdot \nabla^2 + V_{at}(r) + \omega L_z + F_o z) \Psi_E(r) = E \Psi_E(r). \quad (5.35)$$

Далі фактично ми приступаємо до розв'язання стаціонарної задачі на власні значення і власні вектора деякої матриці A (з урахуванням кількох зон Флоке):

$$(A - E_j B)|E_j\rangle = 0. \quad (5.36)$$

В новій релятивістській моделі, природно, ми стартуємо з гамільтоніану Дірака (в релятивістських одиницях) [545]:

$$H = \alpha p + \beta - \alpha Z / r_i + \alpha V_C(r_i) + \sqrt{\alpha} F z. \quad (5.37)$$

Тут напруженість поля вже виражена в релятивістських одиницях, а саме: $F_{rel} = \alpha^{5/2} F_{at.un.}$ (α є стала тонкої структури). Звичайно, що релятивістська хвильова функція в Гілбертовому просторі є біспіно́р. Якщо використати формальну трансформацію $r \rightarrow r \exp(i\theta)$, тоді гамільтоніан (5.37) прийме вигляд [542]:

$$H(\theta) = (\alpha p - Z / r + V_C(r)) \exp(-i\theta) + \beta - \sqrt{\alpha} F z \exp(i\theta). \quad (5.38)$$

На відміну від відповідної нерелятивістської теорії, в релятивістській одразу виникає технічна проблема. У виразі (5.38) є член з β , який не допускає автоматичну трансформацію. Одним із природних рецептів для врахування цього моменту є обмеження підпростору власних функцій гамільтоніану станами певної симетрії (а саме з моментом J та парністю P) [545]. Такі стани тоді описуються функціями:

$$\Psi_{PJ}^M = 1/r \begin{pmatrix} f(r) Y_{l'}^M(n, \sigma) \\ g(r) Y_{l''}^M(n, \sigma) \end{pmatrix}. \quad (5.39)$$

Тут l (l') та $\text{spin } 1/2$ в схемі зв'язку дають стан із загальним моментом J та його проекцією $M_J = M$. Дія оператора (5.38) на функції (5.39) з певним J в результаті дає [545]:

$$\begin{aligned} \hat{H}(\theta) \Psi_{PJ}^M &= \alpha_r (\hat{p}_r - \frac{i\omega(J+1/2)}{r} \beta) \exp(-i\theta) \Psi_{PJ}^M + \\ &+ (\beta - [\frac{\alpha Z}{r} + \alpha V_C(r)] \exp(-i\theta) - \sqrt{\alpha} F z \exp(-i\theta)) \Psi_{PJ}^M, \end{aligned} \quad (5.40)$$

де $\alpha_r = \begin{pmatrix} 0 \dots \sigma n \\ \sigma n \dots 0 \end{pmatrix}$, $\beta = \begin{pmatrix} 1 \dots 0 \\ 0 \dots -1 \end{pmatrix}$, $p_r = -i(1/r)(d/dr)r$, $\vec{n} = \vec{r}/r$, σ –

матриці Паулі; параметр $\omega = -1$, якщо $l = J - 1/2$ і $\omega = 1$, якщо $l = J + 1/2$.

Для того, щоб далі провести діагоналізацію гамільтоніану (5.40) потрібно вибрати коректний базис функцій в підпросторі (5.39), зокрема, вибравши наступні функції (звичайно вибирають базис функції слетеровського або воднеподібного типу) [545]:

$$\Psi_{PJ}^{a,M} = 1/r \begin{pmatrix} F(r)Y_{lJ}^M(n, \sigma) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.41a)$$

$$\Psi_{PJ}^{b,M} = 1/r \begin{pmatrix} 0 \\ iG(r)Y_{l'J}^M(n, \sigma) \end{pmatrix}. \quad (5.41b)$$

Не важко зрозуміти, що матричні елементи (5.40) будуть ненульовими у випадку їх взяття між станами з однаковими M_J . Перетворення координат в гамільтоніані Паулі виконується аналогічним чином, але процедура в цьому випадку істотно спрощується. У порівнянні із гамільтоніаном рівняння Шредінгера тут міститься додатковий потенціальний член для магнітного диполя у зовнішньому полі. Квадратична інтегрованість функцій резонансів забезпечується при значеннях кута комплексного обертання θ , що визначаються нерівностями:

$$|\arg[-(E + k\omega)]^{1/2} < \theta < \pi/2 - \arg\{-[E + (k-1)\omega]\}^{1/2}, \quad (5.42)$$

де κ – порогове число фотонів, необхідних для іонізації.

При виборі скінченного базису, на якому діагоналізується (5.40), в різних версіях методу МКК ефективно використовувати систему функцій задачі Штурма в операторній ТЗ. З метою подальшого спрощення обчислювальної процедури в конкретних обчисленнях зазвичай використовується наближення однієї-двох флоківських зон; в результаті остаточно визначається набір власних квазіенергій резонансів E_j , власних векторів $|E_j\rangle$, ймовірності та швидкості їх розпаду Γ_j ($E \rightarrow E - i\Gamma/2$). Розроблений нами підхід для обчислення енергій і ширин резонансів

для атомів у змінному полі імплементовано у загальний комплекс атомних програм “Superatom” [534, 545], зокрема, програма діагоналізації матриці включена в “Superatom-Stark”, блок “DIAG” . Для чисельної реалізації процедури діагоналізації використано алгоритм Ланцоша, що дозволяє отримати точність обчислення власних значень $\sim 10^{-4}$ при цілком прийнятному розмірі базису (остаточні значення уточнюються емпірично в конкретних розрахунках кожного атома окремо).

5.6 Висновки до розділу 5

Основні результати полягають у наступному:

1. Проведений критичний аналіз сучасного стану досліджень та статусу методів та технологій розділення та детектування ізотопів, елементів ядерного палива, з акцентуванням на так звані лазерні методи поділення
2. Запропонований комплекс принципово нових лазерно-фотоіонізаційних атомних методів, які є базово необхідними при розробці відповідних нових алгоритмів розрахунку оптимальних схем методу селективної фотоіонізації атомів та їх характеристик з використанням механізмів іонізації імпульсним електричним полем, у тому числі, іонізації через високо розташовані (рідбергівські) стани, з використанням нового високоточного методу розрахунку штарківських резонансів складних атомів та автоіонізаційних резонансів в електричному полі, а також параметрів моделі оптимального управління процесом поділення світловим та електричним полем.
3. Розвинутий новий в динаміці та спектроскопії релятивістських важких елементів (ізотопів) квантово-динамічний підхід до опису їх енергетичних, радіаційних, спектральних властивостей (енергії рівнів, сили осциляторів, редуковані матричні елементи радіаційних E1 переходів, часи життя) як у вільному стані, так й в зовнішньому електромагнітному (лазерному) полі, зокрема:
 - вперше розроблений релятивістський метод опису DC та AC ефектів Штарку для

релятивістських елементів (ізоотопів) для будь-яких напруженостей поля електромагнітного (лазерного) випромінювання, який базується на *ab initio* релятивістському методі модельного потенціалу в межах енергетичного підходу EF (S-матричний формалізм Гелл-Мана та Лоу) з оптимізацією базисів релятивістських орбіталей, безумовним дотриманням принципу калібрувальної інваріантності та коректним прецизійним урахуванням обмінно-кореляційних ефектів з використанням послідовних багаточастинкових функціоналів електронної густини, а також урахуванням ефекту суттєво некулонівського групування рівнів у важких атомах радіоактивних елементів, ізоотопів (елементів ядерного палива в реакторах АЕС).

6. ЕНЕРГЕТИЧНІ ТА РАДІАЦІЙНІ ПАРАМЕТРИ ВАЖКИХ РАДІОАКТИВНИХ АТОМІВ ТА ІЗОТОПІВ ДЛЯ НОВИХ ОПТИМАЛЬНИХ ЛАЗЕРНО-ФОТОІОНІЗАЦІЙНИХ МЕТОДІВ БЕЗКОНТАКТНОГО ДЕТЕКТУВАННЯ, ПОДІЛЕННЯ ЕЛЕМЕНТІВ В РАДІОАКТИВНИХ ВІДХОДАХ (ПАЛИВІ ЯДЕРНИХ РЕАКТОРІВ)

6.1 Енергетичні та спектроскопічні параметри ізотопів Rb,Cs,Fr

В цьому розділі ми отримаємо набір енергетичних, радіаційних, спектральних властивостей атомів, радіонуклідів, ізотопів, які є базово необхідними при розробці відповідних нових алгоритмів обчислення параметрів оптимальних схем методу селективної фотоіонізації атомів поділення ізотопів, радіонуклідів, зокрема, за рахунок іонізації імпульсним електричним полем, у т.ч.і, іонізації через високо розташовані (рідбергівські) стани, штарківські резонанси та автоіонізаційні резонанси в електричному полі, а також моделей оптимального управління процесом поділення ізотопів іонізації світловим та електричним полем. В таблицях 6.1, 6.2 ми наводимо результати обчислення теоретичних значень (в cm^{-1}) 1-електронних $ns_{1/2}$, $np_{1/2}$ енергій (іонізації) Rb, Cs.

Аналіз наведених у таблицях 6.1,6.2 даних дозволяє заключити, що у середньому найбільш точні дані одержані у на основі методів CC, DKS та EF-RMP (наш підхід), причому мова йде про спектроскопічну точність результатів. Для ряду станів досить точні дані дає й дуже популярний за теперішнього часу (див. [552]), метод Safronova et al ТЗДФ^{SD}.

Досить добре узгодження результатів нашої теорії та експериментальних даних ми пов'язуємо з коректним досить повним урахуванням ОК поправок (фактично збудовано оптимізоване нульове *ab initio* МР наближення). Точність інших методів є більш нижчою саме через використання неоптимізованих базисів орбіталей (фактично не виконаний принцип калібрувальної інваріантності) та не повне урахування складних ОК ефектів.

Таблиця 6.1 Значення (в cm^{-1}) одно-електронних $ns_{1/2}$, $np_{1/2}$ енергій (іонізації) Rb: ехр. - [546, 547, 549, 550]), теорія – coupled cluster метод (CC); ТЗРХФ – багаточастинкова ТЗ з РХФ нульовим наближенням; ТЗДФ^{SD} – багаточастинкова ТЗ з ДФ нульовим наближенням (враховані одно-і двічі збуджені SD конфігурації), QDA – узагальнене НКД з ОК поправок і метод DKS [548, 549-552, 556]; EF-RMP – наші дані

Rb	5s_{1/2}	6s_{1/2}	7s_{1/2}	8s_{1/2}
ТЗДФ ^{SD}	33649	13527	7365	4637
QDA	33672	13522	7346	4624
DKS	33684	13539	7372	4639
CC	33721	13564	-	-
EF-RMP	33684	13548	7368	4640
Ехр.	33691	13557	7380	4644
Rb	5p_{1/2}	6p_{1/2}	7p_{1/2}	8p_{1/2}
ТЗДФ ^{SD}	21111	9969	5852	3854
QDA	21001	9961	5840	3842
DKS	21110	9970	5854	3854
CC	21117	9857	-	-
EF-RMP	21114	9975	5854	3855
Ехр.	21112	9976	5856	3856

З іншого боку, як відомо, в атомній спектроскопії більшість існуючих підходів дозволяє описувати стандартні енергетичні характеристики (енергії рівнів, іонізації; тут ключовим є питання використання максимально реалістичних гамільтоніанів системи, відповідних потенціалів) значно краще, ніж характеристики, точність яких залежить від коректності базисів релятивістських орбіталей. Очевидно, мова йде про такі характеристики як ймовірності переходів, сили осциляторів, радіаційні ширини, ширини резонансів тощо.

Таблиця 6.2 Теоретичні та експериментальні значення (в cm^{-1}) одно-електронних $ns_{1/2}$, $np_{1/2}$ енергій (іонізації) Cs: exp. - [546, 547, 549, 550]), теорія – coupled cluster метод (CC); ТЗРХФ – багаточастинкова ТЗ з РХФ нульовим наближенням; ТЗДФ^{SD} – багаточастинкова ТЗ з ДФ нульовим наближенням (враховані одно-і двічі збуджені SD конфігурації), QDA – узагальнене НКД з урахуванням обмінно-кореляційних (ОК) поправок і метод DKS [548-552]; EF-RMP – наші дані

Cs	$6s_{1/2}$	$7s_{1/2}$	$8s_{1/2}$	$9s_{1/2}$
ТЗДФ ^{SD}	31262	12801	7060	4479
ТЗ-РХФ	31305	12765	-	-
QDA	31284	12798	7054	4471
DKS	31388	12832	7069	4480
CC	31443	12876	-	-
EF-RMP	31395	12868	7076	4488
Exp.	31407	12871	7089	4496
Cs	$6p_{1/2}$	$7p_{1/2}$	$8p_{1/2}$	$9p_{1/2}$
ТЗДФ ^{SD}	20204	9621	5687	3760
QDA	20196	9613	5674	3749
DKS	20212	9624	5688	3762
CC	20217	9549	-	-
EF-RMP	20218	9633	5689	3767
Exp.	20228	9641	5698	3769

Питання правильного та повного урахування складних багаточастинкових ОК ефектів потребує явного використання відповідних багаточастинкових ОК функціоналів густини, або формалізму ТЗ.

В таблиці 6.3 наведені теоретичні (тестові розрахунки) та експериментальні значення (ат.од.) редукованих дипольних матричних елементів для радіаційних переходів головних серій в спектрі атомів Rb, Cs, Fr [537, 546-552, 556].

Таблиця 6.3 Редуковані дипольні матричні елементи для переходів в спектрах Rb, Cs, Fr: експеримент – Exp; теорія – QDA – узагальнене НКД з урахуванням ОК поправок; метод DKS; ТЗРХФ – багаточастинкова ТЗ з РХФ “0” наближенням ; ТЗДФ^{SD} – багаточастинкова ТЗ з ДФ “0” наближенням, EF-RMP – наші дані

Атом	Rb	Rb	Cs	Cs	Fr	Fr
Перех.	$5p_{1/2}-5s_{1/2}$	$5p_{3/2}-5s_{1/2}$	$6p_{1/2}-6s_{1/2}$	$6p_{3/2}-6s_{1/2}$	$7p_{1/2}-7s_{1/2}$	$7p_{3/2}-7s_{1/2}$
Метод						
ТЗРХФ	4.209	5.810	4.296	6.257	-	-
ТЗДФ ^{SD}	4.221	5.956	4.478	6.298	4.256	5.851
QDA	4.032	5.720	4.282	5.936	-	-
DKS	4.2294	5.972	4.4852	6.317	-	-
EF-RMP	4.230	5.974	4.488	6.322	4.272	5.891
	4.231	5.975	4.489	6.323	4.273	5.892
Exp.	4.231(3)	5.977(4)	4.4890(6)	6.3238(7)	4.277(8)	5.898(15)

Прим. Rb ($5p_{1/2}-5s_{1/2}$: 4.226; $5p_{3/2}-5s_{1/2}$: 5.971 (КЕД-ТЗ) [537]);

Cs ($6p_{1/2}-6s_{1/2}$: 4.485; $6p_{3/2}-6s_{1/2}$: 6.318 (КЕД-ТЗ) [537]).

В таблиці 6.4 ми наводимо значення (ат.од.) редукованих дипольних матричних елементів для переходів в спектрі Cs: експериментальні дані – Exp; теоретичні дані: QDA – узагальнене НКД, DKS – версія методу ДКШ Tkach; ТЗРХФ – багаточастинкова ТЗ з РХФ “0” наближенням (Dzuba-Flambaum); ТЗДФ^{SD} – багаточастинкова ТЗ з ДФ^{SD} “0” наближенням плюс дані цього методу з компіляційною поправкою (Safronova-Johnson-Derevianko), ТЗ з стандартним ДФ “0” наближенням (Blundell та ін.), EF-RMP – наші дані [537, 546-552, 556].

Таблиця 6.4 Значення (ат.од.) редукованих дипольних матричних елементів для радіаційних переходів в спектрі Cs: експеримент – Еxp; теор. QDA – узагальнене НКД, DKS – версія методу ДКШ Tkach [556]; ТЗРХФ – багаточастинкова ТЗ з РХФ “0” наближ (Dzuba-Flambaum); ТЗДФ^{SD} – багаточастинкова ТЗ з ДФ^{SD} “0” наближенням плюс дані цього методу з компіляційною поправкою (Safronova-Johnson-Derevianko), ТЗ з стандартним ДФ “0” наближенням (Blundell-Saperstein-Johnson), КЕД ТЗ Glushkov et al; EF-RMP – наші дані [537,546-552,556]

Перех.	ТЗ-ДФ ^{SD}	ТЗс-ДФ ^{SD}	ТЗ-ДФ	ТЗ-РХФ	QDA	DKS	EF-RMP	Exp.
6p _{1/2} -6s	4.482	4.535	4.510	-	4.282	4.486	4.489	4.4890(7)
6p _{3/2} -6s	6.304	6.382	6.347	-	5.936	6.320	6.323	6.3238(7)
7p _{1/2} -6s	0.297	0.279	0.280	0.2825	0.272	0.283	0.283	0.284(2)
7p _{3/2} -6s	0.601	0.576	0.576	0.582	0.557	0.582	0.583	0.583(9)
8p _{1/2} -6s	0.091	0.081	0.078	-	0.077	0.087	0.088	-
8p _{3/2} -6s	0.232	0.218	0.214	-	0.212	0.225	0.228	-
6p _{1/2} -7s	4.196	4.243	4.236	4.237	4.062	4.231	4.234	4.233(22)
6p _{3/2} -7s	6.425	6.479	6.470	6.472	6.219	6.478	6.480	6.479(31)
7p _{1/2} -7s	10.254	10.310	10.289	10.285	9.906	10.308	10.309	10.309(15)
7p _{3/2} -7s	14.238	14.323	14.293	14.286	13.675	14.322	14.323	14.325(20)

В таблиці 6.5 ми наводимо експериментальні та теоретичні значення (ат.од.) редукованих дипольних матричних елементів для радіаційних переходів в спектрі атому Fr: експеримент – Еxp; теоретичні дані: ТЗРХФ – багаточастинкова ТЗ з РХФ “0” наближенням (Dzuba-Flambaum); ТЗДФ^{SD} – багаточастинкова ТЗ з ДФ^{SD} “0” наближенням плюс дані ТЗс-ДФ^{SD} цього методу з компіляційним внеском (Safronova-Johnson-Derevianko), ТЗ з стандартним ДФ “0” наближенням (Blundell-Saperstein-Johnson), empirical (E)RMP by Marinescu et al; EF-RMP – наші дані [537, 546-552, 556].

Таблиця 6.5. Значення (ат.од.) редукованих дипольних матричних елементів для переходів у Fr: експеримент – Ехр; теорія –ТЗРХФ – багаточастинкова ТЗ з РХФ “0” наближенням (Dzuba-Flambaum); ТЗДФ^{SD} – багаточастинкова ТЗ з ДФ^{SD} “0” наближенням плюс дані з компіляційним внеском (Safronova та ін.), ТЗ з стандартним ДФ “0”наближенням (Blundell та ін), empirical (E)RMP by Marinescu et al; EF-RMP – наші дані [537, 546-552, 556].

Пер./Мет	ТЗ-ДФ ^{SD}	ТЗс-ДФ ^{SD}	(E)RMP	ТЗ-РХФ (розш.)	ТЗ-РХФ	ТЗ-ДФ	EF-RMP	Ехр.
7p _{1/2} -7s	4.256	-	-	4.279	4.304	4.179	4.272 4.274	4.277
8p _{1/2} -7s	0.327	0.306	0.304	0.291	0.301	-	0.339	
9p _{1/2} -7s	0.110	0.098	0.096	-	-	-	0.092	
10p _{1/2} -7s	-	-	-	-	-	-	0.063	
7p _{3/2} -7s	5.851	-	-	5.894	5.927	5.791	5.891	5.898
8p _{3/2} -7s	0.934	0.909	0.908	0.924	-	-	0.918	-
9p _{3/2} -7s	0.436	0.422	0.420	-	-	-	0.426	-
10p _{3/2} -7s	-	-	-	-	-	-	0.284	-
7p _{1/2} -8s	4.184	4.237	4.230	4.165	4.219	4.196	4.228	-
8p _{1/2} -8s	10.02	10.10	10.06	10.16	10.00		10.12	-
9p _{1/2} -8s	0.985	-	0.977	-	-	-	0.972	-
10p _{1/2} -8s	-	-	-	-	-	-	0.395	-
7p _{3/2} -8s	7.418	7.461	7.449	7.384	7.470	7.472	7.453	-
8p _{3/2} -8s	13.23	13.37	13.32	13.45	13.26		13.35	-
9p _{3/2} -8s	2.245	-	2.236	-	-	-	2.232	-
10p _{3/2} -8s	-	-	-	-	-	-	1.058	-
7p _{1/2} -9s	1.016	-	1.010	-	-	-	1.062	-
8p _{1/2} -9s	9.280	-	9.342	-	-	-	9.318	-
9p _{1/2} -9s	17.39	-	17.40	-	-	-	17.42	-
10p _{1/2} -9s	-	-		-	-	-	1.836	-
7p _{3/2} -9s	1.393	-	1.380	-	-	-	1.41	-
8p _{3/2} -9s	15.88	-	15.92	-	-	-	15.96	-
9p _{3/2} -9s	22.59	-	22.73	-	-	-	22.68	-
10p _{3/2} -9s	-	-	-	-	-	-	3.884	-

Слід зазначити, що в таблицях 6.3-6.5 наведені найбільш точні на сьогодні експериментальні дані по радіаційним матричним елементам. Точність методу ТЗДФ^{SD} багаточастинкової ТЗ з ДФ “0” наближенням [552] складає в середньому до 1%. Використання наближення НКД для розглянутих переходів між низько розташованими станами вагомо уступає по точності іншим методам. Очевидно, для рідбергівських станів НКД може давати значно вищі за точністю результати, зокрема, для енергій рівнів. Наш формалізм забезпечує більш високу точність обчислення. Дуже важливо звернути увагу на те, що наші дані представлені у кожному випадку двома числами, що відповідає використанню двох калібровок фотонного пропагатора, а саме калібровкам Кулону та Бабушкіна; різниця між ними дає так званий калібрувальний-неінваріантний внесок в радіаційні матричні елементи. Його величина в нашому підході складає соті долі проценту, що свідчить про високий рівень оптимізації базисів релятивістських орбіталей у формалізмі EF-RMP і ефективного врахування основних ОК ефектів. Тобто, проведені тестові розрахунки очевидно підтверджують й теоретичну послідовність і коректність розвинутого підходу, так й його достатньо високу прецизійність.

Далі ми провели масові обчислення енергій рівнів, сил осциляторів (відповідно редукованих матричних елементів) радіаційних переходів $5S_{1/2} \rightarrow nP_{1/2,3/2}$ ($n=10-70$), $5P_{1/2,3,2} \rightarrow nD_{3/2,5/2}$ ($n=10-70$) в спектрі атому Rb. Такі стани особливо цікаві для експериментальних досліджень методами лазерної спектроскопії, установок для холодних та ультрахолодних рідбергівських атомів тощо. На рисунку 3.1 ми наводимо обчислену нами залежність значень редукованих матричних елементів (безперервна лінія – наші дані) від головного квантового числа для рідбергівського атому Rb: $5P_{3/2} \rightarrow nD_{5/2}$ ($n=10-70$). Наявні експериментальні дані для частини станів на рисунку означені як кола (із [549]). Також для порівняння на рисунку наведені дані обчислень Piotrowicz et al [551] в межах квазікласичної моделі Dyachkov-Pankratov (DP model).

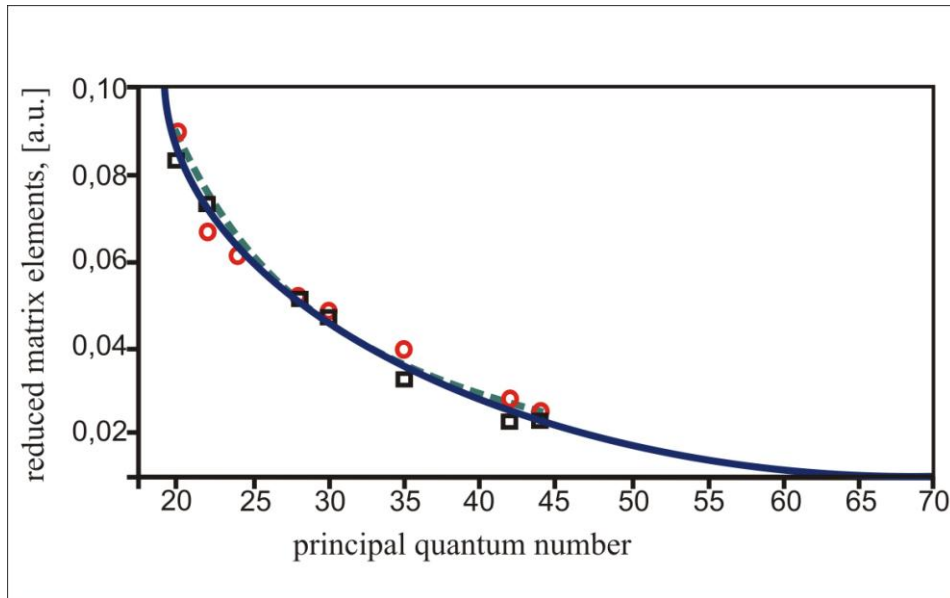


Рисунок 6.1 – Залежність значень редукованих матричних елементів (безперервна лінія – наші дані) переходів $5P_{3/2} \rightarrow nD_{5/2}$ ($n=10-70$) від головного квантового числа для рідбергівського атому Rb: Експеримент - \circ , \square [549]; Теорія - безперервна лінія (наші дані), переривиста лінія - квазікласичні обчислення Piotrowicz et al [551]

Для переходів $5S_{1/2} \rightarrow nP_{1/2,3/2}$ ($n=10-70$) отримані дані аналогічні наведеним на рис.3.1. Аналіз отриманих даних по редукованим матричним елементам радіаційних переходів для рідбергівського рубідію та порівняння відповідних даних з експериментом показує, що наша теорія, що базується на релятивістському енергетичному формалізмі комбінованому з неемпіричною калібрувально-інваріантною версією методу релятивістського МР з коректним та послідовним урахуванням ОК ефектів, забезпечує дуже добрий опис експериментальних даних для рідбергівських переходів, до речі, як й обчислення Piotrowicz et al.

В той же час відзначимо, що для рідбергівського атому рубідію також як й для рідбергівських більш легких атомів, напр., літію та натрію, різноманітні підходи типу НКД, ДФ, навіть квазікласичні моделі дають дуже добре корельовані один з одним результати, зокрема, по енергіям рівнів. Слід звернути увагу на те, що експериментальні дані насправді є тільки для вибірових станів в

інтервалі $n \sim 6-40$, в той час як для більш високо розташованих рідбергівських станів вони фактично відсутні. Таким чином, для всіх незгаданих рідбергівських станів теоретичні дані по енергіям та амплітудам радіаційних переходів отримані нами фактично вперше, що має величезний як теоретичний так й практичний інтерес для багаточисельних додатків, згаданих у вступній частині. Важливою спектроскопічною характеристикою рідбергівських систем звичайно є час життя станів. Перелічені вище висновки далі можуть бути ілюстровані відповідними даними по часу життя ряду станів. В таблиці 6.6 ми наводимо теоретичні та експериментальні значення часів життя (в нс) групи декотрих збуджених станів атому рубідію, обчислені на основі різних методів (кулонівське наближення (КН) та РМ, і ТЗДФ^{SD} (багаточастинкова ТЗ з ДФ^{SD} “0” наближенням) плюс дані ТЗс-ДФ^{SD} цього методу з компіляційним внеском [553]; EF-RMP – наші дані), а також експериментальні дані. Привертає увагу, по-перше, дуже значна різниця в чисельних даних різних методів. Порівняння наших даних з даними досить надійних експериментів показує, що для отримання прийнятної точності розрахунку є дуже важливими оптимізація базисів релятивістських орбіталей у формалізмі EF-RMP і ефективне врахування основних ОК ефектів. В будь-якому випадку розвинена нами схема обчислення дає достатньо прецизійні результати, особливо у порівнянні як зі спрощеними КН або ННД моделями, так й значно більш складними та теоретично послідовними даними методів типу ТЗДФ.

На рисунку 6.2 ми наводимо обчислену нами залежність (безперервна лінія) від головного квантового числа значень редукованих матричних елементів радіаційних переходів $6P_{3/2} \rightarrow nD_{5/2}$, $n=10-70$ (аналогічні дані отримані й для переходів $6S_{1/2} \rightarrow nP_{1/2,3/2}$, $n=10-70$) для рідбергівського атому Cs. Наявні експериментальні дані для частини станів (означені як кола) [549]. На рисунку 3.10 також для ілюстрації наведені дані оціночних обчислень Piotrowicz et al [551] в межах квазікласичної моделі Dyachkov-Pankratov (DP model).

Таблиця 6.6 Теоретичні та експериментальні значення часів життя (в нс) групи станів атому рубідію: Експеримент (Ехр.), теорія: кулонівське наближення (КН) та МР, і ТЗДФ^{SD} (багаточастинкова ТЗ з ДФ^{SD} “0” наближенням) плюс дані ТЗс-ДФ^{SD} цього методу з компіляційним внеском [553]; EF-RMP – наші дані

Рівень	ТЗс- ДФ ^{SD}	КН та МР	ТЗДФ ^{SD}	EF-RMP	Ехр.
6s _{1/2}	45.4	-	45.4	45.5	45.57(17)
7s _{1/2}	88.3	-	88.3	88.1	88.07(40)
8s _{1/2}	161.9	-	161.8	161.4	161(3)
9s _{1/2}	271.7	266.36	-	262.1	253(14)
10s _{1/2}	426	417.84	-	421.3	430(20)
6p _{1/2}	122.5	-	123	124.1	125(4)
6p _{3/2}	112.4	-	113	112.1	112(3)
7p _{1/2}	277.8	-	280	274.3	272(15)
7p _{3/2}	255.2	-	258	249.0	246(10)
8p _{1/2}	501.0	-	508	497,4	
8p _{3/2}	464.2	-	471	456.2	400(80)
9p _{1/2}	-	-	-	796.4	
9p _{3/2}	-	-	-	743.6	665(40)
10p _{1/2}	-	-	-	964.2	
10p _{3/2}	-	-	-	921,0	
7d _{3/2}	339.5	331.08	-	336.2	345(9)
7d _{5/2}	327.0	319.57	-	324.8	325(22)
8d _{3/2}			-	488.3	515(30)
8d _{5/2}			-	431.1	421(25)

Аналіз отриманих для рідбергівського цезію даних по радіаційним амплітудам показує, як й у попередньому випадку, досить добре узгодження наших теоретичних даних з наявними, до речі частково уривчастими експериментальними даними, хоча в останні кілька років кількість проведених експериментів різко збільшується. Добру згоду теорії з експериментом можна знову пояснити теоретичною послідовністю нашого методу EF-RMP та достатньо повним та ефективним урахуванням важливих ОК ефектів. В той же

час застосування квазікласичної моделі (обчислення Piotrowicz et al [551]), також як й методів типу стандартного ДФ, РХФ (дивись дані у вище наведених таблицях по Cs) для цезію, може давати достатньо вагому погрішність. Більш того так званий калібрувальний-неінваріантний внесок у декотрих версіях методів РХФ та ДФ, як добре відомо, може досягати 40% [535].

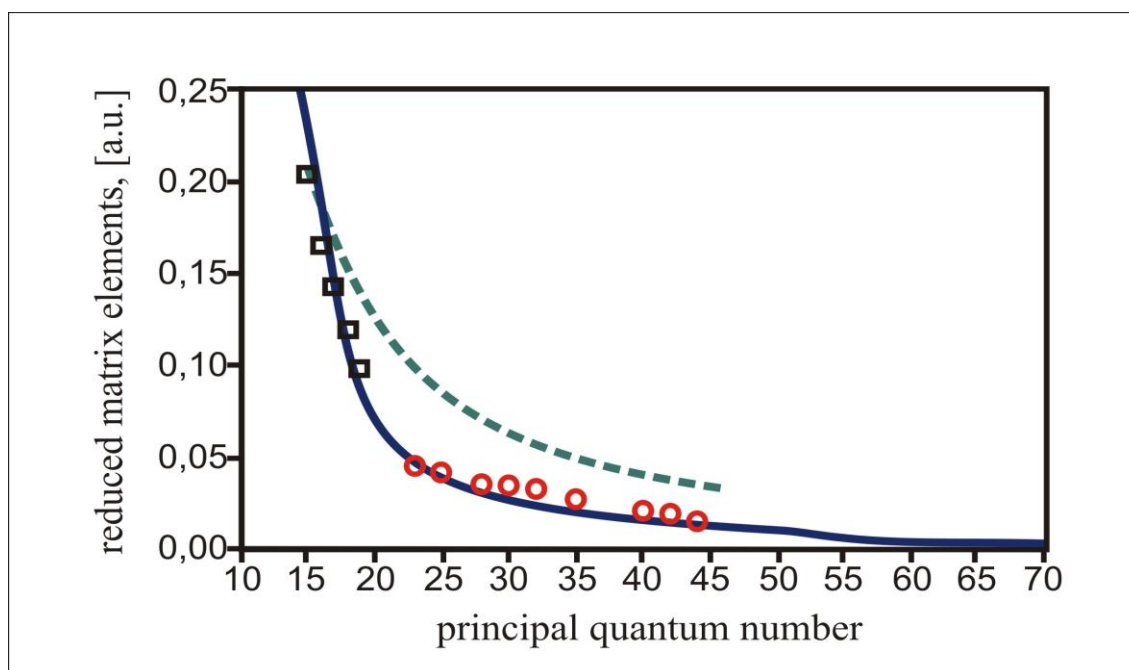


Рисунок 6.2 – Залежність значень редукованих матричних елементів (безперервна лінія – наші дані) переходів $5P_{3/2} \rightarrow nD_{5/2}$ ($n=10-70$) від головного квантового числа для рідбергівського атому Cs: експеримент – \circ , \square [549]; теорія – безперервна лінія (наші дані), переривчаста лінія – квазікласичні обчислення Piotrowicz et al [551]

На рисунку 6.3 наведені дані по значення часу життя рідбергівських станів $nS_{1/2}$ ($n=30-60$) в спектрі атому Cs: теоретичні дані Zhi-Gang Feng et al ($n < 40$) – емпіричне кулонівське наближення; ab initio EF-RMP- наші дані).

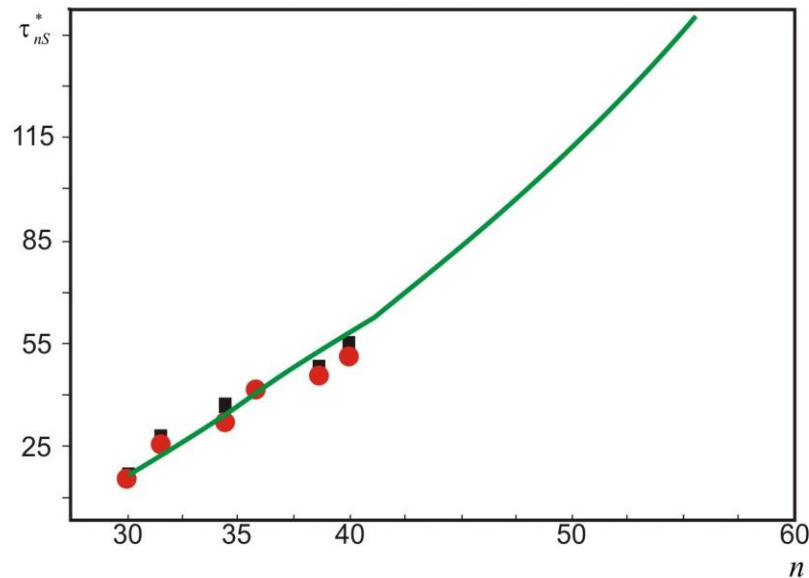


Рисунок 6.3 – Експериментальні (квадрати) [554] та теоретичні (Емпіричне кулонівське наближення Feng et al - кола; $n < 40$; Наша теорія - EF- ab initio RMP - безперервна лінія) значення часу життя рідбергівських станів $nS_{1/2}$ в спектрі Cs

Зазначимо, що теоретичні результати, отримані на основі як емпіричного кулонівського наближення Feng et al ($n < 40$), так й нашого методу EF- ab initio RMP достатньо добре узгоджуються з експериментальними даними. Отримані, у переважній більшості лише в останні роки (див., напр., [549-551, 554, 555]) експериментальні дані в основному відносять до станів з $n < 40$. Очевидно, що емпіричні методи навряд чи можуть бути високо надійними і прецизійними при дослідженні параметрів атомів і відповідно рідбергівських станів, при відсутності фітінгової емпіричної інформації. Неемпіричні методи у цьому сенсі мають вагомні переваги як у плані теоретичної послідовності, так й безпосередньо точності обчислених параметрів. Відмітимо, що в нашій роботі вперше отримані значення про часи життя рідбергівських станів Cs з $n = 40-60$. Далі ми провели дослідження спектроскопічних характеристик (енергій рівнів, амплітуд переходів $7S_{1/2} \rightarrow nP_{1/2,3/2}$ ($n = 10-80$), $7P_{1/2,3/2} \rightarrow nD_{3/2,5/2}$ ($n = 10-80$) в спектрі рідбергівського Fr. На рисунку 6.4 наведена обчислена нами залежність величин редукованих матричних елементів переходів $7P_{3/2} \rightarrow nD_{5/2}$, $n = 10-80$ (без-перервна лінія – наші дані) від головного квантового числа для рідбергівського Fs.

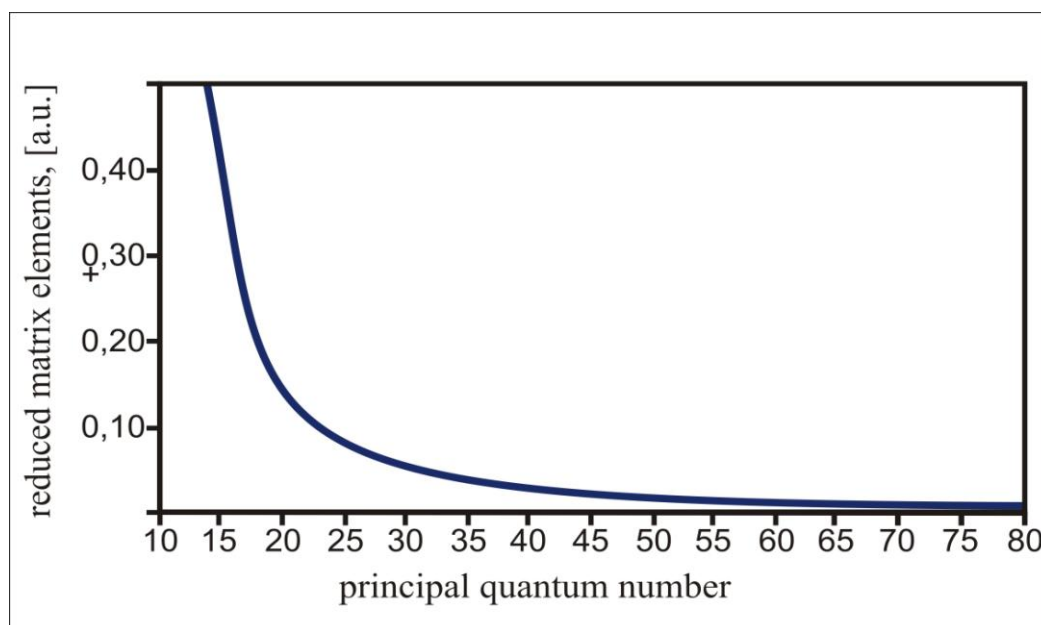


Рисунок 6.4 – Залежність значень редукованих матричних елементів від головного квантового числа для рідбергівського Fr $7P_{3/2} \rightarrow nD_{5/2}$ (наші дані)

Таблиця 6.7. Теоретичні та експериментальні значення енергій (в cm^{-1}) декотрих рідбергівських станів $ns^2S_{1/2}$, $nd^2D_{3/2}$, $nd^2D_{5/2}$ атому Fr: Експеримент (Exp.), теорія: емпіричне кулонівське наближення (KH) [554], і EF-RMP – наші дані

n	$ns^2S_{1/2}$	$ns^2S_{1/2}$	$ns^2S_{1/2}$	$nd^2D_{3/2}$	$nd^2D_{3/2}$	$nd^2D_{5/2}$	$nd^2D_{5/2}$
E	E_{cal} [554]	E_{cal} наші дані	E_{exp}	E_{cal} наші дані	E_{exp}	E_{cal} наші дані	E_{exp}
20	32356.42	32356.42	32356.44	32449.484	32449.483	19739.98	19739.98
22	32465.929	32465.933	32465.937	32465.94	32465.937	32450.489	32450.488
24	32542.59	32542.59	32542.59	32589.68	32589.68	32590.20	32590.20
28	32640.14	32640.11	32640.14	32667.16	32667.18	32667.47	32667.49
30	32672.29	32672.27	32672.29	32693.48	32693.50	32693.73	32693.75
35	32726.36	32726.34	-	32738.79	-	32738.94	-
40	32758.93	32758.91	-	32766.82	-	32766.91	-
45	32780.04	32780.01	-	32785.37	-	32785.42	-
46	32783.36	32783.33	-	32788.33	-	32788.39	-
48	32789.33	32789.31	-	32793.61	-	32793.68	-
50	32794.51	32794.49	-	32798.26	-	32798.32	-

Таблиця 6.8. Теоретичні та експериментальні значення часів життя (в нс) групи станів атому Fr: Експеримент (Exp.), теорія: кулонівське наближення (КН) та МР

Рівень	$ns^2 S_{1/2}$	$ns^2 S_{1/2}$	$np^2 P_{1/2}$	$np^2 P_{3/2}$	$nd^2 D_{3/2}$	$nd^2 D_{5/2}$
n/ τ	τ_{cal} [555]	τ_{cal} наші дані	τ_{cal} наші дані	τ_{cal} наші дані	τ_{cal} наші дані	τ_{cal} наші дані
10	2.304D2	2.337D2	4.275D2	2.338D2	2.093D2	2.064D2
12	6.244D2	6.270D2	1.035D3	5.657D2	3.970D2	3.962D2
15	1.847D3	1.889D3	2.698D3	1.438D3	8.645D2	8.668D2
16	2.472D3	2.480D3	3.437D3	1.846D3	1.085D3	1.089D3
20	-	6.328D3	8.156D3	4.294D3	2.380D3	2.385D3

Для амплітуд переходів $7S_{1/2} \rightarrow nP_{1/2,3/2}$ ($n=10-80$) отримані аналогічні дані. В таблицях 6.7, 6.8 надані результати наших обчислень енергій рівнів часів життя низки високо збуджених рівнів $ns^2 S_{1/2}, nd^2 D_{3/2}, nd^2 D_{5/2}$ атому Fr.

Аналіз наведених у таблицях 6.7, 6.8 даних показує, що, по перше, використання нашого неемпіричного методу, також як й емпіричного кулонівського наближення (фактично з компіляцією) у обчисленні енергій рівнів дає дуже добру згоду з експериментальними даними (до $n=30$; для більш високо розташованих станів надійних емпіричних даних поки немає), що є достатньо природно враховуючи, що точність обчислення енергій залежить в основному від коректності гамільтоніану відповідної атомної моделі, та ступеню урахування ОК ефектів за рахунок або коректних теоретичних моделей або використання емпіричних даних в якості фітінгових параметрів. На відміну від енергій, обчислення властивостей типу сил осциляторів, часів життя тощо є значно більш складною задачею і визначається якістю базисів релятивістських орбіталей. Крім того, слід розуміти, що залежність сил осциляторів від n , напр., для розглянутих вище переходів $nS \rightarrow nP, nP \rightarrow nD$, здається має монотонно убиваючий характер, але насправді, це не так, оскільки навіть для наведених переходів у випадку $n \sim 8-$

14 мають місце незвичайні нерегулярності. Крім того, для інших переходів, за участю, напр., F станів можливі зміни убудування на рiст i таке iнше. Тому, будь-який новий метод обчислення спектроскопічних параметрів складних важких атомів має бути максимально неемпіричним й коректним. Як вказувалося вище, ключові елементи послідовного теоретичного високо прецизійного підходу до розрахунку радіаційних амплітуд, сил осциляторів, часів життя тощо важких рідбергівських багатоелектронних атомних систем повинні включати використання високо оптимізованих базисів релятивістських орбіталей, виконання принципу калібрувальної інваріантності при обчисленні амплітуд радіаційних переходів і, зрозуміло, обов'язковий послідовний та прецизійний облік як одно-частинкових, так й більш складних багаточастинкових ОК ефектів. Саме ці моменти складають основні елементи новизни нашого підходу та, на нашу думку, забезпечують коректне і прецизійне описання спектроскопічних характеристик важких рідбергівських атомів. У випадку францію (радіоактивний елемент, що звичайно уповільнює його експериментальне дослідження) до теперішнього часу спостерігається значний дефіцит прецизійних спектроскопічних даних, особливо для рідбергівських станів. У цьому сенсі отримані нами дані мають вагомий теоретичний та практичний інтерес.

6.2 Енергії та ширин штарківських резонансів для ізотопів Rb,Cs,Fr

У таблиці 6.9 ми наводимо результати нашого розрахунку енергій (cm^{-1}) штарківських резонансів для атома рубідію в рідбергівському стані ($n, n1, n2, m$) у полі напруженістю $\varepsilon=2.189$ кВ/см.

Для порівняння тут же наведені результати розрахунку в рамках $1/n$ -наближення (з урахуванням проникності бар'єру), методу підсумовування рядів ТЗ [557] і нерелятивістського методу НКД. Експериментальні результати отримані Клепнером і співр. [558].

Таблиця 6.9. Енергії (см^{-1}) штарківських резонансів для атома рубідію в рідбергівському стані (n, n_1, n_2, m) у полі напруженістю $\varepsilon=2,189$ кВ/см

$n_1 n_2 m$	[546]	[557]	[559]	Наші дані	Експ.[558]
23,0,0	132,8	132,9	133,0	133,1	133,1
22,0,0	157,1	157,2	157,1	157,0	157,0
21,1,0	159,5	160,6	160,9	161,0	161,1
20,2,0	163,2	163,7	163,9	163,9	163,9
21,0,0	184,2	184,8	185,1	185,2	185,2
20,1,0	185,4	185,8	186,2	186,2	186,3
20,0,0	214,6	214,9	216,9	217,1	217,2
18,1,0	247,2	247,3	248,2	248,3	248,4
16,2,0	284,0	284,1	285,5	284,5	284,7
18,0,0	288,6	289,0	289,3	289,5	289,5

В даному випадку наша релятивістська теорія дуже добре узгоджується з експериментом: краще альтернативних методів $1/n$ -наближення (з урахуванням проникності бар'єру), методу підсумовування рядів ТЗ [557] і нерелятивістського методу НКД. В цілому розрахунок проведено для 50 станів $|n_1 n_2 m\rangle$ з $m=0$ та 1 . У всіх випадках положення резонансів узгоджуються з хорошою точністю. Щодо ширин резонансів $\Gamma^{(n_1 n_2 m)}$ ситуація виявляється істотно складнішою. Для ширин узгодженість між теорією і експериментом виявляється гіршою, ніж для енергій резонансів. Слід зазначити, однак, що ширини резонансів в даний час експериментально визначаються менш точно, ніж їх енергії. В таблиці 6.10 представлені наші результати для енергій штарківських резонансів для атома Cs в рідбергівському стані (n, n_1, n_2, m) в полі з напруженістю $\varepsilon=2.25$ кВ/см.

Таблиця 6.10 Енергії (см^{-1}) штарківських резонансів для атома цезію в рідбергівському стані (n, n_1, n_2, m) у полі напруженістю $\varepsilon=2,25$ кВ/см

$n_1 n_2 m$	НКД [559]	Дана робота
25,0,0	-	107,9
23,0,0	-	126,5
22,0,0	-	148,4
21,0,0	-	176,5
20,1,0	181,0	181,3
19,2,0	184,2	184,4
20,0,0	208,9	209,1
18,1,0	253,2	253,4
16,2,0	289,4	289,7
18,0,0	297,5	297,8

Експериментальні дані і результати інших розрахунків характеристик (енергій і ширин) штарківських резонансів, крім методу нерелятивістського НКД, для розглянутих шуканих станів атомів відсутні. Спираючись на результати детального порівняння розрахованих нами характеристик штарківських резонансів у спектрі рубідію Rb з даними експерименту, очевидно, можна вважати, що запропонована нами теорія, в принципі, забезпечує досить високу точність їх визначення.

Зазначимо лише, що у випадку атома цезію Cs (важкий атом) суттєву роль відіграють релятивістські ефекти і використання нашої релятивістської методики, очевидно, є більш адекватним. Аналіз отриманих нами даних, як і відповідний аналіз виконаний у роботах [557-559] показує, що як енергії резонансів E , так і ширини $\Gamma^{(n_1 n_2 m)}$ змінюються вкрай нерегулярно, фактично хаотично. Шукана нерегулярність зазвичай прояснюється при відомому аналізі, пов'язаному з порівнянням наведеної напруженості електричного поля з класичним порогом іонізації F_{ion} . Добре відома на прикладі легких лужних атомів чітка кореляція між

величинами $\Gamma/2$ і $f=(F-F_{ion})/F_{ion}$ [557, 559], причому остання величина характеризує близькість енергії резонансу до вершини потенційного бар'єру. Узагальнюючи результати [557, 559], для станів з $n_1 \sim n \gg l, n_2$ і $m-1$ можна записати співвідношення відповідно в навколопороговій області при $E>0$ як:

$$E_r^{(n_1 n_2 m)} = \varepsilon_{cl}(\tilde{n}^4 \varepsilon) / 2\tilde{n}^2, \quad (6.1)$$

$$\Gamma^{(n_1 n_2 m)} = \gamma_{cl}(\tilde{n}^4 \varepsilon) p / \tilde{n}^3, \quad (6.2)$$

і в підпороговій області $E<0$:

$$E_r^{(n_1 n_2 m)} = (1/2\tilde{n}^2) [\varepsilon_{cl}(\tilde{n}^4 \varepsilon) + \eta \{ (\tilde{n} n^*)^2 \varepsilon - (\tilde{n}/n^*)^2 \eta (n^{*4} \varepsilon) \}], \quad (6.3)$$

$$\eta(F) = [-\varepsilon_{cl}(F)]^{3/2}, \quad (6.4)$$

де n^* – ефективне головне квантове число; $\delta = \delta(n_1 n_2 m)$ – квантовий дефект, $\tilde{n} = n_1 + (m+1)/2$, $p = 2n_2 + m + 1$. Як зазначалося в [559] шукані співвідношення визначають ефект скейлінгу для штарківських резонансів. Фактично ε_{cl} залежить від $\tilde{F} = \tilde{n}^4 \varepsilon$ за таким уточненням нами законом виду:

$$\varepsilon_{cl}(\tilde{n}^4 \varepsilon) = 2.1397 \cdot (\tilde{n}^4 \varepsilon) - 0.90669 \text{ (a.u.)} \quad (6.5)$$

В роботах [543, 558, 559] проводилася перевірка здійсненності ефекту скейлінгу в нерелятивістському наближенні для енергій штарківських резонансів для різних лужних атомів (фактично, крім цезію та францію) і атома водню, різних станів і величин напруженості електричного поля, зокрема, атому Н (використані дані по енергіям резонансів $|n_1 n_2 m\rangle$ з $(10 < n_1 < 17, 0 < n_2 < 4)$ при $\varepsilon = 16,8$ кВ/см і з $(n_1 = 15-21, n_2 = 0, 1)$ при $\varepsilon = 8.0$ кВ/см), Na (стани $|n_1 0 0\rangle$ при $\varepsilon = 3.59$ кВ/см і $n_1 = 22-26$), K (резонанси $|n_1 0 0\rangle$ при $\varepsilon = 3.59$ кВ/см і $n_1 = 21-25$), Rb (резонанси при

$\varepsilon=2.189$, 6.416 кВ/см і $n_1=18-23$), Cs (резонанси при $\varepsilon=2.25$, 8.25 кВ/см і $n_1=18-22$), Fr (резонанси при $\varepsilon=2.4$, кВ/см і $n_1=17-20$).

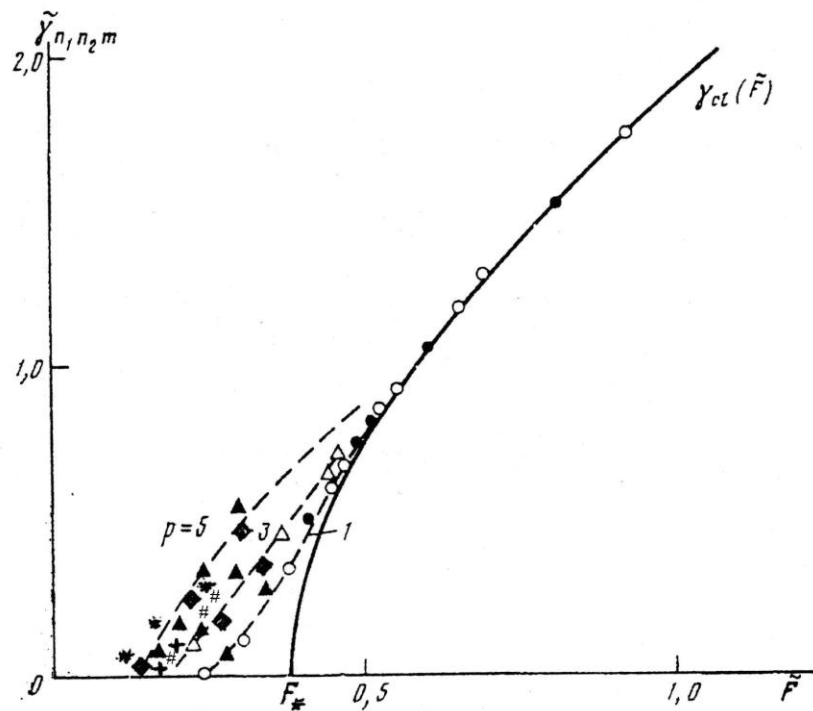


Рисунок 6.5 – Скейлінг для ширин штарківських резонансів: стани \circ , \bullet , Δ – стани $|n_1 0 0\rangle$, $|n_1 0 1\rangle$, $|n_1 1 0\rangle$ в H, $\varepsilon=6.5$, 8.0 кВ/см; \blacktriangle – стани $|n_1 n_2 0\rangle$ з $n_2=0,1,1$ в Na, $\varepsilon=3.59$, 6.5 кВ/см; $*$ – стани $|n_1 n_2 0\rangle$ з $n_2=0,1,1$ в K, $\varepsilon=3.59$ кВ/см; $+$ стани $|n_1 n_2 0\rangle$ з $n_2=0,1,1$ в Cs, $\varepsilon=2.25$ кВ/см; \blacklozenge – стани $|n_1 n_2 0\rangle$ з $n_2=0,1,1$ в Rb, $\varepsilon=2.189$, 6.416 кВ/см; $\#$ – францію (резонанси при $\varepsilon=2.4$, кВ/см і $n_1=17-20$).

Згідно з даними роботи [558, 559] скейлінг спостерігається для H, Na, K, згідно з [559] – ефект скейлінгу справедливий і для атомів K і Rb; в той час як для Cs нерелятивістська теорія показує, що в повній мірі ефект скейлінгу не має місця. Наші дані показують, що цей факт пояснюється недостатньою коректністю нерелятивістської теорії при описі характеристик штарківських резонансів у таких важких атомах як цезій і францій.

Слід особливо підкреслити, що для рідбергівських станів атома цезію скейлінг насправді дійсно має місце виявлений нами вперше. Що ж стосується атома франція, то скейлінг тут проявляється трохи менш чітко ($\sim 5\%$).

Ілюстрацією шуканого ефекту є рисунок 6.5, де по осі абсцис відкладена наведена напруженість поля $\tilde{F} = \tilde{n}^4 \varepsilon$, а по осі ординат – величини: $\tilde{\gamma}_{cl}$

Вище мова йшла про досить сильні поля, але у випадку рідбергівських станів з великими значеннями головного квантового числа ефект Штарку є цікавим й для не досить значних напруженостей полів в силу фізичних особливостей рідбергівських атомів.

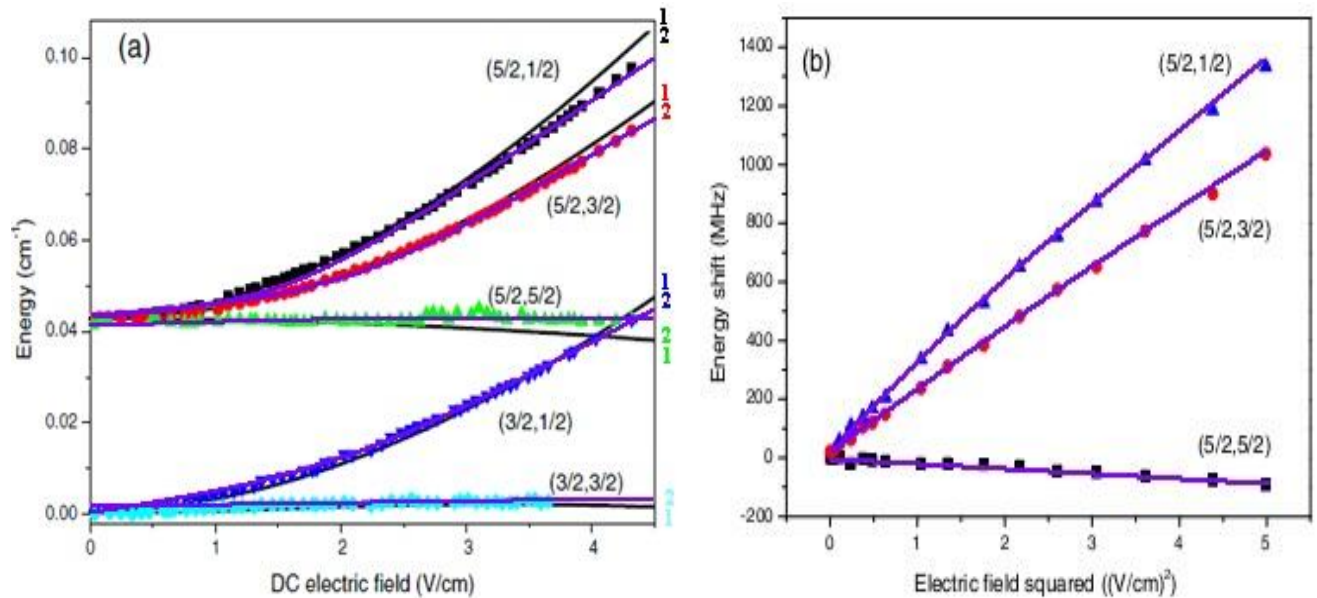


Рисунок 6.6а – Залежність енергії (см⁻¹; енергія рівня у відсутності поля прийнята за нуль) штарківських компонент $(j, |m_j|)$ стану 39D атому Cs від напруженості поля: Експеримент – квадрати, кола, трикутники, ромби [555]; Теорія: 1 – напівемпірична ТЗ по полю Zhao et al [555]; 2 – наш метод ККЕС;

Рисунок 6.6б – Штарківський зсув (в МГц) для стану 46D атому Cs в залежності від квадрата напруженості поля: Експеримент – квадрати, кола, трикутники [555]; Теорія – безперервні ліній (наші дані)

Як вказувалося у вступі, на сьогодні, в теорії розвинута значна кількість нерелятивістських методів, в той час як суттєво релятивістські методи налічують тільки одиниці. Оскільки в розділі 2 викладено вперше розвинутий нами релятивістський метод обчислення штарківських резонансів на основі

формалізму ККЕС-RMP для будь-яких напруженостей електричного поля ми провели також обчислення енергій штарківських рівнів для рідбергівських Cs, Fr для досить слабких полів.

На рисунках 6.6a,b наведені дані нашого обчислення залежності енергії (см^{-1} ; енергія рівня у відсутності поля прийнята за 0) штарківських компонент $(j, |m_j|)$ стану 39DCs від напруженості поля (a) і зсуву стану 46D Cs- від її квадрата (b): експеримент (квадрати, кола, трикутники, ромби); на рис.6.6.a, крива 1 – напівемпірична ТЗ по полю Zhao et al [555]; крива 2 – наш новий метод ККЕС-RMP.

На рисунку 6.7 ми наводимо вперше в світовій літературі для рідбергівського францію результати нашого обчислення залежності величини штарківського зсуву (в МГц) компонент $(j, |m_j|)$, зокрема, стану 44D атому Fr від квадрату напруженості електричного поля. Враховуючи, що розглянуті поля не є сильними, обидва методи (як видно з рис. 6.6) дали досить адекватний опис залежності енергії штарківських рівнів від амплітуди поля, особливо у порівнянні з експериментальними результатами для Cs.

З іншого боку, звичайний метод ТЗ по напруженості поля “працює” виключно у випадку слабких полів (напівемпірична версія звичайно додатково вимагає наявності надійних емпіричних даних, які для важких атомів, як правило, відсутні), в той час як для сильних полів цей стандартний підхід фактично неспроможний дати кількісний опис DC Штарк ефекту.

Наш метод на відміну від стандартних (ТЗ, квазікласичні моделі) працює як для слабких, так й сильних полів й в цьому сенсі є універсальним. Також слід підкреслити, що надані вище дані по Штарк ефекту для Fr отримані нами вперше і фактично відкривають нову сторінку у спектроскопії суперважких рідбергівських атомів у зовнішньому полі.

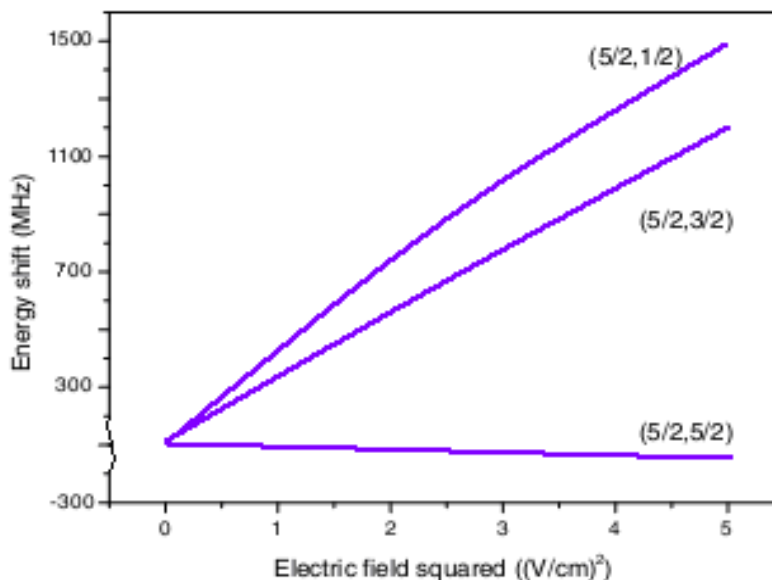


Рисунок 6.7 – Залежності штарківського зсуву (МГц) компонент $(j, |m_j|)$ стану 44D атому Fr від квадрату напруженості електричного поля (наші дані)

6.3 Спектроскопія та іонізаційна динаміка ізоотопів рубідію, цезію, францію в мікрохвильовому полі

В даному підрозділі ми наведемо результати застосування викладених вище нових методів моделювання та аналізу динаміки релятивістських атомних систем в електромагнітному, зокрема, мікрохвильовому полі, а також докладні дані порівняння з деякими наявними результатами експериментів, проведених групами Stony Brook-Pittsburg, Virginia (USA) і Munchen (Germany) [560, 561]. Далі, після аналізу одержаних результатів, вперше кількісно опишемо феномен релятивістського квантового хаосу в рідбергівських лужних атомах в мікрохвильовому полі (в т.ч. ефект хаотичної іонізації) з використанням універсального єдинообразного хаос-кібернетичного апарату, викладеному у розділі 3.

Почнемо розгляд з представлення наших результатів по дослідженню динаміки іонізації релятивістських атомних систем, зокрема, рубідію (Rb), францію (Fr), в рідбергівських станах з головним квантовим числом $n=60-80$ в

мікрохвильовому полі з параметрами: амплітуда поля змінюється в межах $F=(1,2\div 3,2)\cdot 10^{-9}$ ат.од, $\omega/2\pi=8,87$ ГГц (як в експерименті для Rb, Munich group) і $\omega/2\pi=36$ ГГц; час взаємодії атом-поле $T=(327\div 560)\cdot 2\pi/\omega$.

Серед теоретичних робіт по рубідію варто відзначити роботи Krug-Buchlienter [560, 561], Glushkov-Prepelitsa et al, Ignatenko [543, 559], в яких були проведені прямі чисельні розрахунки ймовірностей іонізації, зокрема, Li, Rb, з $n>60$ на основі численного рішення нерелятивістського рівняння Шредінгера в Н-подібному наближенні та наближенні квантового дефекту й спрощеного модельного потенціалу. Принципово новим елементом нашої роботи є те, що на відміну від зазначених альтернативних нерелятивістських методів ми вперше розвинули істотно послідовний релятивістський підхід, що базується на рівнянні Дірака з використанням (також вперше) базису розкладання релятивістської операторної ТЗ, таким чином заклавши основу для подальшого кількісного опису феномену релятивістського квантового хаосу.

В таблиці 6.11 ми приводимо обчислені нами (Th3 – наша релятивістська теорія) теоретичні ймовірності іонізації атома Rb ($l_0=0$, $m_0=0$, $n_0=60-66$) для параметрів мікрохвильового поля $F=3,1\cdot 10^{-9}$ ат.од., частота $\omega/2\pi=36$ ГГц, 8.87 ГГц (параметр $t=327\cdot 2\pi/\omega$), а також для порівняння – аналогічні теоретичні дані, зокрема, Th1 – нерелятивістська теорія Krug-Buchleitner [547] на основі рівняння Шредінгера; Th2 – нерелятивістська теорія Glushkov-Prepelitsa-Ignatenko et al [559]. Нижче ми наведемо результати порівняння нашої теорії з експериментальними даними Munich group.

Далі у таблицях 6.12, 6.13 наведені обчислені нами у релятивістському наближенні значення (Th.1) ймовірності іонізації атома рубідію, підготовлених спочатку в станах з орбітальним кутовим моментом $l_0=0$, проекцією моменту $m_0=0$ і значеннями головного квантового числа $n_0=58-66$, в залежності від амплітуди поля для різних величин часу взаємодії атома з полем: $t = 327\cdot 2\pi/\omega$, $t = 650\cdot 2\pi/\omega$.

Таблиця 6.11 Теоретичні ймовірності іонізації атома Rb ($l_0=0$, $m_0=0$, $n_0=60-66$) для параметрів поля: $F=3,1 \cdot 10^{-9}$ ат.од., $t=327 \cdot 2\pi/\omega$, частота $\omega/2\pi=36$ ГГц і 8,87 ГГц (Th1 – нерелятивістська теорія Krug-Buchleitner [561] на основі рівняння Шредінгера; Th2 – нерелятивістська теорія Glushkov-Prepelitsa-Ignatenko et al [559]; Th3 – наша релятивістська теорія)

	Th.1	Th.2	Th.3	Th.1	Th.2	Th.3
n_0	$F=3,1 \cdot 10^{-9}$ $\omega/2\pi=36$	$F=3,1 \cdot 10^{-9}$ $\omega/2\pi=36$	$F=3,1 \cdot 10^{-9}$ $\omega/2\pi=36$	$F=3,1 \cdot 10^{-9}$ $\omega/2\pi=8,87$	$F=3,1 \cdot 10^{-9}$ $\omega/2\pi=8,87$	$F=3,1 \cdot 10^{-9}$ $\omega/2\pi=8,87$
60	0,25	0,252	0,27	0,20	0,21	0,24
63	0,36	0,358	0,38	0,30	0,31	0,33
64*	-	-	0,36	-	-	0,31
65	0,34	0,347	0,37	0,28	0,29	0,32
66	0,36	0,371	0,39	0,34	0,35	0,38

Аналіз отриманих результатів для рубідію показує, що, по-перше, із збільшенням амплітуди мікрохвильового поля збільшуються й значення ймовірності іонізації, однак тут же спостерігається і різко виражений пороговий характер кривих (особливо у разі $n=63$), по-друге, абсолютно чітко фіксується заздалегідь неочікуваний феномен локальних порушень регулярної залежності P , зокрема для $n_0 \sim 64$, від величини амплітуди поля.

При цьому відповідні особливості у релятивістському наближенні проявляються більш чітко. Фізика процесу свідчить про те, що при малих значеннях напруженості поля F має місце домінування кулонівського поля атомного остова над зовнішнім, однак при значенні напруженості

Таблиця 6.12. Ймовірність іонізації атомів Rb в станах з $l_0=0$, $m_0=0$, $n_0=58-66$ як функція амплітуди поля F (в 10^{-9} ат.од.; $t = 327 \cdot 2\pi/\omega$, частота $\omega/2\pi=36$ ГГц)

n_0	$F= 2,0$	$F= 2,3$	$F=2,5$	$F=2,8$	$F= 3,1$
58	0,03	0,04	0,08	0,14	0,21
60	0,05	0,06	0,13	0,21	0,27
62	0,09	0,14	0,18	0,28	0,34
64	0,139	0,318	0,316	0,33	0,36
66	0,12	0,27	0,29	0,35	0,39

$F \sim 2,5 \cdot 10^{-9}$ ат.од. ситуація змінюється, і, навпаки, зовнішнє поле починає домінувати над полем кулонівського тяжіння. До речі, дана обставина також зазначена у роботах Krug-Buchlienter, Ignatenko et al [559, 561], але амплітуда поля була завищеною (див. нижче). Звичайно, фізику нерегулярності можна пояснити, зокрема, антиперетином двох сусідніх флоківських станів в спектрі квазіенергій при зміні амплітуди поля F . При помещенні рідбергівського атому у мікрохвильове поле має місце індукування великого числа квазістаціонарних станів, їх сильний зв'язок із станами континууму, що істотно впливає на кількісну поведінку ймовірності іонізації. Мова йде про суттєве резонансне ускладнення структури спектра Флоке і, особливо, посилення зв'язку з континуумом.

Крім цього, має місце також й значне збільшення впливу багатофотонних резонансів між пов'язаними атомними станами. Відомо, що багатофотонні резонанси між пов'язаними станами при даній амплітуді поля додаються до комплексу майже вироджених власних станів системи “рідбергівський атом – мікрохвильове поле”, що своєю чергою додатково підсилює їх зв'язок з автоіонізаційними резонансами та континуумом і призводить до нерегулярної поведінки величини ймовірності іонізації. Очевидно, що описана фізика процесів у релятивістському наближенні є, по-перше, більш адекватною й близькою до реальності, по-друге, теоретичні дані є більш точними з точки зору врахування значно більшої кількості атомних станів, які виникають завдяки спін-орбітальній

взаємодії, звичайно відсутньою у будь-яких нерелятивістських моделях типу [559-561].

Таблиця 6.13. Ймовірності іонізації атомів Rb в станах з $l_0=0$, $m_0=0$, $n_0=58-66$ для амплітуд поля: $F=(2,0-3,1) \cdot 10^{-9}$ ат.од. ($t = 650 \cdot 2\pi/\omega$, частота $\omega/2\pi=36$ ГГц)

n_0	$F= 2,0$	$F= 2,3$	$F=2,5$	$F=2,8$	$F= 3,1$
58	0,05	0,08	0,11	0,17	0,23
60	0,06	0,08	0,15	0,24	0,29
62	0,12	0,16	0,21	0,29	0,36
64	0,16	0,33	0,362	0,35	0,42
66	0,15	0,32	0,35	0,40	0,46

Далі наведемо результати порівняння теоретичних даних з даними експерименту. Тут варто згадати, що експериментаторами здебільшого приводяться дані щодо порогових значень амплітуди поля $F_{10\%}$ (при яких має місце 10% іонізація атомів). Теоретично ця характеристика легко розраховується на основі даних по залежності ймовірності іонізації від амплітуди поля при різних часах взаємодії “атом – поле”.

На рис. 6.14 представлено дані по залежності величини $F_{10\%}$ від n_0 для Rb. Порівняння теоретичних та експериментальних даних, зокрема по рубідію, показує, що релятивістська теорія дає значно більш точні результати, які істотно краще узгоджуються з експериментом у порівнянні з нерелятивістськими моделями навіть з використанням фізично коректних в даній задачі наближень квантового дефекту і модельного кулонівського потенціалу [543, 559-561]. Головною причиною такої ситуації є, очевидно, урахування релятивістських ефектів завдяки використанню в нашій теорії в якості базового рівняння Діраку.

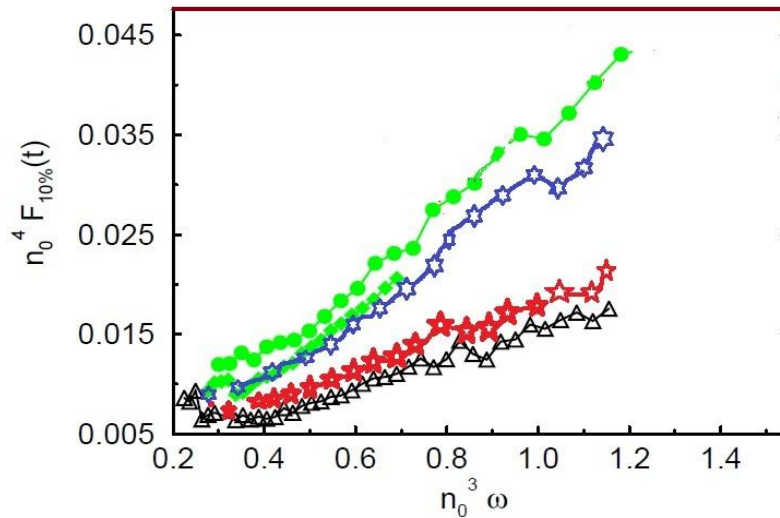


Рисунок 6.14 – Залежність $F_{10\%}$ від n_0 для Rb: Δ – експеримент ($\omega/2\pi=8,87$ ГГц); Теорія: 1) Нерелятивістські моделі [559, 561] (чисельне розв'язання рівняння Шредінгера): \blacklozenge – дані для $\omega/2\pi=8,87$ ГГц; \bullet – дані для $\omega/2\pi=36$ ГГц; 2) Наша релятивістська теорія: \star – дані для $\omega/2\pi=8,87$ ГГц; \star – $\omega/2\pi=36$ ГГц

Важливо відзначити, що перелічені моделі [559, 561] у випадку мікрохвильової іонізації легкого атому літію забезпечують практично спектроскопічну точність. З іншого боку, із ретельного порівняння наших теоретичних результатів для ймовірностей іонізації з експериментальними даними Munich group видно, що також має місце невелика розбіжність даних, яку можна пояснити лише певною обчислювальною похибкою теоретичного розрахунку. Варто додати, що у випадку аналогічних більш легких атомних систем, зокрема, атомів водню, літію або натрію, як правило, нерелятивістська та релятивістська теорії дають практично однакові результати. У випадку динаміки релятивістських атомних систем, зокрема, таких як рубідій, та далі, безумовно, францій, значення релятивістських ефектів, у тому числі роль багатоелектронного релятивістського остову, для атомів навіть в рідбергівських станах стає дуже значною. Більш того, на відміну від атома водню, тут істотним є внесок поправок порядку $1/n^3$ як в енергетичні так й радіаційно-динамічні характеристики системи.

В таблиці 6.14 представлені вперше обчислені нами значення ймовірності іонізації атому францію Fr, підготовлених спочатку у станах з орбітальним кутовим моментом $l_0=0$, проекцією моменту $m_0=0$ і значеннями головного квантового числа $n_0=74-86$, в залежності від амплітуди мікрохвильового поля (параметри: $t=327 \cdot 2\pi/\omega$, частота $\omega/2\pi=36$ ГГц).

Таблиця 6.14 Ймовірність іонізації атома Fr ($l_0=0, m_0=0, n_0=74-86$) як функція амплітуди поля F (в 10^{-9} ат.од.; $t=327 \cdot 2\pi/\omega$, частота $\omega/2\pi=36$ ГГц)

n_0	$F=2,0$	$F=2,3$	$F=2,5$	$F=2,8$	$F=3,1$
74	0,05	0,09	0,18	0,34	0,41
77	0,11	0,26	0,40	0,39	0,50
80	0,21	0,28	0,39	0,51	0,61
83	0,28	0,55	0,57	0,56	0,60
86	0,12	0,27	0,29	0,67	0,69

Варто особливо зазначити, що досі в літературі немає жодних теоретичних або експериментальних даних щодо динаміки цього, до речі радіоактивного, атому у мікрохвильовому полі. Тобто отримані результати є першими даними щодо іонізаційної динаміки францію в мікрохвильовому полі.

Далі в таблиці 6.15 представлено обчислені значення (Th.1) ймовірності іонізації атому францію Fr, підготовленого спочатку у станах з орбітальним кутовим моментом $l_0=0$, проекцією моменту $m_0=0$ і значеннями головного квантового числа $n_0=77-86$, в залежності від амплітуди мікрохвильового поля (параметри: $t = 327 \cdot 2\pi/\omega$, частота $\omega/2\pi=36$ і $8,87$ ГГц).

Аналіз отриманих нами даних для францію показує, що у випадку цього, досить важкого суттєво релятивістського атому, залежність ймовірності іонізації від амплітуди поля і квантових чисел стає значно складнішою, ніж у випадку більш легких лужних атомів.

Таблиця 6.15. Ймовірності іонізації атома Fr ($l_0=0, m_0=0, n_0=77-86$) в залежності від напруженості $F=2,8$ і $3,1 \cdot 10^{-9}$ ат.од. ($t = 327 \cdot 2\pi/\omega$; частота $\omega/2\pi=36$ ГГц і $8,87$ ГГц)

	Наша теорія	Наша теорія	Наша теорія	Наша теорія
n_0	$F=2,8 \cdot 10^{-9}$ $\omega/2\pi=36$	$F=3,1 \cdot 10^{-9}$ $\omega/2\pi=36$	$F=2,8 \cdot 10^{-9}$ $\omega/2\pi=8,87$	$F=3,1 \cdot 10^{-9}$ $\omega/2\pi=8,87$
77	0,47	0,50	0,43	0,46
80	0,58	0,61	0,54	0,56
83	0,56	0,60	0,51	0,53
86	0,67	0,69	0,62	0,66

З даних таблиці 6.15 видно наявність двох порушень регулярної залежності ймовірності іонізації від амплітуди поля для різних станів. Як і вище, у разі рідбергівського атому францію у мікрохвильовому полі, суттєві значення мають одночасно і резонансне ускладнення структури спектра Флоке, сильний зв'язок квазістаціонарних станів з континуумом, суттєвий внесок багатофотонних резонансів і, нарешті, більш вагома роль релятивістського багатоелектронного остову атомної системи. Перелічені фізичні аспекти пояснюють цілком нерегулярну динаміку квазістаціонарних станів важких систем при накладенні на атом мікрохвильового поля.

6.4 Оптимальне керування процесом селективної фотоіонізації атомів світловим та електричним полем при поділенні ізотопів: іонізація імпульсним електричним полем (через автоіонізаційні резонанси)

В даному підрозділі ми викладемо новий підхід до розрахунку оптимальних схем методу селективної іонізації багатоелектронних атомів (заснованого на селективному резонансному збудженні атомів лазерним випромінюванням в

квантові стани поблизу границі іонізації і подальшому автоіонізаційному розпаді збуджених станів під дією зовнішнього електричного поля) на основі апарату методів теорії оптимального керування і оптимальних лазерних впливів. Шукані методи раніше використовувалися при вирішенні різних завдань про оптимальні лазерні впливи. (див. [9,13]). Елемент новизни полягає в побудові вперше оптимізаційної моделі селективної фотоіонізації атомів з іонізацією імпульсним електричним полем, автоіонізацією.

Ми стартуємо з оптимізаційної моделі Краснова-Шапарева-Шкедова (КШШ) для класичної 2-хсходинкової селективної фотоіонізації, узагальнивши її на випадок іонізації електричним полем, автоіонізацією і іонізацією зіткнень. Використовуючи розрахункові дані, отримані в розділах 2,3 для зазначених сценаріїв іонізації (остання щабель схеми), чисельно розрахуємо оптимальні схеми методу селективної фотоіонізації атомів.

Рішення задачі оптимального керування для багатосходинкової селективної фотоіонізації може базуватися на моделі балансних співвідношень, що витікають з рівнянь для матриці щільності [543]. Завдання формулюється як вимога знайти оптимальну форму лазерного імпульсу резонансного випромінювання, що забезпечує максимум іонізованих частинок в схемі селективної фотоіонізації з іонізацією імпульсним електричним полем і через автоіонізаційні резонанси, а також через механізм іонізації зіткнень. Коментарі з приводу використання відповідних до зазначених схем параметрів будуть дані нижче. Запишемо тепер відповідне завдання оптимального керування.

У загальному вигляді шукану завдання оптимального керування з урахуванням спонтанної релаксації можна записати у вигляді [9,13]:

$$J = - \int_0^{\tau_f} R(\tau) x_2 d\tau \rightarrow \min; \quad (6.1)$$

$$dx_1 / d\tau = x_2 - \bar{u}(x_1 - x_2), x_1(0) = 1; \quad (6.2)$$

$$dx_2 / d\tau = -[R(\tau) + 1]x_2 + \bar{u}(x_1 - x_2), x_2(0) = 0; \quad (6.3)$$

$$dx_1 / d\tau = \bar{u}, x_3(0) = 0, x_3(\tau_f) = E_f; \quad (6.4)$$

$$0 \leq \tau \leq \tau_f, \bar{u}(\tau) \geq 0; \quad (6.5)$$

де x_1, x_2 – нормовані заселеності основного і збудженого станів атома;

$\bar{u} = u/\gamma$ – безрозмірна швидкість індукованих процесів випускання і поглинання резонансного випромінювання;

γ – ймовірність спонтанного розпаду в одиницю часу;

$u(t) = \sigma_{12} I_1(t) / \hbar \varpi_{21}$ – швидкість індукованих переходів (перехід 1-2);

ϖ_{21} – частота випромінювання, відповідна переходу 1-2;

σ_{12} – перетин поглинання на переході 1-2;

$R = R'/\gamma$ – безрозмірна швидкість іонізації з збудженого стану;

$R'(t) = \sigma_{\phi} I_2(t) / \hbar \varpi_{\phi}$ – швидкість фотоіонізації;

ϖ_{ϕ} – частота випромінювання (\sim фотоіонізації);

σ_{ϕ} – перетин фотоіонізації;

$\tau = t\gamma$ – безрозмірний час;

I_1, I_2 – інтенсивності лазерних імпульсів відповідно для збудження з основного стану та іонізації зі збудженого рівня;

E_f, τ_f – енергія імпульсу резонансного випромінювання і його тривалість;

Відповідно до стандартного підходу теорії оптимального керування, перехід до похідної задачі здійснюється співвідношеннями (див. [112,114]):

$$\begin{aligned} s_1 &= x_1 + x_2, \\ s_2 &= (x_1 - x_2) \exp(2x_3) \end{aligned} \quad (6.5)$$

Новою керуючою функцією є функція:

$$w(\tau) = \exp(-2x_3) \quad (6.6)$$

Завдання оптимального управління приймає наступний вигляд:

$$J = s_1(\tau_f) \rightarrow \min, \quad (6.7)$$

$$ds_1 / d\tau = -R / 2(s_1 - s_2 w), s_1(0) = 1, \quad (6.8)$$

$$ds_2 / d\tau = 1 / w[R / 2 + 1](s_1 - s_2 w), s_2(0) = 1 \quad (6.9)$$

Введене керування задовольняє наступним очевидним умовам:

$$w_0 \leq w \leq 1, w_0 = \exp(-2E_f) \quad (6.10)$$

Гамільтоніан і рівняння для пов'язаних змінних λ_1, λ_2 записуються у вигляді:

$$H = (s_1 - s_2 w)[-R(\tau) / 2 \cdot \lambda_1 + \{R(\tau) / 2 + 1\} \lambda_2 / w], \quad (6.11)$$

$$d\lambda_1 / d\tau = R(\tau)\lambda_1 - (R(\tau) / 2 + 1)\lambda_2 / w, \lambda_1(\tau_f) = -1, \quad (6.12)$$

$$d\lambda_2 / d\tau = -w[R(\tau)\lambda_1 - (R(\tau) / 2 + 1)\lambda_2 / w], \lambda_2(\tau_f) = 0, \quad (6.13)$$

Далі задача може бути зведена до відповідної нелінійної двоточечної крайової задачі принципу максимуму. Оптимальні режими якісно різного типу можуть бути відокремлені на основі умови КШШ. Умова:

$$\operatorname{argmax}_{w_0 \leq w \leq 1} H = w_0 \quad (6.14)$$

є рішенням похідного завдання на даному інтервалі часу. Умова існування оптимального лазерного впливу у вигляді одиночного імпульсу має вигляд [13]:

$$p = \exp(-2E_f) \{1 + 2/R_0 + \exp[-(R_0 + 1)\tau_f]\} / (1 + 2/R_0) \{1 - \exp[-(R_0 + 1)\tau_f]\}, p \geq 1 \quad (6.15)$$

Формальний вираз для оптимального управління в загальному випадку:

$$\tilde{u}(\tau) = \begin{cases} E_1 \delta(\tau) + \tilde{u}'(\tau), \tau \in [0, \tau_1] | p < 1 \\ 0, \dots \dots \dots / \tau \in [\tau_1, \tau_f] | p < 1 \\ E_f \delta(\tau), \dots \dots \dots \tau \in [0, \tau_f] | p \geq 1 \end{cases} \quad (6.16)$$

Аналітичне рішення задачі знайти не вдається, тому необхідно чисельне рішення.

Процес поділення ізотопів описується наступною системою рівнянь (див. [9,13]):

$$\begin{aligned} d\rho_0/dt &= -W_1(\rho_0 - \rho_1) + \rho_1 T_1 + K_1 \rho_0' \rho_1, \\ d\rho_1/dt &= -W_1(\rho_0 - \rho_1) - \rho_1 T_1 - R\rho_1 - K_1(\rho_0' \rho_1 - \rho_1' \rho_0), \\ d\rho_0'/dt &= -W_1(\rho_0' - \rho_1') + \rho_1' T_1 + K_1 \rho_0 \rho_1', \\ d\rho_1'/dt &= -W_1(\rho_0' - \rho_1') - \rho_1' T_1 - R\rho_1' - K_1(\rho_0 \rho_1' - \rho_1 \rho_0'), \\ dn/dt &= R\rho_1 - n_1(K_2^{(0)}\rho_0' - K_2^{(1)}\rho_1') + n'(K_2^{(0)}\rho_0 - K_2^{(1)}\rho_1) - n/\tau, \\ dn'/dt &= R\rho_1' - n_1'(K_2^{(0)}\rho_0 - K_2^{(1)}\rho_1) + n(K_2^{(0)}\rho_0' - K_2^{(1)}\rho_1') - n'/\tau, \end{aligned} \quad (6.17)$$

де $\tau = \gamma t$ - безрозмірний час;

γ - ймовірність спонтанного розпаду в од. часу;

ρ_0, ρ_0' - концентрації атомів речовини і домішки в основному стані;

ρ_1, ρ_1' - в збудженому стані;

n, n' - концентрації їх іонів;

коефіцієнти K_1, K_2 - відповідно визначають швидкості процесу резонансної передачі енергії збудження:

$$K_1 = \sigma_w v ;$$

σ_w - перетин Вайскопфа;

v - швидкість атомів;

K_2 - швидкість процесу перезарядки:

$$K_2 = \sigma_{ch}(v_i) v_i ;$$

$\sigma_{ch}(v_i)$ - перетин резонансної перезарядки,

v_i - відносна швидкість іонів щодо нейтральних атомів;

W_1, W_2 - ймовірності радіаційних переходів.

Ймовірності радіаційних переходів W_1, W_2 визначаються виразами:

$$\begin{aligned} W_1 &= I_1 \sigma_1(\omega) / \hbar \omega_1 = I_1 (16\pi / c T_2) (\mu_{01} / 2\hbar)^2 \cdot \\ &\cdot [(1/T_2)^2 + (\omega - \omega_{01})^2]^{-1} \\ W'_1 &= I_1 \sigma'_1(\omega) / \hbar \omega_1 = I_1 (16\pi / c T_2) (\mu_{01} / 2\hbar)^2 \cdot \\ &\cdot [(1/T_2)^2 + (\omega - \omega'_{01})^2]^{-1} \end{aligned}$$

(6.18)

де I_1 - інтенсивність поля резонансного випромінювання,

T_2 - час поперечної релаксації,

інші позначення стандартні.

6.5 Результати розрахунку оптимальної схеми селективної іонізації радіоактивних ізотопів лазерним випромінюванням з іонізацією імпульсним електричним полем (через автоіонізаційні резонанси)

Викладена вище оптимізаційна модель була реалізована нами вперше для визначення оптимальної схеми селективної іонізації радіоактивних ізотопів лазерним випромінюванням з іонізацією імпульсним електричним полем і через автоіонізаційні резонанси, а також іонізацією за рахунок зіткнень.

Звернемо увагу, що в подальшому в разі реалізації схеми селективної іонізації лазерним випромінюванням з іонізацією імпульсним електричним полем (та іонізацією через автоіонізаційні резонанси) в якості R підставлялися значення величин:

$$R \rightarrow W/\gamma \quad (6.17)$$

де W - швидкість іонізації збуджених атомів імпульсним електричним полем, що визначається в рамках наших моделей. У разі реалізації схеми селективної іонізації лазерним випромінюванням з зіткнень механізмом іонізації під R мається на увазі величина:

$$R \rightarrow S/\gamma \quad (6.18)$$

де S - швидкість іонізації збуджених атомів внаслідок зіткнень механізму, яка визначається в рамках наших моделей (див. розділ 3).

У практичній реалізації схем селективної фотоіонізації лазерним випромінюванням, як правило, суміш буферного і поділюваних газів (ізотопів) рухається поперек зони електричного розряду, причому розрядна зона опромінюється електромагнітним полем, резонансним одному з вибраних ізотопів [9,13]. Буферний газ визначає характеристики розряду (температуру T , концентрацію частинок n). Час іонізації відповідає часу прольоту атома через

зону дії електромагнітних полів: $t_f = L/v$, де L -розмір опромінюємої зони; v - швидкість потоку частинок. Якщо випромінювання насичує резонансний перехід і реалізується механізм іонізації за рахунок зіткнень збуджених атомів, то умова іонізації резонансної компоненти має вигляд: $1/nS'(T) > 1/v = t_f$ де S' - коефіцієнт іонізації збуджених атомів в зіткненні. Зазначені параметри задовольняють наступним значенням: $L=1\text{cm}$, $v=10^4\text{cm}/\text{c}$, $n=(10^{11} - 10^{13})\text{cm}^{-3}$ Тоді зручно провести заміни: $R \rightarrow S'n/\gamma$, $\tau \rightarrow \gamma z/v$, і $E_f = \sigma_{12} \bar{w}_0 / v d \hbar \omega_{21}$, де z - просторова координата уздовж потоку, d - поперечні розміри опромінюваної зони.

Типові значення параметрів: $S'n=10^4\text{c}^{-1}$, $\gamma=10^4\text{c}^{-1}$, $t_f=4 \cdot 10^{-4}\text{c}$, $E_f=2,5$;

Розглянемо схему для Rb. На 1 ступені використовується випромінювання лазера з довжиною хвилі 7950А (збуджений в стан $5p^2P_{1/2}$); іонізація лазерним імпульсом (енергія кванта 2,62 еВ). Для парів Rb при 100°C (тиск 10^{-4} торр.) доплеровська ширина поглинання $\Delta\omega_D = 4 \cdot 10^9\text{c}^{-1}$, перетин збудження $\sigma_1 = 10^{-11}\text{cm}^2$, перетин фотоіонізації з збудженого стану $\sigma_2 = 10^{-18}\text{cm}^2$. У разі схеми фотоіонізації з збудженням рідберговських S та D станів з $n=12-18$ та іонізацією електричним полем ($\sim 30\text{kV}/\text{cm}$) розрахунок дає (см. розділ 2): перехід $5^2P_{1/2} - 16^2D_{3/2}$ перетин збудження - $\sigma_2 = 0,88 \cdot 10^{-14}\text{cm}^2$., тобто у 10(+5) більше перетин іонізації з основного стану та у 10(+4) – з низько збудженого стану. Для класичної схеми фотоіонізації атомів Rb щільність енергії для насичення резонансного поглинання: $\Phi_{нас}^{(1)} \hbar \omega_1 = 1,2 \cdot 10^{-8}\text{Дж}/\text{cm}^2$, а для насичення фотоіонізаційного переходу: $\Phi_{нас}^{(2)} \hbar \omega_2 = 0,42\text{Дж}/\text{cm}^2$. Параметр (6.15) залежить складним чином від всіх фізичних параметрів задачі оптимального управління: швидкостей релаксації, фотозбудження і фотоіонізації, енергетики та тривалості лазерного імпульсу, імпульсу електричного поля. При помірних вимогах до параметрів лазерного імпульсу шляхом відповідного підбору тривалостей імпульсів і квантових переходів вдається досягти максимального аж до 100% виходу іонізації. Це передбачає досить малий час впливу ($\exp[-(R+1)\tau_f] \sim 1$ в

формулі (6.15) при достатньо економному значенні енергії лазерного випромінювання E_f . При селективній фотоіонізації атомів з різними сценаріями іонізації оптимальною буде схема в тому випадку, якщо атом збуджується лазерним випромінюванням до стану, що має ймовірність розпаду в електричному полі (автоіонізаційного розпаду), більшу, ніж ймовірність радіаційного розпаду.

На рис. 6.15 наведені результати чисельного моделювання оптимальної форми лазерного імпульсу в задачах селективної фотоіонізації ізотопів (для ізотопу Rb) лазерним випромінюванням з іонізацією імпульсним електричним полем (автоіонізаційні резонанси), а також типова поведінка заселеностей основного (крива 1) і порушеного (крива 2) станів. Аналіз результатів моделювання показує, що, як і в завданнях класичної двоступеневої фотоіонізації (результати моделі КШШ), в залежності від фізичного параметра p (6.15) реалізуються з точки зору теорії оптимального управління два якісно різних режиму : $p > 1, p < 1$.

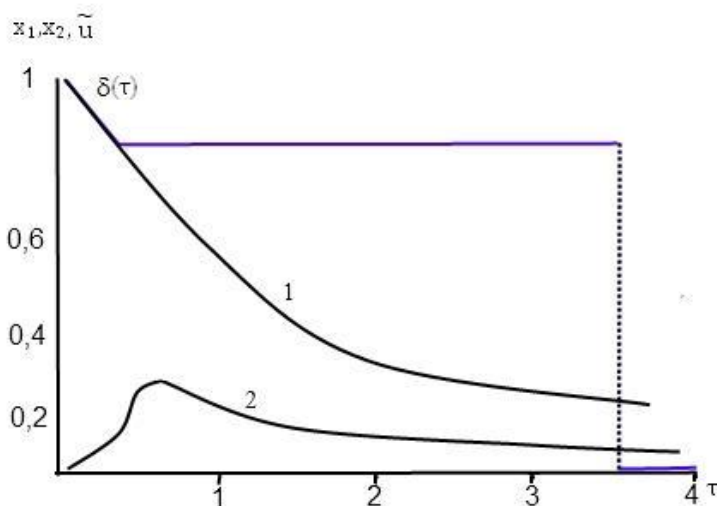


Рисунок 6.15 - Результати чисельного моделювання завдання фотоіонізації атомів Rb лазерним випромінюванням з іонізацією імпульсним електричним полем: δ -пунктир - оптимальна форма лазерного імпульсу, криві 1 і 2 - відповідна поведінка заселеностей основного і збудженого станів.

На рис.6.16 наведені результати чисельного моделювання оптимальної форми лазерного імпульсу в задачах селективної фотоіонізації ізотопів (для ізотопів франція) лазерним випромінюванням з іонізацією імпульсним електричним полем (автоіонізаційні резонанси), а також типова поведінка заселеностей основного (крива 1) і порушеного (крива 2) станів.

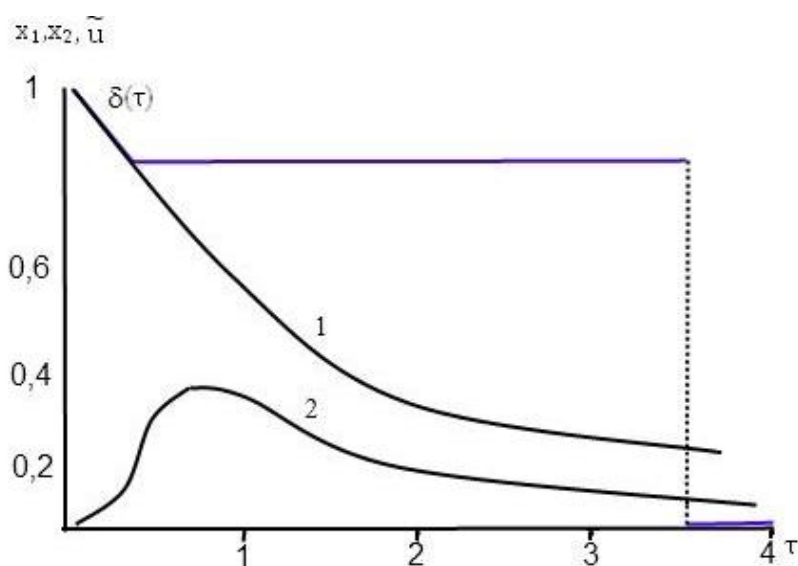


Рисунок 6.16 - Результати чисельного моделювання завдання фотоіонізації атомів франція лазерним випромінюванням з іонізацією імпульсним електричним полем: δ -пунктир - оптимальна форма лазерного імпульсу, криві 1 і 2 - відповідна поведінка заселеностей основного і збудженого станів.

Для рідберговських рівнів перетин фотоіонізації (через індуковані електричним полем автоіонізаційні резонанси) різко збільшився в порівнянні з іонізацією з низько збудженого стану. В цьому випадку δ -імпульс забезпечує максимально можливий рівень збудження верхнього стану і далі паразитні процеси типу спонтанної релаксації і відповідні процеси зіткнень за короткий час не можуть помітно змінити ступінь досягнутого збудження. Якщо імпульс електричного поля включається після закінчення лазерного імпульсу, то це забезпечує високу ступінь іонізації (100% іонізація має місце тільки з останнього

високозбуджених стану). У разі використання безперервного електричного поля, що спустошує кінцевий стан атома протягом лазерних імпульсів, схема не буде оптимальною через сильний штарківський зсув високозбуджених рівнів. Хоча гідність, як уже вказувалося, полягає в тому, що, діючи на атом зовнішнім електричним полем, є можливість управління структурою рівнів високозбуджених станів і оптичними властивостями атомів. Сильний Штарк ефект дозволяє підлаштовувати спектри поглинання на останньому щаблі збудження на частоту генерації вузькополосного не перебудованого лазера (типу газорозрядного). В результаті ефективність всього процесу фотоіонізації атомів збільшується, якщо параметр $p < 1$ (формула (6.15)), тобто мова йде про великі значення заданої енергії імпульсу резонансного випромінювання $E_f \gg 1$ і не дуже малої енергії і тривалості імпульсу ($R\tau_f \geq 1, \tau_f \sim 1$) іонізуючого випромінювання. Оптимальний режим лазерного впливу буде містити в кінці так званий пасивну ділянку управління (см. формулу (6.16), вперше передбачений для схеми класичної фотоіонізації в моделі КШШ [109]. У нашому випадку, його поява пов'язана з кінцевою швидкістю іонізації і наступною неефективністю вкладу енергії в резонансний канал процесу оптимізації. Розосередження частини енергії в інтервалі часу кінцевої протяжності призведе до зменшення негативної ролі зворотних вимушених спонтанних радіаційних процесів і зменшення зрівнювання заселеностей всіх використовуваних рівнів, що особливо важливо для схеми з іонізацією електричним полем.

Далі наведемо аналогічні вище приведеним результати чисельного розрахунку оптимальної схеми поділення урану. Згадаємо, що у методі багатоступінчастого збудження і іонізації селективне збудження ізоотопів реалізується на першому етапі за допомогою резонансного лазерного випромінювання, потім проводиться іонізація збуджених частинок, що вимагає в класичних схемах потужного лазерного випромінювання або додатки електричного поля. Альтернативним механізмом на проміжній стадії схеми може бути використання автоіонізаційних резонансів.

У практичній реалізації використовується фотоіонізаційна лазерна розділова комірка, в якій пари урану рухаються в зоні між паралельними пластинами, де опромінюються зовнішнім електромагнітним полем, резонансним одному з вибраних ізотопів (см.[9]). Детальний виклад експериментів по лазерному поділенню ізотопів урану в рамках програм “Эксон Нуклеар” та “Авко Эверетт” дано в [9,347]. Схема селективної фотоіонізації ізотопів урану включала на першому етапі збудження лазерним випромінюванням атомів ^{235}U з основного ($5f^36d7s^2-^5L_6^0$) та низко лежачого метастабільного стану ($5f^36d7s^2-^5K_5^0$ з енергією $620,32 \text{ см}^{-1}$), перехід в вузький автоіонізаційний стан з двократно збудженою зовнішньою оболонкою і далі іонізацією електромагнітним полем. Для вилучення атомів ^{235}U з основного та низко лежачого метастабільного стану (с енергією 620см^{-1}) на першому місці використовується двочастотне випромінювання. Необхідний тиск парів урану (близько 1 торр.) створюється шляхом нагрівання рідкого урану до 2500°C з допомогою електронного променю. Пари урану, що випускаються гарячим джерелом, проходять через паралельні пластини, між якими атоми опромінюються 4-частотним лазерним випромінюванням, утворені фотоіони ^{235}U збираються на колекторних пластинах, а нейтральні атоми ^{238}U проходять повз. Зіткнення іонів з атомами U призводить до суттєвого обмеження селективності розділення. Час іонізації відповідає часу прольоту атома через зону дії електромагнітних полів: $\tau = t_f = L/v$ (L- розмір опромінюваної зони; v- швидкість потоку частинок). Якщо випромінювання насичує резонансний перехід і реалізується схема високозбуджених атомів імпульсним лазерним випромінюванням, то умова іонізації резонансної компоненти має вигляд: $1/nS'(T) > 1/v = t_f$, де S'- коефіцієнт іонізації збуджених атомів. Етап оптимізації моделі лазерного поділу полягає в пошуку оптимальної форми електромагнітного імпульсу резонансного випромінювання, що забезпечує max іонізованих атомів в схемі розділення ізотопів газів (одна з можливих формулювань). Процес поділу ізотопів (газів) описується наступною системою рівнянь (6.19-6.20).

На рисунку 6.17 наведені результати чисельного моделювання оптимальної форми лазерного імпульсу в завданні фотоіонізаційного поділення ізоотопів урану.

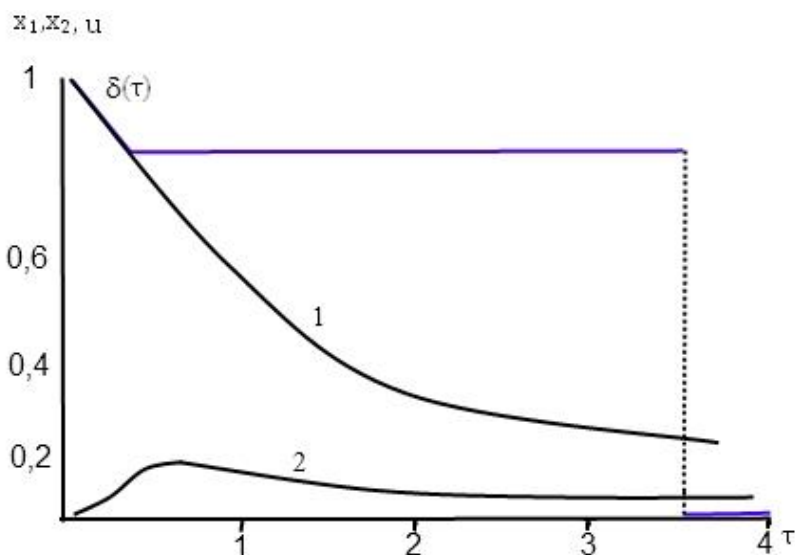


Рис.6.17. Результати чисельного моделювання оптимальної форми лазерного імпульсу в завданні фотоіонізаційного поділу ізоотопів урану: δ -пунктир - оптимальна форма лазерного імпульсу, криві 1 і 2 - відповідна поведінка заселеностей основного і збудженого станів.

Для шуканої схеми поділення ізоотопів U δ -імпульс забезпечує максимально можливий рівень збудження верхнього стану і далі паразитні процеси типу спонтанної релаксації, резонансної передачі збудження і резонансної перезарядки за короткий час, які не можуть помітно змінити ступінь досягнутого збудження. В результаті ефективність і оптимальність всієї схеми поділу збільшується. У разі не виконання вище зазначених умов оптимальний режим лазерного впливу буде містити в кінці так звану пасивну ділянку управління, вперше передбачену для схеми класичної фотоіонізації в моделі [347]. Її поява пов'язана з кінцевою швидкістю іонізації і наступним звідси неефективним вкладом енергії в резонансний канал в кінці процесу. Перерозподіл енергії випромінювання дозволяє усунути шкідливу для процесу фотоіонізаційного поділу роль зворотних вимушених і спонтанних радіаційних переходів. Головний результат обчислень полягає в тому, що викладена методика моделювання оптимальних схем

лазерного фотоіонізаційного поділення ізотопів дозволяє вибрати оптимізовані значення ключових фізичних параметрів, найбільш оптимальний варіант схеми в цілому, що в результаті може забезпечити і ефективність технології поділу ізотопів і ядерних ізомерів. На закінчення відзначимо, що викладена методика моделювання оптимальних схем може бути ефективно використана і при пошуку оптимальних схем γ -лазера на швидко розпадаючихся ядерних ізомерах [140-142].

6.6 Висновки до розділу 6

Основні результати полягають у наступному:

1. Запропоновані та чисельно реалізовані нові ефективні підходи до розрахунку оптимальних схем методу селективної фотоіонізації атомів і їх характеристик, іонізацією імпульсним електричним полем, іонізацією через високо лежачі (рідберговські) стани і вузькі автоіонізаційні резонанси, іонізацією для важких радіоактивних ізотопів з використанням набору енергетичних, радіаційних та спектральних параметрів, обчислених попередньо на основі нових високоточних методів розрахунку резонансів Штарка і автоіонізаційних резонансів в електричному полі;
2. Отримані набори енергетичних, радіаційних та спектральних параметрів, які включають нові дані по енергіям рівнів, радіаційним ширинам, часам життя станів, енергіям, ширинам штарківських резонансів для рідбергівських Rb, Cs, Fr ($n < 80$), ймовірностям, перетинам іонізації в електромагнітних полях різної напруженості та частоти, а також основні енергетичні характеристики для конкретних ізотопів в схемах селективної фотоіонізації атомів світловим та електричним полем.
3. На основі теорії оптимального управління та розроблених в роботі моделей розрахунку характеристик елементарних атомних процесів в схемах селективної фотоіонізації вперше чисельно реалізовані оптимізаційні моделі фотоіонізації лазерним випромінюванням з іонізацією імпульсним електричним полем, автоіонізації та іонізацією за рахунок зіткнень. Розроблений комплекс програмно-

математичного забезпечення для розрахунку характеристик елементарних атомних процесів і параметрів оптимальності в схемах селективної фотоіонізації світловим та електричним полем дозволяє в рамках комп'ютерного експерименту передбачати і надалі реалізовувати характеристики селективної фотоіонізації атомів та інших нелінійних селективних фотопроцесів.

Викладені дані кількісно підтверджують перспективність методу лазерної фотоіонізації з іонізацією імпульсним електричним полем (через рідбергівські стани), автоіонізації і дають набір параметрів оптимальних схем, які слід використовувати при реалізації шуканих схем в конкретних технологічних завданнях, а саме: завдання поділення радіоактивних ізотопів і ядерних ізомерів, їх селективного детектування і фотоіонізаційної візуалізації, а також переробки радіоактивних відходів ядерної енергетики і ядерних технологій.

7. НОВИЙ МАТЕМАТИЧНО-ЕКОЛОГІЧНИЙ БАЛАНСОВИЙ ПІДХІД ДО МОДЕЛЮВАННЯ МАКРОТУРБУЛЕНТНОЇ АТМОСФЕРНОЇ ДИНАМІКИ, ПРОСТОРОВОГО РОЗПОДІЛУ РАДІОНУКЛІДІВ В ГЛОБАЛЬНІЙ АТМОСФЕРІ, ЇХ ВПЛИВУ НА НАВКОЛИШНЄ СЕРЕДОВИЩЕ, РАДІАЦІНО-ЕКОЛОГІЧНИХ НАСЛІДКІВ ПІСЛЯ ЯДЕРНИХ АВАРІЙ НА АЕС ФУКУСИМА (ЧОРНОБИЛЬ)

7.1. Вступні зауваження.

Як вже вказувалося у вступі, екологічна, насамперед, радіаційна (оадіаційно-екологічна) безпека людини, природного середовища (середовищ) є проблемою як міжнародної, так й національної безпеки держави. Уваги потребує світовий атомно-промисловий комплекс (в який природно інтегрований й відповідний атомний комплекс України), який створює радіаційну загрозу для довкілля. Після важких аварій з неприпустимим пошкодженням ядерного палива на АЕС-ТМІ-2 (США), Фукусіма-1 (Японія), Чорнобилію світова спільнота вимагає не тільки підвищення рівня безпеки АЕС у напрямі модернізації, розробки нових проектів реакторів, нових симптомно-орієнтованих концепцій, рівня персоналу управління аваріями, але й нових абсолютно обґрунтованих, кількісно надійних методів, концепцій, алгоритмів визначення часової та просторової. Як правило, макротурбулентної динаміки розповсюдження, розподілу радіоактивних забруднюючих довкілля речовин в атмосфері, гідросфері, літосфері тощо, чіткого кількісного розуміння дисперсії радіонуклідів у вказаних геосферах, насамперд, атмосфері, гідросфері, їх впливу на навколишнє середовище, радіаціно-екологічних наслідків.

Сучасні оцінки радіаційно-екологічних наслідків (РЕН) аварій, у том числі, й важких, реалізують тільки окремі варіанти параметрів після аварійного навантаження на довкілля, тому розроблення науково-обґрунтованого підходу до комплексного аналізу ризику важких аварій і РЕН, їх залежність від умов аварій, складових некерованих процесів є надто важливою науковою проблемою.

Слід особливо зазначити, що сучасна класифікація забруднюючих радіоактивних речовин (ЗРР) містить класи небезпечних ШД значна наявність яких у середовищі є недопустимою. Вивчення динаміки процесів забруднення, у т.ч. ЗРР, середовищ характеризується відсутністю надійних та ефективних методів і моделей, процеси є дуже складними та різноманітними, а еволюція стану систем визначається низкою факторів: хімічними властивостями ШД, гідродинамікою, біоструктурами, термодинамічними, кінематичними параметрами, тощо.

Одним з перспективніших підходів можна вважати гідродинамічне 3D моделювання. Але добре відомі труднощі цього підходу, що стимулює пошук методів. Варто нагадати розробки міжнародного проекту BIOMOVSI (Oak-Ridge, USA; МАГАТЕ, Відень). Також тут важливо згадати слід дуже популярні, особливо, у західних країнах такі моделі оцінки антропогенно-радіаційно-екологічних наслідків для навколишнього середовища інцидентів із вибросами в атмосферу шкідливих (радіоактивних) речовин як модель MLDP0 (Modèle Lagrangien de Dispersion de Particules d'ordre 0, France-Canada), модель HYSPLIT (Гібридна одночастинкова лагранжева інтегральна траєкторія моделі, USA), модель NAME (Чисельне моделювання дисперсії домішок в атмосфері, United Kingdom), модель RATM (регіональна модель атмосферного транспорту, Japan), модель FLEXPART (Лагранжева модель дисперсії частинок, Austria) [638-650].

Ключовий напрямок роботи для досягнення мети проекту також включає розробку побудову нових моделей коротко-, довго-строкового прогнозу антропогенного впливу, ЗРР, РЕН аварій на АЕС на стан середовищ, розвиток прогнозних нових моделей розрахунку розповсюдження ЗРР у природних середовищах, насамперед, в атмосфері, гідросфері.

Ми представляємо елементи нового нестационарної теорії, що описує глобальні механізми в атмосферних низькочастотних процесах, ефекти телеконнекції та ін. для моделювання глобальної атмосферної поведінки, просторово-часового розподілу (дисперсії) радіонуклідів, оцінки радіоактивного впливу наслідків аварій на атомних електростанціях Фукусіма (Чорнобиль) на

навколишнє середовище. Розроблена терія є кількісною основою подальшого визначення радіаційного навантаження на навколишнє середовище внаслідок ядерних аварій на АЕС, аварій на інцидентів в хранилищах радіовідходів тощо. ДО речі, останній аспект певно є дуже важливим особливо у світлі робіт щодо побудови сховищ радіовідходів як в Чорнобільській зоні, так й в інших регіонах Східної Європи.

Розвиваємий нами підхід заснований на використанні фундаментальних балансових співвідношень для енергії та кутового моменту в глобальних атмосферних низькочастотних процесах, теорії атмосферної макротурбулентності та атмосферного вологообороту, математично-екологічному методу кількісного визначення радіаційно-екологічних наслідків для навколишнього середовища внаслідок ядерних аварій на АЕС як у глобальному так й локальному аспектах. Також дуже важливо відзначити подальший зв'язок глобальних атмосферних процесів з генезисом тропосферних радіохвильоводів і наступністю форм атмосферної циркуляції (телеконнекція, генезис фронтів), виявленням нових предикторів в середньо- і довго-строковому прогнозуванні динаміки низькочастотних атмосферних процесів і далі кількісного визначення радіаційно-антропогенного навантаження на атмосферу та інші геосфери.

В рамках нашої нової теорії виявляється зв'язок так званих тропосферних радіохвильоводів з атмосферним вологооборотом і відповідно з формою атмосферної циркуляції через положення фронтальних розділів (атмосферних фронтів як основних накопичувачів вологи). Атмосферний вологооборот пов'язаний з таким типово низькочастотним процесом як виконання балансу по енергії та кутовому моменту атмосфери. Останній характеризує порушення балансу обертання атмосфери разом із Землею, яке може проходити при розвитку меридіональних процесів із здійсненням перенесення маси повітря і пара між тропічними широтами (з великою лінійною швидкістю) і повільно обертаються повітряними масами приполярних широт (процес повільної телеконнекції). Ці процеси є базовими для кількісно коректної оцінки динаміки, дисперсії розповсюдження небезпечних радіонуклідів у різних геосферах, насамперед,

атмосфері та гідросфері.

Розвинутий підхід реалізований у вигляді нової мікросистемної технології "GeoMath-RadEnv" і орієнтований на тестування і прогнозування вентиляційних потоків руху повітряних мас (частинок, радіонуклідів) в глобальній атмосферній картині, визначення нових предикторів для середньо- і довго-строкового прогнозування низькочастотних атмосферних процесів.

Виконані нами обчислення продемонстрували адекватну кількісну ефективність підходу в застосуванні до моделювання балансу кутового моменту, переносу атмосферних мас (вологообороту) по відношенню до генезису тропосферних радіохвилеводів, наступності форм атмосферної циркуляції (телезв'язок, фронт-генезис), й накіней, кількісно коректного визначення часової та просторової динаміки, дисперсії розповсюдження небезпечних радіонуклідів в атмосфері внаслідок важкої аварії на АЕС Фукусіма. Дійсно, застосування методу до моделювання глобальної атмосферної поведінки, розсіювання радіонуклідів після аварії на АЕС Фукусіма (Чорнобиль) це продемонструвало, що підтверджується фізично кількісно розумною згодою між передбаченим і вимірним просторовим розподілом радіонуклідів в атмосфері, напрямком і динамікою потоків руху повітряних мас (часток) на відміну від вихідних даних моделювання як в межах спрощених, так й найбільш передових моделей опису низькочастотних атмосферних процесів (див. нижче).

Дуже важливо відзначити, що дані визначення просторово-часової картини динаміки розповсюдження, дисперсії радіонуклідів в атмосфері (зокрема, після аварії на АЕС Фукусіма) сумісно з даними аналізу, моделювання (прогнозування) шуканої часової динаміки на основі хаос-геометричного підходу з використанням мультифрактальних моделей дозволили відкрити нове в прикладній екології та радіоекології універсальне явище генезису фрактальних розмірностей в системі «атмосфера – гідросфера- радіаційно-екологічна система».

7.2. Загальний огляд джерел радіоактивного забруднення атмосфери , методів аналізу, оцінки радіаційно-екологічних наслідків для навколишнього середовища в результаті аварій на АЕС Фукусіма (Чорнобиль)

7.2.1. Огляд джерел радіоактивного забруднення атмосфери і методів оцінки РЕН наслідків ядерної аварії на АЕС Фукусіма (порівняльний аналіз за аварією на АЕС Чорнобиль)

11 березня 2011 року на східному узбережжі Японії відбувся масовий землетрус у 9 балів, а через деякий час виникло цунамі. Протягом однієї години хвилі висотою більше 14 м надходили на східне узбережжя Японії, що призвело до затоплення обладнання на атомній електростанції (АЕС) «Фукусіма». В результаті було перервано електропостачання для охолодження реакторів АЕС, які активно виділяли тепло. Вихід з ладу системи охолодження призвів до розплавлення активної зони реакторів, що у подальшому спричинило тепловий вибух на АЕС «Фукусіма». Внаслідок вибуху та розплавлення активної зони реакторів в навколишнє середовище потрапила велика кількість радіоактивного матеріалу (Povines et al., 2013) [629]. На рис. 7.1 наведена карта ключових регіонів та місцеположення станцій аерозольних замірів у момент аварії на АЕС Фукусіма (відкриті кола - це сайти моніторингу, які управляються та обслуговуються місцевими урядами у східній Японії); базова карта була модифікована, використовуючи оригінальну карту Nakajima (2014 р.) [632]. Нагадаємо, що Тохоку - північно-східна частина Японських островів і включає префектури Фукусіма і Міягі; регіон Канту є територією, яка включає в себе Токіо, Сайтама, Чіба, Канагава і Префектури Ібаракі. АЕС Фукусіма розташована у північній частині району Хамадори, прибережної зони на схід від гори Абуква. Накадори регіон є басейновим районом між горами Оу та Абуква. Слід зауважити, що, не дивлячись на досить на розповсюдження сітку пунктів спостережень та

замірів, фактичний рівень кількісної оцінки РЕН на основі даних спостережень в момент та після аварії на АЕС Фукусіма оказався не досить повним.

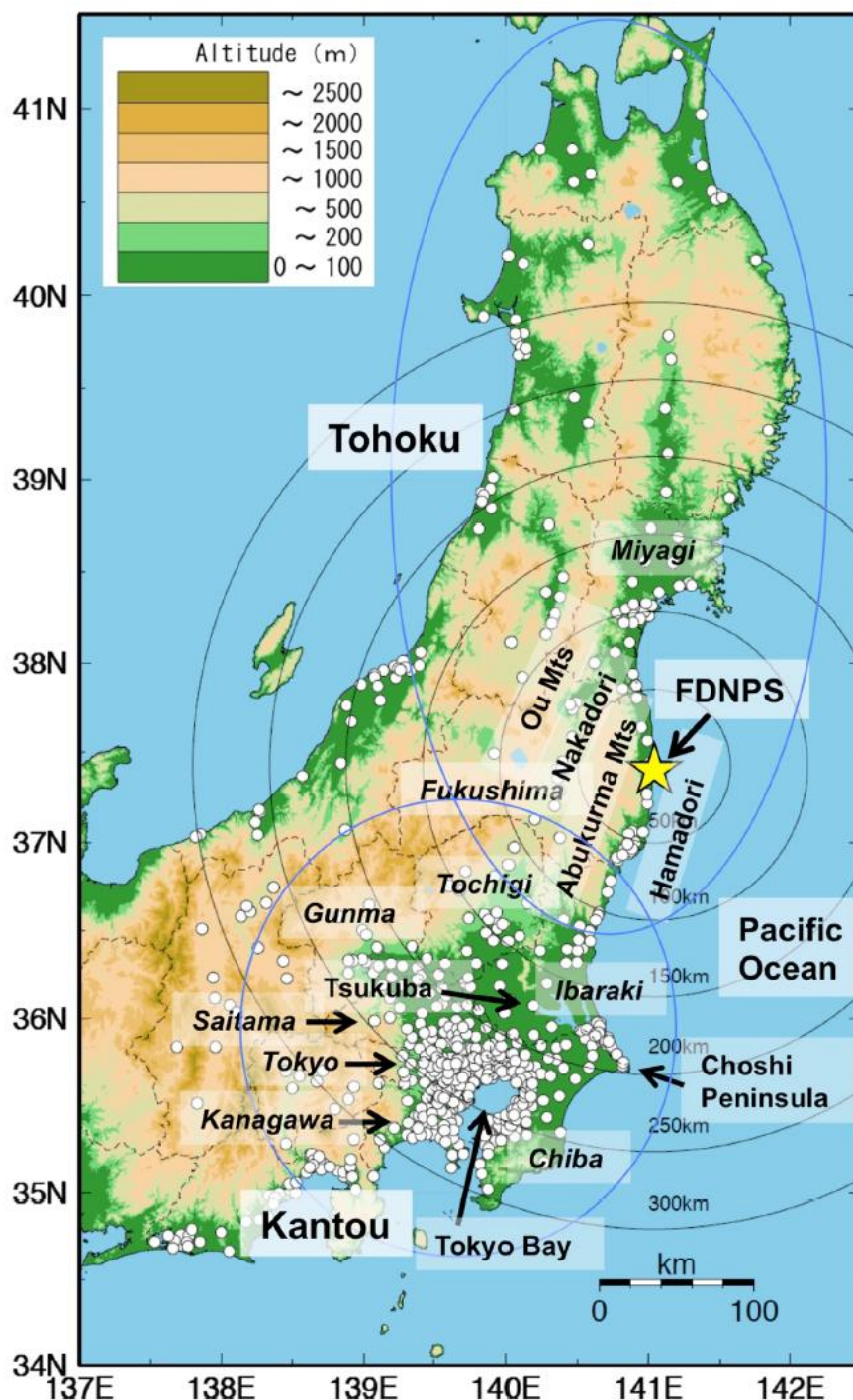


Рисунок 7.1 – Карта ключових регіонів та місцезоналення станцій аерозольних замірів у момент аварії на АЕС Фукусіма (відкриті кола - це сайти моніторингу, які управляються та обслуговуються місцевими урядами у східній Японії до аварії); базова карта була модифікована, використовуючи оригінальну карту Nakajima et al. (2014 p.) [632].

В результаті ядерної аварії на АЕС радіоактивні речовини попали в атмосферу, що суттєво вплинуло на глобальне навколишнє середовище та значно посилює занепокоєння громадськості. Виникла необхідність у проведенні оцінки РЕН аварії та необхідних ресурсів для відновлення довкілля. Основою для оцінки стали саме характеристики джерел радіоактивного забруднення – АЕС «Фукусіма», які визначали рівень ядерної аварії. Характеристики радіоактивних викидів після аварії вивчалися багатьма інтернаціональними групами дослідників (див. докладніше [621-638] та багаточисленні джерела, вказані у перелічених роботах) в трьох аспектах, які включали: кількість і склад, активність та ядерне співвідношення, а також порівняння з іншими історичними подіями, зокрема, Чорнобильською аварією. Ядерна аварія на АЕС «Фукусіма» була оцінена до найвищого 7-го рівня по Міжнародній шкалі ядерних та радіаційних подій (INRES). За цим показником її можна порівняти з Чорнобильською аварією (Steinhauser et al., 2014). Хоча загальна кількість радіоактивного матеріалу від аварії на АЕС «Фукусіма» оцінювалася на рівні 10%-15% від рівня Чорнобильської катастрофи, наслідки аварії на АЕС «Фукусіма» виявилися найгіршими з точки зору радіоактивного забруднення атмосферного та морського середовищ (Povinec et al., 2013; Buessler, 2014) [621-630]. Радіоактивність, отримана від АЕС «Фукусіма», була розосереджена в північній півкулі протягом 20 днів (Thakur et al., 2013) та вплинула на деякі країни південної півкулі через місяць (Ort et al., 2013). Характеристики радіоактивних викидів стали основою класифікації по INRES та оцінки наслідків ядерних та радіаційних подій. Проте оцінка радіоактивних викидів на АЕС «Фукусіма» була значною мірою обмежена по причині відсутності достатньої кількості даних моніторингу через брак електроенергії та зв'язку на ранніх етапах аварії. Хоча радіоактивних викидів атмосферним шляхом були широко оцінені (Bailly du Bois et al., 2014; Cervone and Franzese, 2014; Koo et al., 2014; Lin et al., 2015), деякі радіонукліди взагалі не були розглянуті через відсутність даних моніторингу (Steinhauser, 2014). Характеристика основних радіоактивних викидів атмосферним шляхом представлена в таблиці 7.1 (згідно даних робіт [621-630]).

Таблиця 7.1 - Характеристики радіоактивних викидів атмосферним шляхом внаслідок аварії на АЕС «Фукусіма» (10^{15} Вq), згідно даних [621-630].

Радіонуклід	Оцінка радіоактивних викидів та джерело	
^{85}Kr	44.1(Ahlswede et al., 2013)	
	61 (Nitta et al., 2014)	
	83.7 (Povinec et al., 2013)	
^{90}Sr	0.14 (Povinec et al., 2013)	
$^{110\text{m}}\text{Ag}$	$1.5 \times 10^{-2} - 0.15 \times 10^{-3}$ (Saito et al., 2014)	3.0×10^{-2} (Lepage et al., 2014)
$^{129\text{m}}\text{Te}$	3.33 (Povinec et al., 2013)	
^{129}I	8.06x10 ⁻⁶ (Hou et al., 2013)	
	65.3(Ten Hoeve and Jacobson, 2012)	105.9(Saunier et al., 2013)
	120 (Nagai et al., 2014)	100-400(Achim et al., 2013)
	151(Kata et al., 2012)	153-160(Chino et al., 2011)
	159(Povinec et al., 2013)	160(Povinec et al., 2013)
^{131}I	190(Mathieu et al., 2012)	100-200(Akahane et al., 2012)
	190-380(Winiarek et al., 2012)	320 (TEPCO, 2011)
	200(IRSN.2011;Kobayashi et al., 2013)	
	360-390(ZAMG(Central Institute for Meteorology and Geodynamics,2011))	
^{132}I	35.8(Saunier et al., 2013)	
^{132}Te	88(Tagami et al., 2013)	88.4(Povinec et al., 2013)
^{133}I	42.2(Povinec et al., 2013)	
	6000(Achim et al., 2012)	1200(Bowyer et al., 2011; Povinec et al., 2013)
^{133}Xe	22000(TEPCO, 2011)	12134(Saunier et al., 2013)
	14000(Stohl et al., 2012)	15300(Stohl et al.
	17000(NILU,2011)	20000(IRSН,2011)
	15(Povinec et al., 2013)	17.5(Povinec et al., 2013)
^{134}Ce	18(Hamada and Ogino,2012)	
^{135}Cs	6.74×10^{-5} (Zheng et al., 2014)	
	5.5-9.7(Miyazawa et al., 2012)	8.8(Nagai et al., 2014)
	11.5(Bailly du Bois et al., 2012)	10(Morino et al. Achim et al., 2013)

Таблиця 7.1 (продовження)

Радіонуклід	Оцінка радіоактивних викидів та джерело
^{137}Cs	12(Ysunari et al., 2011; Winiarek et al., 2012) 13(Kawamura et al., 2011; Kobayashi et al., 2013) 15(Honda et al., 2012; Povinec et al., 2013) 15.3(Povinec et al., 2013) 15.5(Saunier et al., 2013) 13-15(Chino et al., 2011) 17(Ten Hoeve and Jacobson, 2012) 20(Mathieu et al.; Korsakissok et al., 2013; Bailly du Bois et al., 2014) 10-20(Akahane et al., 2012)
U	30(IRSН.2011) 36(NILU,2011) 36.6 (Stohl et al., 2012) 50(ZAMG(Central Institute for Meteorology and Geodynamics, 2011))
$^{239+240}\text{Pu}$	3.9x10 ⁻⁹ (Sakaguchi et al., 2014) 1x10 ⁻⁶ -2.4 x10 ⁻⁶ (Zheng et al., 2012) 2.3x10 ⁻⁶ (Sakaguchi et al., 2014) 3.5x10 ⁻⁶ (Yamamoto et al., 2014)
^{241}Am	5.0x10 ⁻⁷ -1.3x10 ⁻⁶ (Yamamoto et al., 2014)
^{241}Cm	2.7x10 ⁻⁵ -6.5x10 ⁻⁵ (Yamamoto et al., 2014)
$^{243+244}\text{Cm}$	1.1x10 ⁻⁶ -2.6x10 ⁻⁶ (Yamamoto et al., 2014)

Всеосяжні дані по радіоактивному матеріалу, що були отримані під час досліджень аварії на АЕС «Фукусіма», дають можливість проводити аналіз ядерних аварій, виконувати радіологічну оцінку, стежити за відновленням довкілля та біогеохімічним циклом радіонуклідів. Кількісний склад атмосферної радіоактивності досліджувався шляхом збирання даних про максимально комплексні викиди радіонуклідів. Нагадаємо, що в принципі характеристики радіоактивних викидів для таких радіонуклідів як ^{131}I , ^{134}Cs , ^{137}Cs найбільш активно виявляються та вивчаються завдяки їхньому досить легкому вимірюванню та, як добре відомо, домінуючій ролі впливу ефективної дози на людину. Характеристики радіоактивних викидів для ^{131}I , ^{134}Cs та ^{137}Cs склали 60-390 РВq, 15-20 РВq та 5-50 РВq відповідно. Порівняння радіоактивних

викидів на АЕС «Фукусіма», Чорнобильській АЕС та світових викидів радіоактивних речовин наведено в Таблиці 7.2 [621].

Таблиця 7.2 - Характеристики радіоактивних викидів на АЕС «Фукусіма», Чорнобильській АЕС та світових викидів (10^{15} Вq)

	Фукусіма	Чорнобиль	Глобальний викид
	Атмосфера	Атмосфера	Атмосфера
^{131}I	160 ^{a)}	1760 ^{j)}	
^{137}Cs	15 ^{a)}	85 ^{j)}	950 ^{j)}
^{90}Sr	0.14 ^{b)}	10 ^{j)}	600 ^{j)}
^{130}Xe	$1.2 \times 10^4 - 1.5 \times 10^4$ ^{c),d)}	$2 \times 10^3 - 6 \times 10^3$ ^{k)}	
^{85}Kr	44.1 ^{e)}	33 ^{e)}	5000
$^{239+240}\text{Pu}$	$1 \times 10^{-6} - 2.4 \times 10^{-6}$ ^{f)}	0.1 ^{l)}	10 ^{j)}

Прим.: Дані взяті з робіт: a) Povinec et al. (2013); b) Povinec et al. (2013); c) Bowyer et al. (2011); d) Stohl et al. (2012); b); e) Ahlswede et al. (2013); f) Zheng et al. (2012); g) Steinhauser et al. (2014); h) Kawamura et al. (2011); i) Povinec et al. (2012); j) UNSEAR (2008); k) Ginzburg and Reis (1991); l) Livingston and Povinec (2002); m) IAEA (2005); n) total amount excluding radioactive noble gases (^{85}Kr and ^{133}Xe)

Відповідно до таблиці загальна кількість викидів радіоактивних речовин, які виключають радіоактивні благородні гази (^{85}Kr і ^{133}Xe), від АЕС «Фукусіма» становила близько 10% викидів при аварії на Чорнобильській АЕС, що дорівнювало менше 1% світових випадів. Проте аварія на АЕС «Фукусіма» виявилася найбільш серйозною ядерною аварією з точки зору радіоактивного забруднення та РЕН для атмосфери та морського середовища. Більш того, вважається, що характеристики радіоактивних викидів, включаючи радіоактивні благородні гази на АЕС «Фукусіма», будуть вищі, ніж у випадку аварії на Чорнобильській АЕС, оскільки протягом аварії на АЕС «Фукусіма» було розтоплено принаймні три реактори, а на Чорнобильській АЕС - лише один реактор. Кількість ядерного палива на АЕС «Фукусіма» під час аварії була більшою, ніж на Чорнобильській АЕС. Під час аварії радіоактивні благородні

гази легко потрапили в атмосферу. Характеристики радіоактивних викидів $^{239} + ^{240}\text{Pu}$ при аварії на АЕС «Фукусіма» також був значно нижчими, ніж у випадку з Чорнобильською АЕС та світовими радіоактивними викидами.

Звичайно, неважно зрозуміти, що орема ядерна аварія характеризується насамперед викидною активністю та атомним співвідношенням радіонуклідів. Ці характеристики залежать від складу ядерного палива, спалення ядерного палива, процесів витікання, часу охолодження реактора тощо. Специфічні характеристики активності та атомне співвідношення радіонуклідів для ядерної аварії звичайно використовуються для відстеження джерела забруднення, реконструкції історичного забруднення, оцінки радіоактивних джерел викидів радіонуклідів, моніторингу стану експлуатації реактора, оцінки спалення ядерного палива, кількісної оцінки РЕН для довкілля і т.і. Що ж стосується самого джерела радіоактивності, то активність чи атомне співвідношення радіонуклідів звичайно будуть різними залежно від біогеохімічної поведінки радіонуклідів, фракціонування ізотопів, процесів змішування відмінного радіоактивного джерела, розпаду радіоактивності тощо. Як показано в [621-630], склад ядерного палива, особливості спалення ядерного палива, тривалість процесів, час охолодження реактора сприяють різним характерним ознакам ядерної аварії.

Дані щодо співвідношення активності та ядерного співвідношення між аваріями на АЕС «Фукусіма», на Чорнобильській АЕС та світовими викидами, представлені в таблиці 7.3 (з [621-630]). Ця інформація є важливою не тільки з точки зору розуміння кількісної оцінки внеску окремих радіоактивних джерел, але й подальшої оцінки РЕН. Співвідношення активності та ядерне співвідношення радіонуклідів звичайно застосовують для реконструкції інцидентних (аварійних) подій, пов'язаних з викидом інших радіонуклідів та з необхідністю виконання складних аналітичних процедур або у випадку радіонуклідів з коротким періодом напіврозпаду, такими як ^{90}Sr та ^{131}I . Порівняння між аварією на АЕС «Фукусіма» та на Чорнобильській АЕС було проведено у багатьох роботах (див.,напр., [621-630]) в основному по трьом

аспектам, зокрема, по загальній кількості радіоактивних викидів, складу радіонуклідів та долі радіонуклідів. Оцінки картини розподілення нуклідів в атмосфері, гідросфері дана в роботах [621-630].

Таблиця 7.3 - Активність (А) та атомне співвідношення (АС) між аваріями на АЕС «Фукусіма», на Чорнобильській АЕС та світовими викидами [621]

	Фукусіма		Чорнобиль		Глобальний викид	
	А	АС	А	АС	А	АС
$^{134}\text{Cs}/^{137}\text{Cs}$	1 ^{a)-c)}		0.5 ^{a)}			
$^{134}\text{Cs}/^{137}\text{Cs}$ ^{d)-f)}		0.37		0.46		2.7
$^{131}\text{I}/^{137}\text{C}$	15 ^{g)}		20			
$^{129}\text{I}/^{131}\text{I}$		22.3 ^{h)}		19 ^{j)}		
$^{129}\text{I}/^{137}\text{Cs}$ ⁱ⁾	4.43×10^{-7}		2.75×10^{-7}			
$^{90}\text{Sr}/^{137}\text{Cs}$	0.01-0.02 ^{b),k)}		0.08 ^{l)}		0.63 ^{b)}	
$^{240}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$ ^{m)}		0.3		0.4		0.18
$^{240}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$		0.103-				1.9×10^{-3} ⁿ⁾
$^{240}\text{Pu}/^{239+240}\text{Pu}$	107.8 ^{m)}	0.135 ^{m)}	83 ^{m)}		13-14 ^{o)}	
$^{238}\text{Pu}/^{239+240}\text{Pu}$	2.2 ^{p)}		0.5 ^{o)}		0.033 ^{p)}	

Прим.: Дані взяті з робіт: a) Masson et al. (2011); b) Buessler et al. (2012); c) Merz et al. (2013); d) Ohno and Muramatsu (2014); e) Shibahara et al. (2014); f) Zheng et al. (2014); Hirose (2012); h) Miyake et al. (2012); i) Kutschera et al. (1988); j) Tumey et al. (2013); k) Perriñez et al. (2013); l) Aarkrog (2003); m) Zheng et al. (2012); n) Kelley et al. (1999); o) Hirose et al. (2001); p) Lujanienė et al. (2012a)

Загальна кількість радіоактивності, виключаючи радіоактивні благородні гази (^{85}Kr і ^{133}Xe), при аварії на АЕС «Фукусіма» становила близько 520ПБк [621-630], що становило лише 10-15% від рівня аварії на Чорнобильській АЕС (Steinhauser et al., 2014). Але загальна кількість радіоактивності від АЕС «Фукусіма» може бути вдвічі більшою, ніж від Чорнобильської АЕС після врахування радіоактивних благородних газів. Проте радіотоксичність радіоактивних благородних газів була низькою і, як правило, вона не враховується при порівнянні з іншими радіонуклідами. В роботі (Nishihara et al., 2012) (див. [621-630]) визначено перелік радіонуклідів у чотирьох реакторах, включаючи 16

радіонуклідів поділу, 10 трансуранових та 2 активаційних радіонуклідів. Деякі радіонукліди спостерігалися в ґрунті поблизу АЕС «Фукусіма», такі як Sr, Nb, Mo, Tc, Ru, Ag, Te, I, Ba, La, Pu, Am, Cm і тому подібні (Yamamoto, 2012). Активність та атомне співвідношення $^{134}\text{Cs}/^{137}\text{Cs}$ and $^{238}\text{Pu}/^{239+240}\text{Pu}$ були виміряні та застосовані для виведення статусу реакторів. Щербинь та дерева біля АЕС «Фукусіма» також вимірювалися для радіонуклідів у тому числі ^3H , ^{14}C , ^{60}Co , ^{79}Se , ^{90}Sr , ^{99}Tc , і ^{137}Cs (Tanaka et al., 2014). В роботі (Kirchner et al., 2012) зроблено висновок, що температура реактора повинна бути меншою, ніж 2700 К. Основними радіонуклідами на АЕС «Фукусіма» (див. докладніше [621-630]) явились радіонукліди, такі як радіоактивні благородні гази (^{85}Kr and ^{133}Xe) (Nitta et al., 2014), ^{95}Zr - ^{95}Nb (Tagami et al., 2011; Kanai, 2012), ^{99}Mo - $^{99\text{m}}\text{Tc}$ (Kanai, 2012), $^{110\text{m}}\text{Ag}$ (Kanai, 2012; Saegusa et al., 2013; Lepage et al., 2014; Saito et al., 2014), ^{125}Sb (Saegusa et al., 2013), ^{129}I (Miyake et al., 2012), ^{131}I (Chino et al., 2011), ^{133}I (Leon et al., 2011), $^{134,135,136,137}\text{Cs}$ (Tagami et al., 2011; Kanai, 2012; de Vismes Ott et al., 2013; Zheng et al., 2014), $^{129\text{m}}\text{Te}$ - ^{129}Te (Kanai, 2012; de Vismes Ott et al., 2013), ^{132}Te - ^{132}I (Tagami et al., 2011; Kanai, 2012; de Vismes Ott et al., 2013; Tagami et al., 2013), ^{140}Ba - ^{140}La (Tagami et al., 2011; Kanai, 2012; de Vismes Ott et al., 2013) і так далі. Тугоплавкі радіонуклеїди, що включають ^{59}Fe , ^{90}Sr , ^{95}Zr , ^{236}U , ^{239}Np , $^{239,240}\text{Pu}$, Am і Cm, можуть також виявлятися в навколишньому середовищі біля АЕС «Фукусіма» з незначним внеском (Tagami et al., 2011; Lujanienė et al., 2012; Shozugawa et al., 2012; Zheng et al., 2012; Schneider et al., 2013; Steinhauser et al., 2013; Zheng et al., 2013; Sakaguchi et al., 2014; Shinonaga et al., 2014; Yamamoto et al., 2014). Більшість цих тугоплавких радіонуклідів залишалися в реакторах після аварії на АЕС «Фукусіма» (Schwantes et al., 2012). В роботах Tanabe (2012); Schwantes et al. (2012), Petit et al. (2012) встановлено статус реакторів відповідно до радіонуклідів, які потрапили у навколишнє середовище (Blandford and Ahn, 2012; Le Petit et al., 2012; Schwantes et al., 2012; Tanabe, 2012).

Згідно з аналізом (див. напр., [621-630]), основними радіонуклідами на АЕС «Фукусіма» були летючі радіонукліди (радіоактивні благородні гази, I, Cs, Te). Тугоплавкі радіонукліди (Sr, Zr, Ce, Pu, Am, Cm) спостерігалися лише поблизу

АЕС (Doi et al., 2013). Проте, нестабільні та тугоплавкі радіонукліди (Sr, Ru, Zr, Ce, La, Pm, Pu) на Чорнобильській АЕС були глобально розпорошені (Kashparov et al., 2003) (див. докладніше [621-630]).

В роботі (W. Lin et al., 2014) було порівняно комплексні результати наслідків викидів 19 видів радіонуклідів при аварії на АЕС «Фукусіма» з рівнями глобальних наслідків аварії на Чорнобильській АЕС, і зроблено висновок, що аварія на АЕС «Фукусіма» не створює значний радіологічний ризик для для верств громадського населення країн, окрім Японії. Також в роботі детально викладено та проілюстровано концептуальну схему фізико-хімічного процесу виникнення радіонуклідів від АЕС «Фукусіма» з врахуванням різноманітних тимчасово-просторових періодів, що дозволяє зрозуміти існування радіонуклідів в атмосфері у майбутньому. За даними (Kanai, 2012; Le Petit et al., 2012; Shozugawa et al., 2012; Doi et al., 2013; Matsumoto et al., 2013; Priyadarshi et al., 2013; Saegusa et al., 2013; Xu et al., 2013; Shinonaga et al., 2014) радіонукліди з короткими напівперіодами розпаду та тугоплавкі радіонукліди спостерігалися лише в Японії, наприклад, такі радіонукліди ^3H , ^{59}Fe , ^{86}Rb , $^{95}\text{Zr}/^{95}\text{Nb}$, $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$, $^{103+106}\text{Ru}$, $^{110\text{m}}\text{Ag}$, ^{113}Sn , ^{125}Sb , $^{127\text{m}}\text{Te}/^{127}\text{Te}$, ^{129}I , ^{133}I , ^{236}U , ^{239}Np , ^{238}Pu , $^{239+240}\text{Pu}$, ^{241}Pu , ^{241}Am , ^{242}Cm , and $^{243+244}\text{Cm}$. Після аварії на АЕС «Фукусіма» ^{141}Ce , ^{144}Ce та ^{147}Pm не спостерігалися в навколишньому середовищі, тоді як про них було повідомлено після Чорнобильської катастрофи, що може бути пояснено різним рівнем пошкоджень при аваріях (Buessler et al., 1990).

Дуже важливо також зазначити, що радіоактивність, викликана аварією на АЕС «Фукусіма», була суттєво зосереджена й в морському середовищі (океані), на внутрішній території Японії та на інших континентах з часткою 80%, 19% та 1% відповідно даних [621-630] (Morino et al., 2011; Stohl et al. 2012; Ten Hoeve and Jacobson 2012; Yoshida and Kanda, 2012; Christoudias and Lelieveld, 2013). Слід нагадати, що більша частина радіоактивності при аварії на Чорнобильській АЕС була відкладена в наземному середовищі. Лише 10% від загального обсягу радіоактивності при аварії на Чорнобильській АЕС було розосереджено в Балтійському, Чорному та інших європейських морях. Отже, аварія на АЕС

«Фукусіма» спричинила, крім атмосферного забруднення, дуже серйозне радіоактивне забруднення моря. Слід відзначити, що кількісна оцінка РЕН аварій на АЕС та , що дуже важливо, можливостей відновлення (рекреації) довкілля після ядерної аварії є тривалим та складним завданням. Незважаючи на те, що було проведено багато досліджень для кількісного визначення викидів радіоактивних джерел (див. [621-630] та багато процитованих в них джерел), все ще залишається велика невизначеність, пов'язана з нечітко вираженими структурами сучасних передових моделей (на наш погляд навіть самі передові моделі досі не враховують адекватно деякі суттєві аспекти атмосферної макротурбулентності, особливості урахування елементів хаотичної динаміки атмосфери тощо), невизначеністю, вимірюванням змінних просторово-часових полів для перевірки, різних інтервалів часу, особливостей регіонів моніторингу тощо.

Крім вказаного, варто звернути увагу на той факт, що еволюція реакторів після втрати охолоджувальних потужностей далеко не добре зрозуміла, особливо взаємодія охолоджувальної води та ядерного палива та їхньої долі в реакторах (Burns et al., 2012). Проблема адекватного опису процесів у водному середовищі (це дуже актуально у випадку аварії на АЕС Фукусіма) є досі не адекватно розв'язаною. Слід нагадати, що підземні води грали дуже важливу роль при перенесення радіонуклідів у прибережну зону та її суттєве забруднення. Згідно з даними робіт [621-630] важлива проблема – адекватна транспорту радіонуклідів після аварії на Фукусімі в морське середовище шляхом річкових стоків. Як вказано в [621-630], багато резервуарів для зберігання стічних вод високо радіоактивного рівня поблизу АЕС «Фукусіма» також були потенційною небезпекою радіоактивності для морського середовища. Висока радіоактивність в порту біля АЕС «Фукусіма» показала постійне джерело радіоактивності (Kanda, 2013). Співробітництво між Японією та іншими країнами дозволило провести обробку радіаційно-охолоджуючої води з більш ніж 60 видами радіонуклідів (Sylvester et al., 2013). Як вказано в [621-630], хоча багато радіонуклідів можна було видалити хімічними методами, після хімічної обробки

третій залишається у воді, тому дуже перспективною областю подальших досліджень особливо РЕН для Північної частини Тихого океану є оцінка третійний (можливо радонового) фону для подальшого спостереження за радіоактивними викидами.

7.2.2. Радіоактивні наслідки впливу ядерної аварії на АЕС «Фукусіма» на біосферу та людину

Ядерна аварія на АЕС «Фукусіма» призвела до викиду та розсіювання великої кількості радіонуклідів у атмосферу в глобальному масштабі. Звичайно атмосферна радіоактивність представляє радіаційну небезпеку для людини через такі процеси, як вдихання зараженого повітря, попадання радіоактивних речовин на шкіру та вживання води, зараженої радіоактивною хмарою. Методи розрахунку концентраційних меж конкретних радіонуклідів в атмосфері були продемонстровані в роботі (Maiello, 2011). В таблиці 7.4 представлені гранично допустима концентрація та початкова концентрація в повітрі окремих радіонуклідів за трьома національними стандартами (за даними [621-630]). Слід зазначити, що радіоактивні благородні гази (^{85}Kr і ^{133}Xe) та летючі радіонукліди (^{131}I , ^{134}Cs та ^{137}Cs) були розглянуті через те, що аварія на АЕС «Фукусіма» призвела до їх масштабного вивільнення.

Таблиця 7.4 - Гранично допустима концентрація та початкова концентрація радіонуклідів в атмосфері при потраплянні радіоактивних речовин через органи дихання та при вживанні води, зараженої радіоактивною хмарою (одиниця виміру: Bq / m^3).

Radionuclide	U.S. NRC (MPC) ^a	Spain ^c	China (DAC) ^d
^{85}Kr	2×10^{7b}	NA ^e	NA
^{131}I	7.4	16	1.1×10^3
^{133}Xe	5×10^{6b}	NA	NA
^{134}Cs	7.4	6.1	1.2×10^3
^{137}Cs	7.4	3	1.8×10^3

За даними [621-630], пік радіоактивності ^{85}Kr and ^{133}Xe у повітрі Японії після аварії на АЕС «Фукусіма» склав $17,7 \text{ Bq/m}^3$ та 1300 Bq/m^3 відповідно, що на шість і три порядки нижче, ніж значення гранично допустимої концентрації у США (Nitta et al., 2014). Пік концентрації ^{131}I , ^{134}Cs , and ^{137}Cs становив близько 1 mBq/m^3 в регіонах, окрім Японії, і становив приблизно на три порядки менше, ніж гранично допустима концентрація стандарту США та Іспанії (Thakur et al., 2013). Отже, радіологічний ризик від аварії на АЕС «Фукусіма» не є значним з точки зору лімітів концентрації в національних стандартах. Атмосферна радіоактивність, спричинена аварією на АЕС «Фукусіма», обумовлює отримання додаткової дозу опромінення працівниками та населенням. Незважаючи на те, що доза опромінення радіонуклідів ^{131}I , ^{134}Cs , and ^{137}Cs була детально оцінена, інформація про дозу опромінення більш всеосяжних радіонуклідів, вивільнених внаслідок аварії, досі явно недостатньо. Часовий інтервал атмосферної радіоактивності від АЕС «Фукусіма», що забезпечував її глобальну диспергованість, становив близько 20 днів за даними Hernández-Ceballos et al., 2012 (див. докладніше [621-630]). Важливо насамперед розглядати радіонукліди з періодом напіврозпаду протягом 4 днів. Наприклад, ^{135}Xe значною мірою викидався в атмосферу при аварії на АЕС «Фукусіма», проте через короткий період напіврозпаду цього елемента не було знайдено в Америці (Bowyer et al., 2011) [621-630]. З урахуванням просторово-часових варіацій атмосферної радіоактивності під час аварії дослідження радіонуклідів зосереджені на середніх величинах радіоактивності, а не на абсолютних величинах. Це пояснюється тим, що продукти розпаду радіоактивності при аварії на АЕС «Фукусіма» еволюціонували з часом і не були однорідно розсіяні в атмосфері. Сучасні передові модель атмосферної дисперсії (транспорту радіонуклідів) не здатні в повній мірі відобразити просторово-часовий розподіл радіоактивності внаслідок аварії на АЕС «Фукусіма» по причині безлічі неврахованих джерел викидів. Тому ефективна доза від АЕС «Фукусіма» була оцінена консервативно. Важливі дані були наведені Ahlswede et al., 2013; Nitta et al., 2014 (див. напр., [621-630]) про ^{85}Kr у порівнянні з ^{133}Xe , який вивільнився в результаті аварії на АЕС

«Фукусіма». Джерело викиду ^{85}Kr становило близько 50 PBq, тоді як глобальна атмосферний запас ^{85}Kr становить близько 5000 PBq (Ahlsvede et al., 2013). Радіоактивність нукліду ^{85}Kr , що потрапив в атмосферу при аварії на АЕС «Фукусіма», повинна бути на два порядки нижчі, ніж середня радіоактивність в атмосфері $1,2 \text{ mBq/m}^3$. Після аварії ^{85}Kr не був однорідно розсіяний, вважалося, що його радіоактивність дорівнювала 10 mBq/m^3 . Завдяки своєму інертному характеру та тривалому напіврозпаду (10,76 року) ^{85}Kr може залишатися в атмосфері тривалий час. Більш докладні дані стосовно цього наведені в робота [621-630]. За даними (Bowyer et al., 2011; Sinclair et al., 2011; Simgen et al., 2014; Xie et al., 2014) ^{133}Xe було розосереджено у північній півкулі та південній півкулі. Атмосферна радіоактивність ^{133}Xe після аварії на АЕС «Фукусіма» коливалася від 10 Bq/m^3 до 100 Bq/m^3 . Джерело викиду ^{133}Xe було більш ніж у 100 разів інтенсивніше, ніж у випадку з ^{85}Kr . Активність ^{133}Xe консервативно вважалася рівною 10 Bq/m^3 (Bowyer et al., 2011; Sinclair et al., 2011; Simgen et al., 2014). Також було оцінено активність $^{131\text{m}}\text{Xe}$ з періодом напіввиведення 11,93 дня. Активність розподілу $^{131\text{m}}\text{Xe}$ була приблизно на два порядки менше, ніж ^{133}Xe . Після аварії на АЕС «Фукусіма» було зареєстровано співвідношення активності ^{133}Xe до $^{131\text{m}}\text{Xe}$ в межах від 1 до 100, що пов'язано з більш коротким періодом напіввиведення ^{133}Xe (Bowyer et al., 2011; Zhou et al., 2013). Вважається, що атмосферна активність $^{131\text{m}}\text{Xe}$ становить 1 Bq/m^3 з коефіцієнтом активності 10. За даними (Bowyer et al., 2011) $^{131\text{m}}\text{Xe}$ з періодом напіврозпаду 2,2 дні також було виявлено в Америці, для цього випадку була консервативно припущена величина атмосферної активності 1 Bq/m^3 . Радіотелуриум є нестабільним радіонуклідом, щоби широко розсіяний після аварії на АЕС «Фукусіма». За даними (Zhang et al., 2011; Khan et al., 2014) та у Європі (Gudelis et al., 2013; Leppänen et al., 2013) $^{129\text{m}}\text{Te}$ та ^{132}Te були виявлені в північноамериканських країнах. Співвідношення активності $^{132}\text{Te} / ^{129\text{m}}\text{Te}$ коливається від 0,1 до 1 (Lujaniene та ін., 2013). Атмосферна активність $^{129\text{m}}\text{Te} / ^{132}\text{Te}$ вважалася на рівні $1 \times 10^{-3} \text{ Bq/m}^3$, тоді як для ^{132}Te вона становила близько $1 \times 10^{-4} \text{ Bq/m}^3$. По причині високого виходу продуктів розпаду, рухливості, біодоступності та значній концентрації

радіоактивного йоду в щитовидній залозі після аварії на АЕС «Фукусіма» були проведені великі обсяги його вимірювань в атмосфері (Steinhauser et al., 2012). Загальна радіоактивність йоду, у тому числі, у газовій та дисперсній фазі, була меншою по відношенню до радіоактивності частинок йоду (Masson et al., 2011). Після аварії на АЕС «Фукусіма» з'явився ряд повідомлень (див. [621-630]) про появу в північній півкулі ^{131}I та ^{132}I з періодом напіврозпаду 8.04 дня та 2.3 години відповідно (Gudelis et al., 2013; Leppänen et al., 2013; Khan et al., 2014). Хоча період напіввиведення ^{132}I був коротким, його материнський радіонуклід ^{132}Te відносною тривалістю життя підтримував в атмосфері ^{132}I . Атмосферна активність загальної кількості ^{131}I була консервативно припущена на рівні 10^{-2}Bq/m^3 , тоді як рівень ^{132}I становив близько 10^{-4}Bq/m^3 відповідно до глобального радіоактивного спостереження в атмосфері (Masson et al., 2011, 2013; Thakur et al., 2013 p.).

Після аварії на АЕС «Фукусіма» активність радіоцезію звичайно викликає найбільше занепокоєння у порівнянні із іншими радіонуклідами, які мали довгострокову дозу опромінення. Фактично, після аварії радіонукліди ^{134}Cs , ^{136}Cs , ^{137}Cs можна було виміряти в Америці (Zhang et al., 2011; Khan et al., 2014) та Європі (de Vismes Ott et al., 2013; Gudelis et al., 2013; Leppänen et al. al., 2013).

Співвідношення активності $^{137}\text{Cs}/^{136}\text{Cs}$ та $^{134}\text{Cs}/^{137}\text{Cs}$ становило 10 і 1, відповідно (Lujanienė та ін., 2013). Атмосферна радіоактивність ^{134}Cs , ^{136}Cs , and ^{137}Cs становила близько 10^{-3}Bq/m^3 , 10^{-4}Bq/m^3 і 10^{-3}Bq/m^3 відповідно. Через високу радіотоксичність плутоній та інші трансуранові елементи також викликають дуже серйозну стурбованість. Хоча, за даними (Schneider et al., 2013; Zheng et al., 2013) виявлені результати їх радіоактивності є значно меншими у порівнянні з радіоцезієм та іншими продуктами розпаду та активованими радіонуклідами, що утворились в результаті ускладнених радіохімічних процесів під час аварії на АЕС «Фукусіма». Деякі результати моніторингу про вміст плутонію та інших трансуранових елементів у ґрунті наведені групами дослідників, зокрема, (Yamamoto et al., 2012; Zheng et al., 2012; Schneider et al.,

2013; Evrard et al., 2014; Sakaguchi et al., 2014; Yamamoto et al., 2014a), у спорудженнях (Shozugawa et al., 2012; Schneider et al., 2013), в аерозолі (Shinonaga et al., 2014), у морській воді (Bu et al., 2014c), у морському ілі (Bu et al., 2013a, 2013b, 2014a, 2014b; Oikawa et al., 2014) в Японії та Європі (Lujanienė et al., 2012b). Важливо відзначити [621-630], що, незважаючи на те, що плутоній та інші трансуранові елементи, які потрапили в атмосферу внаслідок аварії на АЕС «Фукусіма», широко спостерігаються в наземному середовищі (як приклад варто навести дані досліджень, зокрема, Zheng et al., 2012; Schneider та співавт., 2013; Yamamoto et al., 2014a), активність цих радіонуклідів в морському середовищі зростає в незначній мірі (Bu et al., 2014a, 2014b; Oikawa et al., 2014). В роботі (Evangelidou et al., 2014) було зімітовано модель розсіювання атмосферних елементів Pu і Am в атмосферному середовищі, що також підтвердило невелику частку атмосферних опадів. Атмосферна активність $^{239+240}\text{Pu}$ в аерозолі становила 280 nBq/m^3 та $44,5 \text{ nBq/m}^3$ в Японії та Європі відповідно (Lujanienė et al., 2012b; Shinonaga et al., 2014). В Японії атмосферна активність $^{239+240}\text{Pu}$ була консервативно оцінена в 300 nBq/m^3 (Shinonaga et al., 2014). В ході спостережень було встановлено, що час накопичення плутонію був подібним до ^{137}Cs із значенням 13,9 дні, який також наближався до аномального періоду 14 днів (Shinonaga et al., 2014). За даними Lujanienė et al., 2012 (див. також [621-630]), незважаючи на те, що аномальна активність $^{239+240}\text{Pu}$ спостерігалася в Європі під час аварії на АЕС «Фукусіма», цю інформацію не можна пояснити саме аварією. Ефективна доза $^{239+240}\text{Pu}$ від аварії на АЕС «Фукусіма» становила приблизно 10^{-11} Sv у Японії (Shinonaga et al., 2014), ефективна доза плутонію для людини в інших країнах, крім Японії, становила 10^{-14} Sv з тривалістю експозиції 1 рік, і єю можна було б нехтувати, порівняно з активністю радіоцезія та радіоактивного йоду. Аналіз стосовно інших радіонуклідів можна знайти в [621-630] і цитованих там джерелах.

На завершення дамо короткий коментар стосовно ефективних доз радіоактивних речовин. Що стосується радіонуклідів, що вивільнилися внаслідок аварії на АЕС «Фукусіма», то накопичувальна ефективна доза радіоактивних

благородних газів була консервативно розрахована з інтервалом середнього часу тривалості існування радіоактивних благородних газів (див. напр., [621-630]). В таблицях 2-5 представлені результати розрахунків фективної дози при потраплянні радіонуклідів в організм людини шляхом дихання та через питну воду. У ході досліджень атмосферних радіонуклідів, щовівільнилися внаслідок аварії на АЕС «Фукусіма», були враховані переважно шляхиїх потрапляння в організм людини через вдихання повітря та вживання води. Щорічна ефективна доза природних радіоактивних благородних газів, крім радону та його вторічних продуктів, становить 8,07 nSv (таблиця3). У таблицях 7.5-7.8 (з робіт [621-625]) наведено дані про ефективну дозу радіоактивного благородного газу та радіонуклідів для глобальних верств населення, крім японського, зокрема, які становлять 11,1 nSv та 59,6 nSv відповідно.

Таблиця 7.5- Ефективна доза радіонуклідів, вивільнених при аварії на АЕС «Фукусіма», для людини при вживанні води (з роботи [621])

Radionuclide	Half life	Activity (Bq/m ³)	Cumulative time (day)	Dose conversion factor (Sv/Bq)	Effective dose (Sv)
⁸⁵ Kr	10.76 year	10 ⁻²	5.7 × 10 ³	2.2 × 10 ⁻¹¹	1.2 × 10 ⁻⁹
^{131m} Xe	11.9 day	1	17.2	3.2 × 10 ⁻¹¹	5.5 × 10 ⁻¹⁰
¹³³ Xe	5.2 day	10	7.5	1.2 × 10 ⁻¹⁰	9.0 × 10 ⁻⁹
^{133m} Xe	2.2 day	1	3.2	1.1 × 10 ⁻¹⁰	3.5 × 10 ⁻¹⁰
Total effective dose of radioactive noble gas from the FNA (Sv)					11.1 × 10 ⁻⁹

Таблиця 7.6 - Ефективна доза природних радіонуклідів для людини при вживанні води (крім радону та його вторічних продуктів) (з робіт [621-625]).

Radionuclide	Half life	Activity (Bq/m ³)	Cumulative time (day)	Dose conversion factor (Sv/Bq)	Effective dose (Sv)
³⁷ Ar	35 day	10 ⁻⁴	365	4.1 × 10 ⁻¹⁵	1.50 × 10 ⁻¹⁶
³⁹ Ar	269 year	10 ⁻³	365	1.1 × 10 ⁻¹¹	4.01 × 10 ⁻¹²
⁸¹ Kr	2.1 × 10 ⁵ year	10 ⁻⁶	365	2.1 × 10 ⁻¹¹	7.67 × 10 ⁻¹⁵
⁸⁵ Kr	10.76 year	1	365	2.2 × 10 ⁻¹¹	8.03 × 10 ⁻⁹
¹³³ Xe	5.2 day	10 ⁻³	365	1.2 × 10 ⁻¹⁰	4.38 × 10 ⁻¹¹
Annually effective dose of naturally occurring radioactive noble gas (Sv)					8.07 × 10 ⁻⁹

Таблиця 7.7 -Ефективна доза радіонуклідів, вивільнених при аварії на АЕС «Фукусіма», для людинипри вдиханні зараженого повітря ((з робіт [621-625])

Radionuclide	Half life	Activity (Bq/m ³)	Cumulative time (day)	Dose conversion factor (Sv/Bq)	Effective dose (Sv)	
Pair	^{129m} Te	33.6 day	1 × 10 ⁻³	13.9	7.9 × 10 ⁻⁹	2.4 × 10 ⁻⁹
	¹²⁹ Te	1.2 h	1 × 10 ⁻³	13.9	3.9 × 10 ⁻¹¹	1.2 × 10 ⁻¹¹
Pair	¹³² Te	3.26 day	1 × 10 ⁻⁴	13.9	2.0 × 10 ⁻⁹	6.1 × 10 ⁻¹¹
	¹³² I	2.3 h	1 × 10 ⁻⁴	13.9	1.1 × 10 ⁻¹⁰	3.4 × 10 ⁻¹²
¹³¹ I	8.04 day	1 × 10 ⁻²	24.2	7.4 × 10 ⁻⁹	3.9 × 10 ⁻⁸	
¹³⁴ Cs	2.06 year	1 × 10 ⁻³	13.9	2.0 × 10 ⁻⁸	6.1 × 10 ⁻⁹	
¹³⁶ Cs	13.2 day	1 × 10 ⁻⁴	13.9	2.8 × 10 ⁻⁹	8.6 × 10 ⁻¹¹	
¹³⁷ Cs	30.17 year	1 × 10 ⁻³	13.9	3.9 × 10 ⁻⁸	1.2 × 10 ⁻⁸	
Pair	¹⁴⁰ Ba	12.8 day	1 × 10 ⁻⁶	13.9	5.8 × 10 ⁻⁹	1.7 × 10 ⁻¹²
	¹⁴⁰ La	40.2 h	1 × 10 ⁻⁶	13.9	1.1 × 10 ⁻⁹	3.4 × 10 ⁻¹³
²³⁹⁺²⁴⁰ Pu	²³⁹ Pu	2.4 × 10 ⁴ year	3 × 10 ⁻¹⁰	13.9	5 × 10 ⁻⁵	4.6 × 10 ⁻¹²
	²⁴⁰ Pu	6.5 × 10 ³ year				
Total effective dose of Fukushima-derived radionuclides (Sv)					59.6 × 10 ⁻⁹	

Таблиця 7.8 -Ефективна доза природних радіонуклідів для людинипри вдиханні зараженого повітря

Radionuclide	Half life	Activity (Bq/m ³)	Cumulative time (day)	Dose conversion factor (Sv/Bq)	Effective dose (Sv)
³ H	12.3 year	10 ⁻³	365	2.6 × 10 ⁻¹⁰	2.09 × 10 ⁻⁹
⁷ Be	53.4 day	10 ⁻²	365	5.5 × 10 ⁻¹¹	4.42 × 10 ⁻⁹
¹⁰ Be	1.6 × 10 ⁶ year	10 ⁻⁴	365	3.5 × 10 ⁻⁸	2.81 × 10 ⁻⁸
¹⁴ C	5730 year	5 × 10 ⁻²	365	5.8 × 10 ⁻⁹	2.33 × 10 ⁻⁶
²² Na	2.6 year	10 ⁻⁶	365	1.3 × 10 ⁻⁹	1.04 × 10 ⁻¹¹
³² P	14.3 day	10 ⁻⁴	365	3.4 × 10 ⁻⁹	2.73 × 10 ⁻⁹
³³ P	25.4 day	10 ⁻⁴	365	1.5 × 10 ⁻⁹	1.20 × 10 ⁻⁹
³⁵ S	87.4 day	10 ⁻⁴	365	1.9 × 10 ⁻⁹	1.53 × 10 ⁻⁹
⁴⁰ K	1.28 × 10 ⁹ year	10 ⁻⁵	365	2.1 × 10 ⁻⁹	1.69 × 10 ⁻¹⁰
²¹⁰ Pb	22.3 year	10 ⁻³	365	5.6 × 10 ⁻⁶	4.50 × 10 ⁻⁵
²¹⁰ Bi	5.01 day	5 × 10 ⁻⁴	365	9.3 × 10 ⁻⁸	3.73 × 10 ⁻⁷
²¹⁰ Po	138.4 day	10 ⁻⁴	365	4.3 × 10 ⁻⁶	3.45 × 10 ⁻⁶
²²⁴ Ra	3.66 day	10 ⁻⁶	365	3.4 × 10 ⁻⁶	2.73 × 10 ⁻⁸
²²⁶ Ra	1600 year	10 ⁻⁶	365	9.5 × 10 ⁻⁶	7.63 × 10 ⁻⁸
²²⁸ Ra	5.75 year	10 ⁻⁶	365	1.6 × 10 ⁻⁵	1.28 × 10 ⁻⁷
²²⁸ Ac	6.13 h	10 ⁻⁶	365	2.5 × 10 ⁻⁸	2.01 × 10 ⁻¹⁰
²²⁸ Th	1.91 year	10 ⁻⁶	365	4.0 × 10 ⁻⁵	3.21 × 10 ⁻⁷
²³⁰ Th	7.7 × 10 ⁴ year	10 ⁻⁶	365	1.0 × 10 ⁻⁴	8.03 × 10 ⁻⁷
²³² Th	1.4 × 10 ¹⁰ year	10 ⁻⁶	365	1.1 × 10 ⁻⁴	8.83 × 10 ⁻⁷
²³⁴ Th	24.1 day	10 ⁻⁶	365	7.7 × 10 ⁻⁹	6.18 × 10 ⁻¹¹
²³¹ Pa	3.28 × 10 ⁴ year	10 ⁻⁷	365	1.4 × 10 ⁻⁴	1.12 × 10 ⁻⁷
²³⁴ U	2.44 × 10 ⁵ year	10 ⁻⁶	365	9.4 × 10 ⁻⁶	7.55 × 10 ⁻⁸
²³⁵ U	7.03 × 10 ⁸ year	10 ⁻⁸	365	8.5 × 10 ⁻⁶	6.83 × 10 ⁻¹⁰
²³⁸ U	4.47 × 10 ⁹ year	10 ⁻⁶	365	8.0 × 10 ⁻⁶	6.42 × 10 ⁻⁸
Annually effective dose of naturally occurring radionuclides (Sv)					53.7 × 10 ⁻⁶

Щорічна ефективна доза природних радіонуклідів, крім радону та його вторічних продуктів, становить приблизно 53,7 μS (таблиця5), що в декілька сотень разів перевищуєефективну дозу від аварії на АЕС «Фукусіма». Між тим потужність ефективної дози радону та його вторічних продуктів становить близько 1,2 mSv/рік і дорівнює приблизно 50% від звичайної ефективної потужності дози, існуючоїунавколишньому середовищі, яка становить 2,4 mSv/рік (Коня і Надь, 2012 р.) [621]. Обмеження обсягу ефективної дози для населення в 1 mSv/рікбуло

встановлене Міжнародною комісією по радіологічному захисту (ICRP) та деякими національними стандартами, що приблизно на чотири порядки більше, ніж загальна ефективна доза при аварії на АЕС «Фукусіма». Тому, за даними [621-629], з точки зору радіологічного захисту ця аварія не повинна нести значний радіологічний ризик для глобальних верств населення, окрім японців.

7.3. Огляд сучасних методів аналізу, моделювання транспорту, дисперсії радіонуклідів (шкідливих речовин антропогенного походження) в атмосфері для подальшої оцінки на їх основі радіаційних та екологічних наслідків для навколишнього середовища. Основні геофізичні особливості транспорту радіонуклідів

7.3.1. Огляд сучасних методів аналізу, моделювання транспорту, дисперсії радіонуклідів (шкідливих речовин антропогенного походження) в атмосфері

До числа сьогодні використовуваних основних математичних моделей по аналізу, обчисленню та прогнозуванню рівня забруднення атмосфери промислових міст слід віднести такі [629-650]: широко розповсюджена спрощена модель типу факелу з гаусовим розподілом у різних варіаціях, Модель Johnson из Stanford Research Institute, известная как SRI model, емпіричні, напівемпіричні моделі, в основі яких лежить так званий детерміністичний підхід (моделі дисперсії атмосфери), статистичні моделі, такі як моделювання на основі регресійного аналізу, штучних нейронних мереж, моделі статистичного/стохастичного моделювання. Модель Stanford Research Institute (SRI) побудована на моделі чорної коробки, тоді як моделі типу «просте нескінчене джерело», «джерело кінцевої лінії», «загальне джерело кінцевих ліній» (simple infinite line source, finite line source, general finite line source), EPA HIWAY, CALINE та AERMOD фактично базуються на гаусовій моделі. До числа більш складних насамперед в обчислювальному відношенні слід назвати такі особливо популярні у західних країнах моделі як модель MLDP0 (Modèle Lagrangien de Dispersion de Particules

d'ordre 0, France-Canada), модель HYSPLIT (Гібридна одночастинкова лагранжева інтегральна траєкторія моделі, USA), модель NAME (Чисельне моделювання дисперсії домішок в атмосфері, United Kingdom), модель RATM (регіональна модель атмосферного транспорту, Japan), модель FLEXPART (Лагранжева модель дисперсії частинок, Austria). Всі перелічені моделі відрізняються невеликими деталями й в фактично відносяться до класу моделей, що називаються моделями дисперсії частинок (LPDM) (див. докладніше [629-650]). Хоча у важливих випадках метеоумов, особливо у випадку відсутності вираженої конвективної нестійкості в атмосфері міста (регіону), ці моделі в цілому дають правильний якісний та навіть напівкількісний (як правило, на рівні частково обґрунтованої згоди прогнозованого та вимірюваного просторового розподілу шкідливих речовин) коректний опис атмосферних процесів та моделювання часового та просторового розподілу та дисперсії шкідливих речовин в атмосфері, тем не менш у ряді важливих випадків (напрям, у разі яскраво вираженої конвективної нестійкості в атмосфері міста) результати моделювання та спостережень можуть суттєво відрізнятися, причому мова йде про значну кількісну незгоду. Аналогічна картина має місце ще для одного класу моделей. Протягом останнього десятиліття з'явився новий клас моделей атмосферних моделей, а саме, моделей хімічного прогнозування погоди (CWF), що було стимульовано швидким нарощуванням суперкомп'ютерних можливостей та операційною доступністю цифрових з високою роздільною здатністю даних щодо прогнозу погоди (NWP) як вхідних даних для моделей атмосферного транспорту хімічних речовин (ACTMs) (див. докладніше [644-650]). Хоча, як визнають автори цих моделей, на сьогодні їх розвиток обмежується спрощеною концепцією. Це включає єдиний операційний прогноз якості повітря для основних забруднювачів важливий для впливу на здоров'я та використовує числові ACTM з операційними даними NWP як вхідні (див., наприклад, COST Дія ES0602: На шляху до європейської мережі прогнозу хімічної погоди; веб-сайт: <http://www.chemicalweather.eu/>, лідер проф. Дж. Кукконен). Такий підхід має обмеження через нестандартний спосіб з'єднання ACTMs з NWP або спрощеними

мезометеорологічними моделями (mesometeorological models МММ) (які працюють повністю незалежно і NWP не отримує жодних переваг від АСТМ). без можливості розгляду будь-яких механізмів зворотного зв'язку. Як визнають автори перелічених вище основних методів аналізу та моделювання, разом з їх перевагами, пов'язані із швидким нарощування суперкомп'ютерних можливостей та операційною доступністю цифрових з високою роздільною здатністю даних щодо прогнозу погоди як вхідних даних для моделей атмосферного транспорту та іншими, мають місце і суттєві недоліки в основному пов'язані із недостатньо адекватним рівнем урахування особливостей низькочатосних атмосферних процесів та атмосферної макроциркуляції, атмосферної макротурбулентності (у т.ч. вихорowo-дифузійних, стохастичних, хаос-динамічних механізмів) та іншими чинниками.

7.3.2. Основні геофізичні особливості транспорту радіонуклідів. Динамічна поведінка радіонуклідів, умови та шляхи транспорту. Якісна картина.

Добре відомо, що підвищена внаслідок аварій на АЕС та інших причин радіоактивність в атмосфері триває протягом певного періоду часу, а потім знижується через ядерно-фізичний розпад відповідних радіонуклідів, атмосферне розсіяння, дисперсію, через сухі/вологі випадки тощо. Очевидно, що відповідна поведінка радіонуклідів в атмосфері в основному залежить як від характеристик джерела викидів, включаючи розміри та висоту джерела, фізичну та фізико-хімічну властивість конкретного радіонукліда та подібні чинники, так й гідрометеорологічний стан середовища, атмосферну (океанську) циркуляцію на різних просторово-часових періодах (масштабах). Згадуючи конкретно аварію на АЕС Фукусіма, слід нагадати, що у першу чергу поведінка радіонуклідів під час аварії на АЕС пов'язана з великим обсягом атмосферної циркуляції. Як вказувалося, вище так звані летучі радіонукліди були виявлені у північній півкулі та південній півкулі протягом 20 днів та через місяць після аварії відповідно [626-630]. Західні морські води призвели до зростання радіоактивності в результаті

транспортування води на схід і осідання радіонуклідів в Північній частині Тихого океану. Геофізичні особливості атмосферної циркуляції у розрізі місця розташування АЕС «Фукусіма» дуже докладно, але в основному якісно, розглядалися, напр., в роботах [621,622, 626-630]. Для подальшого розгляду представляє інтерес більш докладне розуміння атмосферної макроциркуляції та відповідних низькочастотних процесів, оскільки без цього не є можливим надання коректної оцінки РЕН внаслідок аварії на АЕС, зокрема, Фукусіма. На рисунку 7.2 наведений флерчарт, цілком якісно коректно ілюструючий великомасштабну зональну і меридіанну циркуляцію атмосфери [621].

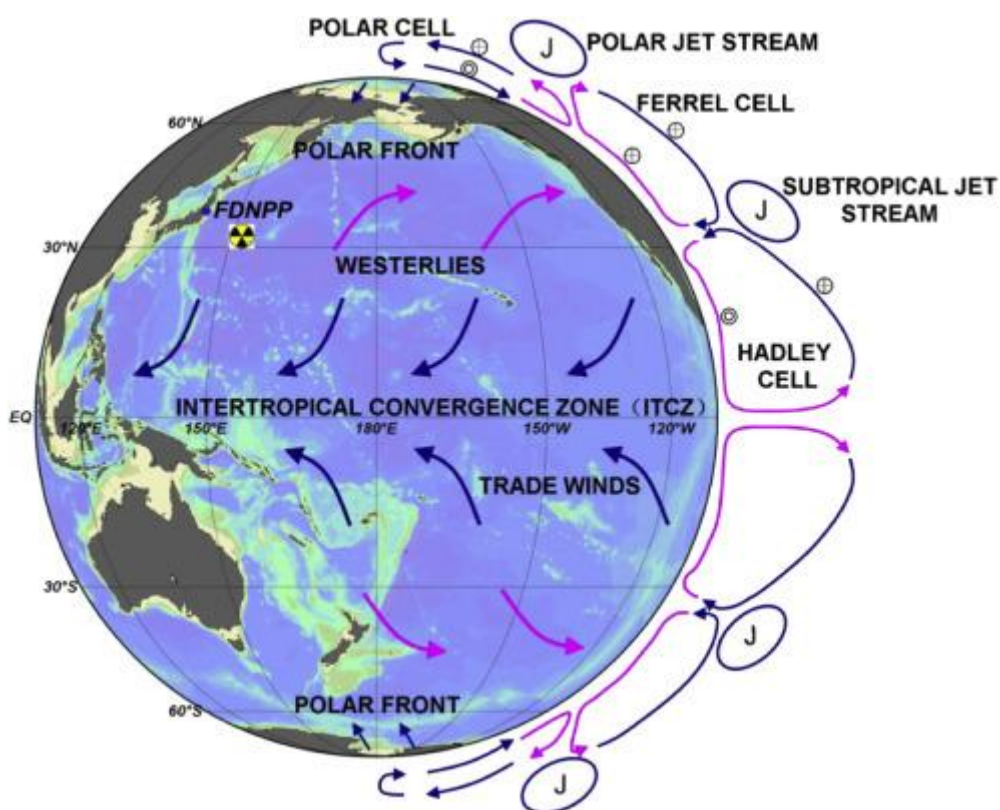


Рисунок 7.2 - Великомасштабна зональна і меридіанна циркуляція атмосфери

Слід нагадати, що зазвичай фізику процесів, що формують великомасштабні атмосферні процеси (у т.ч. кліматичні), вивчають на основі моделей загальної циркуляції атмосфери, найбільш повні з яких були розроблені в лабораторії

геофізичної гідродинаміки Принстонського університету в США. Але ці моделі настільки багатofакторні, що практично зробити висновок про те - який же фактор (серія факторів) привів (привели) до перебудови циркуляційних процесів виявляється настільки ж важко, як і зробити аналогічний висновок просто з даних спостережень. Тому в останні роки стало краще використовувати для діагнозу і прогнозу клімату однофакторні моделі, найпростіший варіант яких представляють теплобалансові моделі клімату. Ці моделі не містять в собі динаміку процесу, а є лише сумарною констатацією стану. Прогноз змін клімату за цими моделями можна зробити тільки шляхом вивчення тенденцій (трендів) за картками теплового балансу. На наш погляд, єдину характеристику - «тепловий баланс» - слід замінити на «ентропійний показник» стану системи [341-343]. Цей показник задовольняє рівнянню балансу ентропії, яка сама по собі містить динамічний фактор. Більш того, воно містить похідну за часом, яка відсутня в рівнянні теплового балансу. Завдання полягає лише в тому, щоб ентропійний баланс розраховувався в низькочастотному діапазоні. Такий низькочастотний діапазон присутній в процесах планітарного масштабу (див. рис.7.2). Саме до таких процесів слід віднести хвильові коливання типу планетарний солітон - осередки Гадля. Тому в останні роки ці осередки викликають особливий інтерес. Наприклад, єдиний поки виявлений процес з дворічною циклічністю є «південний процес на базі Ель-Ніньо», який дешифрується на основі осередків Гадля. Зміна стану осередків Гадля в глобальному масштабі має бути основою для насичення рівняння балансу ентропії, мінімум якої слід очікувати на характерній середині стадії кліматичної епохи. Але зміна енергетики солітону може статися, якщо з'являється момент його руйнування при низькочастотному взаємодії з іншим іншим хвильовим процесом теж солітонного типу. В результаті такої взаємодії повинен виникати третій солітон. Згідно з [3, 341-343]. другий і третій солітони ясні - це солітони Россби (блоки, що виходять з тропічного поясу), які в основному визначають характер циркуляції атмосфери і відповідний їй комплекс погод, та солітони фронтів. Фронт в рамках хвильової концепції є зміщується в просторі солітону. Він може побічно впливати на приземний

тепловий баланс і приземну турбулентність змінюючи короткочасно, у міру свого проходження, режим зволоження і стратифікацію. На фронтах реалізується в процесах вологої конвекції до 30% сонячної енергії на здійснення атмосферного водооборота. Термодинамічні солітони фронту настільки енергонасичені, що є природним бар'єром для дисипації енергії в мезопроцеси, горизонтальний масштаб яких набагато менше, ніж поперечний розмір фронту. Більш того, через фронт не здійснюється перекидання енергії від мезопроцесів приземного шару в бік більших хвиль за рахунок механізму «негативної в'язкості». Отже, на нашу думку, основні макроциркуляційні фактори - це триплет: «планетарний солітон осередків Гадлея - весь комплекс атмосферних фронтів - хвильовий пакет солітонів Россби». Саме цей фундаментальний факт буде використаний нами далі для побудови адекватної кількісно ефективної моделі опису атмосферної циркуляції. Слід також додати, що в принципі, рівняння балансу ентропії має здійснювати розрахунок балансу в комплексі солітонного триплету без взаємного енергообміну (активна фаза кліматичної стадії), тоді як збільшення ентропії відповідає взаємному енергообміну між елементами солітонного триплету, що і призводить до суттєвих макроциркуляційних змін. Всі три елементи солітонного триплету є й основними кліматоутворюючими факторами, й факторами, що визначають динамічну зміну комплексу погод, тоді як чинники, що формують тепловий баланс (радіаційні та теплові потоки), в основному підпорядковані річного ходу інсоляції і не формують низькочастотні процеси атмосферної динаміки. В принципі, триплет зазначених солітонів можна параметризувати допомогою математичних моделей на базі другого закону термодинаміки незворотних процесів, що вже частково зроблено в роботах [3,341-343].

Повертаючись до аналізу атмосферної циркуляції в регіоні з АЕС Фукусіма слід зазначити, що макроциркуляційні процеси природньо обумовили основні транспортні макротраєкторії переносу радіонуклідів. Звичайно, при цьому дуже важливим чинником, що вплинув на динамічну поведінку радіонуклідів під час

аварії на АЕС, є вертикальна структура атмосфери (див. рис.7.3, згідно з даними роботи [62]).

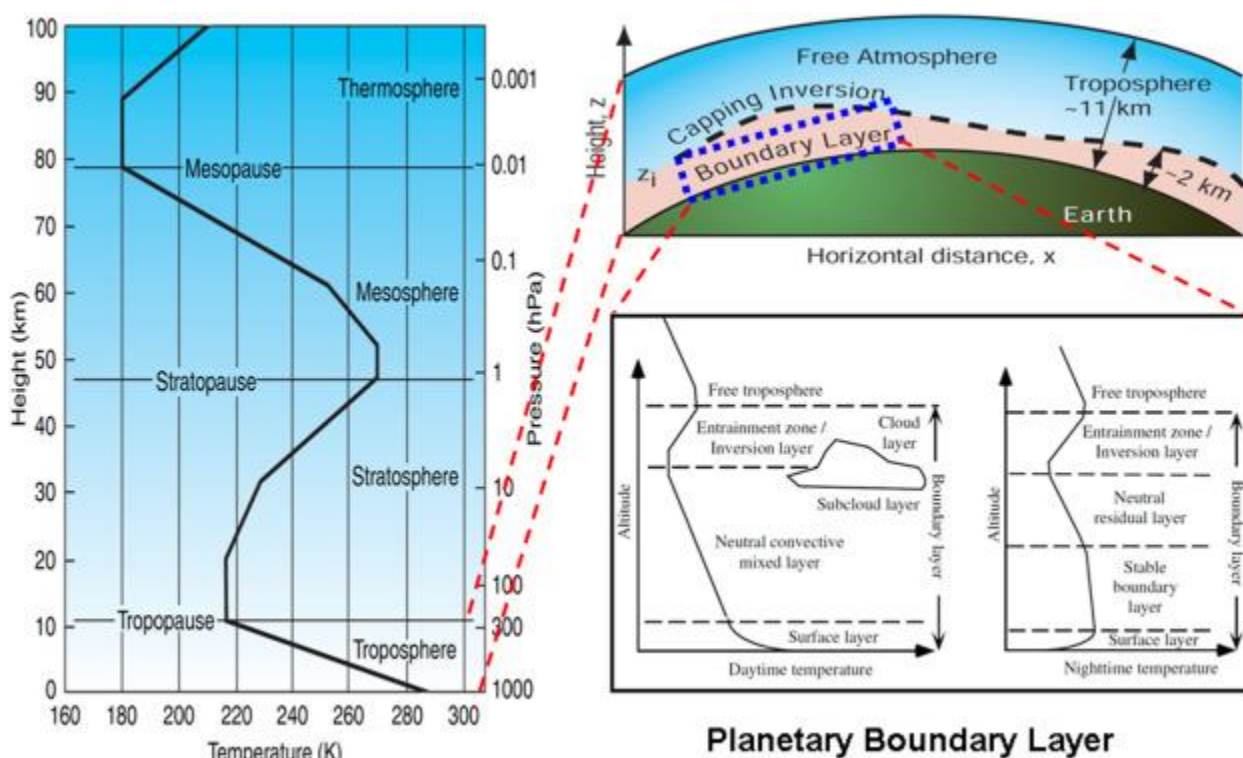


Рисунок 7.3 - Вертикальна структура атмосфери

Згідно з даними спостережень (див. [621-6290]) радіонукліди транспортувались в планетарному пограничному шарі та верхній тропосфері зі швидкістю 3 м/с та 22 м/с відповідно. Планетарний прикордонний шар можна розглядати як зону, в якій більшість людської діяльності відбувається на дні атмосфери. Отже більшість аерозолів вимірювались на рівні землі, виключаючи деякі станції на вершинах високих гір у вільній тропосфері (Evrard et al., 2012; Nuh et al., 2012; Tositti et al., 2012; López-Pérez et al., 2013; Masson et al., 2015) [621-630]. За даними досліджень (Masson et al., 2011; Hernández-Ceballos et al., 2012; Rovinec et al., 2013a) західний вітер за короткий проміжок часу у 20 днів був здатний швидко перенести радіонукліди від місця аварії на АЕС «Фукусіма» у північній півкулі зі швидкістю від 50 до 70 км/год на висоті 5000 м. Вертикальні обміни між нижньою стратосферою, вільною тропосферою та планетарним

прикордонним шаром слід враховувати при моделювання процесів переносу радіоактивності та транспорту радіонуклідів.

Ще одне важливе питання пов'язане із умовами та шляхами переміщення радіоактивних елементів в залежності від їх фізичного стану. Наприклад, внаслідок атмосферного розсіювання та фізичного розпаду радіоактивні благородні гази (^{85}Kr , ^{133}Xe) можуть вільно переміщуватися в атмосфері по всьому світу [621-623]. Частинки реакційних радіонуклідів, таких як радіоактивний цезій або телур швидко адсорбуються на аерозолі, та в подальшому можуть бути очищені шляхом сухого/вологого осадження. Вкетиляційні потоки спрямовують радіоактивний пил в атмосферу. Фізико-хімічні властивості деяких радіонуклідів, таких як радіоактивний йод, внаслідок багатовалентності можуть зазнавати значних ускладнень. Наприклад, під час транспортування в атмосфері радіоактивного йоду постійно триває взаємний перенос між його газовою та дисперсною фазами [621-623]. Фазова частка ^{131}I на фільтруючому елементі може одночасно вимірюватися як ^{134}Cs та ^{137}Cs методом високоочищеної германійної спектрометрії, тоді як газова фаза повинна бути захоплена активованим вугіллям. Можливості адекватного розуміння переносу радіонуклідів у навколишнє середовище з урахуванням вищекomentованих атмосферних процесів очевидно можна з'ясувати із концептуальної схеми транспорту радіонуклідів в атмосфері після аварії на АЕС «Фукусіма», представлені в роботі [622] (див. рис.7.4). Важливий висновок якісного розгляду атмосферної ситуації в районі АЕС Фукусіма під час аварії 2011 року, згідно робіт [621-629], заключається у необхідності для кількісно коректної інтерпретації даних спостережень по переносу радіоактивності і прогнозуванню їх розподілу в атмосфері, а також відповідним РЕН урахування враховувати макро- та мікроциркуляційної динаміки повітряних потоків, метеорологічного (гідрометеорологічного) стану, енергетичних (ентропійних) умов транспорту радіонуклідів на великі та короткі відстані, вертикальний обмін, процеси негативної вязкості, дисипації та інші.

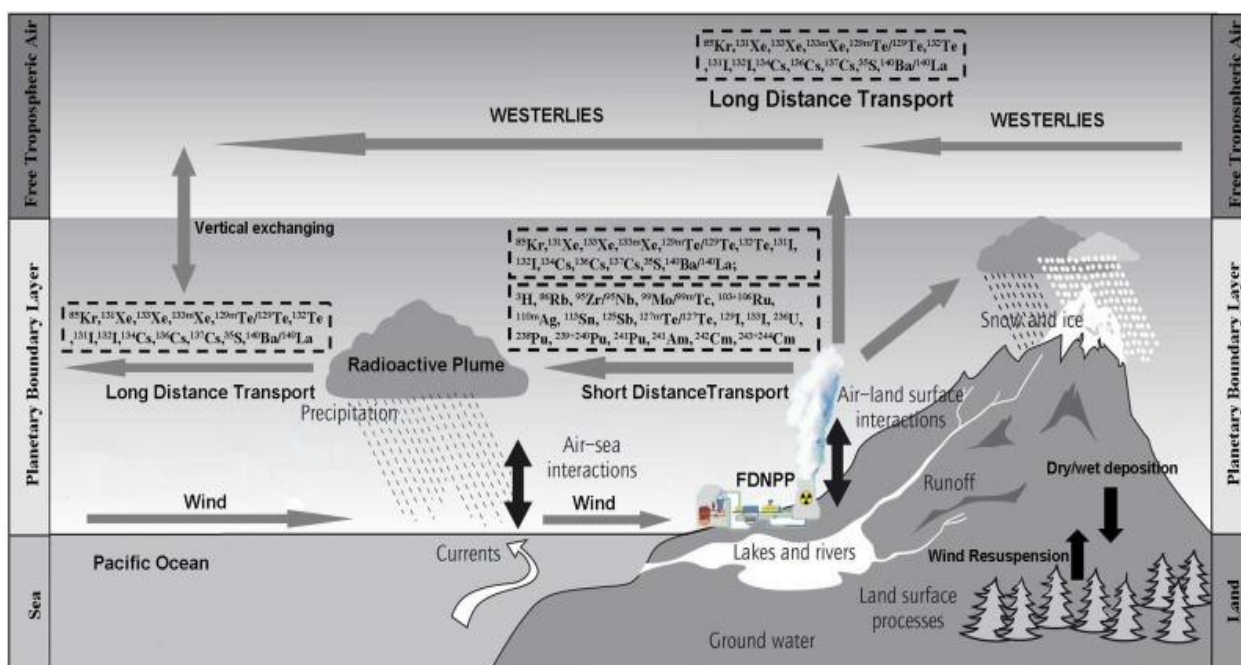


Рисунок 7.4 – Якісна схема виникнення та транспорту радіонуклідів в атмосфері в та після аварії на АЕС «Фукусіма» (з роботи [622])

7.4. Новий математично-екологічний балансовий підхід до моделювання макротурбулентної атмосферної динаміки, просторового розподілу радіонуклідів в глобальній атмосфері, їх впливу на навколишнє середовище, радіаційно-екологічних наслідків після ядерної аварії на АЕС

7.4.1. Вступні зауваження

Комп'ютерні технології знаходять широке застосування при вирішенні різних актуальних завдань сучасної прикладної екології, охорони навколишнього середовища, фізики клімату, довкілля, різних геосфер і т.д. Розвиток в цьому напрямку нових сенсорних засобів, в т.ч. з використанням штучних супутників Землі і різних апаратних засобів, нових ефективних мікросистемних технологій, в т.ч. для обробки колосальних за розміром обсягів геоданих, відноситься до числа найбільш важливих і актуальних проблем [1-33].

Справжня робота має за головну мету розробку та вдосконалення нової мікросистемної технології "GeoMath", розробленої нами в роботах [2-5,14-17,86,125,383,384]. В якості ілюстрації дуже ефектних можливостей мікросистемної технології "GeoMath" наведемо зведення деяких розглянутих з її допомогою класів задач, зокрема: 1). Розроблено нову технологію обробки даних і детектування структури поля забруднення повітря в атмосфері, що базується на використанні даних емпіричних спостережень і комплексі програм мультифрактального і вейвлет аналізу, і на основі аналізу емпіричних даних в рамках методу кореляційної розмірності виявлені стохастичність і ефекти хаосу в динаміці і структурі поля забруднення атмосфери промислового міста; 2). Розроблено нову технологію обробки даних і детектування кореляції між атмосферними телеконнекційними паттернами і величиною морського льодового покриття, що базується на використанні даних спостережень; 3). Розв'язана задача про довготривалі зміни фаз антарктичного коливання і їх зв'язку з вмістом озону в південній півкулі; 4). З використанням апарату вейвлет-аналізу виконана оцінка кінетичних особливостей енергообміну в суміші CO₂-N₂-H₂O атмосферних газів при проходженні через атмосферу лазерного випромінювання в рамках 3-модової кінетичної моделі для різних параметрів лазерних імпульсів; 5). Розроблено і чисельно реалізовані групи фізичних 3D моделей гідрологічного циклу і виконаний аналіз даних коливань всередині сезонних витрат і тимчасової еволюції флуктуацій забруднюючих речовин у водних басейнах (пріустьєвих зонах ряду річок і і т.д.). Нарешті, вперше передбачений ефект генезису фрактальних розмірностей в системі: «космічна плазма - галактичні космічні промені - турбулентні пульсації в планетарної атмосферної системі» [2].

У сучасній фізиці клімату визначилася необхідність розробки спеціальних методів спостережень за низькочастотними коливаннями нерівноважних термодинамічних процесів в геосфері [1-31]. До теперішнього часу для індикації таких явищ застосовують методи фізико-статистичного аналізу і обробки наборів даних мережі наземних або супутникових вимірювань. Однак, ці прийоми далекі від стандартизації і в деякій мірі унікальні для кожного із зазначених

довгоперіодичних процесів. Тому розвиток методів моніторингу самих низькочастотних процесів планетарного масштабу зі спостереження за якимись геофізичними чинниками, підсумовують вклади низькочастотних коливань, особливо актуально в довгостроковій фізики кліматичних прогнозів [1-15]. В даний час ця проблема далека від свого вирішення, хоча ряд непрямих кроків у вказаному напрямку зроблений в ряді робіт (див., напр., [1-4,12-14,26-31]). Інформаційною базою сучасних довго- і сверхдовгостроковий прогнозів може бути як супутникова інформація, так і матеріали спостережень за характеристиками радіохвильоводів, особливо в ніжнетропосферних шарах, що виконуються на основі радіотехнічних засобів аналізу пропускання радіохвиль в УКХ діапазоні. Той і інший методи у своїй основі спираються на основний критерій концентрації гідрометеорів в хмарах для супутникового зондування і водяної пари спільно з гідрометеорів для хвильоводів ультракороткохвильової (УКХ) діапазону. Оскільки будь-які вогнища планетарного масштабу скупчення води в атмосфері, що знаходиться в трьох фазових станах (пар, вода, лід), формуються на основі механіки цикло- і фронтогенеза або в лініях конвективного нестійкості, які складають основу процесу синоптичних перебудов головним чином в тропічних широтах і в антициклоніческих утвореннях, можна ввести якусь фізико-математичну модель на основі термодинаміки і гідромеханіки процесів, що формують ці скупчення. Наприклад, фізика цих процесів може збігатися з механікою солітону, що має довгоперіодну основу енергетичного підживлення [29-31]. Механіка дії такого солітону визначає основні термо-гідро-динамічні параметри радіохвильоводу УКХ. Можна вважати, що для піднесеного тропосферного хвильоводу УКХ більш характерний солітон атмосферного фронту [13,31]. Солітон фронту заснований на довгостроковому існуванні і на самостійному динамізм фронтального розділу полярного фронту помірних широт, оперізувального земну кулю. Аналогічні розділи арктичного і тропічного фронтів мають дещо менш стійку структуру, тому що знаходяться в зоні активного антициклогенеза арктичного антициклону і субтропічного пояса високого тиску, в яких активні солітони Россбі (див., напр., [13,14,31]). Тому

солітон полярного фронту являє собою характерний планетарний ансамбль низькочастотного хвильового і вихрового процесу, пов'язаний з піднесеним тропосферним волноводом УКХ. Можна також відзначити той факт, що полярний фронт є активним відбивачем процесу телеконнекції між осередками Гадлея і Південним процесом на основі Ель-Ніньо і арктичним антициклоном, які мають гребневіє відроги в Сибірській і Канадсько-Гренландській антициклони, які, цілком ймовірно, мають структуру солітонов Россбі. Ефект телеконнекції викладено в роботах [5,27,29,30]. В основній роботі [6] основна увага приділена балансу кутового моменту в планетарних динамічних переміщеннях повітряних мас і, зокрема, на основі даних радіозондових вимірювань проведена оцінка зонального розподілу потоку відносного кутового моменту в атмосфері [5,6]. Спостережуваний баланс (дисбаланс) кутового моменту слід в принципі розраховувати за прямими вимірюваннями вітру в атмосфері і усереднювати за рік [13,14]. Кутовий момент передається від поверхні Землі (головним чином над океанами) в тропіках і переноситься вгору в осередку Гадлея, потім рухається у верхніх шарах атмосфери до полюса і віддається назад Землі в середніх широтах. Хто має місце дисбаланс кутового моменту залишається однією з фундаментальних проблем сучасної геофізики. Тут на основі нової технології "GeoMath" і імплементовані у неї принципово нових атмосферних моделей пропонується новий підхід до оцінки балансу кутового моменту Землі, що базується також на використанні методів теорії комплексного поля. Одна з цілей роботи полягає в з'ясуванні не тільки атмосферного, а й гідро і литосферного вкладів в баланс кутового моменту Землі, а також, можливо, вкладу в шуканий баланс недавно виявленого існування (відкриття 2007р.) В ядрі Землі природного ядерного геореактора [32].

7.4.2. Баланс енергії та кутового моменту для атмосферної системи

Мастерним рівнянням для балансу кутового моменту є рівняння інтегрального виду [6,14]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \rho M dV = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_0^H \int_0^{2\pi} \rho v M d\lambda dz d\varphi + \int_0^H \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_0^{2\pi} (p_E^i - p_W^i) \cos \lambda dz d\lambda d\varphi +$$

$$+ \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_0^{2\pi} \int_0^H \tau_0 a \cos \lambda d\lambda d\varphi dz, \quad (7.1)$$

де $M = \Omega a^2 \cos^2 \lambda + u a \cos \lambda$ - кутовий момент; Ω кутова швидкість обертання Землі; λ - широта ($\lambda_1 - \lambda_2$ визначають широтний пояс між арктичним і полярним фронтами); ρ - щільність повітря; V - весь обсяг атмосфери в зазначеному широтному поясі від рівня моря до середньої висоти піднесеного тропосферного хвилеводу УКХ (H) [13] (зауважимо, що Оорт застосовує $H = \infty$); $p_E^i - p_W^i$ - різниця тисків на східних і західних схилах і-ой гори; z - висота над рівнем моря; τ_0 - напруга тертя на поверхні.

Рівняння (7.1) є інтегральне рівняння щодо кутового моменту M з ядром ρV (в стаціонарному варіанті ліва частина (7.1) дорівнює нулю). Функція меридіональної компоненти v безпосередньо залежить від виду функції ρ . Функція ж u безпосередньо введена в невідоме інтегрального рівняння (7.1). Одночасно u і v пов'язані з ρ , тому що поле щільності формує обидві компоненти вектора швидкості. Ліва частина рівняння (7.1) не включає в себе компоненту v , що означає завдання апіорі замкнутого циклу кутового моменту по меридіану. Тим самим, можна ввести цикл кутового моменту у вигляді ускладненою осередку Гадля помірних широт, в якій замикання циркуляції Гадля за величиною кутового моменту відбувається не в атмосфері, а переходить в океан і далі в літосферу, і в південному напрямку циркуляція в осередку Гадля по кутовому моменту відбувається через літосферу аж до початку циклу підйому повітряних мас в субтропічних широтах. Гідросфері в океанах зазвичай визначається тільки зональне напрямку передачі кутового моменту, оскільки океан не здатний узгодити свої частоти з атмосферними частотами в циркуляційному циклі балансу кутового по компоненті швидкості v , а тільки

можливо узгодження частот по компоненті u . У моменти зіткнення з літосферою циркуляційна осередок Гадлея по кутовому моменту на півночі входить в зону дії арктичного фронту, а на момент виходу з літосфери входить в зону дії полярного фронту. Зближення зазначених атмосферних фронтів могло б тоді замкнути атмосферне цикл балансу по кутовому моменту (або зменшити дисбаланс), не вводячи в дію океан і літосферу і в одному частотному діапазоні атмосферних коливань. Природно, зближення арктичного і полярного фронтів відбувається через комплекс взаємопов'язаних циклонічних циркуляцій, здійснюючи телеконнекцію південних циркуляцій з північними через осередок Ферреля помірних широт. Тропічна осередок Гадлея здійснює телеконнекцію полярного фронту з південним процесом аналогічним механізмом зв'язку тропічного і полярного фронтів або тропічної осередком Гадлея з осередком Гадлея помірних широт. Оскільки індекс рефракції однозначно пов'язаний з полем щільності, то він може бути комплексним, вимірюваних по УКХ показником ходу всього процесу телеконнекції. Тропосферні радіохвильоводи УКХ визначають величину N в рівнянні (7.1), хоча верхня частина циркуляційного кільця осередку Гадлея не завжди збігається з рівнем піднесеного тропосферного хвильоводу УКХ. Однак, визначення положення рівня верхньої частини осередку Гадлея по полю швидкості або за критерієм основного масопереносу може бути конкретизовано ефективним критерієм щільності або, що теж, коефіцієнтом рефракції. З точки зору фізики, цикл балансу кутового моменту в зонах зіткнення з гідросферою і з літосферою набуває сингулярність. Ця сингулярність може бути виявлена через виникнення зон фронтальних розділів і в солітонах типу фронту. Тоді ядро рівняння (7.1) може бути задано в полі щільності функціональним ансамблем комплексного потенціалу швидкості (див.[13]):

$$w = \overline{v_\infty} z + \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^n q_k \ln(z - a_k) + \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^p \frac{M_k e^{\alpha_k i}}{z - c_k} - \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^m \Gamma_k \ln(z - b_k) \quad (7.2)$$

комплексна швидкість відповідно буде:

$$v = \frac{dw}{dz} = v_\infty + \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^n \frac{q_k}{z - a_k} - \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^p \frac{M_k e^{\alpha_k i}}{(z - c_k)^2} - \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^m \Gamma_k / (z - b_k), \quad (7.3)$$

де w – комплексний потенціал; v_∞ – комплексна швидкість загального циркуляційного фону (в основному зональна циркуляція); b_k – координати віхреджерел в зоні сингулярності; c_k – координати диполів в зоні сингулярності; a_k – координати вихрових точок в зонах сингулярності; M_k – величини моментів зазначених диполів; α_k – орієнтація осей диполів; Γ_k, q_k – величини циркуляції в віхреджерелах і в вихрових точках відповідно. Ядро інтегрального рівняння (7.3) стає сингулярним типу Коші і Гільберта. Зв'язок поля щільності або індексу рефракції з полем комплексного потенціалу або з полем комплексної швидкості тривіальна за допомогою рівнянь теорії «дрібної води», за моделлю викладеної, напр., В роботі [14]. Стационарна форма рівняння (7.1) зводиться до рівняння виду:

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_0^H \int_0^{2\pi} \rho v M d\lambda dz d\rho = 0, \quad (7.4)$$

в якому нехтується впливом орографії і тертям об водну поверхню. Перше зроблено, тому що в наступних комп'ютерних експериментах процес буде розглядатися над Тихим океаном і вплив орографії враховуватися в самій формі циркуляції. Функцію v беремо згідно (7.3). Методи вирішення подібних рівнянь в принципі добре відомі. Зупинимося на основних ідеях рішення, що не деталізуючи викладок. Оскільки ядро через функціональний ансамбль комплексного потенціалу швидкості містить особливості виду $1/(\zeta - t)$ і т.д., то зручно скористатися зв'язком ядер Гільберта і Коші:

$$\frac{d\zeta}{\zeta - t} = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \frac{\sigma - s}{2} d\zeta + p(s, \sigma) d\sigma. \quad (7.5)$$

Функція $p(s, \sigma)$ відповідає умові: $\zeta = t(\sigma)$, де $t(s) = x(s) + iy(s)$ і визначає фактор зональності за вагами диполів у формулі (7.3). У стаціонарному варіанті формула

(7.3) є лише якимось автотомельного наближенням. Тоді, в загальному вигляді, сингулярне інтегральне рівняння можна звести до рівняння:

$$a(s)\varphi(s) + \frac{b(s)}{2\pi} \int_0^{2\pi} \varphi(\sigma) \operatorname{ctg} \frac{\sigma - s}{2} d\sigma + \int_0^{2\pi} K(s, \sigma)\varphi(\sigma) d\sigma = f(s). \quad (7.6)$$

Фронтальний розділ задається за формулою [14]:

$$v_x - iv_y = \frac{\Gamma}{2\pi i} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{l} (z - z_0), \quad (7.7)$$

а ядро $K(s, \sigma)$ разом з функціями $a(s)$, $b(s)$ та $f(t)$ задають вагові вклади вихоріджерел у фронтальному розділі типового фронту при v (7.3), що відповідає формі циркуляції. В (7.6), (7.7) опущена операція конформного перетворення прямолінійного фронту до реальної лінії фронту. Але в модельному експерименті криволінійні ділянки фронтів допустимо замінити прямими лініями, не особливо спотворюючи сутність процесу. Тим більше, що в типовій ситуації важливо швидше навіть прямолінійне положення фронтального розділу від центральної точки в його середині. Рівняння (7.6) можна переписати, використовуючи, згідно [13], оператор:

$$M\omega = a(s)\omega(s) - \frac{b(s)}{2\pi} \int_0^{2\pi} \omega(\sigma) \operatorname{ctg} \frac{\sigma - s}{2} d\sigma, \quad (7.8)$$

Тоді (7.8) переходить в рівняння Фредгольма. Операція (7.8) виконувалася в подальшому чисельно з використанням зазначеного раніше методу розкладання в ряд Лорана і застосування теорії відрахувань. Для рівнянь з ядрами Коші, що застосовуються для описи й не вихрових, а чисто дипольних ситуацій (див. Відповідні члени в (7.3)):

$$a(t)\varphi(s) + \frac{b(t)}{2\pi} \oint_L \frac{\varphi(\zeta)}{\zeta - t} dt + \oint_L K(t, \zeta)\varphi(\zeta) d\zeta = f(t) \quad (7.9)$$

застосовуємо інтегрування по контуру за допомогою відрахувань відразу. Тому рівняння (7.4) можна звести до будь-якого з двох зазначених типів, або вирішувати і те й інше для різних ситуацій. Все залежить від реальної збіжності рядів Лорана і кількості необхідних аналітичних продовжень. Перехід до

рівняння Фредгольма для (7.9) виконується оператором:

$$M\omega = a(t)\omega(t) - \frac{b(t)}{2\pi} \oint_L \frac{\omega(\zeta)}{\zeta - t} d\zeta \quad (7.10)$$

Рішення рівнянь Фредгольма виконується за схемою:

$$\varphi(x) - \lambda \int_a^b K(x,s)\varphi(x)ds = f(x) \quad (7.11)$$

$$\varphi_1(x) = f(x) + \lambda \int_a^b K(x,s)f(s)ds$$

$$\begin{aligned} \varphi_2(x) &= f(x) + \lambda \int_a^b K(x,s)\varphi_1(x)ds = \\ &= f(x) + \lambda \int_a^b K(x,s)f(s)ds + \lambda^2 \int_a^b K(x,s)dt \int_a^b K(t,s)f(s)ds. \end{aligned} \quad (7.12)$$

Резольвента, що є рішенням рівняння Фредгольма, буде:

$$\Gamma(x,s,\beta) = \sum_{m=1}^{\infty} \beta^{m-1} K_m(\lambda,s). \quad (7.13)$$

Подальші деталі см., Напр., [14,25].

7.4.3. Сингулярність в полях метеоелементів і баланс кутового моменту.

Узагальнена модель Аракава-Шуберта

Рішення отриманого сингулярного інтегрального рівняння відносно кутового моменту, заданого вже регулярної функцією, дає можливість як оцінки ваги сингулярності в поле кутового моменту, так і в оцінці атмосферного вкладу в сам баланс кутового моменту. Розриви в полях метеоелементів, які супроводжують явище атмосферного фронту, формують сингулярні особливості зазначених полів у вузьких зонах фронтальних розділів, які зазвичай параметризуються регулярними функціями віхреджерел в вихрових структурах і функціями диполів, що відображають динаміку конвективних гряд хмарності:

$$\sum_{k=1}^p \frac{M_k e^{\alpha_k i}}{(z - c_k)^2} \quad \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^m \Gamma_k \ln(z - b_k)$$

диполі вихреджерела

Баланс кутового моменту при близькому розташуванні арктичного і полярного фронтів над океанами (що, майже, завжди всесезонно), а над континентами в літню пору і в перехідні сезони, в основному дотримується за допомогою відцентрової «тяги» вологи уздовж лінії фронтального розділу полярного фронту на південь від центру циклонічної депресії. Шуканий механізм для атмосферного фронту адекватно описується моделлю [20]. Система рівнянь Аракава може бути використана і для обчислення висоти піднесеного тропосферного хвилеводу УКВ. Відзначимо, що такий підхід для атмосферних хвилеводів пропонується вперше і також є одним з оригінальних моментів роботи. Загальний потік маси в окремому хмарі, а також і в системі хмар, за методом Аракава, виражається формулою:

$$M(z) = \int m(z, \lambda) d\lambda = \int m_B(\lambda) \eta(z, \lambda) d\lambda, \quad (7.14)$$

де η – функція, що характеризує кумулятивний ефект втекання; сам ефект втекання відбувається за час значно менше, ніж як - небудь помітно виявляться зміни в горизонтально-орієнтованому процесі; z – висота над рівнем підстави хмари; m – маса повітря; m_B – потік маси у підстав хмар, який визначається величиною швидкості залучення λ . Далі в моделі Аракава записуються показники потужності співвідношення (вводячи функцію механічного взаємодії хмарних ансамблів через механізми залучення $K(\lambda, \lambda')$):

$$\frac{dA}{dt_{up}} + \frac{dA}{dt_{down}} = 0,$$

$$\frac{dA}{dt_{down}} = F(\lambda), \quad (7.15)$$

$$\frac{dA}{dt_{up}} = \int_0^{\lambda_{max}} K(\lambda, \lambda') m_B(\lambda') d\lambda',$$

де перший доданок зліва - зміна роботи висхідних струмів в конвективної хмарі, друге - відповідно, які сходять до околиці хмари. З (7.15) слідує:

$$\int_0^{\lambda_{max}} K(\lambda, \lambda') m_B(\lambda') d\lambda' + F(\lambda) = 0. \quad (7.16)$$

Інтегральне рівняння щодо $m_B(\lambda)$ вирішується при заданих функціях ядра K і F . Для розрахунку виду ядра K використовується рівняння Больцмана:

$$\frac{\partial K}{\partial t} + \xi_i \frac{\partial K}{\partial x_i} + \frac{\partial \xi_i}{\partial t} \frac{\partial K}{\partial \xi_i} = J(t, x, \xi), \quad (7.17)$$

де (x, ξ) – 6-тімерное фазовий простір координат (x_1, x_2, x_3) і швидкостей залучення (ξ_1, ξ_2, ξ_3) ; J – інтеграл взаємодії хмарних систем. Рішення рівняння (7.17) знаходиться інтегруванням рівняння від початкового умови в вигляді розподілу Максвелла. Рішення рівняння (7.16) тривіально зводиться до вирішення системи алгебраїчних рівнянь, що визначає m на всьому інтервалі λ . Відзначимо, що, коли втеканіє відсутня, величина λ дорівнює нулю. далі:

$$\frac{d\eta}{dz} = \lambda\eta \quad (7.18)$$

$$\ln \eta = \int \lambda(z) dz + C; \quad \eta = C e^{\int \lambda(z) dz}. \quad (7.19)$$

При різних λ величина η зростає по різному і на рівні z_D (верхня межа хмари) величина λ знову звертається в нуль. Тобто λ аж ніяк не константа, а повністю визначає величину η по всьому інтервалу $(z_D - z_B)$, і на деякому рівні z в межах цього інтервалу величина η досягає максимуму. Це відповідає середній висоті піднесеного радіохвилеводу [14]. Величини λ і z_D підлягає визначенню з рішення системи:

$$E - D - \frac{\partial M_c}{\partial z} = 0,$$

$$\tilde{E}_s - \tilde{D}_{S_c} \frac{\partial M_c S_c}{\partial z} + \rho L c = 0,$$

$$\tilde{E}_q - \tilde{D}_{q_c} \frac{\partial M_c q_c}{\partial z} + \rho c = 0,$$
(7.20)

де E - втеканіє, D - витікання, $M_c = \sum \rho w_i \sigma_i = \rho w_c \sigma$ – вертикальний потік маси повітря в хмарі (w_i – середня по перерізу вертикальна швидкість в i -му хмарі, σ – площа горизонтального перерізу i -го хмара); w_c , $S_c = c_p T$ и q_c – середньозважені значення вертикальної швидкості, статичної енергії і відносини суміші водяної пари; S , q – середні значення статичної енергії і відносини суміші водяної пари в навколишньому хмарі повітрі, ρ – щільність повітря; c - кількість сконденсованої вологи.

Критерій кутового моменту є комплексним, так як замикає на себе цілу серію фізичних механізмів, причому в довгостроковому плані. Порушення балансу кутового моменту вимагає моментального втручання всіх середовищ для усунення розбаланса. При кожній формі циркуляції повинен бути свій цикл розбаланса, в якому беруть участь осередки Гадлея, Феррел і вологооберт, безпосередньо пов'язаний з фронтальною діяльністю арктичного, полярного і тропічного фронтів. Унаслідок розбаланса кутового моменту виникає динамізм кліматичних фронтів, які є основним механізмом вологооберт. Один з найбільш обґрунтованих механізмів ліквідації розбаланса, введений ортом, зводиться до того, що розбаланс кутового моменту ліквідується передачею його через літосферу, швидше за все, через транспірацію вологи в шарі підземної гідрології. Доречно згадати пророцтво величезних водних масивів в підземній гідрології, зокрема, в районах пустель [24]. Більш коректний механізм відпрацьований в роботу [13,14,24,25]. Проблемою, однак, залишається поєднання частотних розгортки механізмів передачі кутового моменту через атмосферу і літосферу. Можливо, ще один внесок може бути обумовлений існуванням в ядрі Землі природного ядерного геореактора [32]. З іншого боку, аналогічно процес

телеконнекції, пов'язаний з Ель-Ніньо через південний процес, згідно [24,25,27,29], повинен частотно збігатися з процесом відновлення балансу кутового моменту. Причому, відновлення балансу кутового моменту - це безперервний процес, який не може мати навіть миттєвого розривного переходу з атмосфери в літосферу або гідросферу. Очевидно, що відновлення балансу кутового моменту вимагає відчутної реакції атмосфери, яке виражається в русі основних фронтів відносно один одного. Процес телеконнекції теж тоді прямо пов'язаний з рухом циркумполярних вихорів, а тим самим і фронтів. Фронти, які є транспортером вологи на великі відстані, створюють сумарний струм залучення по скрізь фронту. Якщо процес йде в добре вираженому циклоні, то рух вологи йде уздовж лінії фронту з центру циклону до його периферії (в основному, отже, з півночі на південь) слідуючи відцентровому прискоренню. Тим самим, може замикатися баланс кутового моменту. Напрямок з півночі на південь протилежно напрямку руху вологи в системі вологооберта з півдня на північ, коли теплі, насичені більшою концентрацією вологи повітряні маси, охолоджуючись в процесі трансформації при русі на північ, виділяють надлишок вологи опадами, здійснюючи в цілому вологооберт з півдня на північ. Однак, це не атмосферний вологооберт, а суміш гідросферні і атмосферного вологооберта. Потрапивши в гідросферу, поля вологи змінюють частотний спектр з атмосферного високочастотного на низькочастотний гідросферні. Форми циркуляції (див. Деталі в [12,13]): W3, WM1, WM2, E3, EM1, EM2, C3, CM1, CM2, але в основному 3, M1, M2, підсумовують ці процеси. Можна вважати тоді, що зміна форм циркуляції визначається циклами узгодження балансів кутового моменту через систему фронтального атмосферного вологооберта. Точніше кажучи, ця гіпотеза, яка впливає з логіки процесів, що відбуваються в системі атмосферного вологооберта і балансу кутового моменту, пов'язана однозначно з процесами телеконнекції, Ель-Ніньо і південним процесом. Чи є процес замикання балансу кутового моменту через підземний вологооберт і тектонічні рухи (ядерний геореактор?) І в якій мірі він узгоджується з зазначеними вище процесами є рівнозначною гіпотезою, що знаходиться в даний час в стадії

відпрацювання. Перебуваючи на стороні першої гіпотези, ми все ж залишаємо частину енергетичного навантаження і на другу гіпотезу. Слід вирішувати рівняння балансу кутового моменту (7.1) щодо M в стаціонарному і нестаціонарному варіантах. У першому випадку, ми можемо замкнути цикл балансу кутового моменту тільки по атмосферних процесів, у другому випадку, рішення нестаціонарного рівняння (7.1) дає можливість розглянути частотні розгортки всіх вхідних в нього компонентів. Тоді при появі розсогласування частотних спектрів слід віддати певну частку енергетики в сторону тектонічних процесів і підземної гідрології, в т.ч., і ядерної геофізики. Останнє припущення представляється найбільш красивою гіпотезою, яка, мабуть, в повній мірі навряд чи проходить ?!

7.4.4. Модель низькочастотних атмосферних рухів. Спектральний аналог для рівнянь динаміки атмосфери в низькочастотному діапазоні

До сих пір тут виконувалися математичні операції по апроксимації типовий позиції в формі циркуляції в стаціонарному варіанті, коли сама форма циркуляції представлена моментним перетином в самий типовий для неї момент часу. Радіохвилевід можна вважати теж у багатьох сенсах стаціонарним освітою, оскільки його формування базується на тривалих накопичення вологи в її пасивної парообразної фазі. По суті справи, радіохвилевід відображає типову атмосферну ситуацію, але головне все ж тут полягає в тому, щоб і типова атмосферна ситуація і її відбивач у вигляді радіохвилеводу були ближче до фізичної основі процесу, тобто працювали б як такі по своєму динамізму в низькочастотному діапазоні спільно. Тут мається на увазі, що низькочастотний діапазон відноситься до їх географічної прояву в просторі, а не до приватних фізичних характеристиках, які їм притаманні внаслідок їх внутрішньої структури. Радіохвилевід має властивість проводити хвилі УКХ діапазону, але в той же час його положення в просторі змінюється в часі в наднизькочастотних діапазоні, далеко знаходиться від УКХ діапазону. Форма циркуляції змінює своє положення

в просторі, і інтенсивність прояву коливається в періоді до декількох діб, тоді як усередині неї реалізуються процеси, що тривають кілька хвилин, наприклад, випадання опадів. Рівняння гідродинаміки відносно добре налаштовуються на високочастотні процеси в атмосфері типу еволюції циклонічного освіти в періоді до двох діб, але зовсім не здатні добре описувати низькочастотні процеси типу зміни форм циркуляції. У той же час рівняння макротурбулентного режиму атмосфери низькочастотні по своїй основі і є досить великий досвід їх вирішення на базі спектральних методів, [33,14,42]. Ми відпрацювали метод вирішення цих рівнянь в низькочастотному діапазоні, що дозволяє застосувати його в наших цілях для математичного моделювання процесів зміни форм циркуляції і відповідно для математичної параметризації гомологів циркуляції [13,14].

Для вирішення зазначеного питання привертають модель прогнозу моментів зв'язку, відомих нам з системи рівнянь Рейнольдса, де вводиться поняття середнього та флуктуаційного руху, а саме:

$$u = \bar{u} + u', \quad v = \bar{v} + v', \quad w = \bar{w} + w', \quad \Phi = \bar{\Phi} + \Phi', \quad \theta = \bar{\theta} + \theta',$$

де Φ – геопотенціала, θ – потенційна температура. Тоді рівняння Рейнольдса можна записати у вигляді:

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} [\bar{u}_k \bar{u}_j + \overline{u'_k u'_j}] = -\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial x_j} - \delta_{j3} \frac{q \bar{\theta}}{\theta_0}, \quad (7.21)$$

де $u_1 = u$, $u_2 = v$, $u_3 = w$; $\delta_{ij}=1$, $i=j$ і $\delta_{ij}=0$, $i \neq j$, і, якщо індекс в одночленному вираженні повторюється двічі, то це означає підсумовування від 1 до 3. У рівняннях (7.21) не врахована поки сила Коріоліса, що буде зроблено пізніше. Додамо рівняння першого закону термодинаміки:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} [\bar{u}_k \bar{\theta} + \overline{u'_k \theta'}] = 0. \quad (7.22)$$

Тут і далі в рівняннях опускаються члени, що описують вплив факторів турбулентного обміну і турбулентної теплопровідності, тому що в процесах

планетарного масштабу зазначені фактори описуються з відзнакою від стандартних параметризацій. Зазвичай напруги Рейнольдса в турбулентному русі параметризуються наступним чином:

$$\frac{\partial}{\partial x_k} [\overline{u'_k u'_j}] = K \Delta \bar{u}_j \quad \text{и} \quad \frac{\partial}{\partial x_k} [\bar{u}_k \bar{\theta} + \overline{u'_k \theta'}] = K \Delta \bar{\theta},$$

де K – коефіцієнт турбулентності, який суттєво відрізняється за величиною для турбулентних горизонтальних вихорів, горизонтально-вертикальних і чисто вертикальних. Параметризація за допомогою коефіцієнта турбулентності з дуже великим ступенем наближення застосовується в моделях приземного шару, де використовується концепція ізотропності вихрового руху в усіх трьох напрямках простору. Але в планетарних процесах, де турбулентні вихори в горизонтальному напрямку за масштабом на кілька порядків відрізняються від вертикальних, таке наближення абсолютно неприпустимо. Тому треба застосовувати рівняння для прогнозу напружень Рейнольдса, які і з'являться основою моделі замикання для нелінійних процесів. Висновок цих рівнянь проводиться за наступним правилом:

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} = \overline{u'_i} \frac{\partial u'_j}{\partial t} + \overline{u'_j} \frac{\partial u'_i}{\partial t}.$$

Рівняння руху і першого початку термодинаміки для флуктуацій, дотримуючись правил виведення рівнянь Рейнольдса, відповідно будуть мати наступну форму:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} [\bar{u}_j u'_k + \bar{u}_k u'_j + \overline{u'_j u'_k} - \overline{u'_j u'_k}] &= -\frac{\partial \Phi'}{\partial x_j} - \delta_{j3} \frac{q \theta'}{\theta_0}, \\ \frac{\partial \theta'}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} [\bar{\theta} u'_k + \bar{u}_k \theta' + \overline{u'_k \theta'} - \overline{u'_k \theta'}] &= 0. \end{aligned} \quad (7.23)$$

Тоді система рівнянь замикання може бути виписана в наступному вигляді:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} [\bar{u}_k \overline{u'_i u'_j} + \overline{u'_k u'_i u'_j}] + \frac{\partial \overline{\Phi' u'_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{\Phi' u'_j}}{\partial x_i} &= \\ = -\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} - \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} - \frac{q}{\theta_0} (\delta_{j3} \overline{u'_j \theta'} + \delta_{j3} \overline{u'_i \theta'}) + \overline{\Phi' \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)}, \end{aligned} \quad (7.24)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u'_i \theta'}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{u'_k u'_i \theta'} + \overline{u'_k u'_i \theta'} \right] + \frac{\partial \overline{\Phi' \theta'}}{\partial x_i} = \\ = \overline{\Phi' \frac{\partial \theta'}{\partial x_i} - u'_i u'_k \frac{\partial \theta}{\partial x_k}} - \overline{\theta' u'_k \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}} - \delta_{i3} \frac{q}{\theta_0} \theta'^2, \end{aligned} \quad (7.25)$$

$$\frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{u'_k \theta'^2} + \overline{u'_k \theta'^2} \right] = -2 \overline{u'_k \theta' \frac{\partial \theta}{\partial x_k}}. \quad (7.26)$$

Таким чином, є 16 рівнянь щодо напруг Рейнольдса і моментів зв'язку пульсацій проекцій швидкостей з пульсаціями ентропії, так як:

$$dS = c_p d \ln \theta, \quad (7.27)$$

де S - ентропія, c_p - питома теплоємність ізобатичного процесу. Тодя $b^2 = \overline{u'_k u'_k}$ кінетична енергія флуктуацій; $\overline{\theta'^2}$ - міра активності процесу, як безпосередньо пов'язана з дисперсією ентропії S ; $\overline{u'_i \theta'}$ - міра зв'язку динамічних деформацій з активністю процесу. Ототожнення ентропії і активності процесу показано, напр., в [30]. Невідомі в системі рівнянь (7.24) - (7.26) можна об'єднати в 4-тензор:

$$\begin{vmatrix} \overline{u_1'^2} & \overline{u_1' u_2'} & \overline{u_1' u_3'} & \overline{u_1' \theta'} \\ \overline{u_2' u_1'} & \overline{u_2'^2} & \overline{u_2' u_3'} & \overline{u_2' \theta'} \\ \overline{u_3' u_1'} & \overline{u_3' u_2'} & \overline{u_3'^2} & \overline{u_3' \theta'} \\ \overline{\theta' u_1'} & \overline{\theta' u_2'} & \overline{\theta' u_3'} & \overline{\theta'^2} \end{vmatrix}. \quad (7.28)$$

Для рішення рівнянь (7.22) - (7.24) необхідно знати метод розрахунку величин:

$$\overline{u'_i u'_j u'_k}; \quad \overline{u'_k u'_j \theta'}; \quad u'_i \theta'^2; \quad p' \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right); \quad p' \frac{\partial \theta'}{\partial x_i}. \quad (7.29)$$

Для цього величини (7.29) намагаються представити у вигляді певних лінійних комбінацій компонент тензора (7.28) і параметра, який відповідає кінетичної енергії флуктуацій і визначається з рівняння для осередненої енергії флуктуацій, що є наслідком рівнянь (7.24):

$$\frac{\partial b^2}{\partial t} + \frac{\partial u_k b^2}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_k u'_i u'_j} + 2\overline{u'_k p}) = -2\overline{u'_k u'_i} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} - 2 \frac{q}{\theta_0} \overline{w' \theta'} + \varepsilon, \quad (7.30)$$

Рівняння (7.15) враховують адвекцію, турбулентну дифузію, вплив сил тиску, взаємодія напруг Рейнольдса і середнього руху, генерацію за рахунок сил плавучості, дисипації (див. Також [14,23]). Дотримуючись стандартним гіпотезам замикання, можна виписати систему відповідних рівнянь:

$$\begin{aligned} \overline{u'_i u'_j u'_k} &= -b\lambda_1 \left(\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{u'_i u'_k}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_j u'_k}}{\partial x_i} \right), \\ \overline{u'_k u'_j \theta'} &= -b\lambda_2 \left(\frac{\partial \overline{u'_k \theta'}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_j \theta'}}{\partial x_k} \right), \\ \overline{u'_i \theta'^2} &= -b\lambda_3 \left(\frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial x_i} \right), \quad \overline{p' \frac{\partial \theta'}{\partial x_i}} = -\frac{b}{3l_1} \overline{u'_i \theta'} - \frac{1}{3} \delta_{i3} \frac{q}{\theta_0} \overline{\theta'^2}, \\ p' \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) &= -\frac{b}{3l_1} \left(\overline{u'_i u'_j} - \frac{1}{3} \delta_{ij} b^2 \right) + cb^2 \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right). \end{aligned} \quad (7.31)$$

Тут c , l_1 , λ_i – константи, що задають масштаби турбулентних вихорів і міру їх впливу на середній рух, а також анізотропність атмосферної турбулентності. Система рівнянь (7.31) виписана без достатнього обґрунтування в сенсі її застосування для рухів різних масштабів. Якщо для турбулентності в масштабах декількох метрів її обґрунтованість можна підтвердити експериментальним шляхом, то в великомасштабних процесах, в рухах планетарного масштабу її обґрунтованість підлягає окремому доказу. Це можна виконати, якщо чітко заданий спектр пульсацій і спектр середнього руху. Тоді, або система (7.31) виконується з заданою точністю для двох відокремлених спектральних інтервалів середнього і пульсаційного рухів відповідно, або проблема замикання вирішується іншим методом. За точністю рішення задачі замикання можна передбачити можливу передбачуваність глобального атмосферного процесу. Але для цього необхідно, щоб модельний аналог глобального атмосферного процесу

представляв собою енергетично замкнуту систему, як можна близьку до реального процесу і особливо за межею спектрального інтервалу середнього руху.

Запис рівнянь гідродинамічного прогнозу через функцію струму ψ і потенціал ϕ призводить рівняння динаміки атмосфери до аналітичного виду. Зазвичай їх виписують з поділом і уявною частини, але можлива і єдиний запис через комплексний потенціал w . Повна запис рівнянь вихору і дивергенції через функцію струму і потенціал має вигляд (див. Напр., [33]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta \psi}{\partial t} + \frac{1}{a^2 \sin \theta} (\psi_i \Delta \psi + 2\omega a^2 \cos \theta) + \frac{1}{a^2} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \frac{\partial (\Delta \phi + 2\omega a^2 \cos \theta)}{\partial \theta} + \\ + \frac{1}{a^2 \sin \theta} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} \frac{\partial \Delta \phi}{\partial \lambda} - W \frac{\partial \Delta \phi}{\partial \zeta} - a^2 \frac{\partial W}{\partial \theta} \frac{\partial v_\lambda}{\partial \zeta} + \frac{a}{\sin \theta} \frac{\partial W}{\partial \lambda} \frac{\partial v_\theta}{\partial \zeta} = \\ = \frac{1}{T_{cp} \sin \theta} (\Phi, T) - (\Delta \psi + 2\omega a^2 \cos \theta) \frac{\partial W}{\partial \zeta}, \end{aligned} \quad (7.32)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta \phi}{\partial t} - W \frac{\partial \Delta \phi}{\partial \zeta} - a \frac{\partial W}{\partial \theta} \frac{\partial v_\theta}{\partial \zeta} + \frac{a}{\sin \theta} \frac{\partial W}{\partial \lambda} \frac{\partial v_\lambda}{\partial \zeta} + \Delta \Phi + \\ + 2 \left[\left(\frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_\lambda}{\partial \theta} \right)^2 \right] + \frac{1}{a^2} (\Delta \phi) - \frac{a}{2} \Delta \phi \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} - \frac{2}{a} \frac{\partial v_\lambda}{\partial \theta} \Delta \psi + \\ + \frac{v_\theta}{a} \frac{\partial \Delta \phi}{\partial \theta} + \frac{v_\lambda}{a \sin \theta} \frac{\partial \Delta \phi}{\partial \lambda} + v_\theta^2 + v_\lambda^2 - 2\omega \cos \theta \Delta \psi + 2\omega \sin \theta v_\lambda = 0, \end{aligned} \quad (7.33)$$

де

$$\Phi = \frac{1}{p} RT_{cp} p'; \quad p' = p - p(z); \quad \zeta = p/\bar{p}; \quad T' = T - T(z); \quad W = \frac{1}{p} g \bar{\rho}(z) v_z,$$

a – радіус Землі; v_θ , v_λ – компоненти швидкості в сферичній системі координат; ω – кутова швидкість обертання Землі; T – температура; g – прискорення сили тяжіння. Аналітичність тут залишається в основному в операторах $\Delta \psi$ та $\Delta \phi$, а в операторах, де враховано фактор бароклінної, явно

скасовується. Нелінійні члени покладаються аналітичними, якщо перший співмножник можна прирівняти аналітичного коефіцієнту, отриманому за розрахунковими даними першого наближення. Рівняння (7.32) - (7.33) простим підсумовуванням з домноженням другого рівняння на i наводяться до одного рівняння щодо комплексного потенціалу швидкості, яке може дати аналітичні рішення тільки, якщо його коефіцієнти аналітичні функції та,

відповідно, початкові і крайові умови теж. При вирішенні системи (7.30) - (7.31) отримуємо значення потенціалу ϕ і функції струму ψ , але ці величини складуть в сумі комплексний потенціал швидкостей, тому що не задовольняють відомим умовам Коші-Рімана. Щоб зберегти аналітичність рішення, і, тим самим, залишитися в рамках класичного аналізу функцій комплексного змінного, необхідно вирішувати перевизначену систему рівнянь. В основному аналітичність рішення порушують члени, пов'язані з урахуванням турбулентності, бароклинної нестійкості, температурної неоднорідності підстильної поверхні і рельєфу. Якщо вплив рельєфу і температурної неоднорідності задавати за допомогою методів теорії плоского поля, то аналітичність рішення буде збережена. Неаналітичність початкових умов знімається також методом ініціалізації.

Особлива роль належить фактору бароклинної нестійкості в тривимірних багаторівневих моделях прогнозу. Цей фактор трактується в підсіточному масштабі у вигляді обліку конвекції, прив'язаною до приземним турбулентним потокам тепла, а також до моделей променевого переносу. Однак, на кожному кроці за часом доводиться вводити, так зване, «конвективне пристосування». А саме, якщо розрахунковий вертикальний градієнт температури перевищує сухоадіабатическій, то він штучно прирівнюється до якогось стандарту, вважаючи, що це виконується в природі конвекцією. Але справа ще й у тому, що «конвективне пристосування» доводиться вводити і в районах, де конвекція відсутня. Вихід із цього становища шукають в створенні все більш повних моделей розрахунку стратифікації, які повністю моделюють динаміку хмарності

та опадів при обліку променистих приток. Але кожна така модель конвекції, включена в схему глобального прогнозу, привносить свої помилки, наприклад, за рахунок відсутності точних початкових умов при рідкісній мережі метеорологічних станцій. Тому, так званий «шоковий ефект» перевищення температурного градієнта не вдається усунути. Фактично, «конвективне пристосування» - це один з основних блоків моделі прогнозу, який привносить розрахункову залишкову турбулентність. Отже, на кожному часовому кроці вводиться штучна корекція розрахунку, що усуває поняття безперервності і диференційованої, а, тим самим, і сам метод інтегрування диференціальних рівнянь. Вектори v_θ , v_λ можуть бути виражені через потенціал і функцію струму в наступній стандартній формі:

$$v_\theta = \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} - \frac{1}{a} \frac{\partial \phi}{\partial \theta}; \quad v_\lambda = \frac{1}{a} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} + \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda}$$

або в комплексно значною формі аналітичних функцій:

$$V = v_\lambda - iv_\theta = \left(\frac{1}{a} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} + \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} \right) - i \left(\frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} - \frac{1}{a} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right);$$

$$U = v_\lambda + iv_\theta = \left(\frac{1}{a} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} + \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} \right) + i \left(\frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} - \frac{1}{a} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right).$$

Тензор рейнольдсових напружень визначається трьома векторами, які представимо у формі аналітичного уявлення:

$$\vec{p}_x - i\vec{p}_y = \vec{i}(v_{11} - iv_{21}) + \vec{j}(v_{12} - iv_{22}) + \vec{k}(v_{13} - iv_{23}) \quad (7.34)$$

$$\vec{p}_x + i\vec{p}_y = \vec{i}(v_{11} + iv_{21}) + \vec{j}(v_{12} + iv_{22}) + \vec{k}(v_{13} + iv_{23})$$

$$\vec{p}_z = \vec{i}v_{31} + \vec{j}v_{32} + \vec{k}v_{33}.$$

Тоді матриця переходів від ортов (7.34) до векторів $\vec{i} - \vec{j}$; $\vec{i} + \vec{j}$; \vec{k} :

$$\begin{vmatrix} v_{11} - iv_{21} - i(v_{12} - iv_{22}) & v_{11} - iv_{21} + i(v_{12} - iv_{22}) & v_{13} - iv_{23} \\ v_{11} + iv_{21} - i(v_{12} + iv_{22}) & v_{11} + iv_{21} + i(v_{12} + iv_{22}) & v_{13} + iv_{23} \\ v_{31} - iv_{32} & v_{31} + iv_{32} & v_{33} \end{vmatrix}. \quad (7.35)$$

Тензор (7.35) являє собою тензор рейнольдсових напружень другого рангу в формі аналітичного уявлення. Рівняння замикання з урахуванням сили Коріоліса в аналітичній формі можна виписати в вигляді:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V'^2}{\partial t} = & -\frac{i}{a} \left[\overline{V'^2} L_1(\overline{V}) + 2\overline{V} \overline{V'} L_1(\overline{V}') + \overline{V'^2} L_1(\overline{V}') \right] - \\ & -\frac{i}{a} \left[L_2(\overline{V}) \overline{V'U'} + \overline{V} \overline{U'} L_2(\overline{V}') + \overline{U} \overline{V} L_2(\overline{V}') + \overline{V'U'} L_2(\overline{V}') \right] + \\ & + 4\omega i \cos \theta \overline{V'^2} + \frac{2i}{a} \overline{V'} L_6(\Phi'); \end{aligned} \quad (7.36)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U'^2}{\partial t} = & -\frac{i}{a} \left[\overline{V'U'} L_3(\overline{U}) + \overline{V} \overline{U'} L_3(\overline{U}') + \overline{U} \overline{V} L_3(\overline{U}') + \overline{V'U'} L_3(\overline{U}') \right] - \\ & -\frac{i}{a} \left[\overline{U'^2} L_4(\overline{U}) + 2\overline{U} \overline{U'} L_4(\overline{U}') + \overline{U'^2} L_4(\overline{U}') \right] - 4\omega i \cos \theta \overline{U'^2} + \frac{2i}{a} \overline{U'} L_5(\Phi'); \end{aligned} \quad (7.37)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{V'U'}}{\partial t} = & -\frac{i}{2a} \left[\overline{V'^2} L_3(\overline{U}) + 2\overline{V} \overline{V'} L_3(\overline{U}') + \overline{V'^2} L_3(\overline{U}') \right] - \\ & -\frac{i}{2a} \left[\overline{V'U'} L_4(\overline{U}) + \overline{U} \overline{V} L_4(\overline{U}') + \overline{V} \overline{U} L_4(\overline{U}') + \overline{V'U'} L_4(\overline{U}') \right] + \\ & + \frac{i}{a} \overline{V'} L_6(\Phi') - \frac{i}{2a} \left[\overline{U'^2} L_2(\overline{V}) + 2\overline{U} \overline{U'} L_2(\overline{U}') \right] - \\ & -\frac{i}{2a} \left[\overline{U'V'} L_1(\overline{V}) + \overline{U} \overline{V} L_1(\overline{V}') + \overline{V} \overline{U} L_1(\overline{V}') + \overline{U'V'} L_1(\overline{V}') \right], \end{aligned} \quad (7.38)$$

де

$$L_j = \frac{\partial(\dots)}{\partial \theta} - (-1)^j \frac{i}{\sin \theta} \frac{\partial(\dots)}{\partial \lambda} + b_j \operatorname{ctg} \theta(\dots);$$

$$b_j = 1, j=1,4; b_j = -1, j=2,3; b_j = 0, j=5,6;$$

Тензор:

$$\begin{vmatrix} \overline{V'^2} & -\overline{UV'} & \overline{w'V'} \\ -\overline{UV'} & \overline{U'^2} & -\overline{w'U'} \\ \overline{w'V'} & \overline{w'U'} & \overline{w'^2} \end{vmatrix} \quad (7.39)$$

ідентичний тензора (7.35). Рівняння замикання горизонтальній турбулентності (7.36) - (7.38) вирішуються як спектральним методом в базисі вектор-тензор сферичних функцій, так і спектрально-сітковим методом, який для них краще. Випишемо рівняння спектрального аналога на прикладі рівняння (7.36):

$$\begin{aligned} \sum_{l=2}^{L_{cp}} \sum_{n=-1}^l \frac{\partial(\overline{V'^2})_{l,n}}{\partial t} T_{2n}^l &= \sum_{k=2}^{L_{max}} \sum_{S=-k}^l \sum_{q=L_{cp}}^{L_{max}} \sum_{j=-q}^q \sum_{p=2}^{L_{max}} \sum_{r=-p}^p \sum_{v=|k-q|}^{k+q} \sum_{\mu=|v-p|}^{v+p} \left\{ ae \frac{\sqrt{(p+1)}}{a} \times \right. \\ &\times [C_{1,1,2}^{k,q,v} C_{2,0,2}^{v,p,\mu} (V'_{k,s} V'_{q,j} \bar{V}_{p,r} + 2\bar{V}_{k,s} V'_{q,j} \bar{V}_{p,r} + V'_{k,s} V'_{q,j} V_{p,r})] T_{2,s+j+r}^{\mu} + \\ &+ \frac{\sqrt{(p+2)(p-1)}}{a} ae [C_{2,1,3}^{k,q,v} C_{3,-1,2}^{v,p} \bar{V}_{k,s} V'_{q,j} U'_{p,r} + C_{1,-1,0}^{k,q,v} C_{0,2,2}^{v,p,\mu} \bar{V}_{k,s} U'_{q,j} V'_{p,r} + \\ &+ C_{-1,1,0}^{k,q,v} C_{0,2,2}^{v,p,\mu} \bar{U}_{k,s} V'_{q,j} V'_{p,r} + C_{1,-1,0}^{k,q,v} C_{0,2,2}^{v,p,\mu} V'_{k,s} U'_{q,j} V'_{p,r}] T_{2,s+j+r}^{\mu} \left. \right\} + \\ &+ \sum_{k=L+1}^{L_{max}} \sum_{S=-k}^k \sum_{q=L+1}^{L_{max}} \sum_{j=-q}^q \sum_{v=|k-q|}^{k+q} \gamma [C_{1,1,2}^{k,q,v} V'_{k,s} V'_{q,j} 4\omega i T_{00}' T_{2,s+j}^v - \\ &- \frac{2\sqrt{q(q+1)}}{a} C_{1,-1,0}^{k,q,v} C_{0,2,2}^{v,p,\mu} V'_{k,s} \Phi'_{q,j} T_{2,s+j}^v]; \\ &ae = C_{s,j,s+j}^{k,q,v} C_{s+j,r,s+j+r}^{v,p,\mu}; \quad \gamma = C_{s,j,s+j}^{k,q,v}. \end{aligned} \quad (7.40)$$

Прирівнявши коефіцієнти при (вектор-тензор) сферичних функціях $T_{2,n}^1$, отримаємо систему диференціальних рівнянь щодо мод $\overline{V'_{l,n}^2}$. тут:

$$T_{m,n}^l = e^{in\varphi} p_{m,n}^l(\cos\theta), \quad T_{m,n}^l T_{p,s}^k = \sum_{v=|k-1|}^{k+1} C_{m,p,m+p}^{l,k,v} C_{n,s,n+s}^{l,k,v} T_{m+p,n+s}^v, \quad (7.41a)$$

$$p_{m,n}^l(\cos\theta) = -i^{-m-n} \sqrt{\frac{(1+m)!(1-n)!}{(1+m)!(1+n)!}} \left[\frac{1+\cos\theta}{1-\cos\theta} \right]^{\frac{m+n}{2}} \times \\ \times \sum_{j=\max(m,n)}^l \frac{(l+1)! i^{2j}}{(l-j)!(j-m)!(j-n)!} \left[\frac{1-\cos\theta}{2} \right]^j, \quad (7.41b)$$

де $C_{m,p,m+p}^{l,k,v} C_{n,s,n+s}^{l,k,v}$ – коефіцієнти Клебша - Жордана.

Введемо розкладання:

$$\tilde{V} = -V_\varphi - iV_\theta = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{n=-l}^l V_{l,n} T_{1,n}^l, \\ \tilde{U} = V_\varphi - iV_\theta = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{n=-l}^l U_{l,n} T_{-1,n}^l, \quad (7.42) \\ W = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{n=-l}^l W_{l,n} T_{0,n}^l,$$

де:

$$V_{l,n} = v_{l,n} + iv_{l,n}; \quad U_{l,n} = u_{l,n} + iu_{l,n}; \quad W_{l,n} = w_{l,n} + iw_{l,n}; \\ T_{1,n}^l = e^{in\varphi} p_{1,n}^l(\cos\theta); \quad T_{-1,n}^l = e^{in\varphi} p_{-1,n}^l(\cos\theta); \quad T_{0,n}^l = e^{in\varphi} p_{0,n}^l(\cos\theta).$$

В результаті рівняння (7.40) зрозумілі по своїй основі, але в моделі форм циркуляції немає необхідності в їх повної реалізації. Головне тут те, що шукані рівняння описують процес вже в який нас низькочастотному діапазоні [1,14,30].

7.4.5. Зв'язок з сингулярністю метеополей і відповідними атмосферними процесами

Відповідно до рівняння кінетичної енергії (7.38), що є спектральним аналогом рівняння (7.28), транспорт енергії у напрямку хвильового вектора при

наявності переважної псевдовектор при підвищенні модуля хвильового вектора зустрине опір у вигляді зростаючого ваги тензорною щільності. Більш того, якщо на кінці спектрального інтервалу рух майже повністю визначається аксіальним векторами, то слід очікувати адвекції (транспорту, трансформації) кінетичної енергії в сторону, протилежну напрямку хвильового вектора. Тому подвійне інтегрування тензора третього рангу призводить до «адвекції детермінованості» в сторону середнього руху і до виродження турбулентності. Часовий інтервал транспорту енергії в зворотному напрямку залежить від усічення моделі прогнозу. З точки зору фізики, виродження турбулентності обумовлено тим, що на кінці спектрального інтервалу рух цілком певний, а саме, це фронти, які мають чітку структуру, а також конвективні осередки і орографічні вітру. Якби турбулентність розвивалася стохастично, то її трансформація уздовж хвильового вектора не могла б привести до чітких структур, наприклад, у вигляді фронтів. Тому розвиток турбулентності необхідно прив'язане до вказаних структур, і вона відповідно поступово вироджується. Практично турбулентність може зберігатися в масштабах, менших, ніж для зазначених структур, і тоді в цих масштабах цілком можна застосувати формули замикання (7.31). Однак, і після проведення операцій по виродження турбулентності, залишаються фізично обґрунтовані четверті моменти, які згорнулися в другі і своєю вагою визначають проблему передбачуваності. Далі, операції згортки для замикання повинні привести тільки до аксіальним векторах або, що те ж, до елементів теорії плоского поля. Виродження турбулентного режиму має привести до виродження сингулярності. Виділяючи сингулярності в результативній частині, отриманої в теорії плоского поля, ми практично виконуємо операцію замикання в турбулентному режимі [14]. Оставім від рівняння кінетичної енергії (7.38) тільки два оператора:

$$\frac{\partial \overline{V'U'}}{\partial t} = \frac{i}{a} \overline{V'L_6(\Phi')}, \quad (7.43)$$

висловивши Φ' через ϕ комплексного потенціалу швидкості w , а компоненти швидкості V' через функції ψ того ж потенціалу швидкості, отримуємо можливість економно вирішити систему рівнянь (7.40) з достатньою для наших цілей точністю. У рівняннях (7.40) спектральні подання пульсаційної частини замінюються елементами рядів Лорана, а конкретніше, відрахуваннями полюсів. Тоді в фізично зрозумілих елементах комплексних полів рівняння (7.40) легко розв'язні. У розкладанні Лорана, в спектр пульсаційного руху відносимо полюса вище першого порядку, т.к. .:

$$\bar{R} = X - iY = i\rho\Gamma\bar{v}_\infty; \quad \text{res } f(\infty) = -C_{-1}, \quad (7.44)$$

$$f(z) = -\frac{1}{2\pi i} \oint_{G'} \frac{f(\zeta)d\zeta}{\zeta - z} = \frac{C_{-1}}{z - a} + \left[\frac{C_{-2}}{(z - a)^2} + \dots + \frac{C_{-n}}{(z - a)^n} + \dots \right].$$

У той же час обурення фронтального типу відносяться до зони середнього руху, тому що включають полюса тільки першого порядку:

$$V_x - iV_y = \frac{df}{d\zeta} = \frac{\Gamma}{2\pi i} \left\{ \frac{1}{\zeta - \zeta_0} + \sum_{k=1}^{\infty} \left[\frac{1}{\zeta - \zeta_0 - k_1} + \frac{1}{\zeta - \zeta_0 + k_1} \right] \right\} + \quad (7.45)$$

$$+ \frac{d}{d\zeta} \left[\sum_{k=1}^n \Gamma_k \ln(\zeta - b_k) \right] + \frac{C_m}{(z - a_m)^m} + \frac{C_{m-1}}{(z - a_{m-1})^{m-1}} + \frac{C_1}{z - a_1},$$

а до зони пульсаційного руху віднесемо вираз в дужках.

Баланс кутового моменту визначаємо по відомій теоремі Блазіуса-Чаплигіна через сили зовнішнього тиску, що виникають в місцях порушення шуканого балансу:

$$\begin{aligned}
 L &= -\oint_C p[x \cos(n, \hat{y}) - y \cos(n, \hat{x})] dz = \\
 &= \oint_C p[x \cos \theta + y \sin \theta] dS = \oint_C p[x dx + y dy].
 \end{aligned}
 \tag{7.46}$$

З огляду на, що кутовий момент можна визначити як:

$$L = \operatorname{Re} \left[-\rho v_\infty \sum_{k=1}^m \Gamma_k b_k - i \rho M \overline{v_\infty} \right],
 \tag{7.47}$$

маємо: $\operatorname{res} v(z_1) + \operatorname{res} v(z_2) + \dots + \operatorname{res} v(z_p) = -\operatorname{res} \bar{v}(\infty)$.

Тобто, в місцях порушення балансу кутового моменту виникають сингулярності порядки вище першого, що враховується при вирішенні рівняння (7.40). Слідуючи рішенням, отримуємо можливість відстежувати зв'язок сингулярностей в балансі кутового моменту з турбулентним режимом за рівнянням (7.40). Рівняння (7.45) дозволяє визначити вагу несталого режиму руху та розрахувати частотну розгортку типового процесу. Рівняння (7.45) суттєво скорочено в правій частині, однак, залишений головний ваговий член, який дозволяє досить коректно простежувати логічну схему процесу, а за допомогою операцій

$$\frac{\overline{\partial u'_i u'_j}}{\overline{\partial u'_k u'_l u'_n u'_m}}, \quad \frac{\overline{\partial u'_i u'_j u'_k}}{\overline{\partial u'_r u'_l u'_n u'_m}}$$

можна здійснювати контроль за замикання.

7.4.6. Заключні зауваження

Отже, ми виклали теоретичні основи нового балансового підходу з використанням мікросистемної геофізичної технології "GeoMath". Зокрема, представлені нові теорії для опису глобальних механізмів великомасштабних атмосферних процесів, процесів атмосферної циркуляції. Розглянуто новий підхід

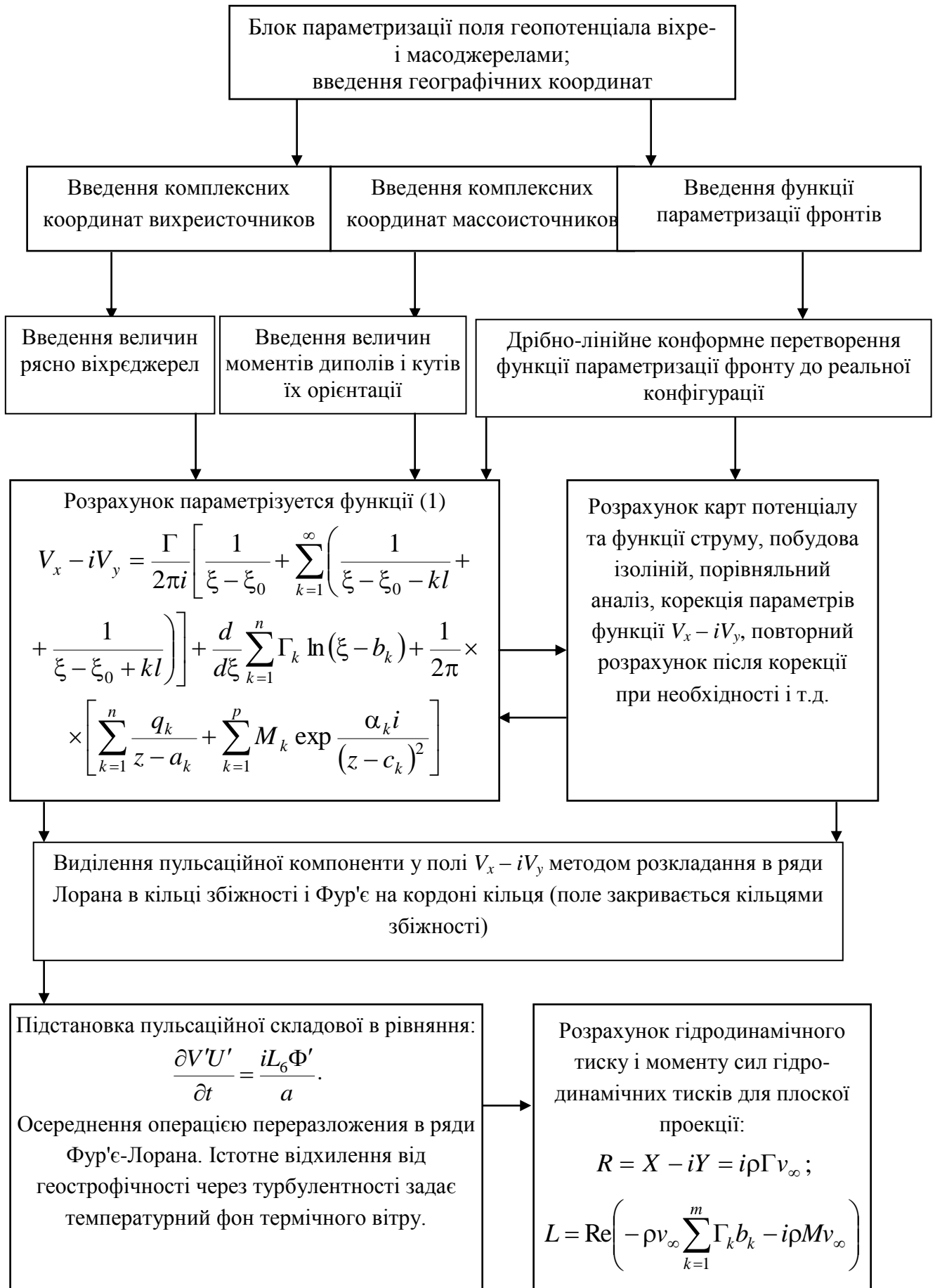
до моделювання балансу кутового моменту Землі (з детальним розглядом внеску атмосфери, океану і т.д.), найважливішого ефекту телеконнекції, і, нарешті, визначення параметрів атмосферних радіохвильоводів. Ключовими моментами тут є, по-перше, зв'язок тропосферного радіохвильоводу з атмосферним вологооборотом і відповідно з формою атмосферної циркуляції через положення фронтальних розділів (атмосферних фронтів як основних накопичувачів вологи). По-друге, атмосферний вологооберт пов'язаний з таким суто низькочастотним процесом як виконання балансу кутового моменту. При цьому, динаміка і характеристики атмосферного радіохвильоводу пов'язані з телеконнекцією і, тим самим, з формами циркуляції, точніше кажучи, з процесами спадкоємності цих форм. Природно, це представляється вкрай важливим в довгостроковому прогнозі. Викладені теорії вперше визначено і ясно показують, що динаміка тропосферних радіохвильоводів, атмосферний вологооберт, виконання балансу кутового моменту атмосфери і зміна форм циркуляції, їх наступність (а також фронтогенез і телеконнекція) виявляються прямим і зворотним чином тісно пов'язаними фізичними характеристиками атмосфери. Вкрай складна динаміка їх взаємодії в результаті зумовлює еволюцію великомасштабних атмосферних процесів. Далі ми представимо конкретні результати комп'ютерних експериментів на основі мікросистемної технології "GeoMath" з моделювання процесу еволюції великомасштабних атмосферних утворень, оцінці балансу кутового моменту для різних форм атмосферної циркуляції, ефекту телеконнекції і параметрів радіохвильоводів, макротурбулентної атмосферної динаміки, динаміки транспорту та дисперсії, просторового розподілу радіонуклідів в глобальній атмосфері, РЕН після ядерної аварії на АЕС Фукусіма з визначенням найбільш радіаційно небезпечних зон.

7.5. Застосування нового балансового підходу до моделювання макротурбулентної атмосферної динаміки, просторового розподілу радіонуклідів в глобальній атмосфері, радіаціо-екологічних наслідків після ядерної аварії на АЕС Фукусіма (Чорнобиль)

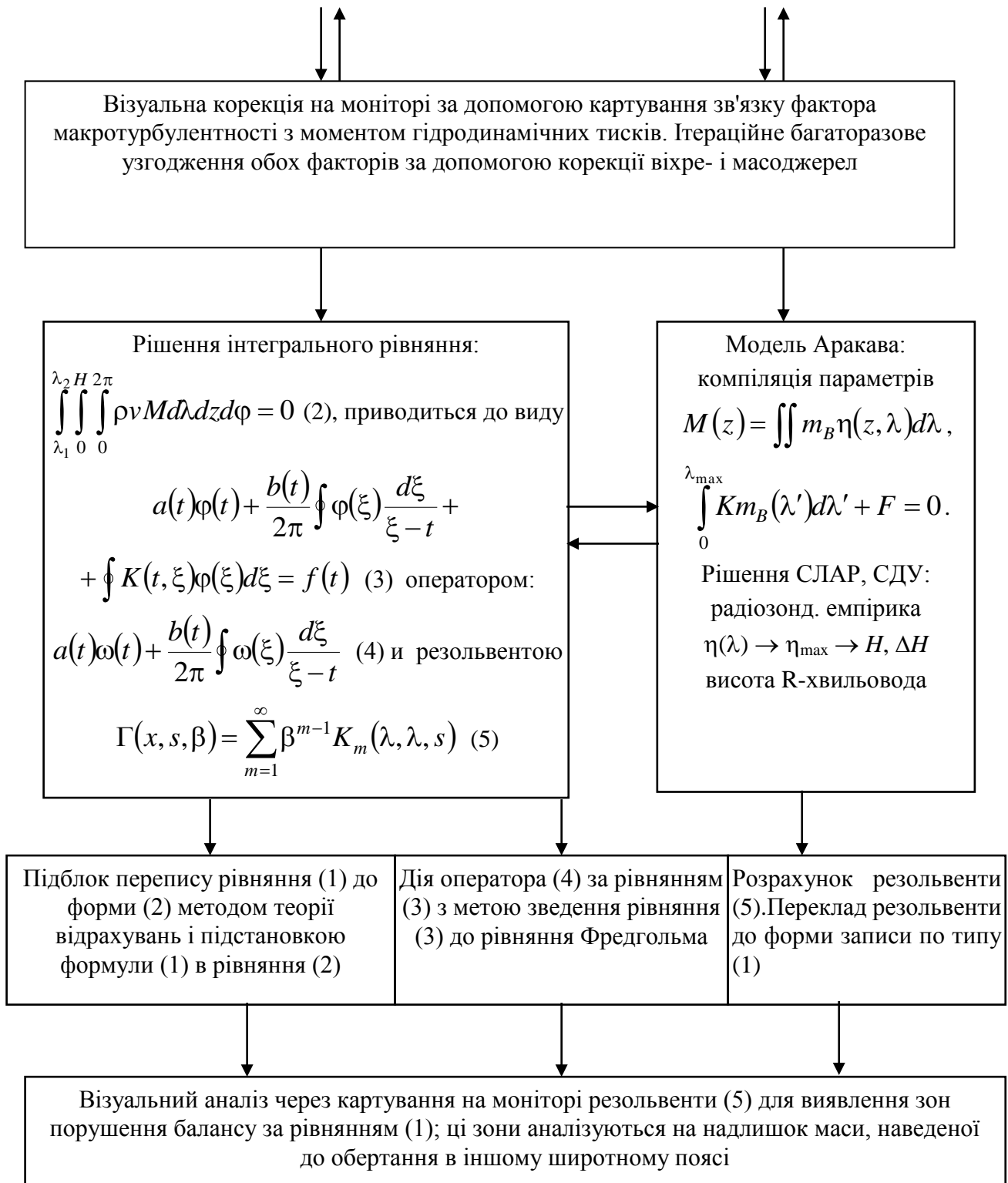
7.5.1. Вступні зауваження. Блок-схема балансового підходу

В [1] (див. також [2-14]) були викладені принципові засади нової мікросистемної технології "GeoMath", зокрема, з імплементацією, нових моделей глобальних механізмів в атмосферних низькочастотних процесах, оцінки балансу кутового моменту Землі і ефектів телеконекції, а також параметрів ультракороткохвильових (УКХ) радіохвилеводів. Далі ми представимо результати серії комп'ютерних експериментів на основі "GeoMath" з моделювання балансу кутового моменту, ролі форм циркуляції в пізнанні способу довгоперіодного процесу в атмосфері, параметрів піднятих тропосферних УКХ радіохвилеводів як комплексного вимірною критерію (тестові серії), й головне моделювання макротурбулентної атмосферної динаміки, просторового розподілу радіонуклідів в глобальній атмосфері внаслідк макро- та мезо-циркуляційних процесів з подальшою метою визначення радіаціо-екологічних наслідків після ядерної аварії на АЕС Фукусіма (2011р.). У практичному плані суть експериментів націлена як на виявлення та апробацію нових предикторів для довгострокових і наддовгосрочних прогнозів низькочастотних атмосферних процесів, так й перевірку кількісно адекватного опису макроциркуляційної динаміки, що особливо важливо в аспекті визначення глобального транспорту радіонуклідів після аварії на АЕС та оцінки РЕН. Також йдеться і про адаптацію модифікованої теорії атмосферної макротурбулентності стосовно до атмосферних радіохвилеводів з метою їх можливого використання поряд з іншими в якості предикторів в довгостроковому плані. Шукані експерименти, на нашу думку, висвічують цінність запропонованих і адаптованих нами перших математичних моделей розрахунку в рамках технології "GeoMath" балансу кутового моменту,

Таблиця 7.9. Блок-схема розрахунку зміни висоти піднесеного тропосферного хвилеводу, балансу кутового моменту, фактора макротурбулентності, поля функції струму пов'язаних з цим процесом вітрових течій



Продолжение блок-схемы



Продолжение блок-схемы

Усунення розбалансування введенням в поле резольвенти вихрових структур, віхре- і

$$\text{масоджерел: } (\sim) \frac{\Gamma}{2\pi} \left[\frac{1}{\xi - \xi_0} + \frac{1}{\xi - \xi_0 - kl} + \frac{1}{\xi - \xi_0 + kl} \right] +$$

$$(\sim) \frac{d}{d\xi} [\Gamma_k \ln(\xi - b_k)] + (\sim) \frac{q_k}{z - a_k} + (\sim) M_k \exp \frac{\alpha_k i}{(z - c_k)^2}.$$

Місцезнаходження вихрових елементів і їх дрібно-лінійне конформне перетворення в поле резольвенти (5) виконується на моніторі за вказівниками виявлених полюсів в функції резольвенти. Додатково прибираються елементи, що моделюють конструкцію старого фронту. Всі разом показує переміщення фронтального розділу і, тим самим, зміну форми циркуляції. Недостатність цієї корекції можна віднести до ін. механізму транспорту кутового моменту в південному напрямку.

Розрахунок функції струму, оцінка градієнта щільності; розрахунок зміни висоти піднесеного радіохвильоводу щодо зміщення зон фронтогенезу

атмосферного вологооберта в зв'язку з генезисом тропосферних УКХ радіохвильоводів і процесами спадкоємності форм атмосферної циркуляції (телеконнекції, фронтогенеза) для цілей освоєння нових для прогностичної практики детекторів в області довгострокових прогнозів і моделювання низькочастотних атмосферних процесів.

7.5.2. Постановка та результати тестових чисельних експериментів з моделювання макроциркуляційної динаміки, балансу кутового моменту і вивчення низькочастотних атмосферних процесів в Тихоокеанському регіоні

Одна з цілей чисельної реалізації полягає, перш за все, в тестуванні і перевірці можливостей моделей глобальної атмосферної макроциркуляції, турбулентності, атмосферного вологооберту в зв'язку з генезисом атмосферних УКХ радіохвильоводів і процесами спадкоємності форм атмосферної циркуляції (телеконнекції, фронтогенеза). Докладна блок-схема обчислень, зокрема, поля функції струму пов'язаних з цим процесом вітрових течій, оцінки зміни висот

піднесеного тропосферного радіохвильоводу дається табл.7.9. Реалізація всіх моделей об'єднується в єдиний обчислювальний комплекс, що дозволяє одночасно відстежувати динаміку зміни та еволюції макроциркуляційних атмосферних процесів, хаарактеристик УКХ радіохвильоводів, прояви та напрямки атмосферного вологооберту, виконання балансу і появи розбалансу кутового моменту атмосфери і пов'язаного з цим перенесення тіпла, маси, кутового моменту, зміни форм атмосферної циркуляції, їх наступності, а також динаміки фронтогенеза і процесу телеконнекції. Надалі передбачається введення в комплекс і балансових енергетичних співвідношень. Чисельні експерименти виконувалися також з метою доповнення даних вимірювань, які були доступні від експериментів «Берінг» і КЕНЕКС, і отримання більш об'ємної інформації про піднятих тропосферних хвильоводах УКХ (см. [5,14,15-21]). З цією метою розраховувався горизонтальний ніжнетропосферний вологооберт і відповідна йому стратифікація щільності для розрахунку висот поверхонь волноводів. Інтерес представляла не сама висота, а її зміна в часі на тимчасовому інтервалі існування типової форми циркуляції. Ця зміна може бути накладено на висоту ніжнетропосферного хвильоводу, якщо вона відома з попередньої форми атмосферної циркуляції над Тихим океаном. Однак, саме по висоті тропосферного піднесеного хвильоводу дані малодоступні і опубліковані лише дані, осереднених сезонний або за рік. Тому зміна висоти піднесеного тропосферного хвильоводу УКХ в залежності від форми циркуляції над Тихим океаном, отримане з численних експериментів, можна використовувати як додаткову інформацію при вивченні наступності форм циркуляції.

Другим інформативним розрахунковим полем з результатів моделювання було поле течій, що формуються під поверхнею піднесеного тропосферного хвильоводу. Це поле течій слід розглядати теж у вигляді накладеного фону на поле течій, властиве самій формі атмосферної циркуляції. Однак, вага розрахункового поля течій в загальному вітровому поле досить великий, і його все ж треба інтерпретувати і розуміти як короткопериодной поле, сформоване на атмосферних фронтах і, природно, що перевищує модульні характеристики

фонового поля вітрів.

Перша і друга із зазначених розрахункових характеристик можуть бути корисні при складанні довгострокового прогнозу, так як допомагають пізнати саму форму циркуляції і спадкоємність цих форм за даними натурних вимірювань як висоти піднесеного тропосферного хвилеводу УКХ, так і даних від зондування вітрових потоків засобами звичайного радіозондування (і навіть шаропілотних зондування, так як висоти піднятих тропосферних радіохвилеводів не великі), а також даних нефаналіза від супутникової інформації про полях хмарності і даних доплерівського радіолокатора хмарності. Природно, що в основному доступні прогнозистів дані нефаналіза і їх дешифрування на відповідне їм поле вітрів, наприклад, за методикою викладеною в [2-5,383,384]. Розрахунки численних експериментів проводилися і з метою створення певного макета для пізнавання форм атмосферної циркуляції і їх наступності, який може бути застосований при підборі гомологів атмосферної циркуляції. З цією метою моделювалися всі форми атмосферної циркуляції над Тихим океаном по типізації Вангенгейма-Гірса (див. [655,661-663]) з їх відмінностями для теплого і холодного півріччя. В основному розраховувалися типові процеси над Тихим океаном, що відбуваються при наявності двох фронтів: арктичного і полярного. Додатково проведено експеримент і при наявності трьох фронтів, включаючи і тропічний фронт, але при формі циркуляції М1, оскільки при формі циркуляції З тропічний фронт не активний в цікавлять нас процесах, а при формі М2 він цікавий при вивченні процесів в основному в Американському секторі. Вхідний блок даних, що вводяться, зокрема, для параметризації комплексного потенціалу і комплексного потенціалу швидкості, базувався на використанні компілірованих даних Джолі, розрахункових даних Аракава відповідно до модельованої формою атмосферної циркуляції. Вхідними матеріалами служили також дані метеоспостережень, включаючи суднові спостереження з 1900 по 1975гг, дані прибережних станцій в періоди з 1936 по 1975 рр., дані аерологічних спостережень у відкритому океані і в прибережній зоні до 1983 р., результати спеціальних спостережень (дані експериментів «Берінг», КЕНЕКС, АМТЕХ

(1974, 1975 pp.) [657-663]; використовувалися також дані кліматичних і аерокліматичні атласів і довідників, дані по характеристикам тропосферних волноводов, включаючи індекс рефракції, висоти (див. [662] і посилання в ній). Характеристики піднятих радіохвильоводів в основному були відрахувати за даними зарубіжних океанічних станцій (кораблів погоди «P», «V», «N») [660]. Важливим аналітико-логічним чинником була також можливість багаторазового прогону моделей в варіанті "вхід - вихід" з метою поліпшення якості вхідної інформації, оцінки та підвищення надійності вихідний. Відзначимо, наприклад, що введення хибних вихрових елементів в блоці вхідних даних проявлялося у вигляді нефізичних ефектів безпосередньо на моніторі і відстежувалася безпосередньо.

Нижче наведені результати проведених нами чисельних і імітаційних експериментів і дається їх аналіз. Розрахунок змін висоти піднесеного тропосферного радіохвильоводу при формі циркуляції M1 (рис. 7.5) дав середні висоти тропосферного хвильоводу в залежності від сезону в межах 1600-2200 м; зміни шуканих висот лежать в межах 50-400 м. В подальшому ми не будемо наводити шукані значення, оскільки для цілей довгострокового прогнозу важливий лише знак аномалій висот радіохвильоводу, а не їх чисельні характеристики. Негативні аномалії спостерігаються поблизу Азіатського і Американського континентів, а позитивна аномалія - над Тихим океаном (рис. 7.5). На рис. 7.6 відповідні вітрові потоки представлені аномалією функції струму, де напрямку вектора швидкості відповідає тому, щоб позитивні значення були зліва від потоку (на рис.7.6 числами відзначені значення швидкості в $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$; відповідні значення зміни функції струму складають - максимальне значення: $\sim 18 \cdot 10^6 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$, $\sim 1 \cdot 10^6 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$). З рис. 7.6 видно, що передача кутового моменту разом з горизонтальним вологоперенос йде зі сходу на захід, що і відповідає розрахунковим схемам Оорта [655], причому основний потік на захід припадає на широти Алеутських островів, що теж відповідає результатам Оорта. Аналогічні результати для форми M1, але для холодного півріччя. Виявлено, що підйом

висоти піднятих радіохвильоводів зміщується на північ з максимумом над Японією. Це можна пояснити збільшенням температурного контрасту «полюс - екватор» і відповідним зміщенням арктичного і полярного фронтів.

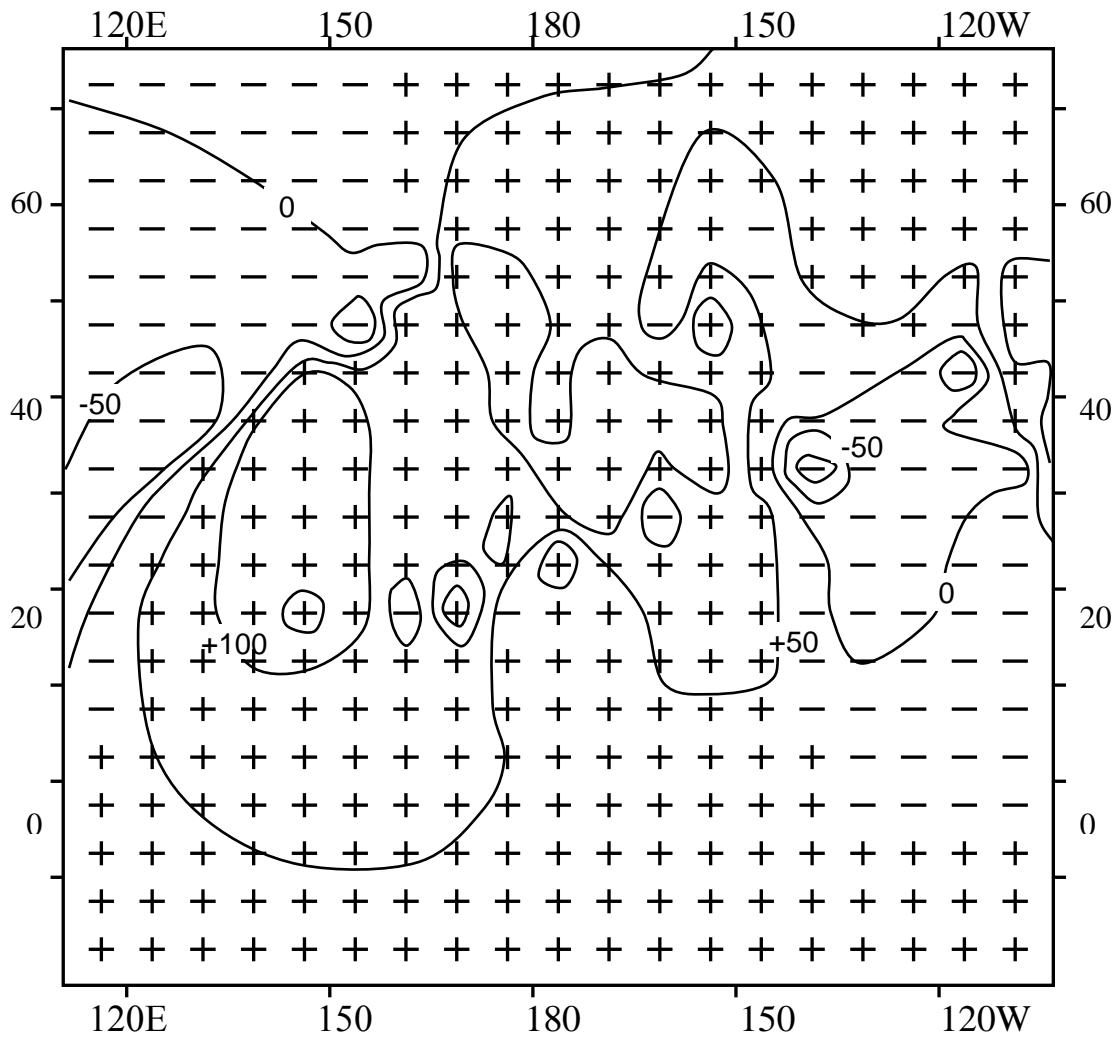


Рисунок 7.5 - Зміна висоти піднесеного тропосферного радіохвильоводу (див. Пояснення в тексті)

Відповідні повітряні потоки також направлені із заходу на схід з тим же місцем розташування зміни напрямку перенесення кутового моменту із заходу на схід. Але, тим не менш, поблизу азіатського континенту спостерігається транспорт вологопереносу, а тим самим, і кутового моменту на південь механізмом фронтального перенесення. При формі M2 (рис. 7.7) спостерігається різке загострення процесу у Японії, де виявляються різкі підйоми висот піднесеного тропосферного хвильоводу, а також і загальний фон підняття його висот над усім Тихим океаном влітку при формі M2. За функції струму (рис. 7.8) чітко

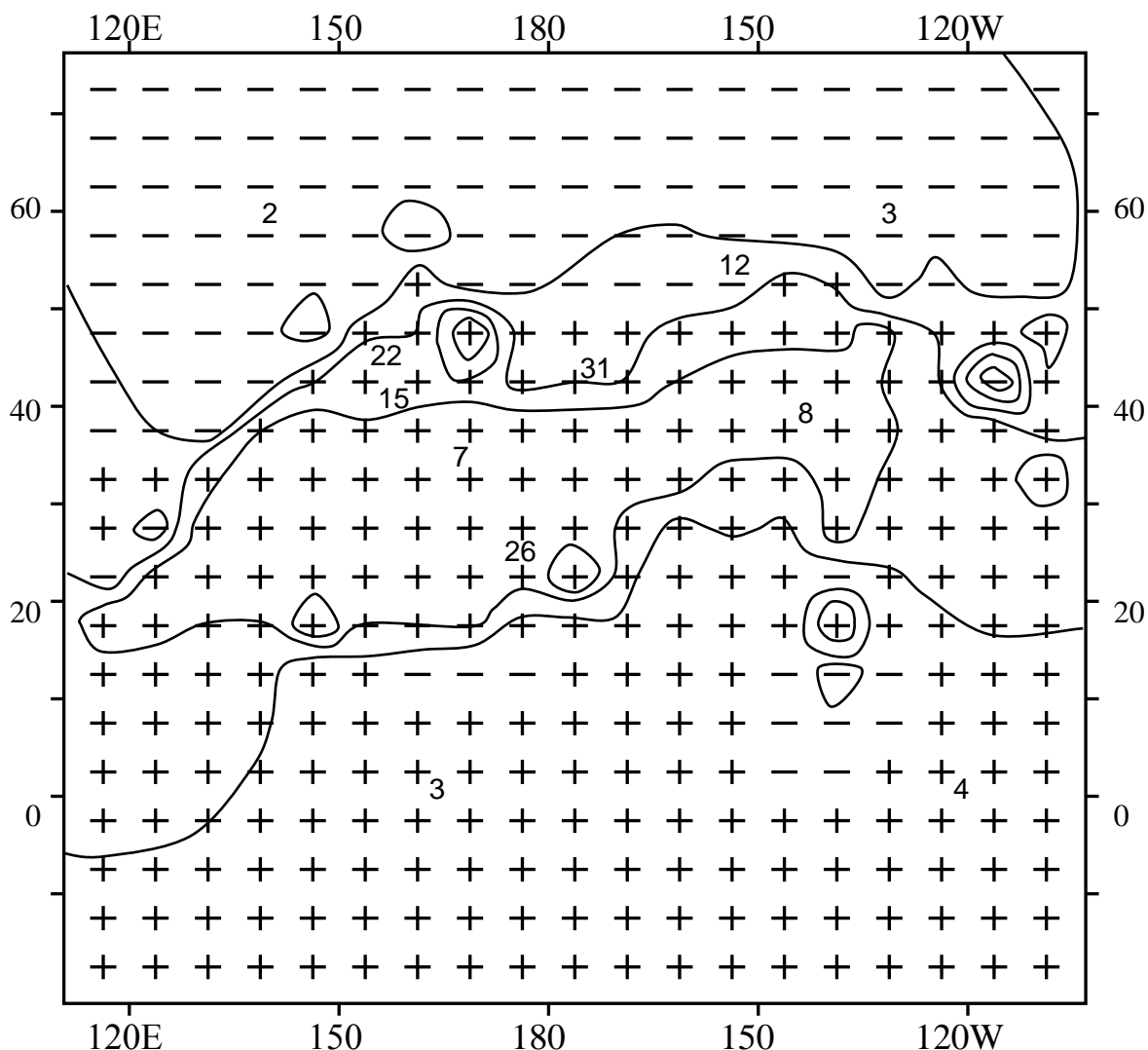


Рисунок 7.6 - Функція струму для ситуації, зображеної на рис. 1
(Див. Пояснення в тексті)

виявляється перенесення кутового моменту на південь вздовж Азіатського континенту за системою фронтів, що виявляються в циклонічних депресіях, характерних у азіатського континенту при формі M2. Аналогічно, в зимовий час при формі M2 положення висоти хвилеводу аналогічно теплому півріччю, проте становище відповідних повітряних потоків більш різко виділяє інтенсивності перенесення на південь кутового моменту і вологи відповідно фронтальним механізмом. При зональній формі циркуляції 3 виявляється зниження висот хвильоводів на захід від демаркаційної лінії і їх підйом на схід від неї. Це можна пояснити західно-східним транспортом вологи до берегів Американського континенту (до речі саме така ситуація мала місце під час аварії на АЕС

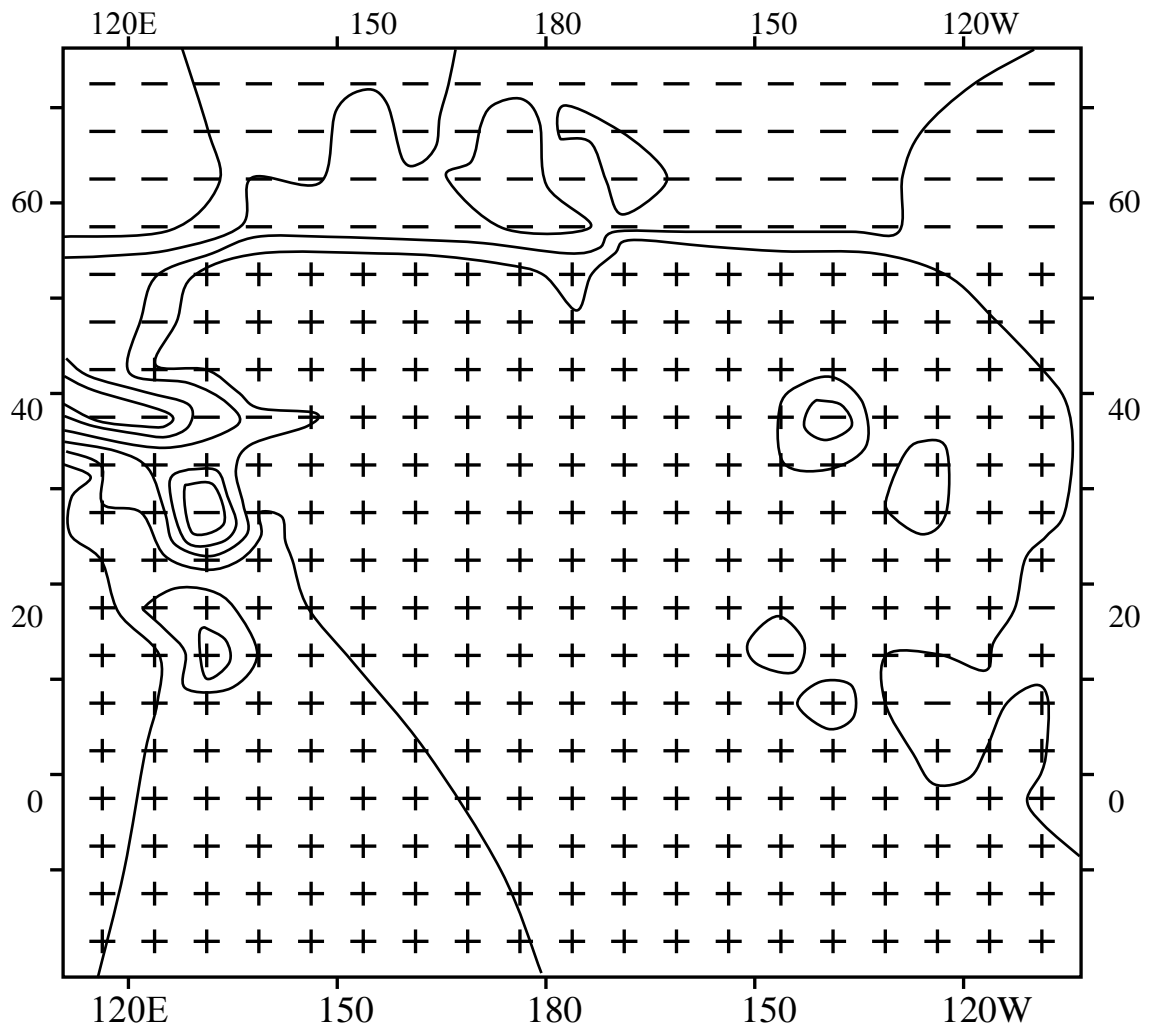


Рисунок 7.7 - Зміна висоти піднесеного тропосферного радіохвильоводу
(Див. Пояснення в тексті)

Фукусіма). Також спостерігається двошаровий скидання величини кутового моменту на захід над океаном в Арктиці і у Японії. Процес при формі циркуляції З вельми складний. Виявляється вплив тропічного фронту і різкого фронтального перенесення вологи і кутового моменту на південь вздовж Азії і перенесення цих же величин навіть на нижніх тропосферних рівнях на північ поблизу демаркаційної лінії над Тихим океаном і у Гавайських островів. Однак, напрямок потоків для цього випадку вказує на зсув східно-західного переносу кутового моменту в Арктику. Цей факт важко пояснити і, мабуть, пов'язаний з льодовим покривом Охотського і Берингової морів і малою інтенсивністю фронтогенеза при формі циркуляції З. У розрахунках для всіх ситуацій використані отримані нами дані по висотах тропосферних радіохвильоводів.

Саме при зазначених значеннях забезпечується максимальне значення величини кутового моменту (принаймні розумний порядок в порівнянні з даними Оорта (див.[655]). Для прикладу вкажемо: наша середня оцінка відносного кутового моменту (од. Маса) (на рівні 850 гПа; 25° с.ш.) – $13 \cdot 10^7$, а за даними Оорта – $9 \cdot 10^7 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$. Відзначимо, що Оорт отримував свої дані з використанням прямих вимірювань вітру в атмосфері, тобто по суті це - емпіричні дані. Використання в якості верхньої межі в рівнянні для балансу кутового моменту нефізичних значень ($\sim < 0.3 \text{ км}$) висот піднятих тропосферних радіохвилеводів призводить до некоректних порядків величин кутового моменту.

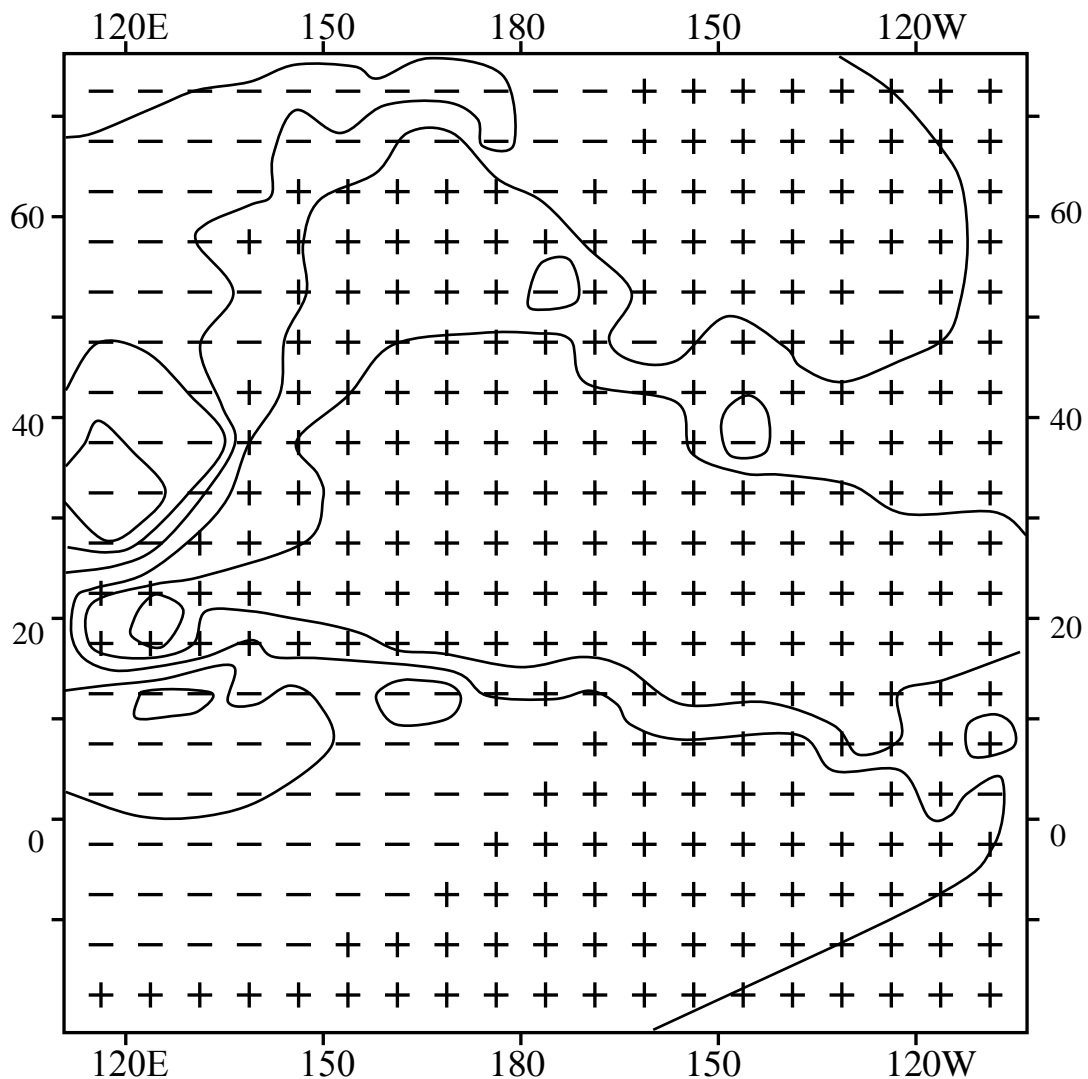


Рисунок 7.8 - Функція струму для ситуації, зображеної на рис. 3
(Див. Пояснення в тексті)

Далі перейдемо до викладу результатів імітаційного комп'ютерного експерименту з вивчення динаміки (взаємозв'язку) атмосферних характеристик, зокрема, динаміки піднятих тропосферних радіохвильоводів (зміни висот), динаміки атмосферних фронтів (переміщення фронтальних розділів), перенесення атмосферної вологи, балансу і енергетичного та в сенсі кутового моменту дисбалансу атмосфери, процесу телеконнекції при зміні форми атмосферної циркуляції з M_1 на форму M_2 по типізації Вангенгейма-Гірса (див. [663]).

Для усунення шуканого дисбалансу потрібно, щоб пройшла перебудова форм циркуляції, що супроводжується переміщенням фронтів на схід і відтоком маси з вогнищ розбалансування на південь. Зміна висоти радіохвильоводу адекватно появи потенціалу в поле щільності, що створює течії, що компенсують розбаланс по кутовому моменту. Уздовж траєкторії фронтів відцентрове прискорення переносить надлишкові маси з півночі в південному напрямку, що усуває неузгодженість кутового моменту. Підсумовуючи все сказане, аналіз результатів проведених експериментів дозволяє зрозуміти логічну схему всіх розглянутих атмосферних процесів і зробити наступні висновки.

Динаміка тропосферних УКВ радіохвильоводів, атмосферний вологооберт, виконання балансу кутового моменту атмосфери (моменту Землі) і зміна форм циркуляції, їх наступність (а також фронтогенез і телеконнекція) є прямим і зворотним чином тісно пов'язаними фізичними характеристиками атмосфери, причому динаміка їх взаємодії, фактично, визначає еволюцію атмосферних процесів в довго- і наддовгосроковому плані. У табл.7.10 наведені середні значення висоти нижньої межі ($H, \text{км}$), потужності ($\Delta H, \text{км}$), індекс приломлення (рефракції) ($N, \text{ед./км}$) піднятих атмосферних хвильоводів, їх середньоквадратичні відхилення (σ) для різних районів і сезонів року, і розраховані в рамках моделі Аракава значення середніх висот радіохвильоводів. Аналіз показує, що модель Аракава, адаптована до розрахунків характеристик тропосферних радіохвильоводів, дає досить коректні дані.

Таблиця 7.10. Середні значення висоти нижньої межі (H , км), потужності (ΔH , км), індекс заломлення (рефракції) (N – ед./км) піднятих атмосферних хвилеводів для різних районів і сезонів року за даними [659-662] ; розр. – наші дані).

Район наблюд.	Пара метр	Лютий	Лютий	Травень	Травень	Сер- пень	Сер- пень	Листо- пад	Листо- пад
КП «N»	H	1,43	0,53	1,56	0,42	1,67	0,49	1,62	0,41
	ΔH	0,23	0,12	0,23	0,14	0,25	0,14	0,23	0,12
	N	170	116	169	106	166	131	166	86
	H	1,8		1,9		2,1		2,1	
	ΔH	0,3		0,3		0,4		0,4	
КП «V»	H	1,85	0,70	1,35	0,69	1,63	0,75	1,81	0,58
	ΔH	0,19	0,08	0,21	0,16	0,31	0,17	0,22	0,15
	N	130	63	190	97	157	80	162	97
КП «P»	H	1,68	0,27	1,00	0,42	1,16	0,71	1,14	0,46
	ΔH	0,27	0,10	0,10	0,18	0,26	0,09	0,22	0,08
	N	106	29	29	12	120	51	105	22
Розр.	H	1,8		1,9		2,1		2,2	
	ΔH	0,3		0,3		0,4		0,4	

Дійсно, по-перше, кількісно показано зв'язок тропосферного радіохвилеводу з атмосферним вологооберту і відповідно з формою атмосферної циркуляції через положення фронтальних розділів (атмосферних фронтів як основних накопичувачів вологи). По-друге, атмосферний вологооберт пов'язаний з таким типово низькочастотним процесом як виконання балансу кутового моменту. Останній характеризує порушення балансу обертання атмосфери разом із Землею, яке може бути при розвитку меридіональних процесів із здійсненням перенесення маси повітря і пара між тропічними широтами (з великою лінійною швидкістю) і повільно обертаються повітряними масами приполярних широт

(власне це є процес повільної телеконнекції). По-третє, динаміка і характеристики атмосферного радіохвилеводу якраз і пов'язані з телеконнекцією і, тим самим, з формами циркуляції, з процесами спадкоємності цих форм (що важливо в довгостроковому прогнозі).

Перебудови, що виражаються зміною форм циркуляції, нерозривно пов'язані з динамізмом поверхні атмосферного радіохвилеводу. Шукані перебудови тягнуть за собою і зміну типового процесу і відповідно виникнення розбалансування кутового моменту, а тим самим, і виникнення нових циклів атмосферного вологооберту, ще більш важливого предиктора в довгостроковому прогнозі. Саме ці особливості фактично передумовили й транспорт в атмосфері радіонуклідів після аварії на АЕС Фукусіма.

Важливо зазначити, що на синоптичних картах можна бачити форми циркуляції, і в принципі з великими труднощами можна побудувати карти атмосферного вологооберту; при порушенні балансу кутового моменту необхідно мати реально спостерігаємий на картах відтік маси повітря і вологи на південь. Дисбаланс кутового моменту не може залишатися без наслідків в атмосфері зважаючи на досить великих сил, задіяних в шуканій динаміці. Природно розбаланс викликає ефекти сингулярності, тобто різку реакцію атмосфери для спроби його усунення. При цьому можлива навіть передача в інші геосфери (гідро- і літо-). У будь-якому випадку такий серйозний вплив на атмосферу в принципі може багато в чому з'явитися причиною зміни форми атмосферної циркуляції, яка дозволяє швидко усунути дисбаланс кутового моменту організацією досить швидкого транспорту вологи і повітря швидкісного обертання з півночі на південь до свого моменту обертання.

Сказане, власне кажучи, і підтвердили результати комп'ютерних експериментів тихоокеанському полігоні. Тут варто було б також вказати на цікаві перспективи і можливості застосування "GeoMath" до розвитку і реалізації так званих біфуркаційних моделей глобального клімату Землі (див. [3-5,12-14]).

7.5.3. Постановка та результати Результати моделювання макротурбулентної атмосферної динаміки, просторового розподілу радіонуклідів в глобальній атмосфері, їх впливу на навколишнє середовище, радіаціо-екологічних наслідків після ядерних аварії на АЕС Фукусіма

7.5.3.1 Аналіз даних метеорологічних ситуацій (набори вхідних даних для симуляції) та огляд результатів моделювання динаміки переносу радіонуклідів після аварії на АЕС Фукусіма на основі європейських та американських моделей (NICAM, ATDM MLDP0, HYSPLIT, FLEXPART)

Як вказувалося вище, після аварії на АЕС Фукусіма Дайїчі (FNPP1) у березні 2011 р. в атмосферу попали радіонукліди. В зв'язку з чим актуальним став комплекс задач докладного з'ясування просторово-часових аспектів динаміки переносу, транспорту, дисперсії радіонуклідів, обробки віжповіджних даних натурних спостережень та виявлення радіаційно-екологічних наслідків важкої аварії на АЕС. Серед багаточисельних робіт з моделювання транспорту, вентиляційних потоків повітря, радіаційних плямми можна виділити декілька ключових робіт (дивись докладний огляд в [621-660] та багаточисельних джерелах, процитованих в них).

В якості вхідних даних у більшості робіт використовувалися наявні чотири глобальні метеорологічні аналізи (Канада, США, Європейський центр, Великобританія) та два регіональні аналізи високої роздільної здатності (Японія) (див. [621-660]). Докладний аналіз метеорологічних ситуацій, набори вхідних даних для аналізу та чисельного моделювання тощо) представлені в роботах [629-635, 651-660]. В більшості робіт були використані операційні прогнози від Європейського центру прогнозування середніх температур (ECMWF) з просторовим дозволом $0,125^0$ - $0,125^0$ та часовою роздільною здатністю 3 год (дивись рис.7.9). Локальна область моделювання концентрувалась в $38,0^{\circ}$ с.ш., $140,0^{\circ}$ с.ш., з 265×225 сітки в напрямках E-W і N-S; внутрішня сітка має $265 \times$

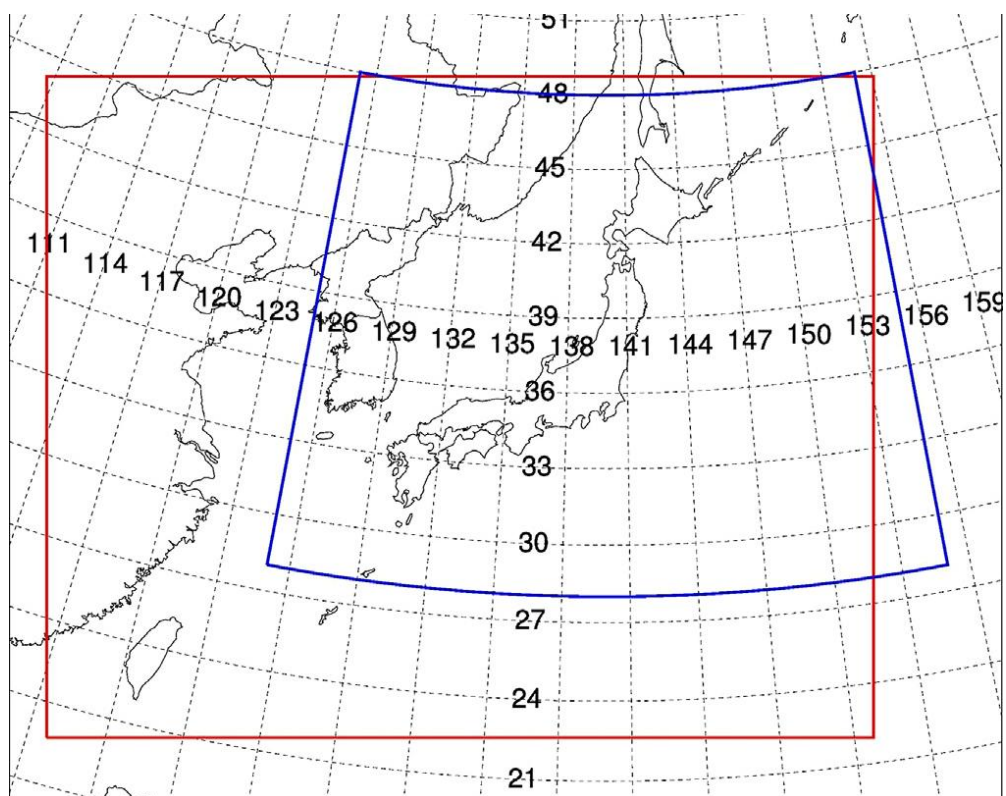


Рисунок 7.9- Области мезо-локального моделювання.

244 підсітки в напрямках E-W та N-S, розміром сітки 5×5 км в горизонтальному положенні. Набори даних аналізувалися та порівнювалися з доступними метеорологічними даними на декількох пунктах спостереження в префектурі Фукусіма. Канадський метеорологічний центр (КМЦ) є частиною Метеорологічна служба Канади і національного центру з чисельного прогнозування погоди (NWP). КМЦ генерує набір даних для моделей NWP під інфраструктуру так званої Глобальної екологічної мультимасштабної (GEM) системи (Côté et al., 1998a, b) (див. [621-660]).

Система GEM виконана у глобальній конфігурації називається глобальною системою детерміністичного прогнозування (GDPS, СМС, 2009; Bélair et al., 2009; Charon et al., 2012). GDPS включає в себе 4D варіаційну систему асиміляції даних і запускається двічі а день (00 та 12 UTC). Аналізи доступні на частоті 6 годин при 00, 06, 12, 18 UTC. Горизонтальна сітка GDPS визначена на 33 км ($0,3^\circ$ горизонтальне розрізнення)² і вертикальна дискретизація включає більше 80

рівнів гібридного тиску. Дані глобальних метеорологічних аналізів з цієї бази використовуються в теоретичних моделях типу MLDP0, ATDM тощо [651-660].

В роботі Nakajima та інших [632] запропоновано новий метод моделювання атмосферного транспорту ^{137}Cs внаслідок аварії на АЕС Фукусіма Дайічі, який фактично базується на моделі NICAM (nonhydrostatic icosahedron atmospheric model; Tomita and Satoh 2004; Satoh et al., 2008) у поєднанні зі спектральною радіаційно-транспортною моделлю для аерозольних видів (SPRINTARS Такемура та співавт. 2000; Дай та ін. 2014); Динаміка транспорту атмосферного ^{137}Cs на поверхні розглядалася у часовому інтервалі 14-23 березня 2011 року.

Новий метод дає напівкількісний опис маршрутів транспорту радіонуклідів в атмосфері і значно краще розподіл атмосферного ^{137}Cs на рівні поверхні Землі [632].

В якості ілюстрації на рисунку 7.5 наведено опис атмосферного транспорту нуклідів цезія. Згідно з даними [632], протягом 6-годинного періоду, що відбувся 15 березня, радіоактивна пляма P2 поширювалась над великою територією регіону Кантоу. Пляма P3 транспортувала радіоактивний матеріал у напрямку району Накадори, що перетинає гори Абукуму (див. рис.7.2,7.10). В той же час, автори [632] виявили значні відмінності були в деяких випадках (в умовах ярко вираженої конвективної нестійкості атмосфери) й пришли до висновку, що дуже актуальною задачею залишається суттєве поліпшення моделювання сценарію викидів, динаміки переносу, процесу мокрого осадження та пляму розмноження в гірському регіоні Абукума, причому надто важливим є урахування встановленого зв'язку значних помилок у моделюванні транспорту з характерними особливостями атмсоферної мезоциркуляції.

В роботі Draxler R та інших, фактично за завданням Всісвітньої метеорологічної організації [631] авторами отримані п'ять різних сценаріїв атмосферного транспорту та наборів даних на основі моделі типу ATDM щодо кількості викидів та динаміки їх переносу в атмосферу внаслідок аварії на АЕС Фукусіма.

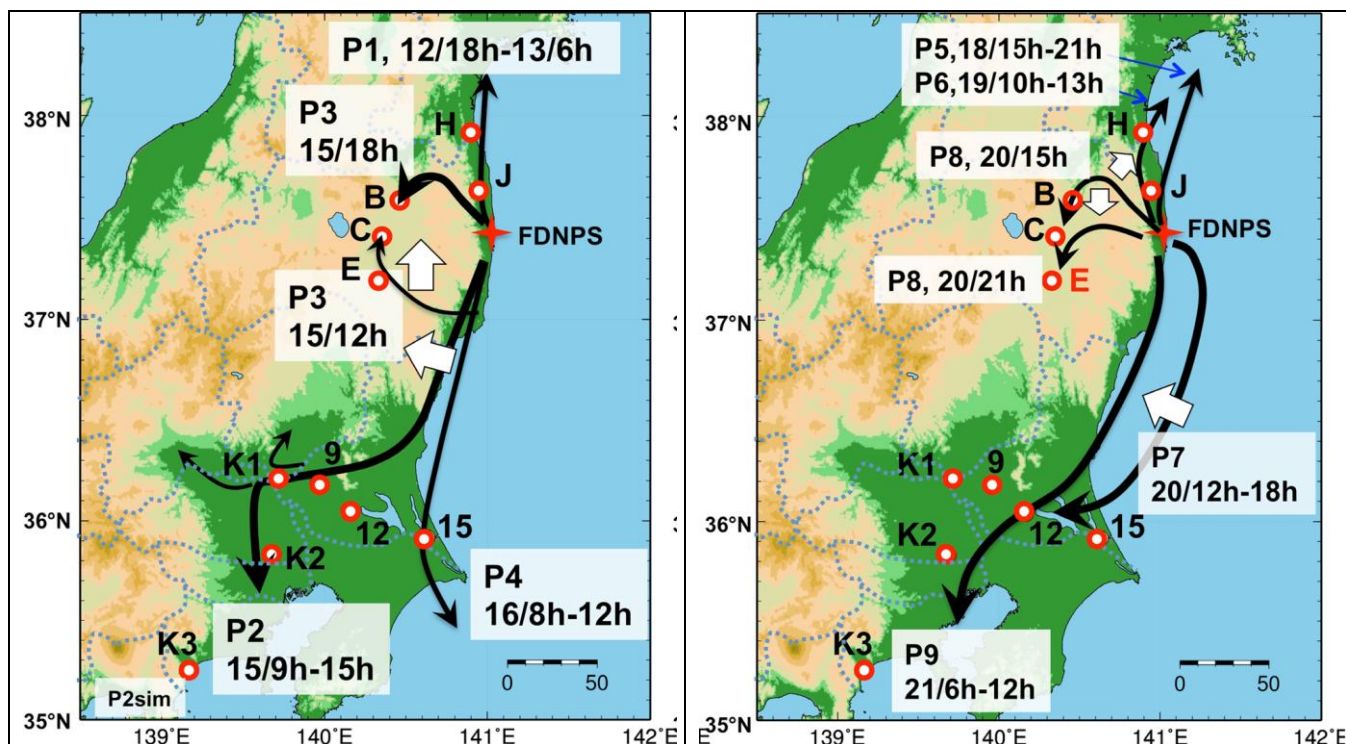


Рисунок 7.10. - Схематична зображення атмосферного транспорту радіонуклідів після аварії на АЕС Фукусіма (Товсті стрілки вказують на загальну тенденцію вентиляційного потоку).

В моделюванні на основі ATDM були використані дані з наявних чотирьох глобальних метеорологічних аналізів та двох регіональних. Нажаль не всі версії ATDM настільки ж налаштовані, щоб використовувати будь який набір вхідних метеорологічних даних. Результати моделювання [631] показали, що навіть при використанні одного і того ж метеорологічного аналізу кожна версія ATDM може виробляти зовсім інші кінцеві дані щодо динамік переносу та кількісних параметрів розповсюдження радіоактивної плями. Використання мезомасштабного аналізу високої роздільної здатності покращує продуктивність ATDM; однак, аналіз опадів з високою роздільною здатністю не покращив прогнозування ATDM. Хоча деякі ATDM можуть бути визначені як кращі виконавці для обчислення концентрацій осадження радіонуклідів, або визначення динаміки їх транспорту, загалом, усереднення результатів різних версій надає більш послідовні результати.

В [633] наведені результати симуляції (в межах до 80 км від FNPP1) транспорту радіонуклідів в атмосфері на основі гаусової моделі рХ під час та після аварії, та оцінки радіологічних та екологічних наслідків. Еволюція активності атмосферних процесів представлена "еталонним" моделюванням, ефективність якого оцінюється шляхом порівняння з даними моніторингу довкілля. Представлені дані щодо порівняння джерельних умов та співвідношення теоретичних оцінок симуляції та натурних даних Katata et al. (2012) та Stohl et al. (2011) (див. докл. [633]). Автори показали, що кінцеві результати є надто досить чутливі до умов типу радіоактивного джерела, атмосферних параметрів, зокрема, напрямку вентиляційних потоків, типу конвективної нестійкості, типу осадків тощо. На жаль авторам не вдалося в кінцевому результаті в повній мірі отримати задовільне співвідношення між даними моделювання та натурних вимірювань. Покращення моделювання атмосферної дисперсії залишається ключовим питанням, особливо для подальшої оцінки РЕН. Насьогодні, більшість чисельних моделювань були зосереджені на реконструкції вентиляційних потоків, оцінці внеску типу радіонукліду як в локальному, так й глобальному масштабі (Stohl et al., 2011, Winiarek et al., 2012, Katata et al., 2012; Morino et al., 2011; Terada et al., 2012; дивись [621-636]). Чисельне моделювання атмосферному транспорту та порівняння результатів моделювання зіткнулось з багато чисельними труднощами; більш того насьогодні адекватні результати є дефіцитними, частково через труднощі з отриманням задовільних метеорологічних полів в глобальному масштабі, адекватним урахуванням атмосферної макротурбулентності. До речі, ці проблеми є актуальними вне проблематики дослідження атмосферно-радіактивного транспорту. Багато моделювань виконано із заданими типами радіонуклідів та різними наборами метеоумов (опадів)в, але досі не проводилося жодного кількісно адекватного дослідження чутливості. Найбільш популярним в моделюванні є використання гаусової моделі, яка, насправді, достатньо має обмежену область застосування. У всякому разі її використання при моделюванні атмосферного переносу в умовах вираженої конвективної нестійкості дає не

зовсім задовільні результати. Одна із популярних версій гаусової моделі рХ є частиною операційної платформи СЗХ, яка використовується Центром надзвичайних ситуацій реагування IRSN (Франція) у випадку випадкового радіоактивного вибросу. Аварія на АЕС Фукусіма надала безпрецедентний випадок для оцінки моделі дисперсії атмосфери, присвяченої радіонуклідам, з багатьма екологічними вимірами. Тем не менш навіть після більш ніж 6 років після аварії в цій моделі залишається багато невизначеностей, особливо щодо умов джерела (кінетика викидів, висота джерела та ізотопного складу) та атмосферно-динамічного блоку. Крім того, не можна не помітити невизначеності в параметрах моделювання, таких як швидкість сухих осадків та коефіцієнтів викидів, стійкість тощо. В [633] останнє визначалося за допомогою температурного градієнта від 2 до 100 м в метеорологічних прогнозах для кожної секції та часового кроку. У стандартній конфігурації використовувались закони про стандартне відхилення Паскеля (Pasquill, 1961). Сухі осадки та вологе очищення є важливими процесами для моделювання атмосферної поведінки радіонуклідів, оскільки виділені на землю види, як і раніше, сприяють швидкості гамма-дозі після виїмки плюма з району. На рисунку 7.11 показано порівняння вентиляційного потоку, розрахованого за моделлю ECMWF з результатами натурних спостережень. Модельована швидкість повітряного потоку (вітру) часто перевищує спостережувані значення. Крім того, значні відмінності мають місце для Тихого океану, де швидкість суттєво вища. Порівняння напрямків потоків для ряду моментів (11 березня) показує досить гарну згоду між модельними та емпіричними даними. Але мають місце й суттєві розбіжності особливо коли в атмосфері ярко виражена конвективна нестійкість. Наприклад, 15 березня ввечері спостереження чітко вказують що напрямок вітру був на північ, північний схід, тоді як модельний розрахунок дає переважно західний напрямок. Точність в напрямку вітру - це питання першорядного значення, оскільки воно співпадає з сильними дощем (див. Розділ 2.1.2) та великими викидами. Тому моделювання [633] проводились з використанням однорідних вітрових полів, побудованих згідно із даними спостережень 15 березня.

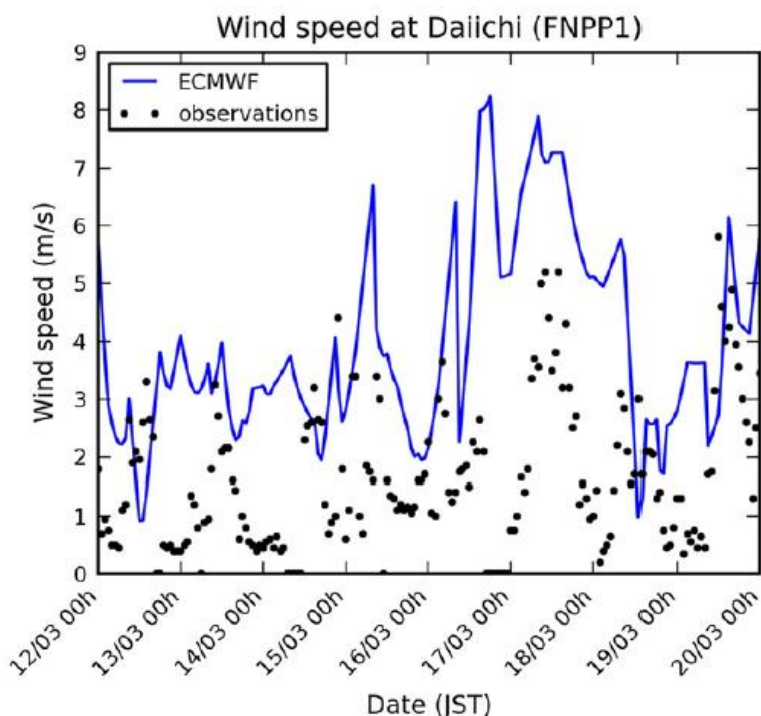


Рисунок 7.11 Порівняння спостережень вітрових потоків з даними моделювання з 12 по 20 березня [633] .

Для решти моделювання було віддано перевагу тривимірним даним European Center for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) , зважаючи на неоднорідність потоку. На рисунку 7.12 для ілюстрації наданий просторовий розподіл сухих осадків ^{137}Cs згідно з [633].(Значення дані 30 березня 2011 року).

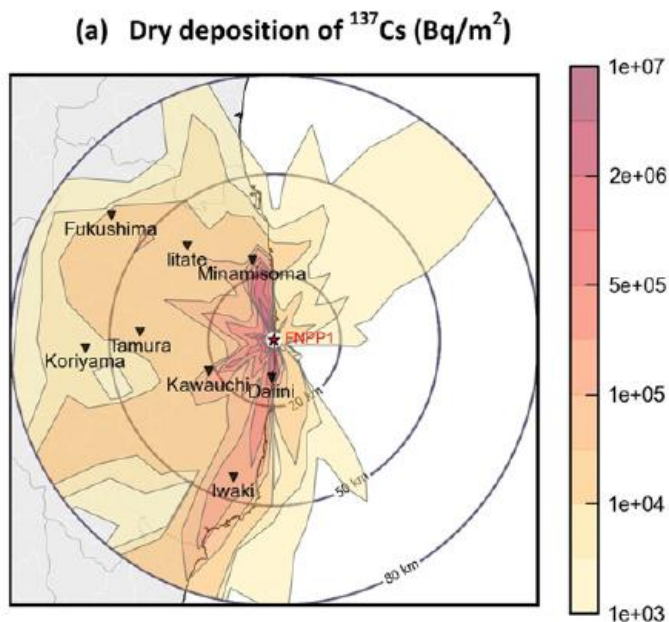


Рисунок 7.12 Просторовий розподіл сухих осадків ^{137}Cs згідно з [633].

В роботі [634] представлені результати регіонального моделювання атмосферної дисперсії випадкового викиду радіонуклідів з реактора Фукусіма Даїїчі в Японії після землетрусу Тохоку та події цунамі 11 березня 2011 року. Мета полягала в вивченні тимчасової поведінки траєкторії пильми, концентрації, осадження і шаблон доз опромінення в межах 80 км навколо реактора. Частотні метеорологічні параметри протягом періоду випуску імітувались за допомогою мультимасштабної атмосферної моделі WRF ARW, а траєкторія, дисперсія атмосферних потоків обчислювалися на основі моделей дисперсії лагранжевих частинок HYSPLIT, FLEXPART. Симуляції показали (рис. 7.13), що вітровий потік над Японією протягом періоду вивільнення радіонуклідів був зумовлений широкомасштабними західними хвилями та системами низького тиску.

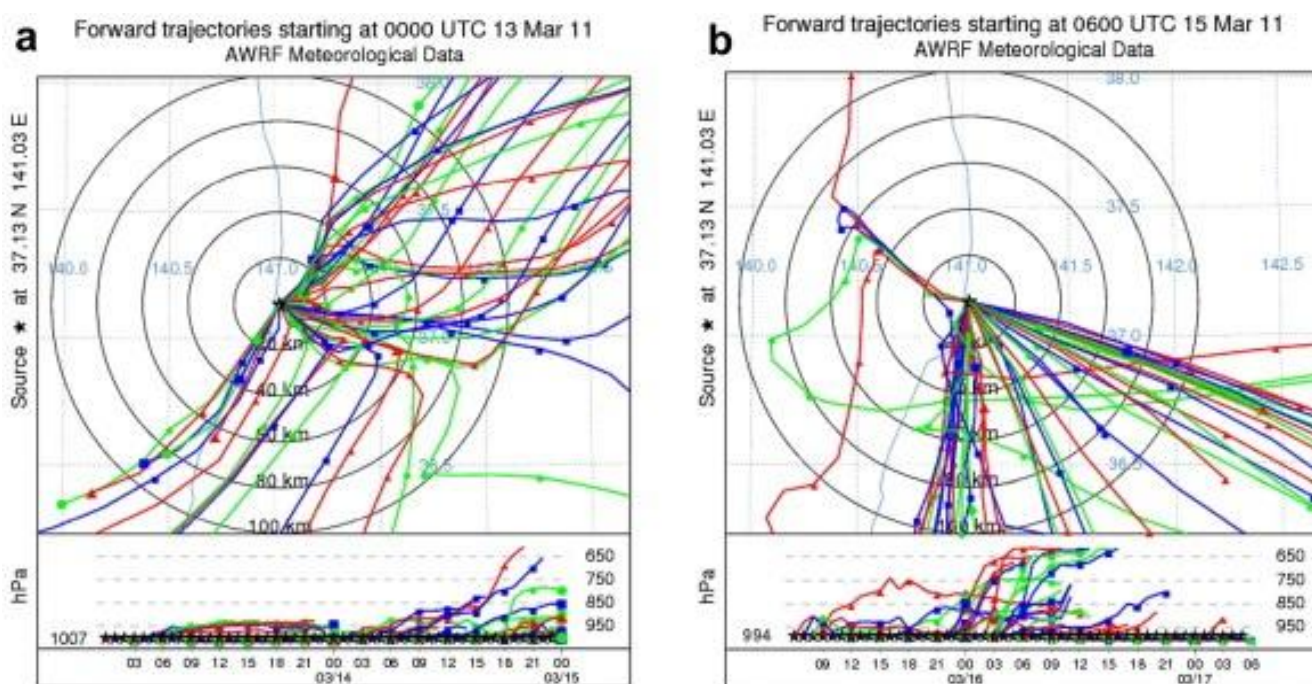


Рисунок 7.13 - Траєкторії повітряного потоку, нанесені з 1-годинним інтервалом протягом 48 годин, починаючи з 00 UTC (09 ЛТС), для (а) 13 березня (б) 15 березня.

На нижчих рівнях потоку вплинула місцева топографія/морський вітерець, що спричинило випадковий зсув вітру на східному узбережжі Японії. Імітаційні траєкторії повітряного потоку показали, що більшість днів протягом останнього часу залишалися над океаном західними вітрами, а радіоактивність розсіювалася

над поверхнею моря. Основний висновок полягає у тому, що хоча в декотрі часові інтервали результати моделювання досить добре узгоджуються із даними спостережень, але 15, 16 березня мали місце суттєві відмінності. З іншого боку, проведене моделювання показало можливий потенціал подальшого покращення моделей WRF ARW, HYSPLIT, FLEXPART.

В роботі [629] наведені результати моделювання на основі лагранжевої моделі стохастичної дисперсії (NOAA Hybrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory, HYSPLIT) dispersion mode з використанням вхідних даних European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMRWF) атмосферної вентиляції, траєкторій транспорту радіоактивних речовин в атмосфері та океані (рис.7.14). Автори показали, що зональний західний потік, модифікований планетарними хвильовими процесами, домінував на рівні 500 гПа (зазвичай, 5000 м.; до речі, деякі синоптичні центри з нижчих рівнів все ще можна визнати на рівні 500 гПа, напр., алеутський циклон). При рівні 850 гПа (близько 1500 м) синоптичні об'єкти добре виражені, і аналогічна ситуація знаходиться на рівні 700 гПа (~ 3000 м).

Автори [629] показали, що радіонукліди з реактору АЕС Фукусіми переносились вентиляційними потоками в різні часи та на різні висоти над поверхнею Землі, мали різні траєкторії. Як приклад, на рисунку 7.14 наведений розподіл середньої швидкості вітру (в вузлах) при 500 гПа, обчислена за період з 11 березня по 22 березня 2011 року. Згідно з даними [629] типовий західний потік спостерігався в цей період у серединних широтах. З кліматологічної точки зору гавайський антициклон, азорейські та гренландські антициклони та острівний циклон впливали, напр., на маршрут радіоактивної хмари з Фукусіми в Європу, але кількісної оцінки їх впливу автори надати не змогли, також як й кількісну роль форми атмосферної циркуляції. В цілому, як й у попередніх роботах, порівняння декотрих модельних даних з даними натурних спостережень по концентраціям радіонуклідів показало в одних випадках досить прийнятну згоду, в інших, особливо, коли суттєве значення мали чинники атмосферної макротурбулентності

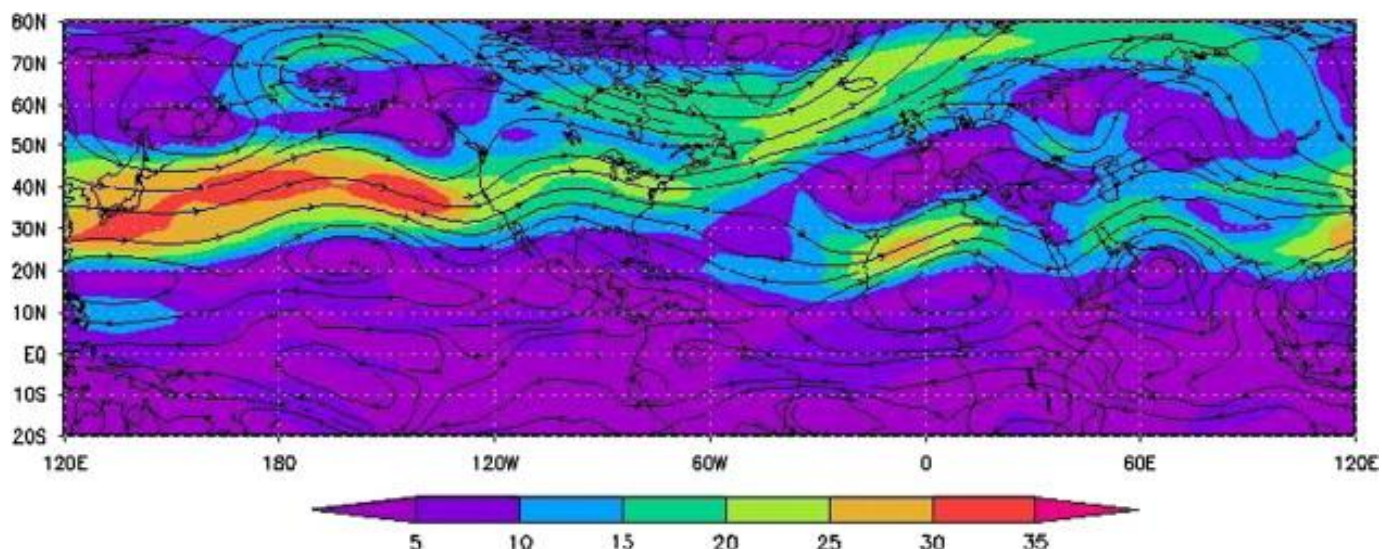


Рисунок 7.14 -Середня швидкість вітру (в вузлах) при 500 гПа, обчислена за період з 11 березня по 22 березня 2011 року) [629].

та інше, згода була не досить задовільною. Автори [629] також дійшли висновку, що дуже актуальною задачею залишається суттєве поліпшення використаних моделей, зокрема, шляхом більш адекватного опису глобальних атмосферно-циркуляційних процесів, атмосферної макротурбулентності тощо. Більш докладний огляд результатів моделювання наведений в роботах [621-636]).

7.5.3.2. Результати моделювання макротурбулентної атмосферної динаміки, просторового розподілу та транспорту радіонуклідів в глобальній атмосфері, РЕН на навколишнє середовище на основі балансового підходу внаслідок аварії на АЕС Фукусіма

Нижче наведені результати проведених нами чисельних експериментів з моделювання мезо- та макротурбулентної атмосферної динаміки. На рисунку 7.15 представлені наші мезодані обчислення вітрових потоків і проведено порівняння з даними спостережень (точки) і моделювання [633] (на рисунку ці дані перераховані безперервною лінією), з 12 по 20 березня та даними натурних спостережень. Наші дані отримані на основі балансового підходу з використанням моделі атмосферної циркуляції (роз.7.4) та теорії комплексного

поля: версія I (ромби) - модельні параметри взяті відповідно до методики [5]; версія II (розривна лінія) – калібровані параметри, що відповідають реальним метеоданим ESMWF.

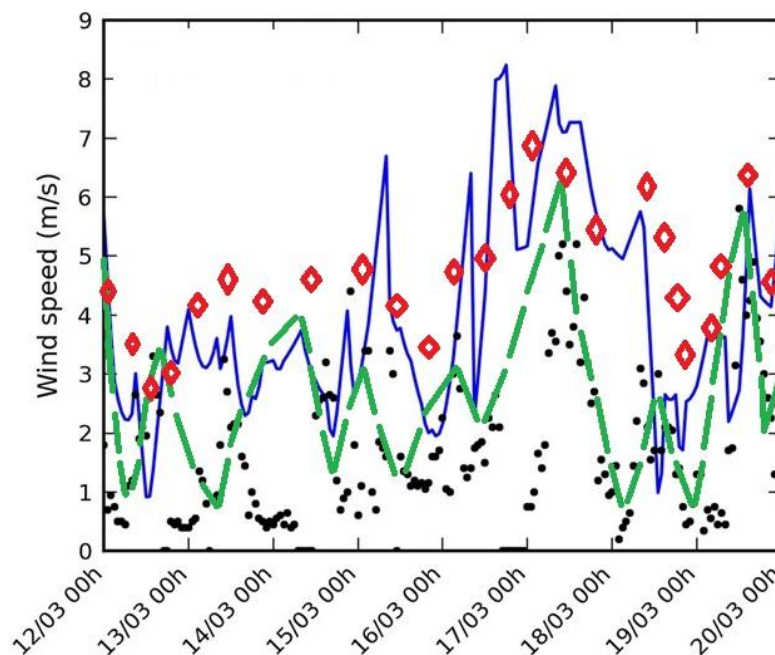


Рисунок 7.15 Порівняння спостережень вітрових потоків з [633] з 12 по 20 березня (див. текст).

Важливий аспект моделювання – це урахування досить складної топографії району Фукусіма, розташованого поблизу моря та в межах 10 км від гірського району. Короткий аналіз показує, що швидкість вітрового потоку [633] часто перевищує спостережувані значення. Наші дані, які відповідають версії I обчислення не узгоджуються з даними спостережень; в той же час, дані по версії 2 знаходяться у досить добрій згоді з емпіричними, що авжеж пов'язано з використанням реалістичних вхідних параметрів при параметризації комплексного потенціалу і комплексного потенціалу швидкості. Суттєва різниця між нашими даними та даними [633] стосується періоду з 15 по 17 березня. Протягом 15 березня наші результати (версія II) вказують на правильний напрямок руху повітряної маси (північ-північ-захід), тоді як, згідно з даними [633] - напрямок в основному на захід. Очевидно, що наш підхід можна ефективно використати для кількісного вивчення локальної атмосферної

вентиляції (повітряного масопереносу), однак, як мінімум, його подальший розвиток потребує дуже ретельного вибору величин вхідних параметрів, та поліпшеного урахування локальної орографії тощо. На рис 7.16 наведені дані обчисленої нами функції струму для атмосферної ситуації 15 березня.

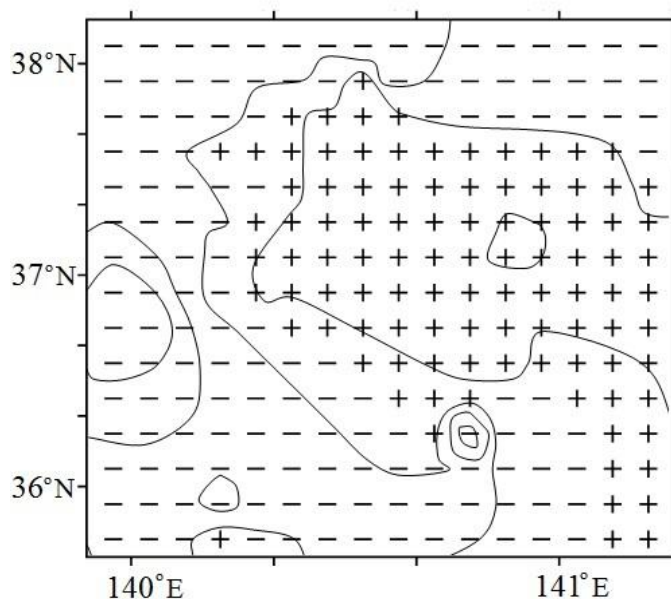


Рисунок 7.16 – Поле функції струму для атмосферної ситуації 15 березня (наші дані, балансовий підхід).

На рисунку поля позитивних осередків відмічені знаком "+", негативних - знаком "-". Ізолінії на рисунку не підписані, тому що модульні величини залежать від багатьох факторів, а саме від інтенсивності конвекції, що визначає потужність струмів залучення; а також від щільності хмарних масивів. Відповідні ізолінії комплексного потенціалу відображають факт мінливості в часі поля швидкостей, а саме 0,5 м / сек за годину. Густота ліній струму адекватна модулю швидкості вентиляючих потоків приблизно 1 м/с на 0,2 см градієнта на рис. Згущення ізоліній функцій струму означає збільшення швидкості. Протягом 6-годинного періоду 15 березня радіоактивна плюма поширювалася над великою територією регіону Кантоу, у напрямку район Накадори (див. рис.7.1; тут згідно з даними натурних спостережень виникла значна концентрація радіоактивного цезію), що перетинає гори Абукуму, причому, радіоактивне забруднення території

(покриття) характеризується неоднорідністю і кількісно адекватно відповідає обчисленим нами вентиляційним потокам. Дані обчислення вентиляційних потоків вказують на зони із найбільш високим рівнем концентрації радіонуклідів з максимумом до 3000 kBq/m^3 , зокрема, Накадори, ОуМіс що в цілому повністю відповідає найбільш надійним даним спостережень (див. [630-632]). На відміну від моделювання на основі досить приблизної гаусової моделі (яка авжеж не враховує конвективну нестійкість в атмосфері, напр., 15-16 березня), наш підхід дозволяє кількісно виверено визначити карту транспорту та розподілу радіонуклідів і відповідно визначає зони з найбільш катастрофічними РЕН внаслідок аварії, при тому, що атмосферно-транспортний механізм є достатньо складним, суттєво змінюється з часом і в просторі, залежить не тільки від місцевих метеорологічних, але й багатьох географічних факторів (умов). Таким чином, розвинутий підхід дозволяє виконати оцінювання радіаційно-екологічних наслідків аварій на АЕС на предмет виявлення найбільш радіоактивно забруднених територій, відповідно дає кількісні дані щодо географічних зон (координат), інтенсивності забруднення, прогнозування РЕН для навколишнього середовища (атмосфери). Далі наведені результати проведених нами чисельних експериментів з моделювання макротурбулентної атмосферної динаміки в тихоокеанському регіоні після аварії на АЕС Фукусіма (березень 2011р.). Сигнал про аварію на АЕС Фукусіма був детектований в Європі та США в середньому через 8-28 днів, зокрема, 19 березня він був зафіксований на СТВТО станції в Рейкявіку; 2 досить визначених максимуми були детектовані на північно-європейських станціях 30 березня (4.5 mBq/m^3) і 3 квітня 2011 (5 mBq/m^3), і іналогічно на північно-американських станціях західного збережжя США (див. [629-635]). Рисунок 7.17 та 7.18 ілюструють наші чисельні дані відповідно щодо зміни висоти піднесеного радіохвильоводу та відповідної функції струму (березень 2011р.), отримані на основі балансового підходу (розд.7.4). Слід зазначити, що обчислення змін висоти піднесеного тропосферного радіохвильоводу при різних формах циркуляції дає середні висоти тропосферного

хвилеводу в залежності від сезону в межах 1500-2400 м. В подальшому ми не наводимо шукані значення, оскільки для цілей прогнозування важливий лише знак аномалій висот радіохвилеводу, а не їх чисельні характеристики. Аналіз показує, що типові негативні аномалії спостерігаються поблизу Азіатського і Американського континентів, а позитивна аномалія - над Тихим океаном.

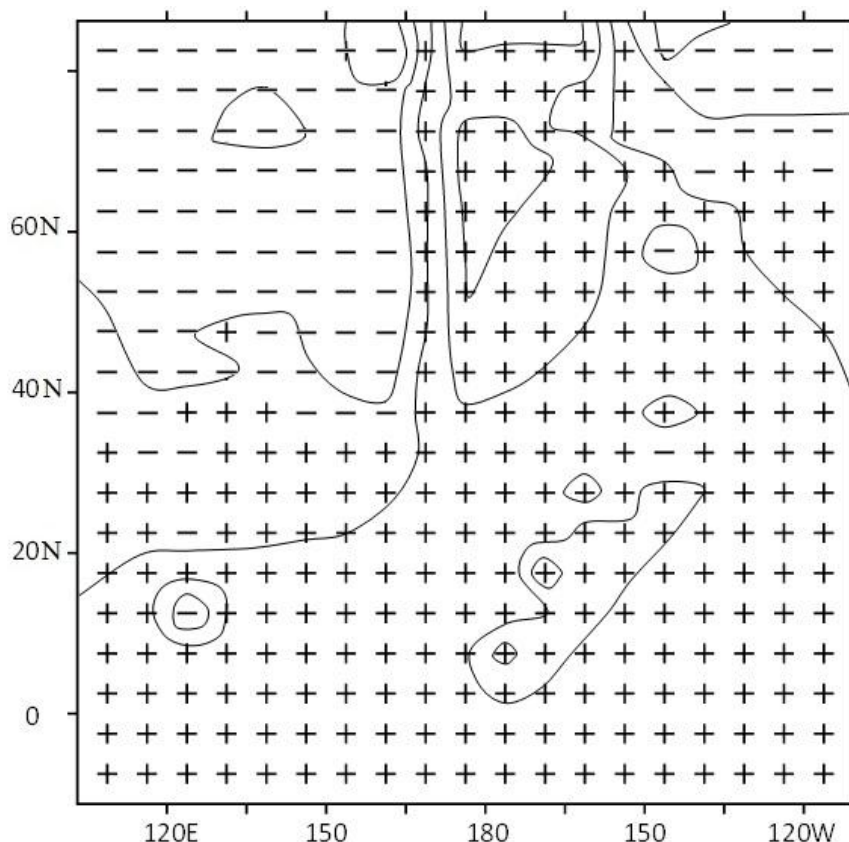


Рисунок 7.17 - Зміна висоти піднесеного тропосферного радіохвилеводу березень 2011р.; див. текст)

На рис. 7.18 відповідні вітрові потоки представлені аномалією функції струму, де напрямок вектора швидкості відповідає тому, щоб позитивні значення були зліва від потоку (відповідні максимальні значення зміни функції струму досягають $10\text{-}20 \cdot 10^6 \text{ м}^2\text{с}^{-1}$). Аналіз отриманих нами даних показує, що по-перше, в зазначений період в березні 2011 року після аварії на АЕС Фукусіма мало місце зниження висоти піднесених радіохвиль оводів на західному напрямку та підвищення відповідно у східному. Цікаво, що над територією Японії спостерігався локальний максимум, що, очевидно, пов'язано із відповідним

зміщенням арктичного і полярного фронтів. Данні рис. 7.18 чітко вказують на перенесення перенесення кутового моменту на південь вздовж Азіатського континенту за системою фронтів, що виявляються в циклонічних депресіях, характерних у азіатського континенту (зокрема, при формі циркуляції, напр., 3).

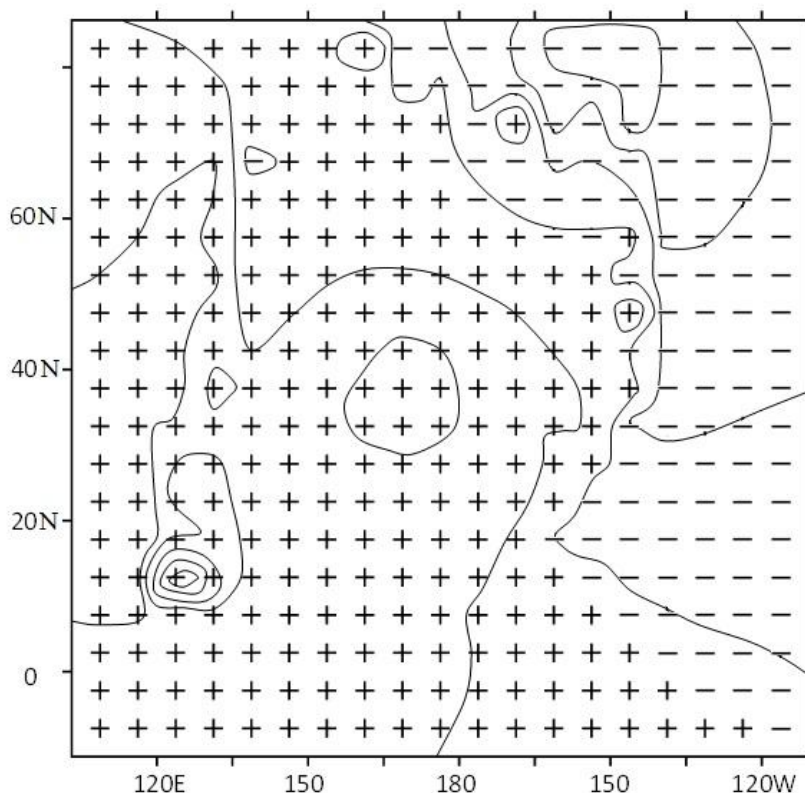


Рисунок 7.18 – Функція струму для атмосферної ситуації у березні 2011р.
(відповідно рис. 7.17; див. текст)

Становище відповідних повітряно-циркуляційних потоків різко виділяє інтенсивності перенесення на південь кутового моменту і вологи відповідно фронтальним механізмом та інтенсивний західно-східний транспорт повітря та вологи в березні 2011р. до берегів Американського континенту, що відповідає даним натурних спостережень (див. [628-633]). Тобто, розвинутий новий підхід до моделювання макротурбулентної динаміки, транспорту радіонуклідів в просторі та часі в атмосфері дозволяє досить гнадійно відстежити угрозу того чи іншого регіону інтенсивності забруднення, прогнозування РЕН для навколишнього середовища (атмосфери).

7.6. Аналіз динаміки концентрації радіонукліда beryllium-7 в атмосферному середовищі на основі аналізу часових рядів після аварійної ситуації на атомній електростанції Fukushima Daiichi.

В даному підрозділі, використовуючи розвинутий нами хаос-геометричний підхід до опису особливостей просторово-часових флуктуацій концентрацій шкідливих (радіоактивних) речовин в атмосфері (гідросфері), який включає в себе об'єднану групу методів та алгоритмів нелінійного аналізу і теорії хаосу, ми вперше наведемо результати аналізу і моделювання часової динаміки концентрації радіонуклідів берилій-7 (цезій-137) в атмосферному середовищі в Австрії на основі відповідного аналізу часових рядів після аварії на атомній електростанції Fukushima Daiichi. В якості методу вивчення використовується комплекс раніше розроблених моделей і мікросистемна технологія, які засновані на використанні методів нелінійного аналізу, теорії хаосу і динамічних систем, таких як метод кореляційного інтеграла і середньої взаємної інформації, алгоритми сурогатних даних і помилкових найближчих сусідів, аналіз на основі показників Ляпунова і ентропії Колмогорова, моделі нелінійного прогнозування і т. і. В якості вхідних даних використані дані за довгостроковими часовими рядами і розподілу ра змери активності берилію-7 в атмосферному середовищі в Австрії після аварії на атомній електростанції Fukushima Daiichi. Представлені дані про топологічні і динамічні інваріанти, а саме: кореляційну розмірність, розмірності вкладення та Каплана-Йорка, показники Ляпунова, ентропію Колмогорова та ін. і виявлені елементи хаосу в відповідних часових рядах для берилія-7.

В якості вхідних даних ми використовуємо докладні дані про часові ряди та розподіл розмірів активності берилію-7 в атмосферному середовищі та розподілу розмірів активності йоду-131 у Австрії після АЕС Фукусіма. Згідно з [637], космогенний радіонуклід Be-7 формується через так звані реакції розщеплення і близько двох третин Be-7 знаходиться в стратосфері і третина в тропосфері (головним чином у верхній тропосфері). Через стратосферно-

тропосферний обмін $Be-7$ також присутній в атмосфері поблизу поверхні. На рис.7.19,20 представлені типові часові ряди концентрацій $Be-7$ і $Cs-137$ протягом 24 років (1986-2010pp.) [637, 745]. Рівень концентрації та активності $Be-7$ в атмосфері поблизу поверхні Землі визначають різні фактори, але, як показує, якісний фізичний аналіз, вони характеризуються епізодично., надто нелінійною та хаотичною дією. о змінюються. Це добре ілюструє рисунок 7.19, де результати наведені дані для концентрації $Be-7$ на висотній станції в Соннблок (3106 м).

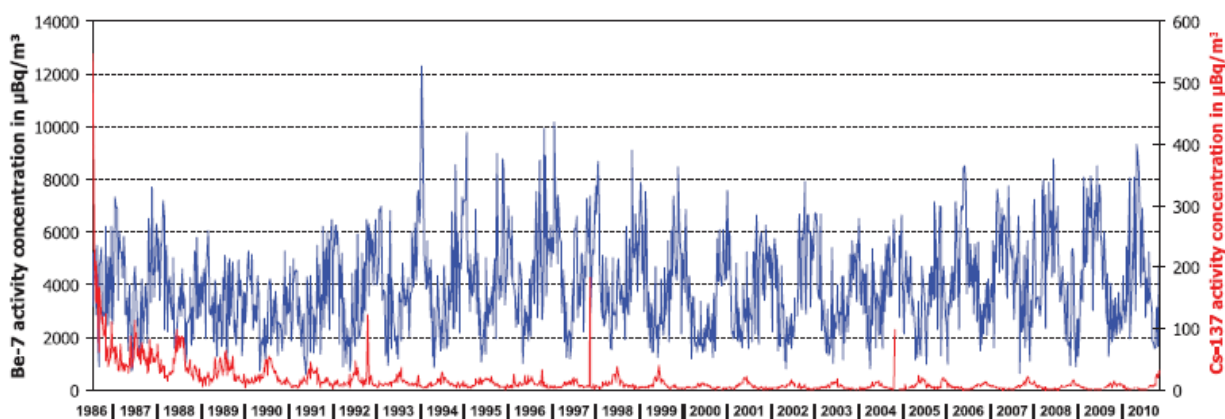


Рисунок 7.19 – Типовий часовий ряди концентрацій $Be-7$ (1986-2010pp.) [637,745] в атмосфері поблизу поверхні Klagenfurt (Austria).

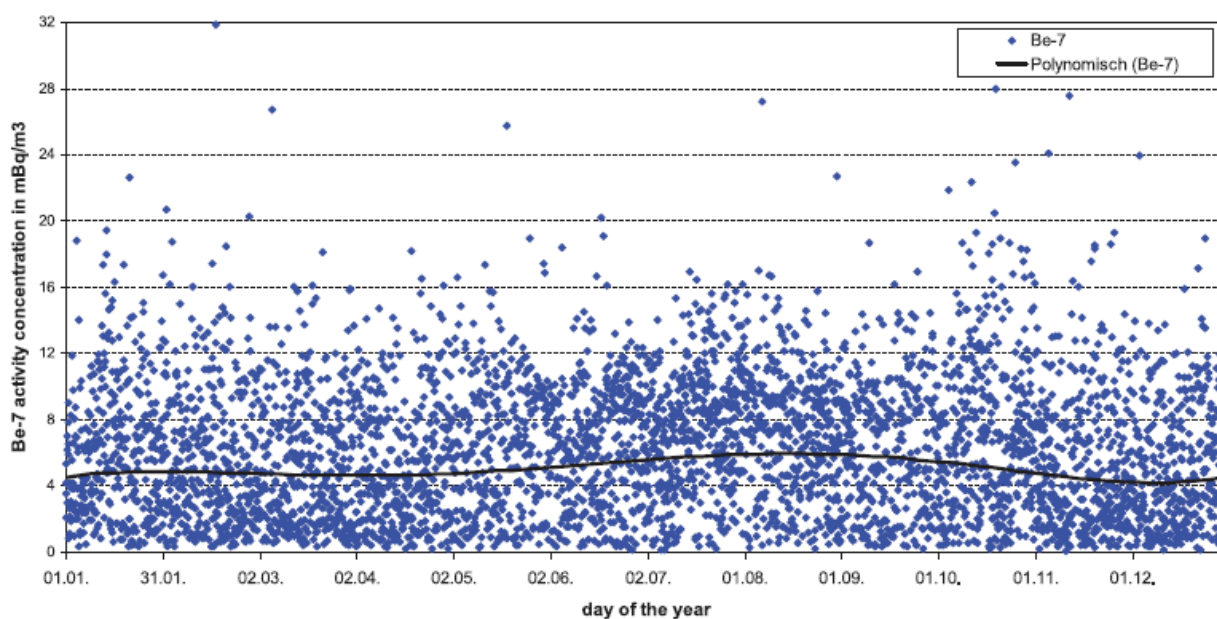


Рисунок 7.20 Денні дані по концентрації $Be-7$ згідно замірів на станції Sonnblick (3106m; 2011) [637].

У таблиці 7.21 ми перераховуємо дані щодо параметра затримки часу, розраховані для перших 103 значень часового ряду Be-7. The autocorrelation function for all time series remains positive. In the Table 2 we present our advanced data on the correlation dimension (d_2), embedding dimension (d_E), Kaplan-Yorke dimension (d_L), two Lyapunov's exponents (λ_1, λ_2), the Kaplan-Yorke dimension (d_L), and average limit of predictability (Pr_{max} , hours) for time series of the NO₂ at sites of the Gdansk (during 2003 year). From the table 2 it can be noted that the Kaplan-Yorke dimensions, which are also the attractor dimensions, are smaller than the dimensions obtained by the algorithm of false nearest neighbours. Firstly, one should note that the presence of the two (from six) positive λ_i suggests the system broadens in the line of two axes and converges along four axes that in the six-dimensional space.

Таблиця 7.11. Дані для часової затримки (лагу) в залежності від різних значень C_L , а також перші мінімуми середньої взаємної інформації I_{min1} для часових рядів радіонукліду Be7 (див. текст)

$C_L = 0$	$C_L = 0,1$	$C_L = 0,5$	I_{min1}
-	142	22	14

Таблиця 7.12. Кореляційна розірність (d_2), розмірність простору вкладення (d_E), перші два ляпуновських показника $E(\lambda_1, \lambda_2)$, , розмірність Каплана-Йорка (d_L), ентропія Колмогорова, K_{ent} , параметр хаосу Gottwald-Melbourne, K для часових рядів радіонукліду Be7 (див. текст)

τ	d_2	d_E	λ_1	λ_2	d_L	K_{ent}	K
Be-7							
14	3,7	6	0,0157	0,0053	4,4	0,02	0,61

Таким чином, ми представили результати аналізу часових рядів концентрацій берилію-7 в атмосферному середовищі в Австрії до і після аварії на АЕС Фукусіма-Дайічі. В якості вхідних даних були використані дані замірів для довготривалого розподілу. На основі хаос-геометричного підходу були визначені топологічні та динамічні інваріанти, а саме: кореляційна розмірність, розмірність вкладення, розмірність Каплана-Йорка, показник наявності хаосу, показники Ляпунова, ентропія Колмогорова, які свідчать про відкриття в часових рядках концентрацій радіонукліду берилію 7 елементів детерміністичного хаосу.

7.7. Нове в прикладній екології та радіоекології наукове явище генезису мультифрактальних розмірностей (автомодельність, самоподоба) в геофізичній системі «атмосфера-гідросфера-підсистеми шкідливих речовин атропогенного (радіоактивного) походження».

Виявляється дуже цікавим подальший докладний та ретельний аналіз наведених даних, їх зіставлення з аналогічними даними застосування комплексу наших нових хаос-геометричних моделей та алгоритмів для дослідження динаміки флуктуацій концентрацій радіонукліду радону на станції SMEAR II (м. Нуутиälä, південна Фінляндія) і ряду станцій Environmental Measurements Laboratory на території США (USA Department of Energy, New York, Goddard Institute of Space Studies; дивись підрозділи 4.3.,4.4), а також результатами моделювання та прогнозування часової динаміки флуктуацій ШД, зокрема, фосфатів, нітратів і сульфатів у водозбірних басейнах малих річок Карпат, що знаходиться в Східній Словаччині плюс відомими ранніми результатами авторів стосовно розподілу концентрацій двоокису вуглецю, азоту, пилі сірчатого ангідриду в атмосфері промислових міст (дивись, напр., [125,205,660,661,694, 764]).

У перелічених даних нами на основі хаос-геометричного підходу, елементів та алгоритмів теорії хаосу і мультифракталів в часових рядах флуктуацій

концентрацій забруднюючих речовин (нітратів, сульфатів) у водних басейнах, радіонуклідів в атмосферному середовищі, а також раніше забруднюючих атмосферу шкідливих речовин нерадіоактивного типу були вперше виявлені елементи детерміністичного хаосу.

Для наглядності наведемо ще раз коротко результати з попередніх розділів, зокрема, у таблицях 7.22, 7.23 для часових серій концентрацій нітратів у водозборах Малих Карпат, а також концентрацій радону в атмосферному середовищі (Південна Фінляндія, США) зведені усі результати з відновлення хаотичних аттракторів, а також розрахунку топологічних та динамічних інваріантів, зокрема, глобальних розмірностей Ляпунова, ентропії Колмогорова тощо.

Таблиця 7.13. Кореляційна розірність (d_2), розмірність простору вкладення (d_E), розмірність Каплана-Йорка (d_L), межа передбачуваності (Pr_{max}) і показник K для концентрацій нітратів у водозборах Малих Карпат

Река (Пост)	d_2	d_E	d_L	Pr_{max}	K
Ondava (Stropkov)	5,31	6	4,11	8	0,68
Vydrica (C.Most)	5,21	6	5,01	12	0,71
Vydrica (Spariska)	5,66	6	5,85	13	0,66
Blatina (Pezinok)	4,91	5	5,02	13	0,69
Gidra (Main)	5,13	6	5,87	14	0,82
Gidra (Pila)	5,82	6	5,17	12	0,75
Pama (Majdan)	4,17	5	4,83	12	0,66
Ladomirka (Svidnik)	3,88	4	3,12	7	0,71
Ondava (Svidnik)	3,65	4	3,27	7	0,80
Babie (Olsavka)	4,89	5	4,46	8	0,69
Manelo (Gribov)	3,71	4	3,66	9	0,65

Таблиця 7.14. Кореляційна розмірність (d_2), розмірність простору вкладення (d_E), показники Ляпунова (λ_i), ентропія Колмогорова (K_{ent}), розмірність Каплана-Йорка (d_L), границя передбачуваності (Pr_{max}) і показник K_{ch} для концентрацій радону для регіону Південно Фінляндії (ПФ) та ряду сайтів США (див.пр. 4.3.)

Рік		d_2	d_E	λ_1	λ_2	K_{ent}	d_L	Pr_{max}	К
2001	ПФ	5,48	6	0,0182	0,0058	0,024	5,36	42	0,80
2002	ПФ	4,98	5	0,0168	0,0042	0,021	5,01	48	0,81
2003	ПФ	5,17	6	0,0173	0,0049	0,022	5,07	45	0,82
2004	ПФ	5,26	6	0,0177	0,0052	0,023	5,15	44	0,81
2005	ПФ	5,12	6	0,0171	0,0048	0,022	5,04	45	0,84
2006	ПФ	5,38	6	0,0179	0,0056	0,024	5,27	43	0,81
2006	США	6,03	7	0,0194	0,0086	0,028	5,88	35	0,91

Докладний аналіз всіх перелічених нами даних, а також аналіз відповідних аналогічних результатів, наприклад, в геофізиці Сонця, океанології, вулканології, дозволяє зовсім надійно та обгрунтовано казати про відкриття нового в прикладній екології та радіоекології наукового явища генезису мультифрактальних розмірностей (автомодельність, самоподоба) в геофізичній системі «атмосфера-гідросфера-підсистеми шкідливих речовин антропогенного (радіоактивного) походження». Раніше аналогічне явище було нами відкрито в системі «космічна плазма - промені галактичного походження - турбулентні пульсації параметрів атмосфери планет» (див. [14,178]). Величезна теоретична та практична значущість цього формального нового знання в прикладній екології (радіоекології) пов'язано, крім всього іншого, також з дуже важливим фактом. А саме, воно закладає фундаментальну обгрунтовану основу для розвитку принципово нових, багато в чому унікальних моделей відновлення і прогнозу в довгостроковому плані динаміки коливання і еволюційних змін полів концентрації забруднюючих речовин в атмосфері (гідросфері). Це особливо

велике значення це має для тих регіонів, типів шкідливих речовин, де відповідні емпіричні дані по забрудненню геосфер дуже мізерні. Використання теорії детермістичного хаосу, фрактальних множин дозволяє в принципі надійно передбачити і розрахувати динаміку еволюційних змін полів концентрацій забруднюючих речовин, авжеж, включаючи і різні класи радіоактивних речовин (нуклідів). У всякому разі висока ефективність запропонованої методології аналізу, дагнозу та прогнозу, як показано в нашій роботі вище, обгрунтовано доказана (див. розділи 2-4).

7.8. Результати ілюстративного обчислення потенціалу вентиляції та функції струму у випадку радіоактивних викидів на сховищі високорадіоактивних відходів " Радон " в Одеській області

В даному підрозділі викладемо результати ілюстративного чисельного експерименту по динаміці атмосферної вентиляції (в умовах конвективної нестійкості) у випадку радіоактивних викидів на сховищі високорадіоактивних відходів в Одеській області ("Міжобласний спецкомбінат підприємства" Радон " біля селища Червонознам'янка Іванівського району; дивись рисунок 7.21, де наведена карта території частини Одеської області із розташованим комбінатом). В основному приймалося, що хмарні масиви підходять до міста лініями конвективного нестійкості. Відстань між конвективними хмарами приймалося рівним від 300 до 700 метрів; дані про хмарності і інтенсивності конвекції по Одеській області взяті з [10]. На рис. 7.22 представлено розрахункове поле функції струму вентиляції, яке відповідає полю потенціалу в функції комплексного потенціалу швидкостей (літній період).

Відзначимо, що на рисунку хмари відображені у вигляді чорних квадратиків. На рисунку поля позитивних осередків відмічені знаком "+", негативних - знаком "-". Ізолінії на рисунку не підписані, тому що модульні величини залежать від багатьох факторів, а саме від інтенсивності конвекції, що визначає потужність струмів залучення; а також від щільності хмарних масивів.

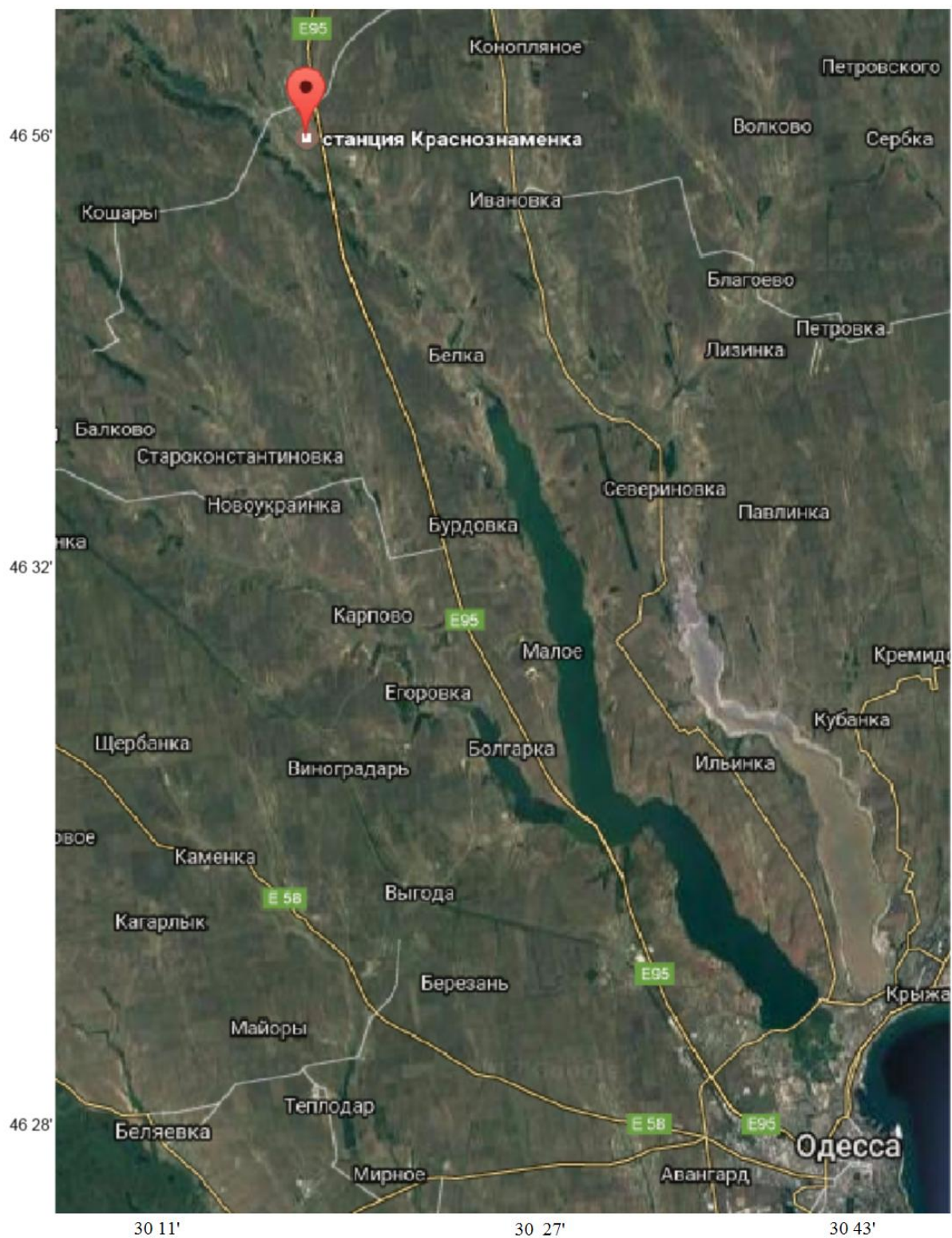


Рисунок 7.21 - Карта території частини Одеської області із розташованим комбінатом " Радон " біля селища Червонознам'янка Іванівського району

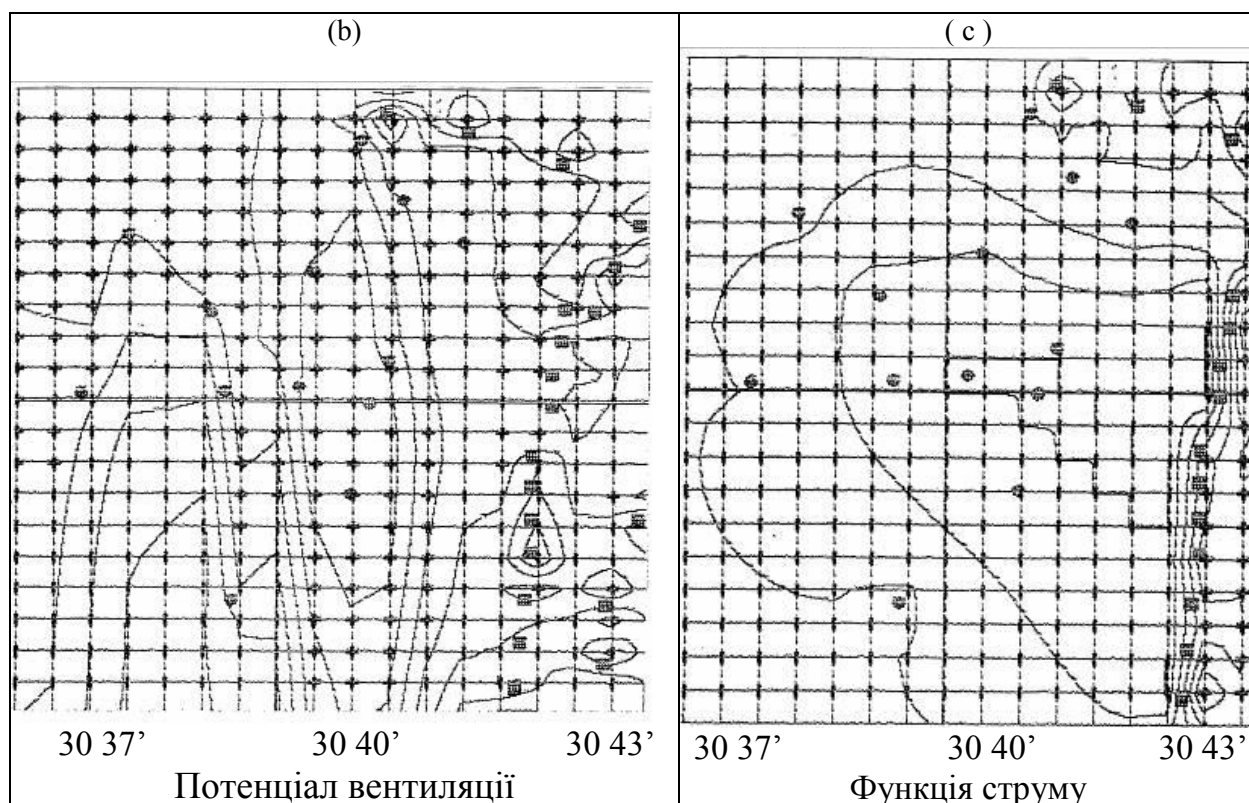


Рисунок 7.22 – Потенціал вентиляції та функція струму на території (див. текст)

Наближено можна прийняти, що відповідні ізолінії комплексного потенціалу відображають факт мінливості в часі поля швидкостей, а саме 0,5 м / сек за годину.

Густота ліній струму адекватна модулю швидкості вентиляючих потоків приблизно 1 м / сек на 0,5 см градієнта на малюнку. Згущення ізоліній функцій струму означає збільшення швидкості. Напрямок потоку виходить з самого визначення функції струму, тобто $v_x > 0$, если $\partial\phi/\partial y > 0$, що означає наявність позитивних осередків функції струму зліва від напрямку потоку.

Аналіз показує v_y показує, що $v_y > 0$, якщо $\partial\phi/\partial x < 0$, тобто позитивні осередки функції струму зліва. В цілому проведений ілюстративний розрахунок показує, що якщо хмарний масив розташований тільки над морем біля границі вивчаємої території, то напрямок вентиляції прагне охопити північні території, тоді як південні території міста будуть вентиляватися досить слабко, за виключенням території м. Одеси. В такій ситуації атмосферна маса може обійти

територію м. Одеси, але всі розташовані рядом із с. Червонознам'янка пмт та селища будуть знаходитись у зоні досягання атмосферного потоку. Авжеж подальша удосконалення підходу, а також практична реалізація включають розгляд більшого числа типових синоптичних ситуацій й проведення відповідних розрахунків.

У будь-якому випадку проведений розрахунок демонструє можливості розробленого підходу передбачати найбільш ймовірні потоки атмосферної вентиляції з урахуванням характерних метеорологічних умов регіону у разі виникнення аварії на сховищі високорадіоактивних відходів в Одеській області (Міжобласний спецкомбінат підприємства "Радон" біля селища Червонознам'янка Іванівського району). Авжеж діла є цілком елементарним завданням підготовка відповідного атласу можливих ситуацій та відповідних вентиляційних потоків для різних метеорологічних, екологічних, технічних (див. наступний розділ) тощо ситуацій регіону у разі виникнення аварії на сховищі високорадіоактивних відходів

7.9. Висновки до розділу 7.

Основні висновки до розділу 7 є такими:

1. Виконаний загальний огляд джерел радіоактивного забруднення атмосфери, методів аналізу, оцінки радіаційно-екологічних наслідків для навколишнього середовища в результаті аварій на АЕС Фукусіма (Чорнобиль).
2. З метою розвитку нових, кількісно обґрунтованих, надійних підходів до оцінювання радіаційно-екологічних наслідків для навколишнього середовища внаслідок аварій на АЕС, моделювання і прогнозування динаміки розповсюдження, транспорту, дисперсії радіонуклідів в атмосфері, що виникли внаслідок аварії на АЕС, розроблено новий нестационарний підхід, який заснований на використанні фундаментальних балансових співвідношень для енергії та кутового моменту в глобальних атмосферних низькочастотних процесах, теорії атмосферної макротурбулентності та атмосферного

вологообороту з подальшим зв'язком з генезисом тропосферних радіохвильоводів і наступністю форм атмосферної циркуляції (телеконнекція, генезис фронтів), виявленням нових предикторів в коротко-, середньо- і довгостроковому прогнозуванні динаміки атмосферних процесів і далі кількісного визначення радіаційно-антропогенного навантаження на атмосферу та інші геосфери.

3. Виконий докладний аналіз даних метеорологічних ситуацій (набори вхідних даних для симуляції), огляд результатів моделювання динаміки переносу радіонуклідів після аварії на АЕС Фукусіма на основі провідних європейських та американських моделей (NICAM, ATDM MLDP0, HYSPLIT, FLEXPART) і з'ясовано, що дуже актуальною задачею залишається суттєве поліпшення використаних моделей, зокрема, шляхом більш адекватного опису глобальних атмосферно-циркуляційних процесів, атмосферної макротурбулентності тощо.

4. Приведені результати моделювання макротурбулентної атмосферної динаміки, локального та глобального просторового розподілу та транспорту радіонуклідів в глобальній атмосфері, РЕН на навколишнє середовище на основі нового енерго-балансового підходу, мезодані обчислення вітрових потоків і проведено порівняння з даними спостережень (точки) і моделювання на основі гаусової, лагранжевої та інших моделей. Показано, зокрема, що протягом 15 березня після аварії на АЕС Фукусіма результати на осевій нашого балансового підходу вказують на правильний напрямок руху повітряної маси (північ-північ-захід), тоді як, згідно з даними гаусової моделі напрямок в основному на захід. Показано, що протягом 6-годинного періоду 15 березня радіоактивна плума поширювалася над великою територією регіону Кантоу, у напрямку району Накадори (де згідно з даними натурних спостережень виникла значна концентрація радіоактивного цезію, що перетинає гори Абукуму, причому, радіоактивне забруднення території (покриття) характеризується неоднорідністю і кількісно адекватно відповідає обчисленим нами вентиляційним потокам. Дані обчислення вентиляційних потоків вказують на зони із найбільш високим рівнем концентрації радіонуклідів з максимумом до 3000 кБк/м^3 , зокрема, Накадори,

ОуМіс що в цілому повністю відповідає найбільш надійним даним спостережень.

5. Наведені результати проведених нами чисельних експериментів з моделювання макротурбулентної атмосферної динаміки в тихоокеанському регіоні після аварії на АЕС Фукусіма (березень 2011р.). Аналіз отриманих нами даних показує, що по-перше, в зазначений період в березні 2011 року після аварії на АЕС Фукусіма мало місце зниження висоти піднесених радіохвильоводів на західному напрямку та підвищення відповідно у східному. Цікаво, що над територією Японії спостерігався локальний максимум, що, очевидно, пов'язано із відповідним зміщенням арктичного і полярного фронтів. Данні щодо динаміки змінення функції струму чітко виділяють інтенсивності перенесення на південь кутового моменту і вологи відповідно фронтальним механізмом та інтенсивний західно-східний транспорт повітря та вологи в березні 2011р. до берегів Американського континенту, що відповідає даним натурних спостережень (див. [628-633]). Тобто, розвинутий новий підхід до моделювання макротурбулентної динаміки, транспорту рарадіонуклідів в просторі та часі в атмосфері дозволяє досить гнадійно відстежити угрозу того чи іншого регіону інтенсивності забруднення, прогнозування РЕН для навколишнього середовища (атмосфери).

6. Показано, що на відміну від моделювання на основі досить приблизної гаусової, лагранжевої та інших моделей наш підхід дозволяє кількісно виверенно визначити карту транспорту та розподілу радіонуклідів і відповідно визначає зони з найбільш катастрофічними РЕН внаслідок аварії, при тому, що атмосферно-транспортний механізм є достатньо складним, суттєво змінюється з часом і в просторі, залежить не тільки від місцевих метеорологічних, але й багатьох географічних факторів (умов).

7. Використуючи розвинутий нами новий хаос-геометричний підхід до опису особливостей просторово-часових флуктуацій концентрацій шкідливих (радіоактивних) речовин в атмосфері (гідросфері), який включає в себе об'єднану групу методів та алгоритмів нелінійного аналізу і теорії хаосу, вперше проведений аналіз і моделювання часової динаміки концентрації радіонуклідів

берилій-7 (цезій-137) в атмосферному середовищі в Австрії на основі після аварії на АЕС Fukushima з виявленням ефекту динамічного хаосу. .

8. Дані визначення просторово-часової картини динаміки розповсюдження, дисперсії радіонуклідів в атмосфері (зокрема, після аварії на АЕС Фукусіма) сумісно з даними аналізу, моделювання (прогнозування) шуканої часової динаміки на основі хаос-геометричного підходу з використанням мультифрактальних моделей дозволили відкрити нове в прикладній екології та радіоекології універсальне явище генезису фрактальних розмірностей в системі «атмосфера – гідросфера- радіаційно-екологічна підсистема».

9. Вперше отримані чисельні результати щодо динаміки атмосферної вентиляції (в умовах конвективної нестійкості) у випадку радіоактивних викидів на сховищі високорадіоактивних відходів в Одеській області ("Міжобласний спецкомбінат підприємства" Радон " біля селища Червонознам'янка Іванівського району), які дозволяють створити атлас можливих, у тому числі, радіаційно небезпечних ситуацій для різних метеорологічних, екологічних, технічних факторів у разі виникнення аварії на сховищі радіоактивних відходів.

8. НОВИЙ КОМБІНОВАНИЙ ХАОС-ГЕОМЕТРИЧНИЙ ПІДХІД І BLIND SOURCE МОНІТОРИНГ ДО АНАЛІЗУ І ДЕТЕКТУВАННЯ УШКОДЖЕНЬ ІНЖЕНЕРНИХ СТРУКТУР (ЯДЕРНІ РЕАКТОРИ) ПРИ ЗМІНІ ЕКСПЛУАТАЦІЙНИХ УМОВ, УМОВ НАВКОЛИШНЬОГО СЕРЕДОВИЩА, ОЦІНКИ РИЗИКУ АВАРІЙНИХ ІНЦИДЕНТІВ на АЕС

8.1. Постановка проблеми. Загальні вимоги безпеки функціонування АЕС

Згідно із Законом України «Про поводження з радіоактивними відходами» і Постановою Кабінету Міністрів України «Комплексна програма по поводженню з радіоактивними відходами» №542 від 05.04.99 року, рекомендаціями МАГАТЕ, Мінекології і Держатомрегулювання України, дуже актуальним та важливим завданням є регламентоване проведення екологічної експертизи радіаційно-небезпечних об'єктів загальнодержавного значення, до яких відноситься АЕС, сховища радіовідходів тощо. Справа у тому, що ці споруди, в більшості випадків, побудовані наприкінці ХХ ст. за нормативам СРСР на сьогодні фізично та морально застаріли і вичерпали свій технічний ресурс. Важкі аварії на Чорнобильській АЕС України і на АЕС Фукусіма-1 (Японія) свідчать про дуже високу актуальність та важливість використання сучасних надійних методів оцінки надійності, відповідного функціонального стану експлуатації існуючих радіаційно-небезпечних об'єктів, прогнозування можливих аварійних інцидентів тощо з кінцевою метою забезпечення безпечної експлуатації з урахуванням сучасних вимог [358-365].

Авжеж питання безпечної експлуатації існуючих радіаційно-небезпечних об'єктів, зокрема, АЕС, сховищ радіовідходів значходяться у фокусі пристального інтенсивного теоретичного та експериментального дослідження. Дуже докладний опис сучасного стану з цієї проблематики наведений в [358-362]. У вказаних джерелах докладно оцінені основні принципи, методи і способи реалізації безпеки атомних електростанцій, а також оцінки ймовірності виникнення важких аварій і ризику від експлуатації ядерних енергоустановок із цитуванням відомих

проектних і нормативних документів, зокрема, паспорту “Технічного обґрунтуванні безпеки“. Як відомо, вже проектній стадії для кожного типу реакторів проаналізовані основні питання надійної експлуатації систем обладнання ядерних енергетичних установок, важливих для безпеки. Найбільш розповсюджені та стандартні підходи до аналізу та можливого прогнозування екологічної безпеки функціонування радіаційно-небезпечних споруд зводять до таких (згідно [358-365]) заходів та застосувань методик: комплексне обстеження радіаційної і технічної безпеки існуючих інженерних бар’єрів, виявлення всіх джерел небезпеки, визначення подій, що можуть ініціювати виникнення аварій і вражаючих чинників для обґрунтування надійного захисту сховищ радіоактивних відходів, АЕС тощо; використання так званих ризик-орієнтованих методів кількісного оцінювання ймовірностей виникнення аварій, формування ймовірних сценаріїв розвитку аварій, моделювання і прогнозування радіаційних наслідків для персоналу, населення і навколишнього середовища; застосування ймовірнісного аналізу для оцінювання ймовірностей впливу внутрішніх і зовнішніх чинників на сховища радіоактивних відходів, розрахунок ризику аварій та їх аналіз для розробки превентивних заходів зі зменшення ризику аварій і забезпечення стійкості об’єкта щодо аварійних впливів. Слід зазначити, що разом з корисними рисами вказаних методик, в теоретичному плані вони мають суттєві недоліки, оскільки як правило, не враховують або суттєво нелінійні особливості в динаміці змін ключових фундаментальних параметрів блоків споруд (фізичні, хімічні, технічні, механічні тощо), або базуються виключно на використанні лінійних моделей аналізу.

Слід зазначити, що, протягом останнього десятиріччя була проблема аналізу, ідентифікації та подальшого прогнозування наявності пошкоджень (тріщин) у різних конструктивних (вібраційних) конструкціях (таких як різні механічні та гідротехнічні системи, прилади, обладнання, турбоагнітаци, двигуни гідроелектростанцій, атомні реактори тощо) через зміну експлуатаційних, екологічних умов, включаючи надзвичайні події, привертає все більший інтерес і має велике значення [660-666]. Стандартним способом є

використання так званих методів структурного моніторингу (SHM) (див. [661]), які були інтенсивно досліджені протягом останніх десятиліть і дозволяють ранню ідентифікацію та подальшу локалізацію пошкоджень. Зазвичай зміна конструктивних динамічних властивостей через екологічні, експлуатаційні та інші (землетруси, цунамі, надзвичайні вибухи тощо) випадки приводять до існування, розміщення та розміру пошкоджень. Дійсно, зміна умов, таких як температура, вологість, тиск, механічні дії тощо, може спричинити значні зміни їх властивостей та призвести до виявлення алгоритмів виявлення пошкоджень з помилковими рішеннями. Корисна інформація щодо впливу екологічних та експлуатаційних умов на динаміку різних структур наведена в [663]. Слід зазначити, що для виявлення пошкоджень при різних екологічних та експлуатаційних умовах звичайно використовується так званий метод Transform Modulus Maxima [663], який до сих пір є основою моніторингу структурного стану споруди. Конкретні застосування цієї методики показали її здатність визначити наявність ушкоджень споруди у часовому діапазоні при різних екологічних та / або експлуатаційних умовах. Садху і Хазре [664] представили новий алгоритм виявлення пошкоджень на основі методології сліпого розділення джерел у поєднанні з аналізом часових рядів. Вхідними даними для аналізу є дані, отримані за допомогою методів неруйнівного контролю, зокрема, напр., вібродіагностики [662-665]. Кожен клас і навіть кожен тип обладнання характеризуються власними окремими наборами критеріїв для оцінки стану вібрації в залежності від умов складання, монтажу, експлуатації тощо. Насьогодні визнано, що обробка цих даних за допомогою, напр., перетворення Фур'є сигналу не дозволяє отримати надійне вирішення проблеми моніторингу. Широко поширені і більш просунуті методики, такі як вейвлет-аналіз, методологія ідентифікації підпросторів, регресійний аналіз, декомпозиція сингулярного значення, автоматична асоціативна нейронна мережа, багатофакторний аналіз [661,666] також не дозволяють отримати повну картину.

В даному розділі розвиваються теоретичні основи нового комбінованого хаос-геометричний підходу і blind source технології моніторингу і детектування

ушкоджень інженерних структур (ядерні реактори), оцінки ризику аварії на АЕС тощо. Наш підхід суттєво переважає всі існуючі аналоги. Фактично за основу ми беремо розроблений нами раніше відповідний математично-екологічний формалізм (розділ 2) і далі трансформуємо його із додаванням декотрих нових елементів і урахуванням важливих особливостей розв'язуємого комплексу задач.

8.2. Теоретичні основи нового комбінованого хаос-геометричного підходу і blind source моніторингу і детектування ушкоджень інженерних структур (ядерні реактори)

Суть і деталі нового підходу викладено у наших роботах [661-665], а також у розділі 2, тому далі розглянемо ключові особливі аспекти методу (технології). Один із ключових елементів нашого нового підходу є використання відомого методу виділення сліпого джерела («blind source separation»(BSS)). Цей метод є потужним класом методів обробки сигналів, здатних контролювати стан функціонування великого класу інженерних споруд. Багато конкретних застосованих результатів (наприклад, див. [663,664]) розкривають потенціал використання принципу BSS для широкого кола технічних пристроїв та обладнання. В [664,665] представлена методологія BSS, основана на аналізі часових серій для динамічних технічних параметрів взагалі кажучи методами лінійного аналізу (це є вагомий недолік) для виявлення пошкоджень у інженерних спорудах. Проблема формується як основна проблема структурного моніторингу функціонального стану споруди. Наша ідея полягає в поєднанні алгоритму BSS Садху-Хазра [664] та хаос-геометричному (хаос-динамічному) підході, який раніше був розроблений нами (див. розділ 2). Як вказувалося вище (розділ 2), в нашому випадку стосовно інженерної споруди (корпус ядерного реактору тощо) часова та просторова зміна фундаментальних динамічних характеристик розглядається як динамічна система, яка, як правило, є нелінійною, й застосування лінійних методів аналізу, перетворення Фур'є й т.п. не завжди може дати задовільний результат, як у випадку лінійної системи.

Пов'язано це з тим, що процеси, які призводять до хаотичного режиму, є фундаментально багатомірними. Застосування хаос-геометричного підходу передбачає необхідність розв'язання вкрай складної в математичному аспекті задачі відновлення фазового простору системи.

Почнемо виклад підходу з формального розгляду основної динамічної характеристики системи і динаміці її змін (мова йде в загальному вигляді про один з фізичних, хімічних, технічних, механічних параметрів тощо). Спочатку слід розглядати шукану характеристику як функцію часового аргументу: $s(t)$. Оскільки, як правило, дані натурних спостережень представляються у вигляді масиву даних, дискретизованого по елементарному інтервалу часу (часу зняття показань, спостереження), можна визначати концентрацію як скалярну вимірювану величину $s(t_0 + n\Delta t) = s(n)$, де t_0 – деякий початковий момент часу, Δt – часовий інтервал, через який здійснюється n вимірів, $n = 1, 2, 3, \dots$. Значно більшої складності є завдання ідентифікації в шуканих часових рядах концентрацій елементів хаосу [184, 186]. Для цього вирішується завдання відновлення на основі даних екологічних вимірів $s(n)$ фазового простору системи, що володіє, у принципі, нескінченним числом ступенів свободи.

Доречно нагадати, що для динамічних систем прийнятним представленням розвитку процесу в часі є побудова «портрету» у фазовому просторі. Мова, по суті, йде про простір, координатами якого є змінні, у нашому випадку, екологічного стану. Нелінійна динамічна система зазвичай характеризується так званим дивним аттрактором. По визначенню, це множина, що притягує у фазовому просторі, у якому розташовані хаотичні траєкторії.

Розглядається дискретний часовий ряд значень концентрацій $s(n)$. Для якогось (насправді групи) значення константи k визначається сума:

$$p(n) = \sum_{j=1}^n s(j) \cos(jk), \quad (8.1)$$

а також середньоквадратичне відхилення

$$M(n) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N [p(j+n) - p(j)]^2. \quad (8.2a)$$

Відповідно до критерію Готтвода-Белбена, у випадку регулярної (або квазіперіодичної) динаміки системи, $M(n)$ є обмеженою функцією від n з ймовірністю рівною 1 [184–186, 208]. Для хаотичної динаміки $M(n) = V(n) + O(1)$ з ймовірністю одиниця для деяких $V > 0$. Знаючи середньоквадратичне відхилення, неважко розрахувати швидкість асимптотичного росту середньоквадратичного відхилення, а саме:

$$K = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\log M(n)}{\log n}. \quad (8.2б)$$

З огляду швидкості асимптотичного росту середньоквадратичного відхилення, динаміка регулярна, якщо параметр $K = 0$ (або K досить близько до нуля, і, відповідно, динаміка є хаотичною, якщо $K = 1$ (або K досить близько до одиниці).

З точки зору математичного моделювання мова йде про розгляд однозначних відображень вигляду:

$$S_{i+1} = G(S_i), \quad (8.3a)$$

де $S \in \mathbb{R}^D$ – вектор стану,

D – розмірність динамічної системи,

i – дискретний час,

G – D -мірне відображення.

Відновлення фазового простору, у нашому випадку, динамічної характеристики – концентрації ШД або ЗРР в природних середовищах, є

фактично центральним завданням усього підходу й від її адекватного рішення залежить точність та якість і аналізу й прогнозу часової еволюції, скажемо параметру зміщення для корпусу ядерного реактору. Дотримуючись робіт [184–186, 202, 208] відзначимо, що у своїй фундаментальній постановці основне завдання зводиться до процесу апроксимаційної реконструкції прямого вектора екологічних станів деяким адекватним набором *d*-мірних векторів $y(n)$. Останні є апроксимаційною заміною даних отриманих у результаті натурних (емпіричних) вимірів динамічного параметру. Як фундаментальна основа шуканої апроксимації використовується комбінація динамічних уявлень про нелінійні системи й геометричне виявлення аттрактору в просторі станів на основі їхнього інформаційно-теоретичного змісту. Відповідно до робіт [184–186, 202, 208], для подальшого рішення завдання про відновлення фазового простору станів екологічної системи зручним виявляється формалізм Паккарда й співробітників [132], а також [131,133], пов'язаний з використанням координат з часовою затримкою. Коротко суть процедури зводиться до використання запізнюючих змінних $s(n + \tau)$, де τ – деяке ціле попередньо обумовленого часу затримки. Далі виявляється можливим формування системи координат, у якій захоплена структура орбіт у фазовому просторі концентрацій забруднюючих речовин в атмосфері. Далі в деякому *d*-мірному просторі створюється вектор, що містить часові затримки:

$$y(n) = [s(n), s(n + \tau), s(n + 2\tau), \dots, s(n + (d-1)\tau)], \quad (8.36)$$

і імітуючий відповідний реальний вектор станів, у фазовому просторі реальної динамічної системи.

Наступний крок полягає в чисельному визначенні часу затримки. Вибір відповідної часової затримки є важливим для подальшої реконструкції фазового простору. Якщо значення τ обране занадто малим, то координати $s(n + j\tau)$, $s(n + (j+1)\tau)$ стають так близько одна до одної в числовому представленні, що не

відрізняються між собою. Якщо значення τ занадто велике, тоді $s(n+j\tau)$, $s(n+(j+1)\tau)$ стають повністю незалежні один від одного в статистичному сенсі. Якщо значення τ занадто маленьке або занадто велике, то кореляційна розмірність атрактора може бути занижена або завищена. Тому слід вибрати певне середнє значення між двома перерахованими вище випадками. Перший підхід полягає в тому, щоб обчислити лінійну функцію автокореляції $C_L(\delta)$ (2.4).

Альтернативний шлях – використання алгоритму середньої інформації. Стосовно нашого класу завдань, будемо вважати, що системі A вимірами відповідає набір значень (вектор) $s(n)$, а системі B – набір значень із часовою затримкою $s(n + \tau)$. Відповідно, можна показати (див. детальний аналіз в [184–186, 202, 208]), що кількість бітів інформації про вектор $s(n + \tau)$, що є під час вимірів $s(n)$, можна визначити як:

$$I(\tau) = \sum_{n=1}^N P(s(n), s(n + \tau)) \log_2 \left(\frac{P(s(n), s(n + \tau))}{P(s(n))P(s(n + \tau))} \right). \quad (8.4)$$

Емпіричний підбір часу затримки τ виявляється найбільш природним і коректним. Очевидно, що у випадку надмірної малості τ , виміри $s(n)$ і $s(n + \tau)$ будуть містити так багато інформації одне про одного, що відпадає необхідність у виконанні обох вимірів. У протилежному випадку занадто більших значень τ , функція $I(\tau) \rightarrow 0$ і значення величин $s(n)$ і $s(n + \tau)$ виявляться не зв'язаними.

Мета визначення розмірності вкладення полягає в тому, щоб реконструювати евклідовий простір R^d у достатній розмірності, так щоб набір точок d_A міг бути однозначно розгорнутим. Розмірність вкладення d_E , повинна бути більша або дорівнювати розмірності атрактора d_A , тобто $d_E > d_A$. Іншими словами, ми можемо вибрати більш велике значення розмірності d_E , наприклад, 10 or 15, так як попередній аналіз дає нам змогу припустити, що динаміка нашої системи, ймовірно, хаотична. Аналіз інтегралу кореляції є одним із широко використовуваних методів дослідження хаосу в часових рядах. В аналізі

використовують кореляційний інтеграл $C(r)$ (2.7) для розділення хаотичних і стохастичних систем. Якщо кореляційна експонента досягає насичення із збільшенням розмірності вкладення, зазвичай вважають, що система має хаотичну динаміку. Значення насичення кореляційної експоненти визначається як розмірність кореляції (d_2) атрактора (подробіці див. в роботах. [3,4]).

Альтернативним по відношенню до методу кореляційної розмірності (інтегралу) є метод помилкових найближчих сусідніх точок. Цей підхід дозволяє визначити розмірність вкладення для реконструкції фазового простору, а також перевірити результати, отримані за методом кореляційної розмірності. Очевидно, це забезпечує більшу надійність всієї процедури моделювання та прогнозування. Головна ідея цього підходу пов'язана з кількісним визначенням проблеми теорії вкладення, а саме по версії [2], коли буде виключено помилковий перетин орбітою самої себе внаслідок проекції атрактора в простір занадто низької розмірності. Фактично мова йде про встановлення, коли точки в розмірності d є найближчими сусідами самих себе. Далі алгоритм зводиться до перегляду цілих значень розмірності d (1, 2, 3 і т.д.), при яких не залишиться помилкових найближчих сусідніх точок (чорні точки на рис. 2.1); тоді встановлюється

Важливий чисельний момент алгоритму – це те, що попереднє відновлення тестового ряду відбувається по тренувальному скалярному часовому ряду, що дозволяє використовувати алгоритм сусідніх точок і в прогнозному блоці всього підходу. У цьому випадку очевидною умовою зупинки алгоритму є виконання умови методом найменших квадратів, тобто:

$$\sum_{i=1}^k [S(t_{n_i} + D) - G(S(t_{n_i}))]^2 = \min . \quad (8.5)$$

Очевидно, що кількість знайдених сусідів k має бути менше кількості відповідних коефіцієнтів в (2.11) $D+1$. Тобто розмір околу не повинен бути занадто малим, для того щоб знайшлося достатньо сусідів.

Наступний важливий крок у дослідженні еволюції динамічних параметрів системи – це обчислення динамічних та топологічних інваріантів, зокрема,

назвати різні фрактальні розмірності, локальні й глобальні розмірності або показники Ляпунова (2.12). Відповідно, в теорії хаосу спектр розмірностей Ляпунова зазвичай інтерпретується як міра впливу збурювань початкових умов динамічної системи [184–186, 202–208] відносно динамічної систем. Показники Ляпунова відносять до власних значень лінеаризованої динаміки по всьому аттрактору. Від'ємні значення відповідають стабільній поведінці, а позитивні значення – локальній нестабільній поведінці. Для хаотичних систем, що є одночасно стійкими і нестійкими, експоненти Ляпунова вказують на складність динаміки. Великі позитивні значення визначають певний усереднений ліміт передбачуваності. Оскільки експоненти Ляпунова визначаються як асимптотичні середні величини, вони не залежать від вихідних умов, тобто від вибору траєкторії, і складають інваріантну міру аттрактора. Оцінкою цього розрахунку є сума позитивних експонент Ляпунова. Оцінка розмірності аттрактора забезпечується кон'єктурою d_L і експоненти Ляпунова обираються у порядку зменшення. Розмірність d_L дає значення, близькі до оцінок розмірностей, обговорюваних вище, і є більш ефективною при оцінці високих розмірностей. Якщо обчислити весь спектр показників Ляпунова, то можуть бути знайдені інші інваріанти системи, такі як ентропія Колмогорова і розмірності аттрактора. Важливо, що передбачуваність еволюції системи може бути оцінена за допомогою обчислення ентропії Колмогорова яка є пропорційною сумі додатних експонент Ляпунова. Ентропія Колмогорова вимірює середню швидкість, з якою інформація про стан з часом втрачається. Підрахунки розмірності аттрактора засновані на гіпотезах Каплана-Йорка (2.12б) (див. в роботах [2-4,16,18]).

Щоб обчислити експоненти Ляпунова, ми використовуємо метод лінійних інтерпольованих карт, однак можуть бути використані також і карти з більш високим порядком поліномів. [18-23]. Інший новий підхід був недавно розроблений Глушковим-Хецеліус-Препеліцею-Терновським та ін. за допомогою методу нейронних мереж[2,10,225,244,254,256,277,510,511]. Згідно роботам цих авторів, основна ідея побудови нашої моделі прогнозування хаотичних властивостей складних систем полягає у використанні традиційної концепції

компактного геометричного атрактору, на якому еволюціонують дані вимірювань, плюс імплементація нейромережових алгоритмів. Сенс концепції полягає фактично в вивченні еволюції атрактору в фазовому просторі системи і в певному сенсі моделюванні («вгадуванні») часової еволюції. Мова про те, що в фазовому просторі системи деяка орбіта безперервно згортається на саму себе внаслідок дії дисипативних сил і нелінійної частини динаміки, тому виявляється можливим знаходження в околиці будь-якої точки орбіти $y(n)$ інших точок орбіти $y'(n)$, $r = 1, 2, \dots, N_B$, які прибувають в околицю $y(n)$ в повністю розрізнені часи, відмінні від n . Зрозуміло, далі можна намагатися будувати різні види інтерполяційних функцій, які враховують всі околиці фазового простору і одночасно пояснюють як ці околиці еволюціонують від $y(n)$ по всьому сімейству точок близько $y(n + 1)$. С точки зору теорії нейронних мереж, процес моделювання еволюції системи можна описати деяким узагальненими еволюційними динамічними нейрорівняннями (рівняннями міємодинаміки). Імітуючи далі процес еволюції складної системи як еволюції відповідної нейромережі з елементами самонавчання, самоадаптації і т.і., виникає можливість суттєвого поліпшення якості прогнозування еволюційної динаміки хаотичної системи. Моделюючи атрактор деякій записом в пам'яті, процес еволюції нейросистеми, тобто переходу з початкового стану в (наступні) кінцевий стан являє собою модель реконструкції по спотвореній інформації повного запису, тобто модель асоціативного розпізнавання образу. Області тяжіння різних атракторів при цьому розділені сепаратрисами, тобто певними поверхнями в фазовому просторі, структура яких, зрозуміло, є досить складною, однак імітує властивості досліджуваного хаотичного об'єкта. Наступний крок полягає в побудові параметризованих нелінійних функції $F(x, a)$, які перетворюють $y(n)$ в $y(n + 1) = F(y(n), a)$, а потім використовувати різні, в тому числі, нейромережові критерії для визначення параметрів a . Функціональну форму відображення задаємо, використовуючи, скажімо, поліноміальні базисні функції. Мірою якості підгонки кривої до даних, яка визначається з умови, наскільки точно збігаються

$y(k+1), F(y(k), a)$, є локальна детерміністична помилка: $\varepsilon_D(k) = y(k+1) - F(y(k), a)$. Якщо відображення $F(y, a)$ є локальним, то для кожної сусідньої до $y(k)$ точки, $y^{(r)}(k)$ ($r = 1, 2, \dots, N_B$) можна записати $\varepsilon_D^{(r)}(k) = y(r, k+1) - F(y^{(r)}(k), a)$, $y(r, k+1)$ – точка у фазовому просторі, до якої еволюціонує $y(r, k)$.

8.3. Кінцевий загальний вигляд методика (технології) аналізу, обробки та прогнозування пошкоджень інженерної споруди (корпусу ядерного реактору тощо)

У кінцевому варіанті, методика аналізу, обробки та прогнозування пошкоджень інженерної споруди (корпусу ядерного реактору, технічного обладнання АЕС, виникнення ризику аварії) виглядають наступним чином (таблиця 8.1):

А) Загальний якісний аналіз динамічної задачі, Вібраційно-динамічне моделювання та обчислення пошкоджених систем складних інженерних споруд (корпусу ядерного реактору); підготовка вхідних даних по часовим рядам для динамічних параметрів споруди.

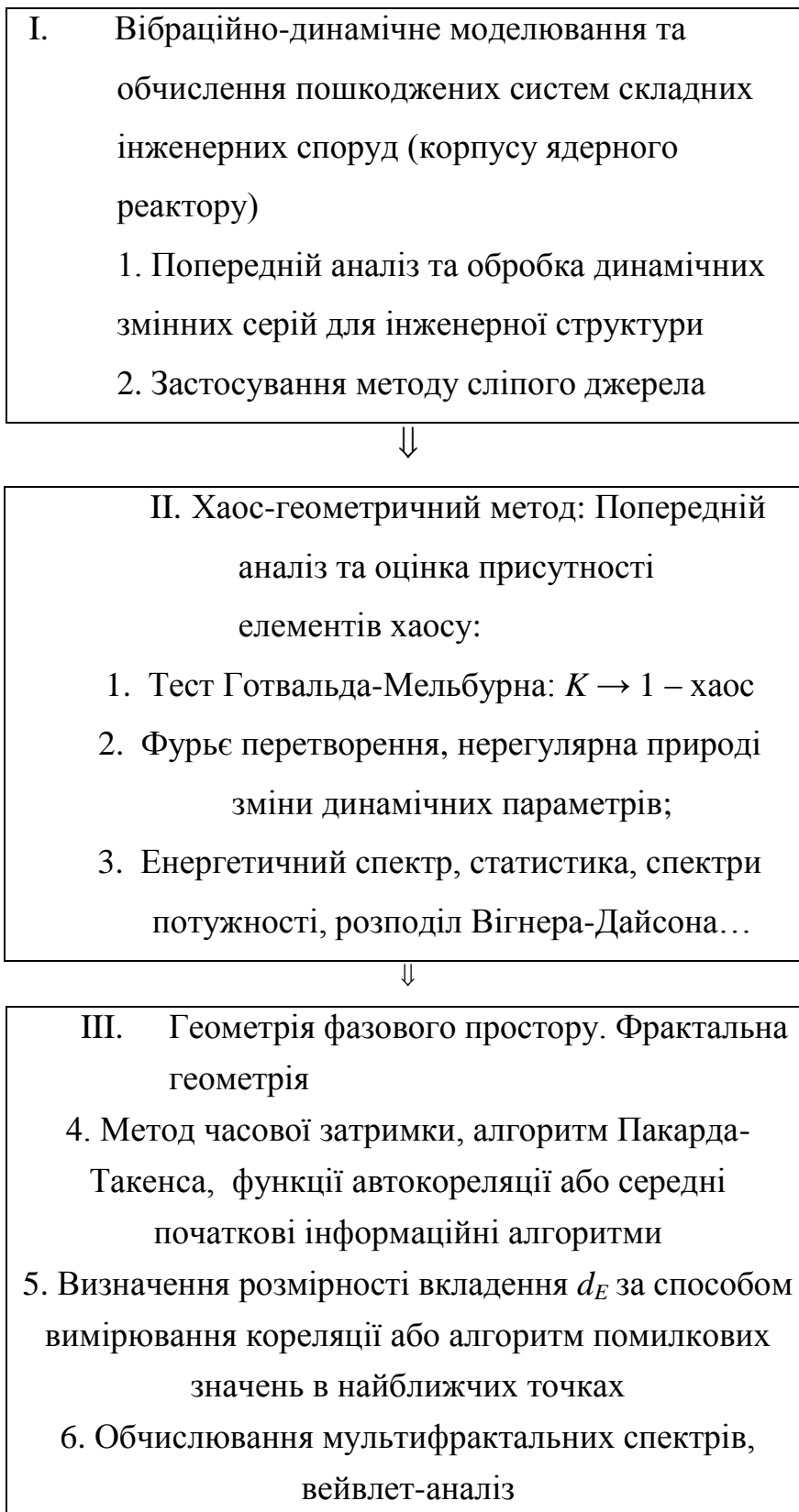
Б) Перевірка на наявність хаотичних (стохастичних) функцій і режимів (тест Готвальда-Мельбуерна, метод кореляційної розмірності);

В) Зниження фазового простору (вибір часової затримки, визначення простору вкладення методами алгоритму розмірності кореляції і алгоритму хибних найближчих сусідів);

Г) Визначення динамічних інваріантів хаотичної системи (обчислення експоненти Ляпунова λ_α ; визначення розмірності Каплана-Йорка d_L і межі передбачуваності P_{\max} на основі передових алгоритмів);

Д) Нелінійне передбачення (прогнозування) динамічної еволюції параметрів Загальна оцінка пошкоджень інженерних споруд, корпусу ядерного реактору, обладнання станції, ризику аварії тощо. Авжеж викладена методика дозволяє виокристовувати і існуючі риск-орієнтовані моделі як один з блоків.

Таблиця 8.1. Блок-схема запропонованого комбінованого вібраційно-динамічного та хаос-геометричного підходу до нелінійного аналізу та прогнозування хаотичної динаміки, виявлення пошкоджень та розташування складних інженерних споруд (корпусу ядерних реакторів, ризику аварій)





IV. Прогнозування пошкоджень систем складних інженерних споруд (корпусу ядерного реактору) внаслідок силових, технічних чинників, або негативної дії довкілля

6. Обчислення глобальної розмірності Ляпунова λ_{α} ; визначення розмірності Каплана-Йорка d_L і межі передбачуваності Pr_{\max} (удосконалені алгоритми)



7. Визначення кількості найближчих точок NN для кращих результатів прогнозу (аналіз якісних показників),...



8. Нові методи й алгоритми нелінійного прогнозування (методи прогнозних траєкторій, стохастичні пропатори і нейронні мережі моделювання з блоками поліноміальних наближень, вейвлет-розширення...)

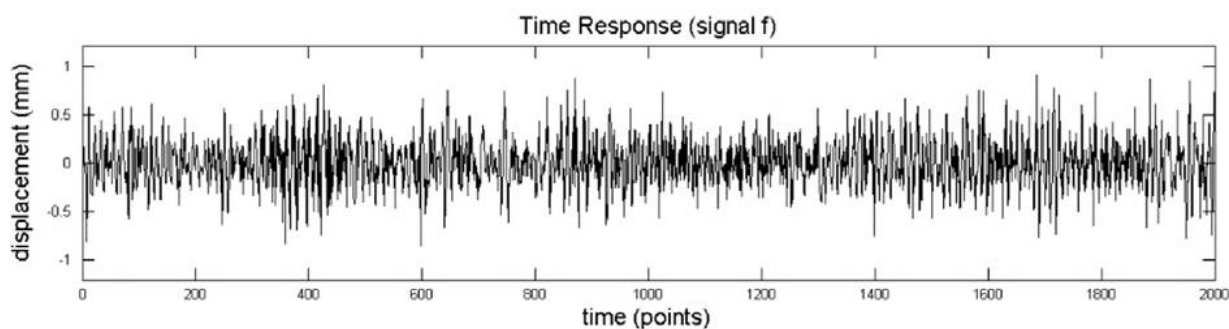


9. Загальна оцінка пошкоджень інженерних споруд, корпусу ядерного реактору, обладнання станції, ризику аварії ...

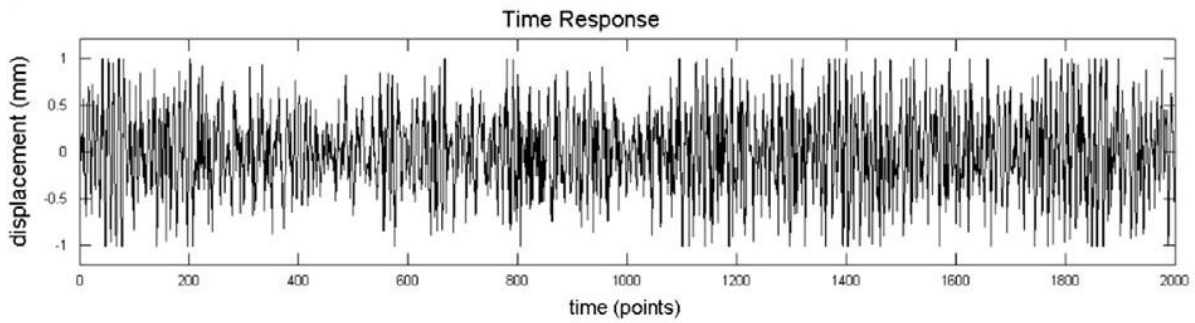
8.4. Ілюстративне дослідження хаотичних елементів в часових рядах параметру зміщення для пристрою із консольним пучком

Як ілюстрація ми представляємо результати чисельного дослідження хаотичних елементів в часових рядах динамічного параметру (амплітуда зміщення; сигнал щодо пошкодження) для експериментального пристрою із консольним пучком (примушування та умови навколишнього середовища імітуються пошкодженою структурою, змінною температурою та наявністю рожевого шуму) [664]. В якості початкових даних ми використовуємо дані відповідного консольного пучка (збудженого силами білого і рожевого шуму) серії реакцій часового поля [664]. Детальний опис експериментальної установки консольного пучка наведено в роботі. [664]. Тут ми лише відзначаємо, що він складається зі сталі, яка має такі розміри: довжина 592 мм, ширина 30 мм, товщина 1,5 мм, щільність $7,77 \times 10^{-6}$ кг / мм³, модуль Юнга 200×10^6 мН / мм² та другий момент площі 8,44 мм⁴. Електродинамічний шейкер був використаний для збудження консольного пучка, і він був з'єднаний з променем за допомогою стрингерного стрижня, щоб мінімізувати взаємодію між шейкер і структурою.

На рисунку 8.1 показані типові експериментальні серії експериментальних часових областей експериментальної консолі для балів за певних умов навколишнього середовища та примусу (серія відноситься до випадку пошкодженої структури, змінної температури та наявності сили рожевого шуму). Інші ситуації аналізуються в [664].



(a)



(б)

Рисунок 8.1 Часові ряди для амплітуди пошкодження експериментального з пристрою з консольним пучком для випадків (а) пошкоджена структура, постійна температура і наявність рожевого шуму; (б) пошкоджена структура, змінна температура і наявність рожевого шуму (див. текст).

В таблиці 8.2 наведені значення затримки часу (лагу) в залежності від різних значень автокореляційної функції (C_L) та першого мінімуму взаємної інформації (I_{min1}); кореляційна експонента (d_2) та розмірність вкладення визначені методом фальшивих найближчих сусідів (d_N) з відсотком помилкових сусідів (у дужках), розрахованих для різних часових лагів (τ) (див. текст)

Таблиці 8.2. Значення затримки часу (лагу) в залежності від різних значень автокореляційної функції (C_L) та першого мінімуму взаємної інформації (I_{min1}); кореляційна експонента (d_2) та розмірність вкладення визначені методом фальшивих найближчих сусідів (d_N) з відсотком помилкових сусідів (у дужках), розрахованих для різних часових лагів (τ) (див. текст)

$C_L = 0$	$\tau=114$	d_2	d_N
$C_L = 0.1$	$\tau=68$	7.68	9 (9.1)
$C_L = 0.5$	$\tau=6$	5.45	6 (1.3)
I_{min1}	$\tau=9$	5.48	6 (1.3)

Таблиця 8.3. сумирує результати реконструкції аттрактору, зокрема, в ній наведені такі дані: Кореляційна розірність (d_2), розмірність простору вкладення (d_E), перші два ляпуновських показника $E(\lambda_1, \lambda_2)$, , розмірність Каплана-Йорка (d_L), ентропія Колмогорова, K_{ent} , середня межа предебучуваності (Pr_{max}).

Таблиці 8.3. Кореляційна розірність (d_2), розмірність простору вкладення (d_E), перші два ляпуновських показника $E(\lambda_1, \lambda_2)$, , розмірність Каплана-Йорка (d_L), ентропія Колмогорова, K_{ent} , середня межа предебучуваності (Pr_{max})

d_2	d_E	λ_1	λ_2	d_L	K_{entr}	Pr_{max}
5.45	6	0.0197	0.0061	3,98	0.026	39

Аналіз отриманих даних показує, що кореляційна експонента d_2 досягає насичення з збільшенням розміру вкладення, і в системі надійно виявляються елементи детермістичного хаосу. Значення насиченості показника кореляційної експоненти визначається як кореляційний розмір (d_2) аттрактора. Аналогічні дані при реконструкції аттрактору отримані за допомогою альтернативного методу помилкових сусідніх точок (версія [11]). Розмір аттрактора визначається як розмір вкладення, в якому число помилкових найближчих сусідніх точок було менше 3%. Розмірність Каплана-Йорка є меншою, ніж розмірність вкладення, що підтверджує правильне значення останньої. Наявність двох позитивних показників Ляпунова дозволяє зробити висновок про присутність хаотичних елементів.

Розглянемо докладніше перспективу застосування підходу до вивчення можливих пошкоджень у корпусах ядерного реактора, що, зокрема, дає можливість прогнозування ризику, очевидно, досить важкої аварії на АЕС. Добре відомо (див. [9-11]), що конструктивна сталь корпусу ядерного реактора в початковому стані має набір якостей, що дозволяє вважати їх однорідними та ізотропними. Модуль пружності та коефіцієнт Пуассона характеризують

макроскопічні властивості матеріалу, тобто вони враховують вплив мікродефектів, які знаходяться в досліджуваному матеріалі. Під впливом експлуатаційних, екологічних умов, у тому числі надзвичайних інцидентів геофізичного типу під час експлуатації реакторного корпусу, більш ніж вірогідним є розвиток (зростання) відшкодування (дефекти), що існували спочатку, а також виникнення нових дефектів та їх подальший розвиток (зростання). Природно, що протягом деякого часу ці процеси зміни дефектів у матеріалі призводять до суттєвої зміни його властивостей. Наприклад, як це детально розглянуто в [362,366], спрямована дія робочого навантаження (наприклад, внутрішнього тиску) може призвести до того, що матеріал, що є ізотропним в початковому стані, набуває властивостей анізотропного. Крім того, анізотропія, отримана внаслідок дефектів матеріалу, у свою чергу, помітно впливає на теплопровідність та напружено-деформований стан. У випадку надзвичайних подій, таких як землетруси, цунамі, інші випадки, про які обговорюються ці процеси, можуть приймати дуже небезпечну форму. Цей факт вимагає вивчення законів впливу мікродефектів на властивості конструкційних матеріалів корпусу ядерного реактора, більш детально, технічного застосування вібродіагностичних технологій та подальшого аналізу в рамках запропонованого підходу. На наш погляд такий підхід може бути дуже корисним разом із існуючими імовірнісними моделями для оцінки безпеки ядерних реакторів. Структура, характер та динамічні та топологічні параметри можуть відрізнитися один від одного, що дозволяє зв'язати інваріанти реальних сигналів з аттракторами «елементарних» сигналів і визначити природу дефекту. В результаті аналізу реконструйованих аттракторів на основі реальних сигналів можна зробити якісний висновок про наявність і розвиток переважаючих дефектів у системі та прогнозування того, наскільки критичним є стан системи. Це висновок підтверджується результатами чисельного дослідження хаотичних елементів в часових рядах для амплітуди зміщення пристрою з консольним пучком (примушування та умови навколишнього середовища імітовані пошкодженою структурою, змінною температурою та наявністю рожевого шуму)

і отриманими даними щодо топологічних та динамічних інваріантів.

8.5. Висновки до роділу 8.

Розділ присвячений проблемі аналізу, ідентифікації та прогнозування наявності пошкоджень, які вище певного рівня можуть представляти серйозну загрозу для інженерних (вібраційних) структур, таких як різні технічні системи та пристрої, включаючи ядерні реактори і т.д., внаслідок зміни експлуатаційних, екологічних умов, аварійних інцидентів. Вперше ми представляємо і застосовуємо новий обчислювальний підхід до моделювання, аналізу (подальшого прогнозування) хаотичного поведінки структурно-динамічних властивостей інженерних структур на основі раніше розробленого нами хаосу-геометричного методу плюс відомий алгоритм моніторингу сліпих джерел. У конкретній реалізації новий підхід включає в себе об'єднану групу blind source моніторингу, нелінійний аналіз і методи теорії хаосу, такі як метод кореляційного інтеграла та середньої взаємної інформації, алгоритми помилкових найближчих сусідів та сурогатних даних, аналіз на основі показників Ляпунова та ентропії Колмогорова, моделі нелінійного прогнозування і т. д. В якості ілюстрації наведені результати чисельного дослідження хаотичних елементів в тимчасових рядах динамічних параметрів для експериментального консольного пучка (вплив і умови навколишнього середовища імітуються ушкодженою структурою, змінною температурою і наявністю сили типу рожевого шуму). На основі аналізу чисельних часових рядів отримані дані про топологічні і динамічні інваріанти, а саме: кореляційну розмірність, розмірності вкладення, Каплана-Йорка, показники Ляпунова, ентропію Колмогорова і т.і., і розглянута конструкція моделі прогнозування і виявлення пошкоджень інженерних споруд, у т.ч., ядерних реакторів. Під впливом експлуатаційних, екологічних умов, у тому числі надзвичайних інцидентів (аварій) під час експлуатації корпусу ядерного реактора є більш, ніж імовірним розвиток (зростання) шкодувань (дефектів), що існували спочатку, а також виникнення нових дефектів та їх подальший розвиток (зростання). У цьому випадку технічне застосування вібраційно-діагностичних

технологій та подальший аналіз в рамках розвинутого в роботі підходу можуть бути дуже корисними разом із існуючими імовірнісними моделями для оцінки безпеки ядерних реакторів.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ І ВИСНОВКИ

В роботі розвинутий комплекс нових підходів та технологій до аналізу та прогнозування стану і безпеки навколишнього середовища з урахуванням антропогенного, радіоактивного забруднення, радіаційно-екологічних наслідків аварій на АЕС: 1) розроблений новий клас методів аналізу, моделювання та вперше у світі прогнозування впливу антропогенних факторів, радіоактивного забруднення, РЕН наслідків аварій на АЕС на стан середовищ (атмосфери, водних ресурсів т.і.), які ґрунтуються на теорії фрустрірованих динамічних систем, хаосу, мультифракталів, неравновагової статистичної динаміки, передових фізико-хімічних, атомно-лазерно-фотоіонізаційних моделях, 2) розроблений комплекс нових нелінійно-стохастично-гідродинамічних методів (зоснованих на використанні фундаментальних балансових співвідношень для енергії та кутового моменту в глобальних атмосферних низькочастотних процесах, теорії атмосферної макротурбулентності та атмосферного вологообороту з подальшим зв'язком з генезисом тропосферних радіохвильоводів і наступністю форм атмосферної циркуляції, телеконнекцією, генезисом фронтів тощо), який дозволяє кількісно вивернено, надійно та обґрунтовано визначити просторово-часову динаміку транспорту, дисперсії, розподілу радіонуклідів в різних геосферах, насамперед, атмосфері, внаслідок важких аварій на АЕС, сховищах радіовідходів, з визначенням зон з найбільш катастрофічними РЕН, взагалі, оцінкою радіаційно-екологічної безпеки небезпечних атомно-промислових об'єктів тощо; 3) розвинутий комплекс нових лазерно-фотоіонізаційних атомних методів безконтактного високо ефективного детектування, поділення елементів в радіоактивних відходах (паливі ядерних реакторів) та новий підхід до моделювання, аналізу (подальшого прогнозування) хаотичного поведінки структурно-динамічних властивостей інженерних структур (корпусу ядерних реакторів АЕС, іншого обладнання) на основі нами хаосу-геометричного методу плюс відомий алгоритм моніторингу сліпих джерел, що далі забезпечує з використанням сучасних вібраційно-діагностичних технологій

надійну оцінку безпеки ядерних реакторів, підвищення рівня екологічної безпеки АЕС, та комплексного аналізу ризику аварій на АЕС.

Докладніше основні результати є такими:

1. Виконаний докладний аналіз сучасних проблеми радіаційно-екологічної безпеки атомної енергетики, сучасний стан досліджень з розділення та детектування ізотопів, ядерних ізомерів, елементів ядерного палива, радіоактивного забруднення природних середовищ, оцінки методів аналізу та прогнозу ПЕРН для навколишнього середовища внаслідок аварій на АЕС, сховищах радіо відходів.
2. Вперше на основі нелінійних методів аналізу і теорії хаосу в динаміці антропогенного та радіоактивного забруднення природних середовищ, зокрема, радіоактивного, тобто радіоекології розроблений та адаптований принципово новий комплекс моделей (нові типи екологічних моделей: фрактально-геометричні та нелінійно-хаотичні моделі) для кількісного аналізу та оцінки впливу антропогенного та радіоактивного навантаження на екологічний стан середовищ, реалізовані нові науково-методичні основи короткострокового прогнозування змінення концентрацій ШД та ЗРР в природних середовищах, сформульовані і обґрунтовані нові для прикладної екології, радіоекології та охорони навколишнього середовища принципи нелінійного моделювання концентрацій ШД, ЗРР в природних середовищах з урахуванням антропогенних та радіоактивних факторів.
3. Шуканий комплекс моделей і нові принципи нелінійного моделювання у застосовані до аналізу часових рядів концентрацій забруднюючих речовин (нітратів, сульфатів, фосфатів) у водних басейнах Малих Карпат з виявленням і визначенням фрактальних розмірностей аттракторів, що дозволить вперше в гідроекології та радіоекології створити принципово нову, багато в чому унікальну модель відновлення та прогнозу у довгостроковій перспективі динаміки коливання та еволюційних змін полів концентрацій ЗРР; Використання теорії фрактальних множин дозволяє надійно передбачити та розрахувати динаміку еволюційних змін полів

концентрацій ШД, ЗРР.

4. Вперше на основі нелінійних методів аналізу і теорії хаосу в динаміці антропогенного та радіоактивного забруднення природних середовищ, зокрема, радіоактивного, розроблений та адаптований принципово новий комплекс моделей (нові типи екологічних моделей: фрактально-геометричні та нелінійно-хаотичні моделі) для кількісного аналізу та оцінки впливу радіоактивного навантаження на екологічний стан середовища, реалізовані нові науково-методичні основи середньострокового прогнозування змінення концентрацій забруднюючих радіоактивних речовин в природних середовищах; Отримані принципово нові з теоретичної та практичної точки значущості результати аналізу, моделювання та прогнозування динаміки змінення концентрації атмосферного радону (Південна Фінляндія, 2000-2006рр.; та Chester, New Jersey, США, 1978р.) з використанням даних натурних вимірювань Environmental Measurements Laboratory, USA Department of Energy, New York, Goddard Institute of Space Studies та Finland Meteorological Institute) на основі розробленого та адаптованого принципово нового комплексу моделей (фрактально-геометричні та нелінійно-хаотичні моделі) [1].
5. Показано, що розроблений комплекс нелінійних хаотично-геометричних моделей має значні переваги над всіма існуючими вітчизняними або світовими аналогами в плані аналізу, моделювання забруднення, опису переносу радіонуклідів на територіях, для яких відповідні дані по радіоактивному забрудненню дуже мізерні. Використання теорії фрактальних множин, хаосу, динамічних систем дозволяє надійно передбачити та розрахувати динаміку еволюційних змін полів концентрацій радіонуклідів; Важливо підкреслити, що розвинуті та використані моделі можуть бути відносно легко застосовані до аналізу, моделювання та прогнозування екологічного стану та безпеки навколишнього середовища з урахуванням радіаційно-екологічних наслідків аварій на АЕС, та авжеж порушення рівня екологічної безпеки сховищ радіоактивних відходів, що за

теперішнього часу має для України критично важливе значення в сенсі робіт по відкриттю нових сховищ радіоактивних відходів.

6. Проведений критичний аналіз сучасного стану досліджень та статусу методів та технологій розділення та детектування ізотопів, елементів ядерного палива, з акцентуванням на так звані лазерні методи поділення; Запропонований комплекс принципово нових лазерно-фотоіонізаційних атомних методів, які є базово необхідними при розробці завдання поділення радіоактивних ізотопів і ядерних ізомерів, їх селективного детектування і фотоіонізаційної візуалізації, а також переробки радіоактивних відходів ядерної енергетики і ядерних технологій; запропоновані та чисельно реалізовані нові ефективні підходи до розрахунку оптимальних схем методу селективної фотоіонізації атомів і їх характеристик, іонізацією імпульсним електричним полем, іонізацією через високо лежачі (рідберговські) стани і вузькі автоіонізаційні резонанси, іонізацією для важких радіоактивних ізотопів з використанням набору енергетичних, радіаційних та спектральних параметрів, обчислених попередньо на основі нових високоточних методів розрахунку резонансів Штарка і автоіонізаційних резонансів в електричному полі; Вперше для урану, трансуранових ізотопів, елементів палива ядерних реакторів АЕС отримані дані щодо оптимальних високоефективних схем її збагачення детектування, розділення.
7. Виконаний загальний огляд джерел радіоактивного забруднення атмосфери ,методів аналізу, оцінки радіаційно-екологічних наслідків для навколишнього середовища в результаті аварій на АЕС Фукусіма (Чорнобиль).
8. З метою розвитку нових, кількісно обґрунтованих, надійних підходів до оцінювання радіаційно-екологічних наслідків для навколишнього середовища внаслідок аварій на АЕС, моделювання і прогнозування динаміки розповсюдження, транспорту, дисперсії радіонуклідів в атмосфері, що виникли внаслідок аварії на АЕС, розроблено новий

нестационарний підхід, який заснований на використанні фундаментальних балансових співвідношень для енергії та кутового моменту в глобальних атмосферних низькочастотних процесах, теорії атмосферної макротурбулентності та атмосферного вологообороту з подальшим зв'язком з генезисом тропосферних радіохвильоводів і наступністю форм атмосферної циркуляції (телеконнекція, генезис фронтів), виявленням нових предикторів в коротко-, середньо- і довго-строковому прогнозуванні динаміки атмосферних процесів і далі кількісного визначення радіаційно-антропогенного навантаження на атмосферу та інші геосфери.

9. Виконий докладний аналіз даних метеорологічних ситуацій (набори вхідних даних для симуляції), огляд результатів моделювання динаміки переносу радіонуклідів після аварії на АЕС Фукусіма на основі провідних європейських та американських моделей (NICAM, ATDM MLDP0, HYSPLIT, FLEXPART) і з'ясовано, що дуже актуальною задачею залишається суттєве поліпшення використаних моделей, зокрема, шляхом більш адекватного опису глобальних атмосферно-циркуляційних процесів, атмосферної макротурбулентності тощо.
4. Приведені результати моделювання макротурбулентної атмосферної динаміки, локального та глобального просторового розподілу та транспорту радіонуклідів в глобальній атмосфері, РЕН на навколишнє середовище на основі нового енерго-балансового підходу, мезодані обчислення вітрових потоків і проведено порівня з даними спостережень (точки) і моделювання на основі гаусової, лагранжевої та інших моделей. Показано, зокрема, що протягом 15 березня після аварії на АЕС Фукусіма результати на осевої нашого балансового підходу вказують на правильний напрямок руху повітряного маси (північ-північ-захід), тоді як, згідно з даними гаусової моделі напрямок в основному на захід. Показано, що протягом 6-годинного періоду 15 березня радіоактивна плюма поширювалася над великою територією регіону Кантоу, у напрямку району Накадори (де згідно з даними натурних спостережень виникла значна концентрація

радіоактивного цезію, що перетинає гори Абукуму, причому, радіоактивне забруднення території (покриття) характеризується неоднорідністю і кількісно адекватно відповідає обчисленим нами вентиляційним потокам. Дані обчислення вентиляційних потоків вказують на зони із найбільш високим рівнем концентрації радіонуклідів з максимумом до 3000 кБк/м^3 , зокрема, Накадори, ОуМіс що в цілому повністю відповідає найбільш надійним даним спостережень.

10. Наведені результати проведених нами чисельних експериментів з моделювання макротурбулентної атмосферної динаміки в тихоокеанському регіоні після аварії на АЕС Фукусіма (березень 2011р.). Аналіз отриманих нами даних показує, що по-перше, в зазначений період в березні 2011 року після аварії на АЕС Фукусіма мало місце зниження висоти піднесених радіохвильоводів на західному напрямку та підвищення відповідно у східному. Цікаво, що над територією Японії спостерігався локальний максимум, що, очевидно, пов'язано із відповідним зміщенням арктичного і полярного фронтів. Данні щодо динаміки змінення функції струму чітко виділяють інтенсивності перенесення на південь кутового моменту і вологи відповідно фронтальним механізмом та інтенсивний західно-східний транспорт повітря та вологи в березні 2011р. до берегів Американського континенту, що відповідає даним натурних спостережень (див. [628-633]). Тобто, розвинутий новий підхід до моделювання макротурбулентної динаміки, транспорту рарадіонуклідів в просторі та часі в атмосфері дозволяє досить гнадійно відстежити угрозу того чи іншого регіону інтенсивності забруднення, прогнозування РЕН для навколишнього середовища (атмосфери).
11. Показано, що на відміну від моделювання на основі досить приблизної гаусової, лагранжевої та інших моделей наш підхід дозволяє кількісно виверенно визначити карту транспорту та розподілу радінуклідів і відповідно визначає зони з найбільш катастрофічними РЕН внаслідок аварії, при тому, що атмосферно-транспортний механізм є достатньо

складним, суттєво змінюється з часом і в просторі, залежить не тільки від місцевих метеорологічних, але й багатьох географічних факторів (умов).

12. Використовуючи розвинутий нами новий хаос-геометричний підхід до опису особливостей просторово-часових флуктуацій концентрацій шкідливих (радіоактивних) речовин в атмосфері (гідросфері), який включає в себе об'єднану групу методів та алгоритмів нелінійного аналізу і теорії хаосу, вперше проведений аналіз і моделювання часової динаміки концентрації радіонуклідів берилій-7 (цезій-137) в атмосферному середовищі в Австрії на основі після аварії на АЕС Fukushima з виявленням ефекту динамічного хаосу.
13. Вперше отримані чисельні результати щодо динаміки атмосферної вентиляції (в умовах конвективної нестійкості) у випадку радіоактивних викидів на сховищі високорадіоактивних відходів в Одеській області ("Міжобласний спецкомбінат підприємства" Радон " біля селища Червонознам'янка Іванівського району), які дозволяють створити атлас можливих, у тому числі, радіаційно небезпечних ситуацій для різних метеорологічних, екологічних, технічних факторів у разі виникнення аварії на сховищі радіоактивних відходів.
14. Дані визначення просторово-часової картини динаміки розповсюдження, дисперсії радіонуклідів в атмосфері (зокрема, після аварії на АЕС Фукусіма) сумісно з даними аналізу, моделювання (прогнозування) шуканої часової динаміки на основі хаос-геометричного підходу з використанням мультифрактальних моделей дозволили відкрити нове в прикладній екології та радіоекології універсальне явище генезису фрактальних розмірностей в системі «атмосфера – гідросфера- радіаційно-екологічна підсистема». По-перше, отримані фрактальні розмірності аттракторів говорять про те, що з'являється унікальна можливість адекватного розв'язання задачі відновлення та прогнозування як у коротко- так й середньо-строковому плані динаміки коливань та еволюційних змін полів концентрації радіоактивних речовин (радіонуклідів). Зрозуміло, що

для повної реалізації шуканої програми, крім знання шуканих фрактально-хаотичних властивостей буде потрібно застосування також апарату конформних відображень відповідних модифікованих рядів зміни концентрації радіонуклідів в рамках, скажімо, нейромережевого підходу. По-друге, стає можливим безпосереднє застосування методів теорії хаосу (наприклад, методу нелінійного прогнозу), які добре зарекомендували себе у інших галузях науки, для прогнозування концентрацій радіоактивних речовин.

15. Вперше розвинутий комплекс нових методів аналізу, ідентифікації та прогнозування наявності пошкоджень, які вище певного рівня можуть представляти серйозну загрозу для інженерних (вібраційних) структур, таких як різні технічні системи та пристрої, включаючи ядерні реактори і т.д., внаслідок зміни експлуатаційних, екологічних умов, аварійних інцидентів, який базується на новому ефективному хаосу-геометричному підході, теорії мультифракталів, алгоритмі моніторингу сліпих джерел; Його комбінація із сучасними вібраційно-діагностичними технологіями закладає основи високоефективного методу кількісної оцінки радіаціо-екологічної, технологічної безпеки ядерних реакторів, підвищення рівня екологічної безпеки АЕС, та комплексного аналізу ризику аварій на АЕС.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Gubanova E.R., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Bunyakova Yu.Ya., Buyadzhi V.V., Pavlenko E.P. New methods in analysis and project management of environmental activity. Electronic and radioactive waste. Kharkiv: FOP, 2017. 120 p.
2. Глушков А. В. Проблемы экологической безопасности: Оптимальные лазерные методы детектирования и разделения изотопов (физика процессов). Одесса: Екологія, 2013. 320 с.
3. Глушков А. В. Новые методы математического моделирования в задачах конструктивной географии, гидрометеорологии и экологии. Одесса: ТЕС, 2014. 405 с.
4. Русов В. Д., Глушков А. В., Ващенко В. М. Астрофизическая модель глобального климата Земли. Киев: Наукова Думка, 2003. 270 с.
5. Глушков О. В., Бунякова Ю. Я. Анализ и прогнозирование влияния антропогенных факторов на воздушный бассейн промышленного города. Одесса: Экология, 2010. 260 с.
6. Dastur M. N. Waste management and environmental protection. Inter. Environ. Poll. 1992. Vol. 2, № 1/2. P. 43-64.
7. Glushkov A. V., Khokhlov V. N., Tsenenko I. A. Atmospheric teleconnection patterns and eddy kinetic energy content: wavelet analysis. Nonlinear Processes in Geophysics. 2004. Vol. 11, No. 3. P. 285-293.
8. Glushkov A. V., Khokhlov V. N., Loboda N. S., Bunyakova Yu. Ya. Short-range forecast of atmospheric pollutants using non-linear prediction method. Atmospheric Environment (Elsevier). 2008. Vol. 42. P. 7284–7292.
9. Монин А. С. Климат как проблема физики. УФН. 2000. Т. 70. С. 419-45.
10. Milankovich M. Canon of insolation and the ice age problem. Alven Global. 1998. 636 p.
11. Израэль Ю. А. Экология и контроль состояния природной среды. 2-е изд. М.: Гидрометиздат, 1984. 560 с.

12. Rusov V. D., Glushkov A. V., Vaschenko V., Mavrodiev S., Vachev B. Galactic cosmic rays-cloud effect and bifurcation model of Earth global climate. *Bound Vol. of Observat. Montagne de Moussalla*. 2007. Vol. 12. P. 80-90.
13. Rusov V. N., Glushkov A. V., Loboda N., Khetselius O., Khokhlov V., Svinarenko A., Prepelitsa G. On possible genesis of fractal dimensions in the turbulent pulsations of cosmic plasma – galactic-origin rays – turbulent pulsation in planetary atmosphere system. *Advances in Space Research (Elsevier)*. 2008. Vol. 42. P. 1614-1627.
14. Glushkov A. V., Khokhlov V. N., Loboda N. S., Serbov N. G., Zhurbenko K., Signatures of low-dimensional chaos in hourly water level measurements at coastal site of Mariupol, Ukraine. *Stoch Environ Res Risk Assess (Springer)*. 2008. Vol. 22, No.6. P. 777-788.
15. Glushkov A. V., Loboda N. S., Khokhlov V. N. Using meteorological data for reconstruction of annual runoff series over an ungauged area: Empirical orthogonal functions approach to Moldova-Southwest Ukraine region. *Atmospheric Research (Elsevier)*. 2005. Vol. 77. P. 100-113.
16. Loboda N. S., Glushkov A. V., Khokhlov V. N., Lovett L. Using non-decimated wavelet decomposition to analyse time variations of North Atlantic Oscillation, eddy kinetic energy, and Ukrainian precipitation. *Journal of Hydrology (Elsevier)*. 2006. Vol. 322, No. 1-4. P. 14-24.
17. Глушков А. В., Амбросов С. В., Шпинарев И. М. Квантовое моделирование и оптимальное управление селективными атомными фотопроцессами. Одесса: ТЕС, 2002. 120 с.
18. Конвенция об оценке воздействия на окружающую среду в трансграничном контексте. Нью-Йорк, Женева: ООН. Европейская экономическая комиссия, 1991.
19. Беспамятов Г. П., Кротов Ю. А. Предельно-допустимые концентрации химических веществ в окружающей среде. Л.: Химия, 1985. 528 с.
20. Руководство по контролю загрязнения атмосферы / сост. Э. Ю. Безуглая, М. Е. Берлянд и др. М., 1991. 684 с.

21. Базилевич Н. И., Гребенщиков О. С., Тишков А. А. Географические закономерности и функционирование экосистем. М.: Наука, 1986. 296 с.
22. Вернадский В. И. Химическое строение биосферы Земли и её окружения. М.: Наука, 1965. 374 с.
23. Воробейчик Е. Л., Садыков О. Ф., Форафонов М. Г. Экологическое нормирование техногенных загрязнений наземных экосистем. Екатеринбург: УИФ «Наука», 1994. 280 с.
24. Оценка и экологический контроль состояния окружающей природной среды региона (на примере Тульской области) / под ред. Г. В. Добровольского. М.: МГУ, 2001. 256 с.
25. Верниченко А. А., Восенко А. Г. Концептуальные основы экологического нормирования. Проблемы охраны окружающей природной среды. Сборник научных трудов. Харьков, 1996. С. 39-52.
26. Реймерс Н. Ф. Экология (теории, законы, правила, принципы и гипотезы). М.: «Россия молодая», 1994. 367 с.
27. Экологическая оценка и экологическая экспертиза / О. М. Черп и др. М.: Социально-экологический союз, 2000. 232 с.
28. Левич А. П., Максимов В. Н., Булгаков Н. Г. Теоретическая и экспериментальная экология. Управление структурой и функциями сообществ. М.: Изд-во НИЛ, 1997. 184 с.
29. Пигурнов Е. В., Таран Т. А., Хомяков А. Т. Программные продукты и системы. 1995. №1. С. 25-29.
30. Родивилова О. В., Шведова Л. В., Костров В. В. К вопросу об оценке состояния городской среды: материалы науч.-техн. конф. Ивановской государственной химико-технологической академии (Иваново, 30 янв. – 3 фев. 1995). Иваново, 1995. С. 72-73.
31. Берлянд М. Е. Прогноз и регулирование загрязнения атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 272 с.
32. Уорк К., Уренс С. Загрязнение воздуха. Источники и контроль. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 187 с.

33. Экология городов / под ред. Ф. В. Столберга, В. Н. Ладыженского. К.: Либра, 2000. 464 с.
34. Грачева И. Г., Оникул Р. И., Яковлева Е. А. Об интерполяции по территории города фоновых концентраций атмосферных примесей. Труды ГГО. 1998. № 549. С. 98-107.
35. Методика расчета концентраций в атмосферном воздухе вредных веществ, содержащихся в выбросах предприятий. ОНД – 86. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 94 с.
36. Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей / под ред. Ф. Т. М. Ньистадта, Х. Ван Дона: пер. с англ. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 350 с.
37. Небел В. Наука об окружающей среде. М.: Мир, 1993. 420 с.
38. Степановских А. Охрана окружающей среды. М.: ЮНИТИ, 2001. 558 с.
39. Гудерман Р. Загрязнение воздушной среды. М.: Мир, 1979.
40. Айвозян С. А., Енюков И. С., Мешалкин Л. Д. Прикладная статистика. Основы моделирования и первичная обработка данных. М., 1983. 471с.
41. Лоева И. Д. Оценка относительного вклада предприятия в загрязнение атмосферы города вредными примесями. Одесса, 1992. – Деп. в УкрНИИНТИ 10.01.92. № 3198.
42. Шертцер Д., Лавджой Ш. Обобщенная масштабная инвариантность и анизотропные неоднородные фракталы в турбулентности. Фракталы в физике. М.: Мир, 1988. С. 638-643.
43. Сорока А. И., Тетельбаум А. Н. Закономерности рассеивания в атмосфере загрязняющих веществ – выбросов дизельного подвижного состава МПС РФ. Инженерная экология. 2000. № 4. С. 26-34.
44. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: в 10 т. / М.: Наука, 1986. Т. VI. Гидромеханика. 736 с.
45. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч.1. М.: Наука, 1965. 640 с.; Ч.2. М.: Наука, 1967. 720 с.

46. Десятков Б. М., Сарманаев О. А., Бордулин А. И. и др. Определение некоторых характеристик источника аэрозольных примесей путем решения обратной задачи их распределения в атмосфере. Оптика атмосферы и океана. 1999. № 2. С. 136-139.
47. Алехин А. Б. Прогнозирование и оптимизация экономико-экологических систем. Київ: Наукова думка, 1993.
48. Школьний Є. П., Лоева І. Д., Гончарова Л. Д. Методи обробки та аналізу гідрометеорологічної інформації. Одеса, 1999. 600 с.
49. Національна доповідь про стан навколишнього природного середовища в Україні в 2000 р. / Міністерство екології і природних ресурсів України. Київ: ПКДВ "Преса України", 2001. 184 с.
50. Нагорнов О. В., Короленок Е. В. Математическое моделирование автотранспортного загрязнения воздуха // Науч. сес. МИФИ-99, Москва, 1999: Сб. науч. Тр. Т 1. Экология. Биофизика. Медицинская физика. Математические методы. Теоретическая физика.–М., 1999.–С.136-138.
51. Кавтарадзе Д. Н., Николаева Л. Ф., Поршнева Е. Б., Флорова Н. Б. Автомобильные дороги в экологических системах. Проблемы взаимодействия. М.: ЧеРо, 1999. 240 с.
52. Кондратьев К. А. Изменение окружающей среды в Европе. Вестник РАН. 2001. Т. 71. № 6. С. 494-502.
53. Лесные экосистемы и атмосферное загрязнение / под ред. В. А. Алексева. Л.: Наука, 1990. 200 с.
54. Калинин Ю. А., Рослеков Н. А., Рослекова Н. В. и др. Современные методы эколого-геохимической оценки состояния и изменений окружающей среды: материалы Межд. школы (Новороссийск, 2003). Новороссийск: НИГБ РГУ, 2003. С. 79-91.
55. Гришин А. М. Математическое моделирование и прогноз катастроф: Методическое пособие. Томск, 1999. 24 с.
56. Планка Э. Эволюционная экология. М: Мир, 1984.
57. Ставрова Н. И. Влияние атмосферного загрязнения на возобновление

- хвойных пород. Лесные экосистемы и атмосферное загрязнение. Л., 1990. С. 121–144.
58. Копчик С. В. Многомерный статистический анализ реакции подстилок лесных почв на атмосферное загрязнение. Экология. 2000. № 2. С. 89-96.
59. Крапивин В. Ф., Свирежев Ю. М., Тарко А. М. Математическое моделирование глобальных биосферных процессов. М.: Наука, 1982. 271 с.
60. Федотов И. С., Карабань Р., Тихомиров Ф. и др. Оценка действия двуокиси серы на сосновые насаждения. Лесоведение. 1983. № 6. С. 23-27.
61. Keller T, Beda H. Effect of SO₂ on the germination of conifer pollen. Environ. Pollut. 1984. Vol. 33, No. 3. P. 237-243.
62. Фелленберг Г. Загрязнение природной среды. Введение в экологическую химию: пер с нем. М.: Мир, 1997. 232 с.
63. Израэль Ю. А., Семенов С. М., Кунина И. М. Комплексный подход к экологическому нормированию загрязнения воздуха. Проблемы экологического мониторинга и моделирования экосистем. Том XI. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. С. 11-23.
64. Проблемы экологического мониторинга и моделирования экосистем. Том XIII. Л.: Гидрометеоиздат, 1991. 232 с.
65. Израэль Ю. А., Семенов С. М., Кунина И. М. Загрязнение атмосферы регионального и глобального масштабов: оценка воздействий последствия на растительность суши и проблема экологического нормирования. Проблемы экологического мониторинга и моделирования экосистем. Том XII. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. С. 10-18.
66. Разработать научные основы экологического нормирования антропогенного воздействия на экосистемы суши и предложить экологические нормы ряда приоритетных загрязняющих веществ для континентальных экосистем. М., 1990. 114 с.
67. Израэль Ю. А., Филиппова Л. М., Инсаров Г. Э., Семевский Ф. Н., Семенов С. М. Экологические эффекты загрязнения природной среды глобального масштаба. Проблемы экологического мониторинга и

- моделирования экосистем. Том X. Л.: Гидрометеиздат, 1987. С. 10-22.
68. Виженский В. А., Петрухин А. А., Черханов Ю. П. и др. Нейтронно-активационное определение микроэлементов в атмосфере Антарктиды и Индийского океана. Ядерно-физические методы анализа в контроле окружающей среды. Л., 1987. С. 35-41.
 69. Пушкин С. Г., Михайлов В. А. Компараторный нейтронно-активационный анализ. Изучение атмосферных аэрозолей. Новосибирск: Наука. Сиб. отделение, 1989. 125 с.
 70. Smale S. Diffeomorphisms with many periodic points. *Differential and combinatorial topology* / ed. S.Cairns. Princeton University, 1963. P. 63-80.
 71. Smale S. Differentiable dynamical systems. *Amer. Math. Soc. Bul.* 1967. Vol. 73. P. 747-817.
 72. Guckenheimer J., Holmes P. *Nonlinear oscillations, dynamical systems and bifurcations of vector fields*. NY: Springer-Verlag, 1983. 328 p.
 73. Wiggins S. *Introduction to applied nonlinear dynamical systems and chaos*. NY: Springer-Verlag, 1996. 681 p.
 74. Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей / под ред. Ф. Т. М. Ньистадта, Х. Ван Дона: пер. с англ. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 350 с.
 75. Копчик С. В. Многомерный статистический анализ реакции подстилок лесных почв на атмосферное загрязнение. *Экология*. 2000. №2. С. 89 – 96.
 76. Федотов И. С., Карабань Р. Т., Тихомиров Ф. А. и др. Оценка действия двуокиси серы на сосновые насаждения. *Лесоведение*. 1983. № 6. С. 23 – 27.
 77. Keller T, Beda H. Effekt of SO₂ on the germination of conifer pollen. *Environment Pollut.* 1984. Vol. 33, No. 3. P. 237 – 243.
 78. Фелленберг Г. Загрязнение природной среды. Введение в экологическую химию: пер с нем. М.: Мир, 1997. 232 с.
 79. Проблемы экологического мониторинга и моделирования экосистем. Том XIII. Л: Гидрометеиздат, 1991. 232 с.

80. Израэль Ю. А., Семенов С. М., Кунина И. М. Загрязнение атмосферы регионального и глобального масштабов: оценка воздействий последствия на растительность суши и проблема экологического нормирования. Проблемы экологического мониторинга и моделирования экосистем. Том XII. Л: Гидрометеиздат, 1989. С. 10 – 18.
81. Разработать научные основы экологического нормирования антропогенного воздействия на экосистемы суши и предложить экологические нормы ряда приоритетных загрязняющих веществ для континентальных экосистем. М., 1990. 114 с.
82. Израэль Ю. А., Филиппова Л. М., Инсаров Г. Э., Семевский Ф. Н., Семенов С. М. Экологические эффекты загрязнения природной среды глобального масштаба. Проблемы экологического мониторинга и моделирования экосистем. Том X. Л: Гидрометеиздат, 1987. С. 10 – 22.
83. Glushkov A. V., Loboda N. S., Khokhlov V. N. Using meteorological data for reconstruction of annual runoff series over an ungauged area: Empirical orthogonal functions approach to Moldova-Southwest Ukraine region. Atmospheric Research (Elsevier). 2005. Vol. 77. P. 100–113.
84. Glushkov A. V., Loboda N. S., Khokhlov V. N., Lovett L. Using non-decimated wavelet decomposition to analyse time variations of North Atlantic Oscillation, eddy kinetic energy, and Ukrainian precipitation. Journal of Hydrology. 2006. Vol. 322, No. 1–4. P. 14–24.
85. Glushkov A. V., Khokhlov V. N., Loboda N. S. On the nonlinear interaction between global teleconnection patterns. Quart. Journ. of Royal Meteorol.Soc. 2006. Vol. 132. P. 447–465.
86. Glushkov A. V., Khokhlov V. N., Bunyakova Y. Y., Svinarenko A. A., Solonko T. V. Sensing the correlation between atmospheric teleconnection patterns and sea ice extent: micros technology “Geomath”. Sensor Electr. Microsyst. Techn. 2006. No. 2. P. 16–19.
87. Smale S. Differentiable dynamical systems. Amer. Math. Soc. Bul. 1967. Vol. 73. P. 747–817.

88. Wiggins S. Introduction to applied nonlinear dynamical systems and chaos. NY: Springer-Verlag, 1996. 681 p.
89. Arrowsmith D. K., Place C. M. An introduction to dynamical systems. Cambridge: Cambridge University Press, 1990. 423 p.
90. Lorenz E. N. Deterministic nonperiodic flow. J. Atmos. Sci. 1963. Vol. 20. P. 130–140.
91. Tsonis A. A. Chaos: from theory to application. NY: Plenum Press, 1992. 274 p.
92. Schuster H. G. Deterministic chaos: an introduction. Weinheim: Verlagsgesellschaft, 1989. 302 p.
93. Grassberger P., Schreiber T., Schaffrath C. Non-linear time sequence analysis. Int. J. Bifurcat. Chaos. 1991. Vol. 1. P. 521–547.
94. Crutchfield J. P., Farmer J. D., Packard N. H., Shaw R. S. Chaos. Scientific American. 1986. P. 38–49.
95. Briggs K. Simple experiments in chaotic dynamics. Amer. J. Phys. 1987. Vol. 55. P. 1083–1089.
96. Brandstater A., Swinney H. Strange attractors in weakly turbulent Couette-Taylor flow. Phys. Rev. A. 1987. Vol. 35. P. 2207–2220.
97. Nicolis C., Nicolis G. Is there a climatic attractor? Nature. 1984. Vol. 311. P. 529–532.
98. Essex C. Lookman T., Nerenberg M. A. H. The climatic attractor over short time series. Nature. 1987. Vol. 326. P. 64–66.
99. Ghil M., Kimoto M., Neelin J.D. Nonlinear dynamics and predictability in the atmospheric sciences. Rev. Geophys. 1991. Vol. 29. P. 46–55.
100. Harding A. K., Shinbrot T., Cordes J. M. A chaotic attractor in timing noise from the Vela pulsar. Astrophys. J. 1990. Vol. 353. P. 588–596.
101. Haucke H., Ecke R. Mode-locking and chaos in Rayleigh-Benard convection. Physica D. 1987. Vol. 25. P. 307–329.
102. Brock W. A., Hsieh D. A., LeBaron B. Nonlinear dynamics, chaos, and instability: statistical theory and economic evidence. MIT Press, 1991. 346 p.

103. Babloyantz A., Destexhe A. Low-dimensional chaos in an instance of epilepsy. Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 1986. Vol. 83. P. 3513–3517.
104. Мандельброт Б. Фрактальная геометрия природы: пер. с англ. М.: Институт компьютерных исследований, 2002. 656 с.
105. May R. M. Simple mathematical models with very complicated dynamics. Nature. 1976. Vol. 261. P. 459–467.
106. Lichtenberg A. J., Liebermann M. A. Regular and chaotic dynamics. NY: Springer-Verlag, 1992. 482 с.
107. Abarbanel H. D. I. Analysis of observed chaotic data. NY: Springer-Verlag, 1996. 288 p.
108. Kaplan D., Glass L. Understanding nonlinear dynamics. NY: Springer-Verlag, 1997. 420 p.
109. Ott E. Chaos in dynamical systems. Cambridge: CUP, 2002. 490 p.
110. Kantz H., Schreiber T. Nonlinear time series analysis. Cambridge: CUP, 2003. 386 p.
111. Заславский Г. М., Сагдеев Р. З., Усиков Д. А., Черников А. А. Слабый хаос и квазирегулярные структуры. М.: Наука, 1991. 240 с.
112. Кроновер Р. М. Фракталы и хаос в динамических системах: пер. с англ. М.: Постмаркет, 2000. 352 с.
113. Кузнецов С. П. Динамический хаос. М.: Физматлит, 2001. 296 с.
114. Рюэль Д. Случайность и хаос: пер. с франц. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. 192 с.
115. Hastings A. M., Hom C. L., Ellner S. , Turchin P., Godfray H. C. J. Chaos in ecology: is Mother Nature a strange attractor? Ann. Rev. Ecol. Syst. 1993. Vol. 24. P. 1-33.
116. May R. M. Necessity and chance: deterministic chaos in ecology and evolution. Bull. Amer. Math. Soc. 1995. Vol. 32. P. 291–308.
117. Blasius B., Stone L. Chaos and phase synchronization in ecological systems. Int. J. Bifurcat. Chaos. 2000. Vol. 10. P. 2361–2380.

118. Letellier C., Aziz-Alaoui M. A. Analysis of the dynamics of a realistic ecological model. *Chaos, Solitons & Fractals*. 2002. Vol. 13. P. 95–107.
119. Sprott J. C., Vano J. A., Wildenberg J. C., Anderson M. B., Noel J. K. Coexistence and chaos in complex ecologies. *Phys. Lett. A*. 2005. Vol. 335. P. 207–212.
120. Lanfredi M., Machiato M. Searching for low dimensionality in air pollution time series. *Erophys. Lett.* 1997. Vol. 40. P. 589–594.
121. Chelani A. B. Predicting chaotic time series of PM10 concentration using artificial neural network. *Int. J. Environ. Stud.* 2005. Vol. 62. P. 181–191.
122. Paluš M., Pelikán E., Eben K., Krejčíř P., Juruš P. Nonlinearity and prediction of air pollution. *Artificial neural nets and genetic algorithms / V. Kurkova, N.C. Steele, R. Neruda, M. Karny (Eds.)*. Wien: Springer, 2001. P. 473–476.
123. Glushkov A. V., Bunyakova Yu. Ya., Khokhlov V. N., Prepelitsa G. P., Tsenenko I. A. Sensing air pollution field structure on the industrial city's atmosphere: stochasticity and effects of chaos. *Sensor Electronics and Microsystem Technologies*. 2005. No. 1. P. 80–84.
124. Glushkov A. V., Serbov N. G., Bunyakova Yu. Ya., Prepelitsa G. P., Svinarenko A. A. Sensing the kinetical features of energy exchange in mixture CO₂-N₂-H₂O of atmospheric gases under interacting with laser radiation. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn.* 2006. No. 4. P. 20–22.
125. Glushkov A. V., Khokhlov V. N., Bunyakova Yu. Ya., Prepelitsa G. P., Tsenenko I. A. Sensing air pollution field structure on the industrial city's atmosphere: micros technology "Geomath". *Sensor Electronics and Microsystem Technologies*. 2005. No. 4. P. 27–32.
126. Glushkov A. V., Khokhlov V. N., Bunyakova Yu. Ya., Prepelitsa G. P., Svinarenko A. A., Tsenenko I. A. Sensing the nonlinear interaction between global teleconnection patterns: micros technology "Geomath". *Sensor Electr. and Microsyst. Techn.* 2006. No. 1. P. 64–70.
127. Glushkov A. V., Khokhlov V. N., Loboda N. S., Serbov N. G., Bunyakova Yu. Ya., Svinarenko A. A. Sensing the correlation between atmosphere

- teleconnection patterns and sea ice extent: microsystem technology “Geomath”. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn.* 2008. No. 2. P. 74–78.
128. Gottwald G. A., Melbourne I. A new test for chaos in deterministic systems. *Proc. Roy. Soc. London. Ser.A: Math.-Phys.Sci.* 2004. Vol. 460. P. 603–611.
 129. Gottwald G. A., Melbourne I. Testing for chaos in deterministic systems with noise. *Physica D.* 2005. Vol. 212. P. 100–110.
 130. Sauer T., Yorke J. A., Casdagli M. Embedology. *J. Stat. Phys.* 1991. Vol. 65. P. 579–616.
 131. Packard N. H., Crutchfield J. P., Farmer J. D., Shaw R. S. Geometry from a time series *Phys. Rev. Lett.* 1980. Vol. 45. P. 712–716.
 132. Abarbanel H. D. I., Brown R., Sidorowich J. J., Tsimring L. Sh. The analysis of observed chaotic data in physical systems. *Rev. Mod. Phys.* 1993. Vol. 65. P. 1331–1392.
 133. Mañé R. On the dimensions of the compact invariant sets of certain non-linear maps. *Dynamical systems and turbulence, Warwick 1980. Lecture Notes in Mathematics No. 898 / Eds.: D.A. Rand, L.S. Young. Berlin: Springer, 1981. P. 230–242.*
 134. Takens F. Detecting strange attractors in turbulence. *Dynamical systems and turbulence, Warwick 1980. Lecture Notes in Mathematics No. 898 / Eds.: D.A. Rand, L.S. Young. Berlin: Springer, 1981. P. 366–381.*
 135. Gallager R. G. *Information theory and reliable communication.* N.Y: Wiley, 1968. 608 p.
 136. Fraser A. M., Swinney H. L. Independent coordinates for strange attractors from mutual information. *Phys. Rev. A.* 1986. Vol. 33. P. 1134–1140.
 137. Schreiber T. Interdisciplinary application of nonlinear time series methods. *Phys. Rep.* 1999. Vol. 308. P. 1–64.
 138. Grassberger P, Procaccia I. Measuring the strangeness of strange attractors. *Physica D.* 1983. Vol. 9. P. 189–208.
 139. Osborne A. R., Provenzale A. Finite correlation dimension for stochastic systems with power-law spectra. *Physica D.* 1989. Vol. 35. P. 357–381.

140. Havstad J. W., Ehlers C. L. Attractor dimension of nonstationary dynamical systems from small data sets. *Phys. Rev. A*. 1989. Vol. 39. P. 845–853.
141. Kennel M. B., Brown R., Abarbanel H. D. I. Determining embedding dimension for phase-space reconstruction using a geometrical construction. *Phys. Rev. A*. 1992. Vol. 45. P. 3403–3411.
142. Песин Я. Б. Характеристические показатели Ляпунова и гладкая эргодическая теория. *Успехи математических наук*. 1977. Т. 32. С. 55–112.
143. Kaplan J. L., Yorke J. A. Chaotic behavior of multidimensional difference equations. *Functional differential equations and approximations of fixed points. Lecture Notes in Mathematics No. 730 / Eds.: H.O. Peitgen, H.O. Walter. Berlin: Springer, 1979. P. 204–227.*
144. Оселедец В. И. Мультипликативная эргодическая теорема. Характеристические показатели Ляпунова динамических систем. *Труды Московского математического общества*. 1968. Т. 19. С. 179–210.
145. Sano M., Sawada Y. Measurement of the Lyapunov spectrum from a chaotic time series. *Phys. Rev. Lett.* 1985. Vol. 55. P. 1082–1085.
146. Rissanen J. *Stochastic complexity in statistical inquiry*. Singapore: World Scientific, 1989. 177 p.
147. Kuguimtzis D., Lingjaerde O. C., Christophersen N. Regularized local linear prediction of chaotic time series. *Physica D*. 1998. Vol. 112. P. 344–360.
148. Sugihara G., May R. Nonlinear forecasting as a way of distinguishing chaos from measurements error in time series. *Nature*. 1990. Vol. 344. P. 734–741.
149. Friedman J. H. Multivariate adaptive regression splines (with discussion). *Annals of Statistics*. 1991. Vol. 19. P. 1–142.
150. Smith L. A. Identification and prediction of low-dimensional dynamics. *Physica D*. 1992. Vol. 58. P. 50–76.
151. Elsner J. B., Tsonis A. A. Nonlinear prediction, chaos and noise. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.* 1992. Vol. 73. P. 49–60.
152. Goldberg D. E. *Genetic algorithms in search, optimization, and machine learning*. Reading: Addison-Wesley, 1989. 412 p.

153. Защита атмосферы от промышленных загрязнений: Справочник / под ред. С. Калберта, Г. М. Инглунда. М.: Металлургия, 1988. 235 с.
154. Маккормик Р. А. Метеорология и загрязнение воздуха в городах. Бюроківень ВМО. 1989. Т. 18. № 3. С. 189–196.
155. Охрана и оптимизация окружающей природной среды / под ред. А. А. Лаптева. К.: Лыбидь, 1990. 256 с.
156. Климатические характеристики условий распространения примесей в атмосфере: Справочное пособие / под ред. Э. Ю. Безуглой, М. Е. Берлянда. Л.: Гидрометеиздат, 1983. 328 с.
157. Безуглая Э. Ю. Метеорологический потенциал и климатические особенности загрязнения воздуха городов. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 184 с.
158. Владимиров А. М., Ляхин Ю. И., Матвеев Л. Т., Орлов В. Г. Охрана окружающей среды. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 423 с.
159. Антропогенные изменения климата / под ред. М. И. Будыко, Ю. А. Израэля. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 403 с.
160. Редкозубов С. А. Статистические методы прогнозирования в АСУ. М.: Энергоиздат, 1981. 149 с.
161. Школьний Є. П., Лоева І. Д., Гончарова Л. Д. Методи обробки та аналізу гідрометеорологічної інформації. Одеса, 1999. 600 с.
162. Чуев Ю. В., Михайлов Ю. Б., Кузьмин В. И. Численные методы обработки информации при исследовании динамических систем. М.: Сов.Радио, 1975. 398 с.
163. Винников К. Я., Груза Г. В., Захаров В. Ф. и др. Современные изменения климата северного полушария. Метеорология и гидрология. 1981. № 5. С. 5–17.
164. Груза Г. В., Апасова Е. Г. Климатическая изменчивость сумм осадков северного полушария. Метеорология и гидрология. 1981. № 5. С. 25–37.
165. Климат Украины / Под ред. Т. Прихотько. Л.: Гидрометеиздат, 1967. 413 с.
166. Кендал М. Дж., Стьюарт Л. Многомерный статистический анализ и временные ряды. М.: Наука, 1976. 736 с.

167. Гутер Р. С., Овчинский Б. В. Элементы численного анализа и математической обработки результатов опыта. М.: Наука, 1970.
168. Tsonis A. A., Elsner J. B. Global temperature as a regulator of climate predictability. *Physica D*. 1997. Vol. 108. P. 191–196.
169. Бунякова Ю. Я. Новый подход в моделировании динамики загрязнения атмосферы промышленных городов (на примере Гданского региона): матеріали ІХ наук. конф. молодих вчених ОДЕКУ. Одеса, 2009. С. 142.
170. Глушков А. В., Лобода Н. С., Хохлов В. Н., Сербов Н. Г., Свинаренко А. А., Бунякова Ю. Я. Хаос во временных рядах концентраций загрязняющих веществ в атмосфере: краткосрочный прогноз. *Вісник Одеського державного екологічного ун-ту*. 2008. № 5. С. 225–235.
171. Buniakova Yu. Ya.. Multifraktal featurus of the large-scaled low frequency atmospheric. *Dinamics Days: 3. The Third International Conference on Nonlinear Science, Asia, Pacific, 30 June – 2 Julli, 2004*. P.91 – 92.
172. Екологічні проблеми міст і рекреаційних зон: Зб. наук. ст. / Ред. кол.: А. М. Андрианов; С. А. Андронаті; К. Д. Бабов та ін. Одеса: ОЦНТЕІ, 1999.–388 с.
173. Реймерс Н. Ф. Экология (теории, законы, правила, принципы и гипотезы). М.: “Россия молодая”, 1994. 367 с.
174. Некос А. Н. Забруднення навколишнього середовища от функціонування залізничного господарства. *Захист довкілля від антропогенного навантаження*. 2001. Вип. 4. С. 61–71.
175. Топчиев А. Г. Геоэкология: географические основы природопользования. Одесса: Астропринт, 1996.
176. Buniakova Yu. Ya., Glushkov A. V., Dudinov A. A. Short-range forecast of atmospheric pollutants using non-linear prediction method: abstr. of the European Geosciences Union General Assembly 2011. Vienna, Austria, 2011. P. A3.4.
177. Русов В. Д., Глушков А. В., Ващенко В. Н. Астрофизическая модель глобального климата земли. Київ: Наукова Думка, 2003. 212 с.

178. Rusov V. D., Glushkov A. V., Vaschenko V. N., Myhalus O. T., Bondartchuk Yu. A. et al. Galactic cosmic rays – clouds effect and bifurcation model of the earth global climate. Part 1. Theory. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* (Elsevier, The Netherlands). 2010. Vol. 72. – P.498–508.
179. Русов В. Д., Павлович В. Н., Илич Р., Якимович Р., Бондарчук Ю. А. и др. О фрактальном механизме взаимосвязи между генезисом, размером и содержанием атмосферных аэрозолей в различных регионах Земли. *Український антарктичний журнал*. 2006. № 4–5. С. 137–159.
180. Glushkov A. V., Loboda N. S., Khokhlov V. N. Neural networks & multi-fractal modelling the frustrated aquifer systems. “Underground” hydrology and global Earth angular momentum disbalance resources. *Water resources in Asia Pasific Region*. Kyoto, Japan. 2003. P. 1355–1358.
181. Glushkov A. V., Khokhlov V. N., Tsenenko I. A. Atmospheric teleconnection patterns and eddy kinetic energy content: wavelet analysis. *Nonlinear Processes in Geophysics*. 2004. Vol. 11, No. 3. P. 285–293.
182. Glushkov A. V., Khokhlov V. N., Bunyakova Yu. Ya., Bykowszczenko N. Modelling air pollution field structure in the industrial city’s atmosphere: Correlation integral method and fractal dimension. *Geophysical Research Abstracts: abstr. of the European Geosciences Union General Assembly 2006*. Vienna, Austria, 2006. Vol. 8. P. 00806.
183. Khokhlov V. N., Glushkov A. V., Loboda N. S., Bunyakova Yu. Ya. Short-range forecast of atmospheric pollutants using non-linear prediction method. *Atmospheric Environment*. Elsevier, The Netherlands, 2008. Vol. 42. P. 7284–7292.
184. Glushkov A. V., Khokhlov V. N., Loboda N. S., Bunyakova Yu. Ya. Modeling greenhouse gas concentration fields using chaos theory: 18 th. Intern. Symp. *Transport and Air Pollution*, Dubendorf, Switzerland, 18 – 19 May, 2010. P 06.
185. Бунякова Ю. Я., Глушков А. В., Хохлов В. Н. Структура поля загрязнения атмосферы промышленного города: стохастичность и эффекты хаоса.

- Метеорология, климатология, гидрология. Одесса, 2005. Вып. 49. С. 347–352.
186. Про затвердження порядку визначення величин фонових концентрацій забруднювальних речовин в атмосферному повітрі: наказ Міністерства екології та природних ресурсів України від 30 липня 2001 р. №286. 14 с.
 187. Шаприцкий В. Н. Разработка нормативов предельно-допустимых выбросов для защиты атмосферы. Справочник. М.: Металлургия, 1991. 416 с.
 188. Тищенко Н. Ф. Охрана атмосферного воздуха. Расчет содержания вредных веществ и их распределение в воздухе: Справочник. М.: Химия, 1991. 362 с.
 189. Glushkov A. V., Loboda N. S., Rusov V. N. Multi-fractal modeling of nonlinear hydrological systems: annual run-off time series and fractal dimension. *Physics of Aerodisp. Systems*. 2002. No. 39. P. 297–294.
 190. Glushkov A. V., Khokhlov V. N., Loboda N. S., Serbov N. G., Zhurbenko K. Signatures of low-dimensional chaos in hourly water level measurements at coastal site of Mariupol, Ukraine. *Stoch Environ Res Risk Assess*. Springer, 2008. Vol. 22, No. 6. P. 777–788.
 191. Bunyakova Yu. Ya., Khetselius O. Yu. Non-linear prediction statistical method in forecast of atmospheric pollutants: proc. of the 8th International Carbon Dioxide Conference, Jena, Germany, 2009. P. T2-098.
 192. Holzfuss J., Mayer-Kress G. An approach to error-estimation in the application of dimension algorithms. *Dimensions and entropies in chaotic systems* / ed. G. Mayer-Kress. N.Y: Springer, 1986. P. 114–122.
 193. Tsonis A. A., Elsner J. B. The weather attractor over very short timescale. *Nature*. 1988. Vol. 333. P. 545–547.
 194. Islam M. N., Sivakumar B. Characterization and prediction of runoff dynamics: a nonlinear dynamical view. *Adv. Water Resour*. 2002. Vol. 25. P. 179–190.
 195. Глушков А. В., Хохлов В. Н., Бунякова Ю. Я. Ренорм-групповой подход к исследованию спектра турбулентности в атмосфере. *Метеорология, климатология, гидрология*. 2004. Вып. 48. С. 286–292.

196. Glushkov A. V., Prepelitsa G. P., Bunyakova Yu. Ya., Solonko T. V. Air pollution field structure in the atmosphere: stochasticity and effects of chaos in distribution of the co component. *Physics of Aerodispersed Systems*. 2006. No. 41. С. 127–132.
197. Theiler J., Eubank S., Longtin A., Galdrikian B., Farmer J.D. Testing for nonlinearity in time series: The method of surrogate data. *Physica D*. 1992. Vol. 58. P. 77–94.
198. Бунякова Ю. Я. Новые динамико-стохастические подходы в прикладной экологии: формализм функции памяти: материалы XII-ої наук. конф. молодих вчених ОДЕКУ. Одеса, 2012. С. 36.
199. Bunyakova Yu. Ya., Khetselius O. Yu. Non-linear prediction method in short-range forecast of atmospheric pollutants: low-dimensional chaos: abstr. of the International Conference “XXXII Dynamical Days”, Gothenburg, Sweden, 2012. P. 207–208.
200. Бунякова Ю. Я. Элементы скейлинга в пространственно-временном распределении примесей в атмосфере промышленного города: материалы V наук. конф. молодих вчених ОДЕКУ. Одеса, 2005. С. 80 – 81.
201. Глушков А. В., Серга Э. Н., Бунякова Ю. Я. Хаос во временных рядах концентраций загрязняющих веществ в атмосфере (г. Одесса). *Вісник Одеського державного екологічного університету*. 2009. Вип. 8. С. 233–238.
202. EU program “Air pollution observation data: Gdansk region, 2003”. Institute of Chemistry and Environmental Protection, Technical University of Szczecin. Poland. 2004.
203. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Bunyakova Yu. Ya., Prepelitsa G. P., Solyanikova E. P., Serga E. N. Non-linear prediction method in short-range forecast of atmospheric pollutants: low-dimensional chaos. *Dynamical Systems – Theory and Applications*. Lodz: Lodz University Press , Poland, 2011. P. LIF111 (6 p.).

204. Глушков А. В., Серга Э. Н., Бунякова Ю. Я. Хаос во временных рядах концентраций пыли в атмосфере промышленного города. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2010. Вип. 9. С. 184 – 189.
205. Glushkov A. V., Khokhlov V. N., Loboda N. S., Khetselius O. Yu., Bunyakova Yu. Ya. Non-linear prediction method in forecast of air pollutants CO₂, CO. Transport and Air Pollution. Zürich: ETH University Press, Switzerland, 2010. P. 131–136.
206. Глушков А. В., Серга Э. Н., Бунякова Ю. Я. Хаос во временных рядах концентраций загрязняющих веществ в атмосфере (г. Одесса). Вісник Одеського державного екологічного університету. 2009. Вип. 8. С. 233–238.
207. Климатические характеристики условий распространения примесей в атмосфере: Справочное пособие / под ред. Э. Ю. Безуглой, М. Е. Берлянда. Л.: Гидрометеиздат, 1983. 328 с.
208. Безуглая Э. Ю. Метеорологический потенциал и климатические особенности загрязнения воздуха городов. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 184 с.
209. Владимиров А. М., Ляхин Ю. И., Матвеев Л. Т., Орлов В. Г. Охрана окружающей среды. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 423 с.
210. Антропогенные изменения климата / под ред. М. И. Будыко и Ю. А. Израэля. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 403 с.
211. Pečarova P., Miklanek P., Konicek A., Pečar J. Water quality in experimental basins. National Report 1999 of the UNESCO.-Project 1.1.-Intern.Water Systems, 1999, pp. 1-98.
212. Перелік найбільш поширених і небезпечних забруднюючих речовин, викиди яких в атмосферне повітря підлягають регулюванню: постанова Кабінету Міністрів України №1598 від 29 листопада 2001 р.
213. Глушков А. В. Проблемы экологической безопасности: Оптимальные лазерные методы детектирования и разделения изотопов (физика процессов). Одесса: Екологія, 2013. 320 с.

214. Глушков А. В. Новые методы математического моделирования в задачах конструктивной географии, гидрометеорологии и экологии. Одесса: ОДЕКУ, 2013. 405 с.
215. Glushkov A. V. Operator perturbation theory for atomic systems in a strong dc electric field. *Advances in Quantum Methods and Applications in Chemistry, Physics, and Biology. Series: Progress in Theoretical Physics and Chemistry / Eds.: M. Hotokka, J. Maruani, E. Brändas, G. Delgado-Barrio. Berlin, Springer, 2013. Vol. 28. Chapter 9. P. 161-178.*
216. Хецелиус О. Ю. Прикладна математика. Одеса, 2013. 105 с.
217. Khetselius O. Yu. New geometric attractor and neural networks approach to studying chaotic processes in photoelectronics systems. *International Scientific Journal "Photoelectronics" ("Scopus"). Vol. 22. P. 27-32.*
218. Buyadzhi V. V., Brusentseva S. V., Zaichko P. A. Studying ensembles of intervals of the parkinsonian tremor and local potential fluctuations on the basis of the theory of chaos. *International Scientific Journal "Photoelectronics" ("Scopus"). 2013. Vol. 22. P. 71-76.*
219. Prepelitsa G.P., Buyadzhi V. V., Ternovsky V. B. Non-linear analysis of chaotic self-oscillations in backward-wave tube. *International Scientific Journal "Photoelectronics" ("Scopus"). Vol. 22. P. 48-52.*
220. Glushkov A. V., Prepelitsa G. P. Non-linear optics and spectroscopy of atomic and laser systems with elements of a chaos. *International Scientific Journal "Photoelectronics" ("Scopus"). Vol. 22. P. 95-104.*
221. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Svinarenko A. A. Theoretical spectroscopy of autoionization resonances in spectra of lanthanides atoms. *Physica Scripta (IOP, London). 2013. Vol. T153. P. 01429 (6 p.).*
222. Khetselius O. Yu., Florko T. A., Svinarenko A. A., Tkach T. B. Radiative and collisional spectroscopy of hyperfine lines of the Li-like heavy ions and Tl atom in an atmosphere of inert gas. *Physica Scripta (IOP, London). 2013. Vol. T153. P. 01437 (5 p.).*

223. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Bunyakova Yu. Ya., Mansarliysky O. N., Solyanikova E. P. Studying and forecasting the atmospheric and hydroecological systems dynamics by using chaos theory methods. *Dynamical Systems – Theory and Applications (Lodz Univ., Poland)*. 2013. No. 1. P. LIF142.
224. Glushkov A. V., Svinarenko A. A., Buyadzhi V. V., Ternovsky V. B. Dynamics of laser systems with absorbing cell and backward-wave tubes with elements of a chaos. *Dynamical Systems – Theory and Applications*. 2013. No. 1. P. VIB140.
225. Glushkov A. V., Prepelitsa G. P., Zaichko P. A. Studying interaction dynamics of the non-linear vibrational systems within non-linear prediction method (application to quantum autogenerators). *Dynamical Systems – Theory and Applications*. 2013. No. 1. P. VIB142.
226. Glushkov A. V., Vaschenko V. N., Gerasimenko G. Atmospheric pollutants concentrations temporal dynamics for the industrials ukrainian cities: Low-dimensional chaos. *Dynamical Systems – Theory and Applications*. 2013. No. 1. P. LIF143.
227. Khetselius O. Yu. Forecasting evolutionary dynamics of chaotic systems using advanced non-linear prediction method. *Dynamical Systems – Theory and Applications*. 2013. No. 1. P. CON137.
228. Khetselius O. Yu., Brusentseva S. V., Tkach T. B. Studying interaction dynamics of chaotic systems within non-linear prediction method: Application to neurophysiology. *Dynamical Systems – Theory and Applications*. 2013. No. 1. P. LIF139.
229. Khokhlov V. N., Romanova A. V. Joint principal component: Wavelet analysis of atmospheric teleconnection: the North-Atlantic Oscillation Case. *Stochastic Environmental Research and Risk Assesment (Springer)*. 2014. Vol. 28, No. 2. P. 369-381.
230. Glushkov A. V., Serbov N. G., Bunyakova Yu. Ya. Short-range forecat of atmospheric pollutants using non-linear analysis and prediction method. *Atmospheric Environment (Elseiver)*. 2014.

231. Glushkov A. V. Renorm-group and fractal approach to turbulence spectrum in planetary atmosphere system, "cosmic plasma – galactic cosmic rays". Український гідрометеорологічний журнал. 2013. № 12. С. 25-30.
232. Глушков А. В. Анализ и прогноз антропогенного влияния на воздушный бассейн промышленного города на основе методов теории хаоса: Математические основы. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2013. Вип. 16. С. 5-11.
233. Бунякова Ю. Я. Общая характеристика экологического состояния атмосферы по областям и промышленным городам Украины. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2013. Вип. 16. С. 12-17.
234. Хецелиус О. Ю. Прогнозирование хаотических процессов в геофизических и экологических системах на основе концепции аттрактора и нейросетевого подхода. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2013. Вип. 16. С. 205-210.
235. Khetselius O. Yu., Svinarenko A. A. Analysis of the fractal structures in wave processes. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2013. Вип. 16. С. 222-226.
236. Препелица Г. П., Лобода А. В., Грушевский О. Н., Буяджи В. В. К вопросу о применении аппарата нейросетевого моделирования и распознавания образов в задачах прикладной экологии и гидрометеорологии. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2013. Вип. 16. С. 227-231.
237. Кругляк Ю. А., Глушков А. В. Уроки нанoeлектроники. 4. Термоэлектрические явления в концепции «снизу-вверх». Вісник Одеського державного екологічного університету. 2013. Вип. 15. С. 223-238.
238. Глушков А. В. Анализ и прогноз антропогенного влияния на воздушный бассейн промышленного города на основе методов теории хаоса: Концепция размерностей Ляпунова. Український гідрометеорологічний журнал. 2013. № 13. С. 5-9.

239. Серга Э. Н., Бунякова Ю. Я., Лобода А. В., Мансарлийский В. Ф., Дудинов А.А. Мультифрактальный анализ временных рядов индексов Арктического, Антарктического и Южного колебаний. Український гідрометеорологічний журнал. 2013. № 13. С. 41-45.
240. Глушков А. В., Грушевский О. Н., Бунякова Ю. Я., Балан А. К. Хаос-геометрический анализ временных рядов концентраций диоксида азота в атмосфере промышленного города (на примере Гданьского региона). Український гідрометеорологічний журнал. 2013. № 13. С. 24-28.
241. Сербов Н. Г., Хецелиус О. Ю., Балан А. К., Дудинов А. А. Прогнозирование хаотических процессов в гидроэкологических системах на основе концепции аттрактора и нейросетевого подхода. Український гідрометеорологічний журнал. 2013. № 13. С. 86-91.
242. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Prepelitsa G. P., Svinarenko A. A. Geometry of Chaos I: Theoretical basis's of a consistent combined approach. International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center". 201. Vol. 6, No. 1. P. 67-79.
243. Glushkov A. V., Prepelitsa G. P., Buyadzhi V. V., Ternovsky V. B. Geometry of Chaos: Consistent combined approach to treating of chaotic self-oscillations in backward-wave tube. International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center". 2013. Vol. 6, No. 2. P. 6-12.
244. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Bunyakova Yu. Ya. Geometry of Chaos: Consistent combined approach to treating chaotic hydroecological systems. International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center". 2013. Vol. 6, No. 4. P. 6-10.
245. Glushkov A. V. Memory functions formalism to description of the non-linear dynamical systems. International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center". 2013. Vol. 6, No. 4. P. 22-28.
246. Khetselius O. Yu. Sensing nuclear anapole moment and parity non-conservation effect in heavy atomic systems: new scheme. Sensor Electronics and Microsystems Technologies. 2013. Vol. 10, No. 2. P. 36-41.

247. Florko T. A. New numerical approach in sensing radiative transitions probabilities in spectra of some complex ions. *Sensor Electronics and Microsystems Technologies*. 2013. Vol. 10, No. 2. P. 42-47.
248. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Bunyakova Yu. Ya., Zaichko P. A. Geometry of Chaos: Consistent combined approach to treating chaotic dynamics atmospheric pollutants and its forecasting. *International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center"*. 2013. Vol. 6, No. 3. P. 6-11.
249. Glushkov A. V., Ambrosov S. V., Khetselius O. Yu., Bunyakova Yu. Ya., Mansarliysky V. F. Using microsystem technology "Geomath" to modeling the Earth angle momentum balance, atmospheric processes and radiowaveguids parameters: Nonstationary theory. *Sensors Electronics and Microsystems Technologies*. 2013. Vol. 10, No. 1. P. 22-28.
250. Glushkov A. V., Numerical modeling of atomic and nuclear systems in an intense laser field and resonance phenomena in heavy ions collisions: abs. of XXV IUPAP Conference on Computational Physics, Moscow, Russia, 2013. P. 41.
251. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Brusentseva S. V. and Duborez A. V. Numerical analysis and forecasting nonlinear dynamics of chaotic systems using a chaos theory methods (application to neurophysiology and econophysics):abs. of XXV IUPAP Conference on Computational Physics, Moscow, Russia, 2013. P. 42.
252. Glushkov A. V., Grushevsky O. N., Vaschenko V. N. and Gerasimenko T. Numerical modeling and forecasting the geophysical (atmospheric and hydroecological) systems dynamics by using the non-linear prediction and chaos theory methods: abs. of XXV IUPAP Conference on Computational Physics, Moscow, Russia, 2013. P. 43.
253. Glushkov A. V., Buyadzhi V. V., Prepelitsa G. P., Ponomarenko E. L. and Ternovsky V. B. Computational modelling dynamics of quantum and laser systems and backward-wave tubes with elements of a chaos: abs. of XXV IUPAP Conference on Computational Physics, Moscow, Russia, 2013. P. 44.

254. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Bunyakova Yu. Ya., Mansarliysky O. N., Solyanikova E. P. Studying and forecasting the atmospheric and hydroecological systems dynamics by using chaos theory method: abs. of the 12th International Conference „Dynamical Systems – Theory and Applications” (DSTA- 2013), Lodz Poland, 2013. P. E-LIF142.
255. Glushkov A. V., Svin Buyadzhi V. V., Ternovsky V. B., Dynamics of laser systems with absorbing cell and backward-wave tubes with elements of a chaos: abs. of the 12th International Conference „Dynamical Systems – Theory and Applications” (DSTA- 2013), Lodz, Poland, 2013. P. E- VIB140
256. Glushkov A. V., Prepelitsa G. P., Zaichko P. A. Studying interaction dynamics of the non-linear vibrational systems within non-linear prediction method (application to quantum autogenerators): abs. of the 12th International Conference „Dynamical Systems – Theory and Applications” (DSTA- 2013), Lodz, Poland, 2013. P. E- VIB142.
257. Glushkov A. V., Vaschenko V. N., Gerasimenko G. Atmospheric pollutants concentrations temporal dynamics for the industrials ukrainian cities: Low-dimensional chaos: abs. of the 12th International Conference „Dynamical Systems – Theory and Applications” (DSTA- 2013), Lodz, Poland, 2013. P. E- LIF143
258. Khetselius O. Yu. Forecasting evolutionary dynamics of chaotic systems using advanced non-linear prediction method: abs. of the 12th International Conference „Dynamical Systems – Theory and Applications” (DSTA- 2013), Lodz, Poland, 2013. P. E- CON137
259. Khetselius O. Yu., Brusentseva S. V., Tkach T. B. Studying interaction dynamics of chaotic systems within non-linear prediction method: Application to neurophysiology: abs. of the 12th International Conference „Dynamical Systems – Theory and Applications” (DSTA- 2013), Lodz, Poland, 2013. P. E- LIF139
260. Glushkov A. V. New approach to determination and forecasting environment pollution in urban areas and new politics in a field of environment defense: proc.

- of the International Conference “Urban Environmental Pollution 2013 Asian Edition”-Creating Healthy, Liveable Cities, Beijing, China, 2013.
261. Glushkov A. V., Vaschenko V. N., Gerasimenko T. Atmospheric pollutants concentrations temporal dynamics for the Donbass industrial region of Ukraine: Numerical analysis: proc. of the International Conference “Urban Environmental Pollution 2013 Asian Edition”-Creating Healthy, Liveable Cities, Beijing, China, 2013.
262. Glushkov A. V., Solyanikova E. P., Grushevsky O. N., Dudinov A. A. New non-linear prediction method to analyzing and forecasting the anthropogenic factors effect on the ecological state of the water reservoirs: proc. of the International Conference “Urban Environmental Pollution 2013 Asian Edition”-Creating Healthy, Liveable Cities, Beijing, China, 2013.
263. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Bunyakova Yu. Ya., Mansarliysky V. Non-linear prediction method to forecasting air pollutants in an atmosphere of industrial cities: Odessa and Gdansk regions: proc. of the International Conference “Urban Environmental Pollution 2013 Asian Edition”-Creating Healthy, Liveable Cities, Beijing, China, 2013.
264. Khetselius O. Yu., Bunyakova Yu. Ya. Forecasting evolutionary dynamics of chaotic environment systems using advanced non-linear prediction method and application to air pollution determination in the Netherlands and Italia regions: proc. of the International Conference “Urban Environmental Pollution 2013 Asian Edition”-Creating Healthy, Liveable Cities, Beijing, China, 2013.
265. Bunyakova Yu. Ya. Analysis and estimation of anthropogenic loading influence on the Odessa industrial city air basin from the point of view of the sanitary and environmental standards: proc. of the International Conference “Urban Environmental Pollution 2013 Asian Edition”-Creating Healthy, Liveable Cities, Beijing, China, 2013.
266. Glushkov A. V., Kuzakon V. M., Kuzakon G. A., Seredenko S. S. Geometry of a Chaos: New combined method for treating a deterministic chaos in complex

- systems: proc. of International Conference on Geometry, Odessa, Ukraine, 2013. P. 98.
267. Glushkov A. V., Brusentseva S. V., Ternovsky V. B., Zaichko P. A. Geometry of a Chaos: New numerical techniques for treating a deterministic chaos in complex quantum generator, geo-and biophysical systems: proc. of the International Conference on Mathematical Modeling and Computational Physics, Dubna, Russia, 2013. P. P01.
268. Khetselius O. Yu. Modelling Atmospheric Turbulent Pulsations induced by Galactic Cosmic Rays: Phenomena of Genesis and Scaling: proc. of the XIIth Scientific Assembly IAGA 2013 of International Association of Geomagnetism and Aeronomy (International Union of Geodesy and Geophysics), Merida Yucatan, Mexico, 2013. P. 55.
269. Glushkov A. V., Ambrosov S. V., Mansarliysky V. F. Global Mechanisms in the Earth Atmosphere Models and Angle Momentum Balance: Atmospheric circulation, Teleconnection and Radio-Waveguides: proc. of the XIIth Scientific Assembly IAGA 2013 of International Association of Geomagnetism and Aeronomy (International Union of Geodesy and Geophysics), Merida Yucatan, Mexico, 2013. P. 55.
270. Глушков А. В., Прогнозирование экологического состояния и безопасности окружающей среды с учетом антропогенных факторов. Одесса: ТЕС, 2015. 280 с.
271. Glushkov A. V., Svinarenko A. A., Khetselius O. Yu., Buyadzhi V. V., Florko T. A., Shakhman A. N. Relativistic Quantum Chemistry: Advanced Approach to Construction of the Green's Function of the Dirac Equation with Complex Energy and Mean-Field Nuclear Potential. *Frontiers in Quantum Methods and Applications in Chemistry and Physics*,. Series: Progress in Theoretical Chemistry and Physics / Eds.: M. Nascimento, J. Maruani, E. Brändas, G. Delgado-Barrio. Springer, 2015. Vol. 29. Ch. 12. P. 197-218.
272. Khetselius O. Yu., Optimized perturbation theory to calculating the hyperfine line shift and broadening for heavy atoms in the buffer gas. *Frontiers in Quantum*

- Methods and Applications in Chemistry and Physics, Series: Progress in Theoretical Chemistry and Physics / Eds.: N .Nascimento, J.Maruan, E.Brändas, G.Delgado-Barrio (Springer).-2015-Vol.29.- Ch.4.-P.54-76.
273. Glushkov A. V. Methods of a chaos theory. Odessa: OSENU, 2015. 120 p.
274. Glushkov A. V. New methods of mathematical modelling in tasks of constructive geography, hydrometeorology and applied ecology. Odessa: OSENU, 2015. 400 p.
275. Глушков А. В., Хецелиус О. Ю., Дубровская Ю. В., Терновский В. Б. Теория кооперативных квантовых эффектов в атомах в сильном электромагнитном поле. Одесса: ТЕС, 2015. 405 с.
276. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Kruglyak Yu. A., Ternovsky V. B., Computational Methods in Quantum Geometry and Chaos theory. P.3. Odessa: TEC, 2015. 180 p.
277. Kruglyak Yu. A., Glushkov A. V., Prepelitsa G. P., Buyadzhi V. V. Computational Methods in Quantum Geometry and Chaos theory. P.4. Odessa: TEC, 2015. 180 p.
278. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Svinarenko A. A., Buyadzhi V. V. Methods of computational mathematics and mathematical physics. P.1. Odessa: TEC, 2015. 180 p.
279. Ternovsky V. B., Glushkov A. V., Zaichko P. A., Khetselius O. Yu., Florko T. A. New relativistic model potential approach to sensing radiative transitions probabilities in spectra of heavy Rydberg atomic systemsю. Sensor Electr. and Microsyst. Techn. 2015. Vol. 12, No. 4. P. 47-52.
280. Buyadzhi V. V., Glushkov A. V., Mansarliysky V. F., Ignatenko A. V., Svinarenko A. A. Spectroscopy of atoms in a strong laser field: New method to sensing AC Stark effect, multiphoton resonances parameters and ionization cross-sections. Sensor Electr. and Microsyst. Techn. 2015. Vol. 12, No. 4. P. 53-57.

281. Glushkov A. V., Ternovsky V. B., Buyadzhi V. V., Zaichko P. A., Nikola L. V. Advanced relativistic energy approach to radiation decay processes in atomic systems. *Photoelectronics*. 2015. Vol. 24. P. 11-22.
282. Khetselius O. Yu., Florko T. A., Smirnov A. V., Bunyakova Yu. Ya. Hyperfine structure parameters of the mercury Hg isotopes: consistent nuclear-QED theory. *International Journal Photoelectronics*. 2015. Vol. 24. P. 65-71.
283. Glushkov A. V., Svinarenko A. A., Ternovsky V. V., Smirnov A. V., Zaichko P. A. Spectroscopy of the complex autoionization resonances in spectrum of helium: Test and new spectral data. *Photoelectronics*. 2015. Vol. 24. P. 94-102.
284. Ignatenko A. V., Ponomarenko E. L., Kvasikova A. S., Kulakli T. A. On determination of radiative transitions probabilities in relativistic theory of diatomic molecules: new scheme. *Photoelectronics*. 2015. Vol. 24. P. 116-121.
285. Florko T. A., Glushkov A. V., Lopatkin Yu. M., Ambrosov S. V., Kozlovskaya V. P. On intensity of emission of the metals atoms in a hydrogen-oxygen flame in a presence of a magnetic field. *Photoelectronics*. 2015. Vol. 24. P. 146-150.
286. Glushkov A. V., Kuzakon V. M., Bunyakova Yu. Ya., Buyadzhi V. V., Geometry of Chaos: Advanced computational approach to treating chaotic dynamics of some ecological systems II. *International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center"*. 2015. Vol. 8, No. 2. P. 87-93.
287. Glushkov A. V., Kuzakon V. M., Buyadzhi V. V., Solyanikova E. P. Geometry of Chaos: Advanced computational approach to treating chaotic dynamics of some ecological systems. *International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center"*. 2015. Vol. 8, No. 1. P. 93-99.
288. Glushkov A. V., Kuzakon V. M., Bunyakova Yu. Ya., Buyadzhi V. V. Geometry of Chaos: Advanced computational approach to treating chaotic dynamics of environmental radioactivity systems I. *International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center"*. 2015. Vol. 8, No. 3. P. 87-93.
289. Ternovsky V. B., Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Ignatenko A. V. Geometry of a Relativistic Quantum Chaos: New approach to dynamics of atomic systems

- in electromagnetic field. International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center". 2014. Vol. 8, No. 3. P. 99-103.
290. Glushkov A. V., Kuzakon V. M., Bunyakova Yu. Ya., Buyadzhi V. V. Geometry of chaos: advanced computational approach to treating chaotic dynamics of environmental radioactivity systems II. Intern.Sci.Journ."Proceedings of International Geometry Center". 2015. Vol. 8, No. 4. P. 93-98.
291. Ternovsky V. B., Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Svinarenko A. A. Geometry of a resonances: multiphoton resonance in one-particle systems. International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center". 2015. Vol. 8, No. 4. P. 105-109.
292. Glushkov A. V., Serbov N. G., Vaschenko V. N., Solyanikova E. P., Patlashenko G. Studying and forecasting the sulphates pollution dynamics by using a chaos theory methods. Екологічна безпека. Кременчук: КрНУ, 2015. Вип. 2(20). С. 43–47.
293. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Safranov T. A., Svinarenko A. A. Analysis and forecast of the environmental radioactivity dynamics based on methods of chaos theory: General conceptions. Preprint Odessa state Environmental University. Odessa: OSENU. 2015. NEAM-1. 12P..
294. Glushkov A. V., Serbov N. G., Bunyakova Yu. Ya., Buyadzhi V. V., Solyanikova E. P. Studying and forecasting the phosphates pollution dynamics in hydroecological systems by using a chaos theory methods. Preprint Odessa state Environmental University. Odessa: OSENU. 2015. NEAM-2. 18P..
295. Glushkov A. V., Safranov T. A., Khokhlov V. N., Khetselius O. Yu., Bykowszczenko N., Bunyakova Yu. Ya. Modeling and forecasting pollutant concentrations temporal dynamics for atmosphere of industrial city (Gdansk). Preprint Odessa state Environmental University. Odessa: OSENU. 2015. NEAM-3. 14P..
296. Glushkov A. V., Gubanova E. R., Khetselius O. Yu., Prepelitsa G. P., Svinarenko A. A., Bunyakova Yu. Ya., Buyadzhi V. V. Analysis and forecast of the environmental radioactivity dynamics based on methods of chaos theory: general

- scheme and some application. Український гідрометеорологічний журнал. 2015. № 16. С.
297. Glushkov A. V. Review of fundamental nuclear-geophysical researches in OSENU: I. Standard beta decay theory elements and new cooperative electron- β -nuclear spectroscopy. Український гідрометеорологічний журнал. 2015. № 16. С.
298. Бунякова Ю. Я. Нові географо-математичні концепції в задачах моделювання поширення шкідливих домішок в атмосфері. Український гідрометеорологічний журнал. 2015. № 16. С.
299. Glushkov A. V., Svinarenko A. A., Ambrosov S. V., Bunyakova Yu. Ya., Buyadzhi V. V., Mansarliysky V. F. The Earth angle moment balance, low-frequency atmospheric processes and radiowaveguides: II. Application of an advanced non-stationary theory for different forms of atmosphere circulation. Український гідрометеорологічний журнал. 2015. № 16. С. 156-162.
300. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Serbov N. G., Bunyakova Yu. Ya., Buyadzhi V. V., Solyanikova E. P. Modelling and forecasting the hydroecological systems pollution dynamics by using a chaos theory methods: II. Advanced chaos data on pollution of the Small Carpathians river's watersheds. Український гідрометеорологічний журнал. 2015. № 16. С. 181-186.
301. Serbov N. G., Svinarenko A. A., Khetselius O. Yu., Grushevsky O. N. Wavelet and multifractal analysis of the nonlinear structures in chaotic processes for hydroecological systems. Український гідрометеорологічний журнал. 2015. № 16. С. 187-193.
302. Glushkov A. V. Analysis and forecast of the hydroecological system pollution dynamics based on methods of chaos theory: new general scheme. Vestnik Odessa State Environmental University. 2015. Vol. 19. P. 12-17.
303. Khetselius O. Yu. Forecasting evolutionary dynamics of chaotic systems using advanced non-linear prediction and neural networks methods: Application to

- ecological system pollution dynamics. Vestnik Odessa State Environmental University. 2015. Vol. 19. P. 30-35.
304. Bunyakova Yu. Ya. Dynamics of chemical pollution in the forested watersheds: new data on correlation dimension and chaos elements in time series. Vestnik Odessa State Environmental University. 2015. Vol. 19. P. 36-40.
305. Glushkov A. V., Svinarenko A. A., Ambrosov S. V., Bunyakova Yu. Ya., Buyadzhi V. V., Mansarliysky V. F. The earth angle moment balance, low-frequency atmospheric processes and radiowaveguides: application of an advanced non-stationary theory. Vestnik Odessa State Environmental University. 2015. Vol. 19. P. 49-54.
306. Serbov N. G., Svinarenko A. A., Khetselius O. Yu., Balan A. K. Analysis of the fractal structures in chaotic processes: time series of the Danube river's daily runoff and the extremal hydrological events. Vestnik Odessa State Environmental University. 2015. Vol. 19. P. 83-87.
307. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Serbov N. G., Bunyakova Yu. Ya., Balan A. K., Buyadzhi V. V. Modelling and forecasting the hydroecological systems pollution dynamics by using a chaos theory methods: I. Advanced data on pollution of the Small Carpathians river's watersheds. Vestnik Odessa State Environmental University. 2015. Vol. 19. P. 88-94.
308. Глушков А. В. Операторная теория возмущений – новый метод. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2015. Вип. 19. P. 142-147.
309. Хецелиус О. Ю. Электрослабое взаимодействие в конечных ферми-системах и эффект несохранения четности описания штарковских резонансов. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2015. Вип. 19. P. 148-154.
310. Чернякова Ю. Г., Витавецкая Л. А., Башкарев П. Г., Кулакли Т. А. О вычислении матричных элементов оператора взаимодействия для трехквaziчастичных атомных состояний в рамках релятивистской теории возмущений. Вісник Одеського державного екологічного університету.

2015. Вип. 19. Р. 210-215.
311. Игнатенко А. В., Флорко Т. А., Ткач Т. Б., Кулакли Т. А. Релятивистская теория возмущений с модельным приближением квантового дефекта для ридберговских систем. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2015. Вип. 19. Р. 216-223.
312. Ильина В. О., Костик В. В., Чернякова Ю. Г. Гидродинамические характеристики газожидкостных систем, образующихся при диспергировании воздуха с помощью стеклянных фильтров Шотта №4. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2015. Вип. 19. Р. 176-181.
313. Svinarenko A. A., Glushkov A. V., Ignatenko A. V., Buyadzhi V. V., Smirnov A. V. Relativistic method of description of the complex autoionization resonances in atomic spectra: review of method and new spectral data. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2015. Вип. 19. Р. 224-230.
314. Glushkov A. V. Atomic and Nuclear quantum optics: Multiphoton and autoionization resonances in a strong DC electric and laser field: abs. of the V International School and Conference on Photonics-2015. Belgrade, Serbia, 2015. P. 51-52.
315. Glushkov A. V., Buyadzhi V. V., Prepelitsa G. P., Ternovsky V. B. New nonlinear optics and dynamics of quantum and laser systems with elements of a chaos: abs. of the V International School and Conference on Photonics-2015. Belgrade, Serbia, 2015. P. 82-83.
316. Khetselius O. Yu. Parity non-conservation effect in optics of heavy atoms and observing P and PT violation using NMR shift in a laser beam: abs. of the V International School and Conference on Photonics-2015. Belgrade, Serbia, 2015. P. 81-82.
317. Svinarenko A. A., Dubrovskaya Yu. V., Florko T. A. Spectroscopy of lanthanides atoms: Relativistic theory of autoionization resonances in spectra of

- some atoms: abs. of the V International School and Conference on Photonics-2015. Belgrade, Serbia, 2015. P. 100-101.
318. Glushkov A. V. Resonance phenomena in heavy nuclei collisions and dynamical Stark effect for nuclei in superstrong laser field: abs. of the 3rd European Nuclear Physics Conference (EuNPC2015). MartiniPlaza, Groningen, the Netherlands, 2015. P. 102.
319. Glushkov A. V., Dubrovskaya Yu. V., Chernyakova Yu. G., Vitavetskaya L. A. Advanced quantum-mechanical approach in terms of collective coordinates in theory of nuclear alpha-emission: abs. of the 3rd European Nuclear Physics Conference (EuNPC2015). MartiniPlaza, Groningen, the Netherlands, 2015. P. 112.
320. Glushkov A. V., Sukharev D. E., Serga I. N., Shakhman A. N. Spectroscopy and dynamics of hadronic atoms: Energy shifts and widths and strong interaction corrections: abs. of the 3rd European Nuclear Physics Conference (EuNPC2015). MartiniPlaza, Groningen, the Netherlands, 2015. P.114.
321. Glushkov A. V., Svinarenko A. A., Prepelitsa G. P., Tkach T. B. Spectroscopy of the heavy quarkonia: Energy levels splitting and relativistic corrections: abs. of the 3rd European Nuclear Physics Conference (EuNPC2015). MartiniPlaza, Groningen, the Netherlands, 2015. P. 113.
322. Khetselius O. Yu., Electroweak interaction and parity nonconservation in heavy finite fermi-systems: Spin-dependent effects: abs. of the 3rd European Nuclear Physics Conference (EuNPC2015). MartiniPlaza, Groningen, the Netherlands, 2015. P. 115.
323. Khetselius O. Yu., Kvasikova A. S., Florko T. A., Smirnov A. V. Relativistic energy approach to cooperative electron-gamma- nuclear processes: NEET effect: abs. of the 3rd European Nuclear Physics Conference (EuNPC2015). MartiniPlaza, Groningen, the Netherlands, 2015. P. 116.
324. Khetselius O. Yu., Svinarenko A. A., Dubrovskaya Yu. V., Lovett L. Stochastic features of decay of the multipole giant resonances in nuclei: abs. of the 3rd

- European Nuclear Physics Conference (EuNPC2015). MartiniPlaza, Groningen, the Netherlands, 2015. P. 116.
325. Buyadzhi V. V., Florko T. A., Ignatenko A. V. Excitation rates for nuclear isomers in hot plasma and photon-plasmon transitions in positronium and astrophysical plasma: abs. of the 3rd European Nuclear Physics Conference (EuNPC2015). MartiniPlaza, Groningen, the Netherlands, 2015. P. 109.
326. Buyadzhi V. V., Serga I. N., Ternovsky V. ., Zaichko P. A. Dynamic enhancement and chaos elements in theory of a nucleus and electron internal conversion in nuclides: abs. of the 3rd European Nuclear Physics Conference (EuNPC2015). MartiniPlaza, Groningen, the Netherlands, 2015. P. 108.
327. Glushkov A. V., Kuzakon V. M., Smirnov A. V., Duborez A. V. Geometry of a Chaos: New advanced approach to treating a deterministic chaos in complex dynamical systems: abstr.of International Conference “Geometry in Odessa-2015”, Odessa, Ukraine, 2015. P. 45.
328. Buyadzhi V. V. Geometry of a quantum chaos: Chaotic elements in dynamics of atomic systems in an external electromagnetic field: abstr.of International Conference “Geometry in Odessa-2015”, Odessa, Ukraine, 2015. P. 39.
329. Glushkov A. V. Energy approach to atoms and nuclei in super strong laser field and resonance phenomena in heavy ions collisions: abs. of the XXIX International Conference on Photonic, Electronic, and Atomic Collisions (ICPEAC), Toledo, Spain, 22 –28 July 2015. P. ID894.
330. Glushkov A. V., Kvasikova A. S., Ponomarenko E. L. Cooperative laser electron-gamma-nuclear phenomena in optics and spectroscopy of atoms, molecules and clusters: abs. of the XXIX International Conference on Photonic, Electronic, and Atomic Collisions (ICPEAC), Toledo, Spain, 22 –28 July 2015. P. ID 895.
331. Glushkov A. V., Prepelitsa G. P., Tkach T. B. and Ternovsky V. B. Rydberg atoms in a black-body radiation field: Relativistic calculation of radiation transition and ionization characteristics: abs. of the XXIX International

- Conference on Photonic, Electronic, and Atomic Collisions (ICPEAC), Toledo, Spain, 22 –28 July 2015. P. ID 896.
332. Khetselius O. Yu., Florko T. A. and Serga I. N. Collisional shift and broadening hyperfine lines of heavy atomic systems in an atmosphere of the inert gas: abs. of the XXIX International Conference on Photonic, Electronic, and Atomic Collisions (ICPEAC), Toledo, Spain, 22 –28 July 2015. P. ID 898.
333. Buyadzhi V. V. Atomic ensemble in a laser pulse of the nonrectangular shape: Resonant dynamics, optical bi-stability, noise and chaos effects: abs. of the XXIX International Conference on Photonic, Electronic, and Atomic Collisions (ICPEAC), Toledo, Spain, 22 –28 July 2015. P. ID 899.
334. Glushkov A. V. Atomic and Nuclear quantum optics: Multiphoton and autoionization resonances in a strong DC electric and laser field: abs. of the 47th Conference of the European Group on Atomic Systems (EGAS-2015), University of Latvia, Riga, Latvia, July 14-17 2015. P. 95 (P29).
335. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Kvasikova A. S., Ponomarenko E. L. The Rayleigh and Raman scattering of light on metastable levels of diatomics: An advanced method and new data: abs. of the 47th Conference of the European Group on Atomic Systems (EGAS-2015), University of Latvia, Riga, Latvia, July 14-17 2015. P. 132 (P66).
336. Buyadzhi V. V., Glushkov A. V., Prepelitsa G. P., Ternovsky V. B. Nonlinear optics and dynamics of atoms, molecules in an electromagnetic field and laser systems with elements of a chaos: abs. of the 47th Conference of the European Group on Atomic Systems (EGAS-2015), University of Latvia, Riga, Latvia, July 14-17 2015. P. 154 (P85).
337. Buyadzhi V. V., Khetselius O. Yu., Svinarenko A. A., Florko T. A. Laser-gamma-nuclear spectroscopy of multicharged ions: “Shake-up” and co-operative excitation effects, New data: abs. of the 47th Conference of the European Group on Atomic Systems (EGAS-2015), University of Latvia, Riga, Latvia, July 14-17 2015. P. 86 (P20).

338. Glushkov A. V., Prepelitsa G. P., Svinarenko A. A., Brusentseva S. V. New nonlinear optics and dynamics of quantum and laser systems with elements of a chaos:abs. of the XX International Workshop on Quantum Systems in Chemistry, Physics and Biology, Varna, Bulgaria, 14-20 September 2015. P. 85
339. Svinarenko A. A. Theoretical studying spectra of lanthanides atoms on the basis of relativistic many-body perturbation :abs. of the XX International Workshop on Quantum Systems in Chemistry, Physics and Biology, Varna, Bulgaria, 14-20 September 2015. P. 26
340. Svinarenko A. A., Glushkov A. V., Malinovskaya S. V., Dubrovskaya Yu. V., Kvasikova A. S. Spectroscopy of cooperative laser electron- γ -nuclear processes in diatomics, multiatomic molecules and clusters:abs. of the XX International Workshop on Quantum Systems in Chemistry, Physics and Biology, Varna, Bulgaria, 14-20 September 2015. P. 110.
341. Глушков А. В., Ефимов В. А., Кивганов А. Ф. Моделирование климата как задача взаимодействия триплета солитонов (постановка задачи). Метеорология, климатология и гидрология. 1999. Вып. 38. С. 3-8.
342. Глушков А. В., Ефимов В. А., Кивганов А. Ф. Телескопизированный прогноз атмосферных аномалий на средние сроки. Метеорология, климатология и гидрология. 1999. Вып. 38. С. 9-13.
343. Глушков А. В., Хохлов В. Н. Атмосферный влагооборот, телеконнекция, ячейки Гадлея и баланс энергии, углового момента. Environment of Siberia, the Far East, and the Arctic. 2001. Vol. 1. P. 23-26.
344. Гольданский В. И., Летохов В. С. О воздействии лазерным излучением на процессы распада ядер. ЖЭТФ. 1974. Т. 67, № 2(8). С. 513-516.
345. Иванов Л. Н., Летохов В. С. Спектр электронно-ядерных гамма переходов ядра в атоме. ЖЭТФ. 1987. Т. 93, № 2(8). С. 396-402
346. Летохов В. С. Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах. М.:Наука, 1993. 408 с.

347. Glushkov A. V., Ivanov L. N., Letokhov V. S. Nuclear quantum optics. Institute for Spectroscopy of the USSR Acad. Sci. (ISAN), 1991. 16 P. (Preprint / of Institute for Spectroscopy of the USSR Acad. Sci.(ISAN); AS N4)
348. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Svinarenko A. A., Prepelitsa G. P. Energy approach to atoms in a laser field and quantum dynamics with laser pulses of different shape. In: Coherence and Ultrashort Pulsed Emission / Ed. F. J. Duarte. Vienna: Intech, 2011. P. 159-186.
349. Басов Н. Г., Летохов В. С. Оптические стандарты частоты. Усп. физ. наук. (Sov.Phys.Uspekhi). 1969. Т. 11. С. 855-880.
350. Владимиров А. М., Ляхин Ю. И., Матвеев Л. Т., Орлов В. Г. Охрана окружающей среды. Л.: Гидрометеоиздат, 1991. 423 с.
351. Колобашкин В. М. и др. Радиационные характеристики облученного ядерного топлива. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1983. 580 с.
352. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99) / Минздрав России, Департамент госсанэпиднадзора. М., 1999.
353. Павлович В. М. Фізика ядерних реакторів. Чорнобиль: Ін-т проблем безпеки АЕС НАН України, 2009. 224 с.
354. Риволь Ж. П. Электроядерная установка для уничтожения ядерных отходов. УФН. 2003. Т. 173. С. 747-755.
355. Андреев Б. М., Зельвенский Я. Д., Катальников С. Г. Разделение стабильных изотопов физико-химическими методами. М.: Наука, 1982. 290 с.
356. Еремеев И. П. Электрофотоядерный энергетический цикл. УФН. 2004. Т. 174. С. 1319-1335.
357. Glushkov A. V., Ambrosov S. V. Physics of the isotopes separation and detection laser photoionization processes: New models and schemes. Odessa, Odessa State Environmental University, 2012. 164 p. (Preprint / Odessa State Environmental University; OSENU N1.).
358. Герасимов А. С., Киселев Г. В. Проблемы радиационной безопасности атомной энергетики России. УФН. 2003. Т. 173. С. 739-746.

359. Ключников А. А. (акад. НАН України), Скалозубов В. В., Ващенко В. Н., Яровой С. С. Анализ причин и последствий аварии на АЭС Fukushima как фактор предотвращения тяжелых аварий в корпусных реакторах. Чернобыль: Ин-т проблем безопасности АЭС НАН Украины, 2012. 279 с.
360. Биллей Д. В., Ващенко В. Н., Злочевский В. В., Погосов А. Ю., Скалозубов В. И., Шавлаков А. В. Опыт АЭС Фукусима-1 для повышения экологической безопасности атомной энергетики Украины: монография. К.: Гос. экологическая академия последипл. образования, 2012. 194 с.
361. Злочевский В. В., Ващенко В. Н., Скалозубов В. И. Риск-ориентированные подходы оценки экологической безопасности объектов с радиоактивными отходами. Ядерна та радіаційна безпека 4(52). 2011 С. 56-59.
362. Злочевский В. В., Ващенко В. М., Хадж Фараджаллах Доббах А., Скалозубов К. В. Ризик-орієнтований підхід щодо оцінки екологічної безпеки об'єктів з радіоактивними відходами. Вісник Київського університету. Серія: фізико - математичні науки: журнал. Київ, 2012. № 1. С. 311-312.
363. Злочевский В. В., Ващенко В. Н., Скалозубов В. И. Развитие риск-ориентированных методов оценки надежности защитных барьеров безопасности объектов с высокорadioактивными источниками. Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля: науково-технічний збірник. 2012. Вип. 18. С. 45-50.
364. Злочевский В. В., Билей Д. В., Ващенко В. Н., Скалозубов В. И. Перспективы развития и внедрения риск-ориентированных подходов для выполнения комплексной (свободной) программы повышения безопасности АЭС Украины. Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля: науково-технічний збірник. 2011. Вип. 17. С. 76-80.
365. Козлов І.Л., Удосконалення теоретичних та методологічних принципів аналізу безпеки АЕС при невисокій вірогідності надзвичайної ситуації з катастрофічними наслідками – Дис. на здобуття наук. ступ. канд.техн.наук

- за спец. 05.14.14 – теплові і ядерні енергоустановки. Одеський державний політехнічний університет, Одеса, 2015.
366. Glushkov A. V., Bunyakova Yu. Ya., Svinarenko A.A., Buyadzhi V.V. Chaos approach to treating chaos in non-linear hydroecological systems: 1. Theoretical basis. Odessa, Odessa State Environmental University, 2013. 24 p. (Preprint / Odessa State Environmental University; OSENU NM-01).
367. Prepelitsa G. P., Glushkov A. V., Lepikh Ya. I., Buyadzhi V. V., Ternovsky V. B., Zaichko P. A. Chaotic dynamics of non-linear processes in atomic and molecular systems in electromagnetic field and semiconductor and fiber laser devices: New approaches, Uniformity and Charm of chaos. Sensors Electronics and Microsystems Technologies. 2014. Vol. 11, No. 4. P. 43-57.
368. Glushkov A. V., Buyadzhi V. V., Prepelitsa G. P., Ternovsky V. B., Zaichko P. A. Chaos-geometric approach to treating chaos in non-linear dynamical systems: New methods and algorithms. Odessa, Odessa State Environmental University, 2013. 82 p. (Preprint / Odessa State Environmental University; OSENU NM-01).
369. Глушков А. В., Хохлов В. Н., Свиначенко А. А. , Серга Э. Н. Глобальные механизмы в атмосферных моделях и баланс углового момента Земли. Український гідрометеорологічний журнал. 2010. № 5. С. 63-76.
370. Глушков А. В., Амбросов С. В., Свиначенко А. А. , Серга Э. Н., Бунякова Ю. Я., Лукаш Т. В. Глобальные механизмы в атмосферных моделях и баланс углового момента Земли. Український гідрометеорологічний журнал. 2010. № 6. С. 62-72.
371. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Svinarenko A. A., Prepelitsa G. P., Shakhman A. N., Spectroscopy of cooperative laser-electron nuclear processes in diatomic and multiatomic molecules. Spectral Lines Shape (AIP, USA). 2010. Vol. 16. P. 269-273.
372. Svinarenko A. A., Nikola L. V., Prepelitsa G. P., Tkach T. , Mischenko E. The Auger (Autoionization) Decay of Excited States in Spectra of Multicharged

- Ions: Relativistic Theory. Spectral Lines Shape (AIP, USA). 2010. Vol. 16. P. 94-98.
373. Глушков А. В., Серга Э. Н., Бунякова Ю. Я. Хаос во временных рядах концентраций загрязняющих веществ в атмосфере (г. Одесса). Вісник Одеського держ. екологічного університету. 2010. Вип. 9. С. 184-189.
374. Глушков А. В., Хохлов В. Н., Сербов Н. Г., Свиначенко А. А., Лукаш Т. В. Обобщенная динамико-стохастическая модель глобального цикла углерода: долгосрочный прогноз адаптации системы «океан-атмосфера» на антропогенное воздействие. Український гідрометеорологічний журнал. 2010. № 5. С. 27-31.
375. Сербов Н. Г., Сухарев Д. Е., Балан А. К. Многофакторный системный и мультифрактальный подход к моделированию экстремально высоких паводков на примере р. Дунай. Український гідрометеорологічний журнал. 2010. № 7. С. 167-171.
376. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Svinarenko A. A. Relativistic theory of cooperative muon-gamma-nuclear processes: Negative muon capture and metastable nucleus discharge. *Advances in the Theory of Quantum Systems in Chemistry and Physics. Series: Frontiers in Theoretical Physics and Chemistry / eds.: P. Hoggan, E. Brandas, G. Delgado-Barrio, P. Piecuch. Berlin, Springer, 2011. Vol. 22. P. 51-70.*
377. Glushkov A. V. *Advanced Relativistic Energy Approach to Radiative Decay Processes in Multielectron Atoms and Multicharged Ions. Quantum Systems in Chemistry and Physics: Progress in Methods and Applications. Series: Frontiers in Theoretical Physics and Chemistry / eds.: K. Nishikawa, J. Maruani, E. Brandas, G. Delgado-Barrio, P. Piecuch. Berlin, Springer, 2013. Vol. 26. P. 231-254.*
378. Khetselius O. Yu. Relativistic energy approach to cooperative electron-gamma-nuclear processes: NEET Effect. *Quantum Systems in Chemistry and Physics: Progress in Methods and Applications. Series: Frontiers in Theoretical Physics and Chemistry / Eds.: K. Nishikawa, J. Maruani, E. Brandas, G. Delgado-Barrio,*

- P. Piesuch. Berlin, Springer, 2013. Vol. 26. P. 217-230.
379. Амбросов С. В., Серга Э. Н., Мансарлийский В. Ф., Кольцова Н. Ю. Баланс углового момента Земли и атмосферные радиоволноводы: Элементы нестационарной теории. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2012. № 14. С. 234-239.
380. Ігнатенко Г. В., Амбросов С. В., Башкар'юв П. Г., Романова Г. В. Узагальнена неконсервативна різницева схема для задачі поширення лазерного імпульсу у нелінійному середовищі. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2012. № 14. С. 229-233.
381. Сербов Н. Г., Свиначенко А. А., Сухарев Д. Е., Дудинов А. А. Многофакторное мультифрактальное моделирование характеристик временных рядов флуктуаций расходов воды и концентраций нитратов для р. Ондава. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2012. № 14. С. 240-244.
382. Глушков А. В., Хохлов В. Н., Сербов Н. Г., Бунякова Ю. Я., Соляникова Е. П. Хаос-геометрический подход к моделированию временных флуктуаций концентраций загрязняющих веществ в речной воде. Odessa, Odessa State Environmental University, 2009. 40 p. (Preprint / Odessa State Environmental University; OSENU N MA-1).
383. Глушков А. В., Амбросов С. В., Хецелиус О. Ю., Бунякова Ю. Я., Препелица Г. П., Серга Э. Н., Соляникова Е. П. Теоретические основы микросистемной технологии "Geomath": Баланс углового момента Земли, атмосферные радиоволноводы и телеконнекция I. Sensors Electronics and Microsystems Technologies. 2011. Vol. 2(8), No. 4. P. 63-78;
384. Глушков А. В., Амбросов С. В., Хецелиус О. Ю., Бунякова Ю. Я., Препелица Г. П., Серга Э. Н., Соляникова Е. П. Применение микросистемной технологии "Geomath" к моделированию баланса углового момента земли, параметров атмосферных процессов и радиоволноводов: II. Компьютерные эксперименты. Sensors Electronics and Microsystems Technologies. 2011. Vol. 2(8), No. 4. P. 79-89.

385. Глушков А. В., Амбросов С. В., Серга Э. Н., Кольцова Н. Ю. Глобальные механизмы в атмосферных моделях и баланс углового момента Земли: Результаты компьютерных экспериментов. Український гідрометеорологічний журнал. 2011. № 9. С. 59-65.
386. Сербов Н. Г., Сухарев Д. Е., Балан А. К. Моделирование экстремально высоких паводков на основе многофакторного мультифрактального подхода. Український гідрометеорологічний журнал. 2011. № 9. С. 164-169.
387. Свиначенко А. А., Сухарев Д. Е. Многофакторный системный подход к моделированию речного стока. Український гідрометеорологічний журнал. 2011. № 9. С. 170-175.
388. Глушков А. В., Серга Э. Н. Ренорм-групповой подход к исследованию спектра турбулентности в общей динамике атмосферы. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2011. Вип. 11. С. 143-148.
389. Сербов Н.Г., Сухарев Д. Е., Балан А.К., Дудинов А. А. Моделирование экстремально высоких паводков и временных флуктуаций концентраций загрязняющих веществ в речной воде. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2011. Вип. 11. С. 172-177.
390. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Kuzakon V.M., Prepelitsa G.P., Solyanikova E.P., Svinarenko A.A. Modeling of interaction of the non-linear vibrational systems on the basis of temporal series analyses (application to semiconductor quantum generators). Dynamical Systems - Theory and Applications. 2011. Vol. 2. P. 31-38. BIF110 (8 p.)
391. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Bunyakova Yu.Ya., Prepelitsa G.P., Solyanikova E.P., Serga E.N. Non-linear prediction method in short-range forecast of atmospheric pollutants: low-dimensional chaos. Dynamical Systems - Theory and Applications. 2011. Vol. 2. P. 39-44. LIF111 (6 p.).
392. Glushkov A.V., Prepelitsa G.P., Khetselius O.Yu., Bunyakova Yu.Ya. Non-linear prediction method in short-range forecast of atmospheric pollutants: low-dimensional chaos: proc. of the 5th Chaotic Modeling and Simulation

- International Conference (CHAOS 2012), Athens, Greece, 2012. P. 54-55.
393. Prepelitsa G.P., Glushkov A.V., Kuzakon V.M., Solyanikova E.P., Svinarenko A.A. Chaos theory methods in modeling of interaction of the non-linear vibrational systems on the basis of temporal series analyses (application to semiconductor quantum generators: proc. of the 5th Chaotic Modeling and Simulation International Conference (CHAOS 2012), Athens, Greece, 2012. P. 128-129.
394. Glushkov A.V., Ambrosov S.V., Mansarliysky V.F., Serga E.N. Global Mechanisms in the Earth Atmosphere Models and Global Energy and Angle Momentum Balance: Atmospheric circulation forms, Teleconnection and Radio-Waveguides: proc. of the 3rd International Conference on Earth System Modelling (3ICESM), Hamburg, Germany, 2012. P. 231.
395. Glushkov A.V., Serbov N.G., Solonko-Lukash T.V. Carbon Dioxide Global Cycle in the Earth System: Theoretical modeling: proc. of the 3rd International Conference on Earth System Modelling (3ICESM), Hamburg, Germany, 2012. P. 233.
396. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A. Theoretical spectroscopy of autoionization resonances in spectra of lanthanides atoms. *Physica Scripta* (IOP, London). 2013. Vol. T153. P. 01429 (6 p.)
397. Khetselius O.Yu., Florko T.A., Svinarenko A.A., Tkach T.B. Radiative and collisional spectroscopy of hyperfine lines of the Li-like heavy ions and Tl atom in an atmosphere of inert gas. *Physica Scripta* (IOP, London). 2013. Vol. T153. P. 01437 (5 p.).
398. Khetselius O.Yu. New geometric attractor and neural networks approach to studying chaotic processes in photoelectronics systems. *International Scientific Journal «Photoelectronics»*. 2013. Vol. 22. P. 30-37.
399. Prepelitsa G.P., Buyadzhi V.V., Ternovsky V.B. Non-linear analysis of chaotic self-oscillations in backward-wave tube. *International Scientific Journal «Photoelectronics»*. 2013. Vol. 22. P. 103-107.
400. Buyadzhi V.V., Brusentseva S.V., Zaichko P.A. Studying ensembles of intervals

- of the parkinsonian tremor and local potential fluctuations on the basis of the theory of chaos. International Scientific Journal "Photoelectronics". 2013. Vol. 22. P. 61-65.
401. Svinarenko A.A. Spectroscopy of autoionization states in spectra of helium, barium and lead atoms: new spectral data and chaos effect. International Scientific Journal "Photoelectronics". 2013. Vol. 22. P. 43-50.
402. Glushkov A.V., Kondratenko P.A., Lopatkin Yu.M., Sakun T.N. Electron structure and relaxation processes in resazurin in a highly excited state. Int. Scientific Journal «Photoelectronics». 2013. Vol. 22. P. 117-123.
403. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Bunyakova Yu.Ya., Mansarliysky O.N., Solyanikova E.P. Studying and forecasting the atmospheric and hydroecological systems dynamics by using chaos theory methods. Dynamical Systems – Theory and Applications (Lodz Univ., Poland). 2013. No. 1. P. LIF142.
404. Glushkov A.V., Svin Buyadzhi V.V., Ternovsky V.B. Dynamics of laser systems with absorbing cell and backward-wave tubes with elements of a chaos. Dynamical Systems – Theory and Applications. 2013. No. 1. P. VIB140.
405. Glushkov A.V., Prepelitsa G.P., Zaichko P.A, Studying interaction dynamics of the non-linear vibrational systems within non-linear prediction method (application to quantum autogenerators). Dynamical Systems – Theory and Applications. 2013. No. 1. P. VIB140.
406. Glushkov A.V., Vaschenko V.N., Gerasimenko G. Atmospheric pollutants concentrations temporal dynamics for the industrials ukrainian cities: Low-dimensional chaos. Dynamical Systems – Theory and Applications. 2013. No. 1. P. LIF143.
407. Khetselius O.Yu. Forecasting evolutionary dynamics of chaotic systems using advanced non-linear prediction method. Dynamical Systems – Theory and Applications. 2013. No. 1. P. CON137.
408. Khetselius O.Yu., Brusentseva S.V., Tkach T.B. Studying interaction dynamics of chaotic systems within non-linear prediction method: Application to neurophysiology. Dynamical Systems – Theory and Applications. 2013. No. 1.

- P. LIF139.
409. Khokhlov V.N., Romanova A.V. Joint principal component: Wavelet analysis of atmospheric teleconnection: the North-Atlantic Oscillation Case. *Stochastic Environmental Research and Risk Assessment* (Springer). 2014. Vol. 28, No. 2. P. 369-381.
 410. Glushkov A.V. Spectroscopy of atom and nucleus in a strong laser field: Stark effect and multiphoton Resonances. *Journal of Physics: C Series* (IOP, London, UK). 2014. Vol. 548. P. 012020 (6 p.).
 411. Glushkov A.V., Kondratenko P.A., Buyadgi V.V., Kvasikova A.S., Shakhman A.S., Sakun T.N. Spectroscopy of cooperative laser electron- γ -nuclear processes in polyatomic molecules. *Journal of Physics: C Series* (IOP, London, UK). 2014. Vol. 548. P. 012025 (5 p.).
 412. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Lopatkin Yu.M., Florko T.A., Kovalenko O.A., Mansaliysky V.F. Collisional shift of hyperfine line for rubidium in an atmosphere of the buffer inert gas. *Journal of Physics: C Series* (IOP, London, UK). 2014. Vol. 548. P. 012026 (5 p.).
 413. Svinarenko A.A. Study of spectra for lanthanides atoms with relativistic many-body perturbation theory: Rydberg resonances. *Journal of Physics: C Series* (IOP, London, UK). 2014. Vol. 548. P. 012039 (6 p.).
 414. Svinarenko A.A., Ignatenko A.V., Ternovsky V.B., Nikola V.V., Seredenko S.S., Tkach T.B. Advanced relativistic model potential approach to calculation of radiation transition parameters in spectra of multicharged ions. *Journal of Physics: C Series* (IOP, London, UK). 2014. Vol. 548. P. 012047 (6 p.).
 415. Svinarenko A.A., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V., Florko T.A., Zaichko P.A., Ponomarenko E.L. Spectroscopy of Rydberg atoms in a Black-body radiation field: Relativistic theory of excitation and ionization. *Journal of Physics: C Series* (IOP, London, UK). 2014. Vol. 548. P. 012047 (6 p.).
 416. Khetselius O.Yu. Optimized perturbation theory to calculating the hyperfine line shift and broadening for heavy atoms in the buffer gas. *Int. Scientific Journal*

- «Photoelectronics». 2014. Vol. 23. P. 22-37.
417. Svinarenko A.A. Spectroscopy of autoionization resonances in spectra of barium: New spectral data. Int. Scientific Journal «Photoelectronics». 2014. Vol. 23. P. 85-90.
418. Glushkov A.V. The Green's functions and density functional approach to vibrational structure in the photoelectron spectra of molecules: Review of method. Int. Scientific Journal «Photoelectronics». 2014. Vol. 23. P. 54-72.
419. Velikodnaya V.V., Kondratenko P.A., Lopatkin Yu.M., Glushkov A.V., Sakun T.N., Kovalenko O.A. Quantum chemical studying the trimethine cyanine dye structure and relaxation dynamics. Int. Scientific Journal «Photoelectronics». 2014. Vol. 23. P. 112-118.
420. Kondratenko P.A., Khetselius O.Yu., Ternovsky V.B., Zaichko P.A., Duborez A.V. Simulation chaotic dynamics of complex systems with using chaos theory, geometric attractors, and quantum neural networks. Int. Scientific Journal «Photoelectronics». 2014. Vol. 23. P. 160-166.
421. Glushkov A.V. Renorm-group and fractal approach to turbulence spectrum in planetary atmosphere system, “cosmic plasma – galactic cosmic rays”. Український гідрометеорологічний журнал. 2013. № 12. С. 25-30.
422. Svinarenko A.A., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V., Kvasikova A.S., Zaichko P.A. Spectroscopy of Rydberg atoms in a Black-body radiation field: Relativistic theory of excitation and ionization. Int. Scientific Journal «Photoelectronics». 2014. Vol. 23. P. 147-151.
423. Florko T.A., Ignatenko A.V., Svinarenko A.A., Tkach T.B., Ternovsky V.B. Advanced relativistic model potential approach to calculation of the radiation transition and ionization characteristics for rydberg atoms. Int. Scientific Journal «Photoelectronics». 2014. Vol. 23. P. 91-95.
424. Glushkov A.V., Kondratenko P.A., Buyadzhi V.V., Lopatkin Yu., Kvasikova A.S. Spectroscopy of cooperative laser electron- π -nuclear processes in diatomics and multiatomic molecules. Int. Scientific Journal «Photoelectronics». 2014. Vol. 23. P. 142-146.

425. Глушков А.В. Анализ и прогноз антропогенного влияния на воздушный бассейн промышленного города на основе методов теории хаоса: Математические основы. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2013. Вип. 16. С. 5-11.
426. Бунякова Ю.Я. Общая характеристика экологического состояния атмосферы по областям и промышленным городам Украины. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2013. Вип. 16. С. 12-17.
427. Хецелиус О.Ю. Прогнозирование хаотических процессов в геофизических и экологических системах на основе концепции аттрактора и нейросетевого подхода. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2013. Вип. 16. С. 205-210.
428. Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A. Analysis of the fractal structures in wave processes. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2013. Вип. 16. С. 222-226.
429. Препелица Г.П., Лобода А.В., Грушевский О.Н., Буюджи В.В., К вопросу о применении аппарата нейросетевого моделирования и распознавания образов в задачах прикладной экологии и гидрометеорологии. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2013. Вип. 16. С. 227-231.
430. Кругляк Ю.А., Глушков А.В. Уроки нанoeлектроники. 4. Термоэлектрические явления в концепции «снизу-вверх». Вісник Одеського державного екологічного університету. 2013. Вип. 15. С. 223-238.
431. Глушков А.В. Анализ и прогноз антропогенного влияния на воздушный бассейн промышленного города на основе методов теории хаоса: Концепция размерностей Ляпунова. Український гідрометеорологічний журнал. 2013. № 13. С. 5-9.
432. Серга Э.Н., Бунякова Ю.Я., Лобода А.В., Мансарлийский В.Ф., Дудинов А.А. Мультифрактальный анализ временных рядов индексов Арктического,

- Антарктического и Южного колебаний. Український гідрометеорологічний журнал. 2013. № 13. С. 41-45.
433. Глушков А.В., Грушевский О.Н., Бунякова Ю.Я., Балан А.К. Хаос-геометрический анализ временных рядов концентраций диоксида азота в атмосфере промышленного города (на примере Гданьского региона). Український гідрометеорологічний журнал. 2013. № 13. С. 24-28.
434. Сербов Н.Г., Хецелиус О.Ю., Балан А.К., Дудинов А.А. Прогнозирование хаотических процессов в гидроэкологических системах на основе концепции аттрактора и нейросетевого подхода. Український гідрометеорологічний журнал. 2013. № 13. С. 86-91.
435. Glushkov A.V., Prepelitsa G.P., Svinarenko A.A. Geometry of Chaos I: Theoretical basis's of a consistent combined approach. International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center". 2013. Vol. 6, No. 1. P. 67-79.
436. Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Ternovsky V.B. Geometry of Chaos: Consistent combined approach to treating of chaotic self-oscillations in backward-wave tube. International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center". 2013. Vol. 6, No. 2. P. 6-12.
437. Glushkov A.V., Bunyakova Yu.Ya., Zaichko P.A. Geometry of Chaos: Consistent combined approach to treating chaotic dynamics atmospheric pollutants and its forecasting. International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center". 2013. Vol. 6, No. 3. P. 6-14.
438. Svinarenko A.A. Quantum Geometry: Energy-amplitude approach to multiphoton resonances and above threshold ionization. International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center". 2013. Vol. 6, No. 3. P. 18-22.
439. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Bunyakova Yu.Ya. Geometry of Chaos: Consistent combined approach to treating chaotic hydroecological systems. International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center". 2013. Vol. 6, No. 4. P. 6-10.

440. Khetselius O.Yu. Sensing nuclear anapole moment and parity non-conservation effect in heavy atomic systems: new scheme. *Sensor Electronics and Microsystems Technologies*. 2013. Vol. 10, No. 2. P. 36-41.
441. Glushkov A.V., Khetselius O.Y., Brusentseva S.V. et al. Studying interaction dynamics of chaotic systems within a non-linear prediction method: application to neurophysiology. *Advances in Neural Networks, Fuzzy Systems and Artificial Intelligence*. Series: Recent Advances in Computer Engineering / ed. J. Balicki. Gdansk: WSEAS Pub., 2014. Vol. 21. P. 69-75.
442. Glushkov A.V., Svinarenko A.A., Buyadzhi V.V. et al. Chaos-geometric attractor and quantum neural networks approach to simulation chaotic evolutionary dynamics during perception process. *Advances in Neural Networks, Fuzzy Systems and Artificial Intelligence*, Series: Recent Advances in Computer Engineering / ed. J. Balicki. Gdansk: WSEAS Pub., 2014. Vol. 21. P. 143-150.
443. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Bunyakova Yu.Ya., Zaichko P.A. Geometry of Chaos: Consistent combined approach to treating chaotic dynamics atmospheric pollutants and its forecasting. *International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center"*. 2013. Vol. 6, No.3. P. 6-11.
444. Glushkov A.V., Ambrosov S.V., Khetselius O.Yu., Bunyakova Yu.Ya., Mansarliysky V.F. Using microsystem technology "Geomath" to modeling the Earth angle momentum balance, atmospheric processes and radiowaveguids parameters: Nonstationary theory. *International Journal «Sensors Electronics and Microsystems Technologies»*. 2013. Vol. 10, No.1. P. 22-28.
445. Глушков А. В. Прогнозирование экологического состояния и безопасности окружающей среды с учетом антропогенных факторов. Одесса: ТЕС, 2015. 280 с.
446. Глушков А. В., Хецелиус О. Ю., Дубровская Ю. В., Терновский В. Б. Теория кооперативных квантовых эффектов в атомах в сильном электромагнитном поле. Одесса: ТЕС, 2015. 405 с.
447. Glushkov A.V., Svinarenko A.A., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V., Florko T.A., Shakhman A.N. *Relativistic Quantum Chemistry: Advanced Approach to*

- Construction of the Green's Function of the Dirac Equation with Complex Energy and Mean-Field Nuclear Potential. *Frontiers in Quantum Methods and Applications in Chemistry and Physics*. Series: Progress in Theoretical Chemistry and Physics / eds.: M. Nascimento, J. Maruani, E. Brändas, G. Delgado-Barrio. Springer. 2015. Vol. 29. Ch. 12. P. 197-218.
448. Khetselius O.Yu. Optimized perturbation theory to calculating the hyperfine line shift and broadening for heavy atoms in the buffer gas. *Frontiers in Quantum Methods and Applications in Chemistry and Physics*. Series: Progress in Theoretical Chemistry and Physics / eds.: M. Nascimento, J. Maruani, E. Brändas, G. Delgado-Barrio. Springer. 2015 Vol. 29. Ch. 4. P. 54-76.
449. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Kruglyak Yu. A., Ternovsky V. B., *Computational Methods in Quantum Geometry and Chaos theory*. P.3. Odessa: TEC, 2015. 180 p.
450. Kruglyak Yu. A., Glushkov A. V., Prepelitsa G. P., Buyadzhi V. V. *Computational Methods in Quantum Geometry and Chaos theory*. P.4. Odessa: TEC, 2015. 180 p.
451. Glushkov A. V., Khetselius O. Yu., Svinarenko A. A., Buyadzhi V. V. *Methods of computational mathematics and mathematical physics*. P.1. Odessa: TEC, 2015. 180 p.
452. Ternovsky V.B., Glushkov A.V., Zaichko P.A., Khetselius O.Yu., Florko T.A. New relativistic model potential approach to sensing radiative transitions probabilities in spectra of heavy Rydberg atomic systems. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn.* 2015. Vol. 12, No. 4. P. 47-52.
453. Buyadzhi V.V., Glushkov A.V., Mansarliysky V.F., Ignatenko A.V., Svinarenko A.A. Spectroscopy of atoms in a strong laser field: New method to sensing AC Stark effect, multiphoton resonances parameters and ionization cross-sections. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn.* 2015. Vol. 12, No. 4. P. 53-57.
454. Glushkov A.V., Ternovsky V.B., Buyadzhi V.V., Zaichko P.A., Nikola L.V. Advanced relativistic energy approach to radiation decay processes in atomic systems. *Photoelectronics*. 2015. Vol. 24. P. 11-22.

455. Khetselius O.Yu., Florko T.A., Smirnov A.V., Bunyakova Yu.Ya. Hyperfine structure parameters of the mercury Hg isotopes: consistent nuclear-QED theory. *International Journal Photoelectronics*. 2015. Vol. 24. P. 65-71.
456. Glushkov A.V., Svinarenko A.A., Ternovsky V.V., Smirnov A.V., Zaichko P.A. Spectroscopy of the complex autoionization resonances in spectrum of helium: Test and new spectral data. *Photoelectronics*. 2015. Vol. 24. P. 94-102.
457. Ignatenko A.V., Ponomarenko E.L., Kvasikova A.S., Kulakli T.A. On determination of radiative transitions probabilities in relativistic theory of diatomic molecules: new scheme. *Photoelectronics*. 2015. Vol. 24. P. 116-121.
458. Florko T.A., Glushkov A.V., Lopatkin Yu.M., Ambrosov S.V., Kozlovskaya V.P. On intensity of emission of the metals atoms in a hydrogen-oxygen flame in a presence of a magnetic field. *Photoelectronics*. 2015. Vol. 24. P. 146-150.
459. Glushkov A.V., Kuzakon V.M., Bunyakova Yu.Ya., Buyadzhi V.V. Geometry of Chaos: Advanced computational approach to treating chaotic dynamics of some ecological systems II. *International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center"*. 2015. Vol. 8, No. 2. P. 87-93.
460. Glushkov A.V., Kuzakon V.M., Buyadzhi V.V., Solyanikova E.P. Geometry of Chaos: Advanced computational approach to treating chaotic dynamics of some ecological systems. *International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center"*. 2015. Vol. 8, No. 1. P. 93-99.
461. Glushkov A.V., Kuzakon V.M., Bunyakova Yu.Ya., Buyadzhi V.V. Geometry of Chaos: Advanced computational approach to treating chaotic dynamics of environmental radioactivity systems I. *International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center"*. 2015. Vol. 8, No. 3. P. 87-93.
462. Ternovsky V.B., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Ignatenko A.V. Geometry of a Relativistic Quantum Chaos: New approach to dynamics of atomic systems in electromagnetic field. *International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center"*. 2014. Vol. 8, No. 3. P. 99-103.
463. Glushkov A.V., Kuzakon V.M., Bunyakova Yu.Ya., Buyadzhi V.V. Geometry of chaos: advanced computational approach to treating chaotic dynamics of

- environmental radioactivity systems II. I International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center". 2015. Vol. 8, No. 4. P. 93-98.
464. Ternovsky V.B., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A. Geometry of a resonances: Multiphoton resonance in one-particle systems. International Scientific Journal "Proceedings of International Geometry Center". 2015. Vol.8, No. 4. P. 105-109.
465. Glushkov A.V., Serbov N.G., Vaschenko V.N., Solyanikova E.P., Patlashenko G. Studying and forecasting the sulphates pollution dynamics by using a chaos theory methods. Екологічна безпека (Кременчук: КрНУ). 2015. Вип. 2(20). С. 43–47.
466. Glushkov A.V., Gubanova E.R., Khetselius O.Yu., Prepelitsa G.P., Svinarenko A.A., Bunyakova Yu.Ya., Buyadzhi V.V. Analysis and forecast of the environmental radioactivity dynamics based on methods of chaos theory: general scheme and some application. Укр. гідрометеорологічний журнал. 2015. №16. С. 40-45.
467. Glushkov A.V. Review of fundamental nuclear-geophysical researches in OSENU: I. Standard beta decay theory elements and new cooperative electron- β -nuclear spectroscopy. Укр. гідрометеорологічний журнал. 2015. №16. С. 24-29.
468. Бунякова Ю.Я. Нові географо-математичні концепції в задачах моделювання поширення шкідливих домішок в атмосфері. Укр. Гідрометеорологічний журнал. 2015. №16. С. 36-40.
469. Glushkov A.V., Svinarenko A.A., Ambrosov S.V., Bunyakova Yu.Ya., Buyadzhi V.V., Mansarliysky V.F. The Earth angle moment balance, low-frequency atmospheric processes and radiowaveguides: II. Application of an advanced non-stationary theory for diiferent forms of atmosphere circulation. Укр. гідрометеорологічний журнал. 2015. №16. С. 83-88.
470. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Serbov N.G., Bunyakova Yu.Ya., Buyadzhi V.V., Solyanikova E.P. Modelling and forecasting the hydroecological systems pollution dynamics by using a chaos theory methods: II. Advanced

- chaos data on pollution of the Small Carpathians river's watersheds. Укр. гидрометеорологический журнал. 2015. №16. С. 184-188.
471. Serbov N.G., Svinarenko A.A., Khetselius O.Yu., Grushevsky O.N. Wavelet and multifractal analysis of the nonlinear structures in chaotic processes for hydroecological systems. Укр. гидрометеорологический журнал. 2015. №16. С. 171-175.
472. Glushkov A.V. Analysis and forecast of the hydroecological system pollution dynamics based on methods of chaos theory: new general scheme. Vestnik Odessa State Environmental University. 2015. No. 19. P. 12-17.
473. Khetselius O.Yu. Forecasting evolutionary dynamics of chaotic systems using advanced non-linear prediction and neural networks methods: Application to ecological system pollution dynamics. Vestnik Odessa State Environmental University. 2015. No. 19. P. 30-35.
474. Bunyakova Yu.Ya. Dynamics of chemical pollution in the forested watersheds: new data on correlation dimension and chaos elements in time series. Vestnik Odessa State Environmental University. 2015. No. 19. P. 36-40.
475. Glushkov A.V., Svinarenko A.A., Ambrosov S.V., Bunyakova Yu.Ya., Buyadzhi V.V., Mansarliysky V.F. The earth angle moment balance, low-frequency atmospheric processes and radiowaveguides: application of an advanced non-stationary theory. Vestnik Odessa State Environmental University. 2015. N19. P. 49-54.
476. Serbov N.G., Svinarenko A.A., Khetselius O.Yu., Balan A.K. Analysis of the fractal structures in chaotic processes: time series of the Danube river's daily runoff and the extremal hydrological events. Vestnik Odessa State Environmental University. 2015. No. 19. P. 83-87.
477. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Serbov N.G., Bunyakova Yu.Ya., Balan A.K., Buyadzhi V.V. Modelling and forecasting the hydroecological systems pollution dynamics by using a chaos theory methods: I. Advanced data on pollution of the Small Carpathians river's watersheds. Vestnik Odessa State Environmental University. 2015. No. 19. P. 88-94.

478. Глушков А.В. Операторная теория возмущений – новый метод. Вісник Одеського державного екологічного ун-ту. 2015. №19. Р. 142-147.
479. Хецелиус О.Ю. Электрослабое взаимодействие в конечных ферми-системах и эффект несохранения четности описания штарковских резонансов. Вісник Одеського державного екологічного ун-ту. 2015. №19. Р. 148-154.
480. Чернякова Ю.Г., Витавецкая Л.А., Башкарев П.Г., Кулакли Т.А. О вычислении матричных элементов оператора взаимодействия для трехквaziчастичных атомных состояний в рамках релятивистской теории возмущений. Вісник Одеського державного екологічного ун-ту. 2015. №19. Р. 210-215.
481. Игнатенко А.В., Флорко Т.А., Ткач Т.Б., Кулакли Т.А. Релятивистская теория возмущений с модельным приближением квантового дефекта для ридберговских систем. Вісник Одеського державного екологічного ун-ту. 2015. №19. Р. 216-223.
482. Ильина В.О., Костик В.В., Чернякова Ю.Г. Гидродинамические характеристики газожидкостных систем, образующихся при диспергировании воздуха с помощью стеклянных фильтров Шотта №4. Вісник Одеського державного екологічного ун-ту. 2015. №19. Р. 176-181.
483. Svinarenko A.A., Glushkov A.V., Ignatenko A.V., Buyadzhi V.V., Smirnov A.V. Relativistic method of description of the complex autoionization resonances in atomic spectra: review of method and new spectral data. Вісник Одеського державного екологічного ун-ту. 2015. №19. Р. 224-230.
484. Glushkov A.V. Atomic and Nuclear quantum optics: Multiphoton and autoionization resonances in a strong DC electric and laser field: abs. of the V International School and Conference on Photonics, Belgrade, Serbia, 2015. P. 51-52.
485. Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Prepelitsa G.P., Ternovsky V.B. New nonlinear optics and dynamics of quantum and laser systems with elements of a chaos: abs. of the V International School and Conference on Photonics, Belgrade, Serbia, 2015. P. 82-83.

486. Khetselius O.Yu. Parity non-conservation effect in optics of heavy atoms and observing P and PT violation using NMR shift in a laser beam: abs. of the V International School and Conference on Photonics, Belgrade, Serbia, 2015. P. 81-82.
487. Svinarenko A.A., Dubrovskaya Yu.V., Florko T.A. Spectroscopy of lanthanides atoms: Relativistic theory of autoionization resonances in spectra of some atoms: abs. of the V International School and Conference on Photonics, Belgrade, Serbia, 2015. P. 100-101.
488. Glushkov A.V. Resonance phenomena in heavy nuclei collisions and dynamical Stark effect for nuclei in superstrong laser field: abs. of the 3rd European Nuclear Physics Conference (EuNPC2015), MartiniPlaza, Groningen, The Netherlands, 2015. P. 102.
489. Glushkov A.V., Dubrovskaya Yu.V., Chernyakova Yu.G., Vitavetskaya L.A. Advanced quantum-mechanical approach in terms of collective coordinates in theory of nuclear alpha-emission: abs. of the 3rd European Nuclear Physics Conference (EuNPC2015), MartiniPlaza, Groningen, The Netherlands, 2015. P. 112.
490. Glushkov A.V., Sukharev D.E., Serga I.N., Shakhman A.N. Spectroscopy and dynamics of hadronic atoms: Energy shifts and widths and strong interaction corrections: Abs. of the 3rd European Nuclear Physics Conference (EuNPC2015), MartiniPlaza, Groningen, The Netherlands, 2015. P. 114.
491. Glushkov A.V., Svinarenko A.A., Prepelitsa G.P., Tkach T.B. Spectroscopy of the heavy quarkonia: Energy levels splitting and relativistic corrections: Abs. of the 3rd European Nuclear Physics Conference (EuNPC2015), MartiniPlaza, Groningen, The Netherlands, 2015. P. 113.
492. Khetselius O.Yu. Electroweak interaction and parity nonconservation in heavy finite fermi-systems: Spin-dependent effects: abs. of the 3rd European Nuclear Physics Conference (EuNPC2015), MartiniPlaza, Groningen, The Netherlands, 2015. P. 115.

493. Khetselius O.Yu., Kvasikova A.S., Florko T.A., Smirnov A.V. Relativistic energy approach to cooperative electron-gamma- nuclear processes: NEET effect: abs. of the 3rd European Nuclear Physics Conference (EuNPC2015), MartiniPlaza, Groningen, The Netherlands, 2015. P. 116.
494. Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A., Dubrovskaya Yu.V., Lovett L., Stochastic features of decay of the multipole giant resonances in nuclei: abs. of the 3rd European Nuclear Physics Conference (EuNPC2015), MartiniPlaza, Groningen, The Netherlands, 2015. P. 116.
495. Buyadzhi V.V., Florko T.A., Ignatenko A.V. Excitation rates for nuclear isomers in hot plasma and photon- plasmon transitions in positronium and astrophysical plasma: abs. of the 3rd European Nuclear Physics Conference (EuNPC2015), MartiniPlaza, Groningen, The Netherlands, 2015. P. 109.
496. Buyadzhi V.V., Serga I.N., Ternovsky V., Zaichko P.A. Dynamic enhancement and chaos elements in theory of a nucleus and electron internal conversion in nuclides. abs: of the 3rd European Nuclear Physics Conference (EuNPC2015), MartiniPlaza, Groningen, The Netherlands, 2015. P. 108.
497. Glushkov A.V., Kuzakon V.M., Smirnov A.V., Duborez A.V. Geometry of a Chaos: New advanced approach to treating a deterministic chaos in complex dynamical systems: abstr. of International Conference “Geometry in Odessa-2015”, Odessa, Ukraine, 2015. P. 45.
498. Buyadzhi V.V. Geometry of a quantum chaos: Chaotic elements in dynamics of atomic systems in an external electromagnetic field: Abstr. of International Conference “Geometry in Odessa-2015”, Odessa, Ukraine, 2015. P. 39.
499. Glushkov A.V. Energy approach to atoms and nuclei in super strong laser field and resonance phenomena in heavy ions collisions: abs. of the XXIX International Conference on Photonic, Electronic, and Atomic Collisions (ICPEAC), Toledo, Spain, 22 –28 July, 2015. P. ID 894.
500. Glushkov A.V., Kvasikova A.S., Ponomarenko E.L. Cooperative laser electron-gamma-nuclear phenomena in optics and spectroscopy of atoms, molecules and

- clusters: abs. of the XXIX International Conference on Photonic, Electronic, and Atomic Collisions (ICPEAC), Toledo, Spain, 22 –28 July, 2015. P. ID 895.
501. Glushkov A.V., Prepelitsa G.P., Tkach T.B. and Ternovsky V.B. Rydberg atoms in a black-body radiation field: Relativistic calculation of radiation transition and ionization characteristics: abs. of the XXIX International Conference on Photonic, Electronic, and Atomic Collisions (ICPEAC), Toledo, Spain, 22 –28 July, 2015. P. ID 896.
502. Khetselius O.Yu., Floriko T.A. and Serga I.N. Collisional shift and broadening hyperfine lines of heavy atomic systems in an atmosphere of the inert gas: abs. of the XXIX International Conference on Photonic, Electronic, and Atomic Collisions (ICPEAC), Toledo, Spain, 22 –28 July, 2015. P. ID 898.
503. Buyadzhi V.V. Atomic ensemble in a laser pulse of the nonrectangular shape: Resonant dynamics, optical bi-stability, noise and chaos effects: abs. of the XXIX International Conference on Photonic, Electronic, and Atomic Collisions (ICPEAC), Toledo, Spain, 2015. P. ID 899.
504. Glushkov A.V. Atomic and Nuclear quantum optics: Multiphoton and autoionization resonances in a strong DC electric and laser field: abs. of the 47th Conference of the European Group on Atomic Systems (EGAS-2015), University of Latvia, Riga, Latvia, July 14-17, 2015. P. 95 (P29).
505. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Kvasikova A.S., Ponomarenko E.L. The Rayleigh and Raman scattering of light on metastable levels of diatomics: An advanced method and new data: abs. of the 47th Conference of the European Group on Atomic Systems (EGAS-2015), University of Latvia, Riga, Latvia, July 14-17, 2015. P. 132 (P66).
506. Buyadzhi V.V., Glushkov A.V., Prepelitsa G.P., Ternovsky V.B. Nonlinear optics and dynamics of atoms, molecules in an electromagnetic field and laser systems with elements of a chaos: abs. of the 47th Conference of the European Group on Atomic Systems (EGAS-2015), University of Latvia, Riga, Latvia, July 14-17, 2015. P. 154 (P85).

507. Buyadzhi V.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A., Florko T.A. Laser-gamma-nuclear spectroscopy of multicharged ions: “Shake-up” and co-operative excitation effects, New data: abs. of the 47th Conference of the European Group on Atomic Systems (EGAS-2015), University of Latvia, Riga, Latvia, July 14-17, 2015. P. 86 (P20).
508. Glushkov A.V., Prepelitsa G.P., Svinarenko A.A., Brusentseva S.V. New nonlinear optics and dynamics of quantum and laser systems with elements of a chaos: abs. of the XX International Workshop on Quantum Systems in Chemistry, Physics and Biology, Varna, Bulgaria, 14-20 September, 2015. P. 85
509. Svinarenko A.A. Theoretical studying spectra of lanthanides atoms on the basis of relativistic many-body perturbation theory: Abs. of the XX International Workshop on Quantum Systems in Chemistry, Physics and Biology, Varna, Bulgaria, 14-20 September, 2015. P. 26
510. Svinarenko A.A., Glushkov A.V., Malinovskaya S.V., Dubrovskaya Yu.V., Kvasikova A.S. Spectroscopy of cooperative laser electron- γ -nuclear processes in diatomics, multiatomic molecules and clusters: abs. of the XX International Workshop on Quantum Systems in Chemistry, Physics and Biology, Varna, Bulgaria, 14-20 September, 2015. P. 110
511. Glushkov A.V. Operator perturbation theory for atomic systems in a strong dc electric field. *Advances in Quantum Methods and Applications in Chemistry, Physics, and Biology. Series: Progress in Theoretical Physics and Chemistry / eds.: M. Hotokka, J. Maruani, E. Brändas, G. Delgado-Barrio. Berlin: Springer, 2013. Vol. 28. Chapter 9. P. 161-178.*
512. Xuemeng Chen, Jussi Paatero, Veli-Matti Kerminen, Laura Riuttanen, et al. Responses of the atmospheric concentration of radon-222 to the vertical mixing and spatial transportation. *Boreal Environment Research. Helsinki, 2016. Vol. 21 P. 299–318.*
513. Jacob D.J., Prather M.J. Radon-222 as a test of convective transport in a general circulation model. *Tellus, 1990. Vol. 42b. P. 118-134.*
514. Jean-Louis Pinault, Jean-Claude Baubron. Signal processing of diurnal and

- semidiurnal variations in radon and atmospheric pressure' A new tool for accurate in situ measurement of soil gas velocity, pressure gradient, and tortuosity. *Journal of Geophysical Research*. 1997. Vol. 102. No. b8. P. 18,101-18,120.
515. Ding X. L., Ge L., Li Z. W., Rizos C. Atmospheric Effects on InSAR Measurements in Southern China and Australia: A Comparative Study. *Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*. 2012. Vol. 32. P. 1-6.
516. Hirsch A. I. On using radon-222 and CO₂ to calculate regional-scale CO₂ fluxes. *Atmospheric Chemistry and Physics*. 2007. Vol. 7. P. 3737–3747.
517. Maharaj A., Cipollini P. and Holbrook N. Do multiple peaks in the radon transform of westward propagating sea surface height anomalies correspond to higher order rossby wave bar oclinic modes?. Private communication.
518. Grigoropoulos K.N. Radon propagation according the vehicles' mass moving due to summer vacations / *Geophysical Research Abstracts*. 2008. Vol. 10. EGU2008-A-11062.
519. Harrison, R. G., Aplin, K. and Rycroft, M. Atmospheric electricity coupling between earthquake regions and the ionosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2010. Vol. 72. P. 376-381.
520. Sue Chen, Doyle J.D., May P., Schmidt J.M. The Influence of Atmosphere-Ocean Interaction on MJO evelopment and Propagation. Private communication. 7P.
521. Nagorskiy P.M., Cherepnev M. S., etal Consistency of Component Variations of Ionizing Radiationand Atmospheric-Electric Values. *Prosiding of XV International Conference on Atmospheric Electricity*, Norman, Oklahoma, USA, 15-20 June, 2014.
522. Liperovsky V. A., Meister C.-V., Liperovskaya E.V., Davidov V. F., Bogdanov V.V. On the possible influence of radon and aerosol injection on the atmosphere and ionosphere before earthquakes. *Natural Hazards and Earth System Sciences*. 2005. Vol. 5. P. 783–789.
523. Pulinets S. A., Alekseev V. A., Legen'ka A. D., Kbegai V.V. Radon and metallic

- aerosols emanation before strong earthquakes and their role in atmosphere and ionosphere modification. *Adv. Space Res.* 1997. Vol. 20. No. 11. P. 2173-2176.
524. Marco Neri, Elisabetta Ferrera, Salvatore Giammanco, et al. Soil radon measurements as a potential tracer of tectonic and volcanic activity. Private communication.
525. Паровик Р.И. Математическое моделирование процессов переноса радона в системе «грунт-атмосфера».-Владивосток: ДВФУ.-2010.-180С.
526. Valentina S. Yakovleva, Roman I. Parovik. Solution of diffusion-advection equation of radon transport in many-layered geological media. *NUKLEONIKA*. 2010. Vol. 55(4). P. 601–606.
527. Zhiwei Li. Modeling Atmospheric Effects on Repeat-pass InSAR Measurements. Department of Land Surveying and Geo-Informatics The Hong Kong Polytechnic University Hung Hom, Kowloon, Hong Kong. 2004. 160 p.
528. Паровик Р.И., Ильин И. А., Фирстов П. П. Математическая диффузионная модель массопереноса радона (^{222}Rn) в грунте и его эксхалации в приземный слой атмосферы. *Вестник КРАУНЦ. Науки о земле*. 2006. №1(7). С. 110-114.
529. Паровик Р.И. Решение нелокального уравнения аномальной диффузии–адвекции радона в системе грунт–атмосфера. *Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки*. 2011. №1(2). С. 37–44.
530. Паровик Р.И. Модель нестационарной диффузии – адвекции радона в системе грунт – атмосфера. *Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки*. 2010. №1(1). С. 39–45.
531. Паровик Р.И. Математическое моделирование Задача коши для нелокального уравнения диффузии-адвекции радона во фрактальной среде. *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*. 2010. №1(20). С. 127–132.
532. Паровик Р.И. Конечно-разностные схемы для фрактального осциллятора с переменными дробными порядками. *Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки*. 2015. №2(11). С. 88-95.

533. Parovik R.I. Explicit finite-difference scheme for the numerical solution of the model equation of nonlinear hereditary oscillator with variable-order fractional derivatives. *Archives of Control Sciences*. 2016. Vol. 26(LXII). No. 3. P. 429-435.
534. Глушков А.В. Релятивистская квантовая теория. Квантовая механика атомных систем. Одесса: Астропринт, 2008. 700 с. (3)
535. Glushkov A.V. Advanced relativistic energy approach to radiative decay processes in multielectron atoms and multicharged ions. *Advances in Theory of Quantum Systems in Chem. and Phys. Series: Progress in Theoretical Chemistry and Physics* / Eds.: K.Nishikawa, J. Maruani, E.Brandas, G.Delgado-Barrio. Berlin: Springer, 2012. Vol. 26. P. 31-54. (4)
536. Ivanov L.N., Letokhov V.S. Autoionization states of multi-electron atoms///Com. Of Modern Phys. D. Atom. and Mol.Phys.-1985.-Vol.4.-P.169-184; Glushkov A.V., Nuclear quantum optics/ Glushkov A.V., Ivanov L.N., Letokhov V.S.//Preprint ISAN, USSR Academy of Sciences, NAS-3, Moscow (1991). (7)
537. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Lovett L. et al. Gauge-invariant QED perturbation theory approach to calculating nuclear electric quadrupole moments, hyperfine structure constants for heavy atoms and ions. *Frontiers in Quantum Systems in Chemistry and Physics. Series: Progress in Theoretical Physics and Chemistry* / Eds.: S.Wilson, P.J.Grout, J. Maruani, G. Delgado-Barrio, P. Piecuch. Berlin: Springer, 2008. Vol. 18. P. 505-522. (9)
538. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A. Relativistic theory of cooperative muon-gamma-nuclear processes: Negative muon capture and metastable nucleus discharge. *Advances in the Theory of Quantum Systems in Chemistry and Physics. Series: Progress in Theoretical Physics and Chemistry* / eds.: P.Hoggan, E.Brandas, J.Maruani, G. Delgado-Barrio, P.Piecuch. Berlin: Springer, 2011. Vol. 22. P. 51-70. (10)
539. Глушков А.В., Иванов Л.Н., Иванова Е.П. Радиационный распад атомных состояний. Обобщенный энергетический подход. В кн.: Автоионизационные явления в атомах. М.: Изд-во МГУ, 1986. С. 58-160;

- Glushkov A.V., Radiation Decay of Atomic States: atomic residue and gauge non-invariant contributions/ Glushkov A.V., Ivanov L.N. Phys. Lett.A. 1992. Vol. 170. P. 33-38. (11)
540. Driker M.N., Ivanova E.P., Ivanov L.N., Shestakov A.F. Relativistic calculation of spectra of 2-2 transitions in O-and F-like atomic ions. J.Quant.Spectr. Rad.Transfer. 1982. Vol. 28, No. 6. P. 531-535; Glushkov A.V., Ivanova E.P. Theoretical study of multicharged ions spectra of F-, Ne-isoelectronic sequences. Journ. Quant. Spectr. Rad.Transfer. USA, 1986. Vol. 36. No. 2. P. 127-145. (12)
541. Ivanov L.N., Ivanova E.P. Extrapolation of atomic ion energies by model potential method: Na-like spectra. Atom. Data Nucl. Data Tab. 1979. Vol. 24. P. 95-121; Ivanova E.P., Ivanov L.N., Glushkov A.V., Kramida A.E. High-order corrections in relativistic perturbation theory with model zero approximation: F- and Ne-like ions. Physica Scripta. 1985. V. 32. No. 4. P. 512-524. (13)
542. Glushkov A.V., Ivanov L.N. DC strong - field Stark effect: New consistent quantum-mechanical approach. J.Phys.B: At.Mol.Opt. Phys, 1993. Vol. 26. P. L379-386; Глушков А.В. Отрицательные ионы инертных газов. ЖЭТФ Lett. 1992. Vol. 55. P. 97-100. (42)
543. Глушков А.В. Атом в электромагнитном поле. Численные модели. Киев: ТНТ, 2005. 450 с. (43)
544. Зельдович Я.Б. Квазиэнергия квантово-механической системы в периодическом поле. ЖЭТФ. 1967. Т. 26. С. 1006-1018. (96)
545. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Kruglyak Yu.A., Ternovsky V.B. Computational Methods in Quantum Geometry and Chaos theory, P.3. Odessa: OSENU (TEC), 2014. 180 p. (239)
546. Martin G. NIST Spectra Database, version 2.0. Washington: NIST, 2004. URL: <http://physics.nist.gov/asd>. Moore C., NBS Spectra Database. Washington: NBS, 1987.
547. Grance M. Revised energy levels for neutral atoms and ions. Atomic Data. 1973. Vol. 5. P. 185-220.

548. Stein M. Pseudo-potential approach to the relativistic treatment of alkali atoms. *J.Phys.B.: At.Mol.Opt.Phys.*, 1993. Vol. 26. P. 2087-2097.
549. Rafac R., Tanner C., Livingston A., et al. Precision lifetime measurements of $6p^2P_{1/2,3/2}$ states in atomic cesium. *Phys.Rev.A.* 1994. Vol. 50. P. R1976-R1979; Ali Nadeem Ali, Haq S.U. Photoionization from the $5p\ 2P_{3/2}$ state of rubidium. *Phys. Rev. A.* 2011. Vol. 83. P. 063404.
550. Simsarian J., Zhao W., Orozco L., Sprouse G. Two-Photon. Spectroscopy of the Francium $8S_{1/2}$ Level. *Phys.Rev.A.* 1999. Vol. 9. P. 195-202.
551. Piotrowicz M., MacCormick C., Kowalczyk A., Bergamini S., Beterov I., Yakshina E.A. Measurement of the electric dipole moments for transitions to rubidium Rydberg states via Autler-Townes splitting. arXiv:1103.0109v2 [quant-ph] 14 Mar 2011.
552. Safronova U.I., Johnson W., Derevianko A. Relativistic many-body calculations of energy levels, hyperfine constants, electric-dipole matrix elements, static polarizabilities for alkali-metal atoms. *Phys.Rev.A.* 1999. Vol. 60. P. 4476-4486.
553. Safronova M.S., Safronova U.I. Critically evaluated theoretical energies, lifetimes, hyperfine constants, and multipole polarizabilities in ^{87}Rb . *Phys.Rev.A.* 2011. Vol.83. P. 052508;
554. Zhao J., Zhang H., Feng Z., Zhu X., Zhang L., Li C. S.JiaMeasurement of Polarizability of Cesium nD State in Magneto-Optical Trap. *J. Phys. Soc. Jpn.* 80 (2011). 034303 (7P.).
555. van Wijngaarden W.A., Xia J. Lifetimes and polarizabilities of low lying S,P, D states of francium. *Journ. Quant. Spectr. Rad.Transfer.* 1999. Vol. 61, No. 4. P.557-561.
556. Tkach T.B. Optimized relativistic model potential method and quantum defect approximation in theory of radiative transitions in spectra of multicharged ions. *Photoelectronics.* 2012. Vol. 21. P. 14-17.
557. Popov V.S., Mur V.D., Sergeev A., Weinberg V.M. Strong field Stark effect: perturbation theory and $1/n$ expansion. *Phys.Lett.A.* 1990. Vol. 149. No. 9. P.418-424;

558. Zimmerman M., Littman M., Kash M., Kleppner D. Stark and Zeemane structure of Rydberg states of alkali-metal atoms. *Phys.Rev.A.* 1979. Vol. 20. No. 6. P.2251-2275.
559. Ignatenko A.V. Microwave ionization of lithium rydberg atoms and Wannier-Mott exciton: Regular and stochastic features. *Photoelectronics.* 2006. No. 15. P.108-111.
560. Krug A., Buchleitner A. Residual symmetries in the spectrum of periodically driven alkali Rydberg states. *Europhys.Lett.* 2000. Vol. 49. P. 176-180; Chaotic Ionization of non-hydrogenic alkali Rydberg states. *Phys. Rev. Lett.* 2001. Vol. 86. P. 3538-3541.
561. Krug A., Buchleitner A. Microwave ionization alkali-metal Rydberg states in a realistic numerical experiment. *Phys. Rev. A.* 2002. Vol. 66. P. 053416 (10p.).
562. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A., Vitavetskaya L.A. Mathematical Physics of Classical and Quantum Systems, Part 3: Relativistic Quantum Systems” (in old classification: Methods of Computational Mathematics and Mathematical Physics, P.3. Odessa: OSENU. 2015. 80 p.
563. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A., Chernyakova Yu.G. Fractal Geometry and a Chaos Theory, part 2: New methods and algorithms of Nonlinear Analysis. Odessa: OSENU. 2016. 92 p.
564. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V. Mathematical Methods of Operations Research. Odessa: OSENU. 2016. 100 p.
565. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V. Higher Mathematics, Part 1 (підручник на англ. мові). Odessa: OSENU. 2016. 324 p.
566. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V. Geometry of Chaos: Advanced computational approach to treating chaotic dynamics of environmental radioactivity systems II. *Intern.Sci.Journ."Proceedings of International Geometry Center”.* 2016. Vol. 9. No. 1. P. 4-9.
567. Glushkov A.V., Mansarliysky V.F., Khetselius O.Yu., Ignatenko A.V., Smirnov A.V., Prepelitsa G.P. Collisional shift of hyperfine line for thallium in an

- atmosphere of the buffer inert gas. *Journal of Physics: C Series*. IOP, London, UK. 2016. Vol. 830. P. 012013.
568. Buyadzhi V.V., Zaichko P.A., Gurskaya M.Yu., Kuznetsova A.A., Ponomarenko E.L., Ternovsky E.V. Relativistic theory of excitation and ionization of Rydberg atoms in a Black-body radiation field. *Journal of Physics: C Series*. IOP, London, UK. 2016. Vol. 800. P. 012014.
569. Glushkov A.V. Relativistic energy approach to the negative muon capture by an atom. *Photoelectronics*. 2016. Vol. 25. P. 12-19.
570. Khetselius O.Yu., Zaichko P.A., Mansarliysky V.F., Antoshkina O.A. The hyperfine structure and oscillator strengths parameters for some heavy elements atoms and ions: review of data by relativistic many-body perturbation theory calculation. *Photoelectronics*. 2016. Vol. 25. P. 48-55.
571. Smirnov A.V., Buyadzhi V.V., Ignatenko A.V., Glushkov A.V., Svinarenko A.A. Spectroscopy of the complex autoionization resonances in spectrum of beryllium. *Photoelectronics*. 2016. Vol. 25. P. 26-33.
572. Bystryantseva A.N., Khetselius O.Yu., Dubrovskaya Yu.V., Vitavetskaya L.A., Berestenko A.G. Relativistic theory of spectra of heavy pionic atomic systems with account of strong pion-nuclear interaction effects: ^{93}Nb , ^{173}Yb , ^{181}Ta , ^{197}Au . *Photoelectronics*. 2016. Vol. 25. P. 56-61.
573. Mansarliysky V.F. New relativistic approach to calculating the hyperfine line shift and broadening for heavy atoms in the buffer gas. *Photoelectronics*. 2016. Vol. 25. P. 73-78.
574. Ignatenko A.V., Kuznetsova A.A., Kvasikova A.S., Glushkov A.V., Gurskaya M.Yu. Nonlinear chaotic dynamics of atomic and molecular systems in an electromagnetic field. *Photoelectronics*. 2016. Vol. 25. P. 79-84.
575. Prepelitsa G.P., Brusentseva S.V., Duborez A.V., Khetselius O.Yu., Bashkaryov P.G. New nonlinear analysis, chaos theory and information technology approach to studying dynamics of chain of quantum autogenerators. *Photoelectronics*. 2016. Vol. 25. P. 85-90.

576. Buyadzhi V.V., Chernyakova Yu.G., Smirnov A.V., Tkach T.B. Electron-collisional spectroscopy of atoms and ions in plasma: Be-like ions. *Photoelectronics*. 2016. Vol. 25. P. 97-101.
577. Brusentseva S.V., Glushkov A.V., Lepikh Ya.I., Ternovsky V.B. Nonlinear dynamics of relativistic backward-wave tube in automodulation and chaotic regime with accounting the effects waves reflection, space charge field and dissipation. *Photoelectronics*. 2016. Vol. 25. P. 102-108.
578. Ponomarenko E.L., Kuznetsova A.A., Dubrovskaya Yu.V., Bakunina (Mischenko) E.V. Energy and spectroscopic parameters of diatomics within generalized equation of motion method. *Photoelectronics*. 2016. Vol. 25. P. 114-118.
579. Florko T.A., Glushkov A.V., Ignatenko A.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A., Ternovsky V.B. Advanced laser photoionization separation scheme and technology for heavy radioactive isotopes and nuclear isomers. *Photoelectronics*. 2016. Vol.25. P. 119-125.
580. Zaichko P.A. Relativistic theory of excitation and ionization of heavy alkali rydberg atoms in a black-body radiation field: new data. *Photoelectronics*. 2016. Vol. 25. P. 91-96.
581. Kvasikova A.S., Dubrovskaya Yu.V., Kuznetsova A.A., Ponomarenko E.L. New quantum approach to determination of the molecular spectral constants and probabilities for cooperative vibration-rotation-nuclear transitions in spectra of diatomics and the hadronic molecules. *Photoelectronics*. 2016. Vol. 25. P. 141-148.
582. Serga I.N., Kulakli T.A., Smirnov A.V., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V. Relativistic theory of spectra of usual and exotic atoms: nitrogen hyperfine transitions energies. *Photoelectronics*. 2016. Vol. 25. P. 34-39.
583. Bunyakova Yu.Ya., Florko T.A., Glushkov A.V., Mansarliysky V.F., Prepelitsa G.P., Svinarenko A.A. Studying photokinetics of the ir laser radiation effect on mixture of the $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-H}_2\text{O}$ gases for different atmospheric models. *Photoelectronics*. 2016. Vol. 25. P. 68-72.

584. Prepelitsa G.P. Chaotic dynamics of the semiconductor GaAs / GaAlAs laser within nonlinear chaos-geometric information analysis. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn.* 2016. Vol. 13. No. 1. P. 24-32.
585. Glushkov A.V., Safranov T.A., Khetselius O.Yu., Khokhlov V.N., Bunyakova Yu.Ya., Bykowszczenko N. Modeling and forecasting pollutant concentrations temporal dynamics in the atmosphere of industrial city (Gdansk region). *Environmental Problems.* 2016. Vol. 1. No. 2. P. 105-110.
586. Glushkov A.V., Serbov N.G., Solyanikova E.P., Bunyakova Yu.Ya., Buyadzhi V.V. Studying and forecasting the phosphates pollution dynamics in watersheds and antropogenic water management landscape dynamics: Application to the Small Carpathians river's watersheds. *Environmental Problems.* 2016. Vol. 1. No. 2. P.111-114.
587. Glushkov A.V., Safranov T.A., Khetselius O.Yu., Ignatenko A.V., Buyadzhi V.V., Svinarenko A.A. Analysis and forecast of the environmental radioactivity dynamics based on methods of chaos theory: General conceptions. *Environmental Problems.* 2016. Vol. 1. No. 2. P. 116-120.
588. Glushkov A.V., Mansarliysky V.F., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V., Florko T.A. Collisional shift and broadening of hyperfine lines for heavy atoms in an atmosphere of the buffer inert gas: Abs. of the 23rd International Conference on Spectral Lines Shapes. Torun, Poland, 2016. P. 127.
589. Glushkov A.V. Relativistic energy approach to heavy atoms in a strong field: Autoionization and multi-photon resonances: Abs. of the 23rd International Conference on Spectral Lines Shapes. Torun, Poland, 2016. P. 165.
590. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Kuznetsova A.A., Dubrovskaya Yu.V. and Ponomarenko E.L. Vibrational structure and cooperative electron-gamma-nuclear effects in molecular photoelectron spectra within Green's functions and density functional methods: Abs. of the 23rd International Conference on Spectral Lines Shapes. Torun, Poland, 2016. P. 164.

591. Buyadzhi V.V. Multi-photon spectroscopy of the many-electron atoms and ions of the Debye plasma in a laser field: Abs. of the 23rd International Conference on Spectral Line Shapes. Torun, Poland, 2016. P. 157.
592. Buyadzhi V.V., Khetselius O.Yu., Glushkov A.V., Antoshkina O.Yu. and Kulakli T.A. Advanced relativistic model potential approach to computing the radiation transition and autoionization characteristics for atoms and multicharged ions: Abs. of the 23rd International Conference on Spectral Line Shapes. Torun, Poland, 2016. P. 159.
593. Buyadzhi V.V., Zaichko P.A., Khetselius O.Yu., Ignatenko A.V., Svinarenko A.A. Spectroscopy of Rydberg atoms in a black-body radiation field: Relativistic theory of excitation and ionization: Abs. of the 23rd International Conference on Spectral Line Shapes. Torun, Poland, 2016. P. 158.
594. Glushkov A.V. Bound beta-decay and decay of isomeric states for neutral atoms and corresponding multicharged ions: Abs. of the 8th International Conference on the Physics of Highly Charged Ions (HCI 2016). Kielce, Poland, 2016. P. 155 (PB01).
595. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V., Dubrovskaya Yu.V., Ignatenko A.V. "Shake-up" and NEET effects in laser electron-gamma-nuclear spectroscopy of atomic multicharged ions: advanced data: Abs. of the 8th International Conference on the Physics of Highly Charged Ions (HCI 2016). Kielce, Poland, 2016. P. 87 (PA21).
596. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Zaichko P.A., Gurskaya M.Yu., Kulakli T.A. Advanced relativistic energy approach to calculation of the radiation and Auger transition probabilities for multicharged ions: Abs. of the 8th International Conference on the Physics of Highly Charged Ions (HCI 2016). Kielce, Poland, 2016. P. 156 (PB02).
597. Buyadzhi V.V., Kuznetsova A.A., Svinarenko A.A., Floriko T.A., Tkach T.B. Electron-collisional spectroscopy of atoms and multicharged ions in plasma in Debye approximation: Advanced energy approach: Abs. of the 8th International

- Conference on the Physics of Highly Charged Ions (HCI 2016). Kielce, Poland, 2016. P. 128 (PA62).
598. Buyadzhi V.V., Glushkov A.V., Kuznetsova A.A., Khetselius O.Yu., Mansarliysky V.F. Resonance phenomena in heavy He-Be-like multicharged ions collisions: Abs. of the 8th International Conference on the Physics of Highly Charged Ions (HCI 2016). Kielce, Poland, 2016. P. 116 (PA50).
599. Buyadzhi V.V., Smirnov A.V., Antoshkina O.A., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A. Spectroscopy of excited and autoionization states in spectra of multicharged ions: He-like ions: Abs. of the 8th International Conference on the Physics of Highly Charged Ions (HCI 2016). Kielce, Poland, 2016. P. 86 (PA20).
600. Antoshkina O. A., Khetselius O. Yu., Mansarliysky V. F. Quantization of states of the bispinor Dirac equation with special radiation potentials and parity nonconservation effect in heavy finite Fermi-system: Abstr. of International Conference “Geometry in Odessa-2016”. Odessa, Ukraine, 2016. P. 9.
601. Gurskaya M. Yu., Glushkov A. V., Ignatenko A.V. Geometry of a Chaos: New advanced technique to treating a deterministic chaos in complex dynamical systems: Abstr. of International Conference “Geometry in Odessa-2016”. Odessa, Ukraine, 2016. P. 21.
602. Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Khetselius O.Yu., Bunyakova Yu.Ya, Grushevsky O.N. New chaos-statistical computational method of forecasting evolutionary dynamics of environmental systems: Atmospheric pollutants dynamics: Abs. of the International Conference “Perspectives in Nonlinear Dynamics” (PNLD 2016). The Humboldt-University, Berlin, Germany, 2016. P. P17.
603. Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Khetselius O.Yu., Mansarliysky V.F., Gurskaya M.Yu. Chaos-geometric attractor and quantum neural networks approach to simulation chaotic evolutionary dynamics of complex systems: Abs. of the International Conference “Perspectives in Nonlinear Dynamics” (PNLD 2016). The Humboldt-University, Berlin, Germany, 2016. P. P18.

604. Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Khetselius O.Yu., Kuznetsova A.A., Ignatenko A.A. Resonance Phenomena in Heavy Nuclei and Multicharged Ions Collisions and AC/DC Stark Effect in Super Strong Laser Field: Abs. of the 5th Heavy Ion Accelerator Symposium for Fundamental and Applied Research (INCP conf. Sattelite). Canberra, Australia, 2016. P. Tu02.
605. Buyadzhi V.V., Glushkov A.V., Svinarenko A.A., Lovett L., Serga I.N., Vitavetskaya L.A. Spectroscopy of Heavy Hadronic (Pionic) Atoms and Nuclear Structure: Energy Shifts and Widths and Strong Interaction Corrections: Abs. of the 5th Heavy Ion Accelerator Symposium for Fundamental and Applied Research (INCP conf. Sattelite). Canberra, Australia, 2016. P. Tu03.
606. Glushkov A.V. Resonance phenomena in heavy nuclei collisions and AC/DC Stark effect in super strong laser field: Abs. of the International Nuclear Physics Conference. Adelaide, Australia, 2016. P. ID469.
607. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Kuznetsova A.A., Antoshkina O.A. Parity nonconservation in heavy finite Fermi-systems and dynamical enhancement of electroweak interaction: Abs. of the International Nuclear Physics Conference. Adelaide, Australia, 2016. P. ID469.
608. Glushkov A.V., Svinarenko A.A., Lovett L., Bystryantseva A.N., Vitavetskaya L.A., Berestenko A.G. Spectroscopy of heavy hadronic (pionic) atoms: Energy shifts and widths and strong interaction corrections: Abs. of the International Nuclear Physics Conference. Adelaide, Australia, 2016. P. ID470.
609. Glushkov A.V., Mansarliysky V.F., Gurskaya M.Yu., Dubrovskaya Yu.V., Svinarenko A.A. Spectroscopy of heavy quarkonia: Energy levels splitting and relativistic corrections: Abs. of the International Nuclear Physics Conference. Adelaide, Australia, 2016. P. ID472.
610. Buyadzhi V.V., Khetselius O.Yu., Florko T.A., Ignatenko A.V. Excitation rates for nuclear isomers in hot plasma and photon-plasmon transitions in positronium: Abs. of the International Nuclear Physics Conference. Adelaide, Australia, 2016. P. ID465.

611. Buyadzhi V.V., Dubrovskaya Yu.V., Chernyakova Yu.G., Serga I.N. Electron internal conversion in nuclides and dynamic enhancement and chaos elements in theory of a nucleus: Abs. of the International Nuclear Physics Conference. Adelaide, Australia, 2016. P. ID466.
612. Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V., Smirnov A.V., Kulakli T.A. Relativistic energy approach to cooperative electron-gamma- nuclear processes: NEET and NEEC effects: Abs. of the International Nuclear Physics Conference. Adelaide, Australia, 2016. P. ID467.
613. Glushkov A.V., Gurskaya M.Yu., Ignatenko A.V., Smirnov A.V., Mansarliysky V.F., Ternovsky E.V. Computational Code in Atomic and Nuclear quantum optics: Computing multi-photon resonances in a strong external laser field. Journal of Physics: C Series. IOP, London, UK, 2017. Vol. 840. (in print).
614. Buyadzhi V.V., Zaichko P.A., Antoshkina O.A., Kulakli T.A., Svinarenko A.A., Mansarliysky V.F. Computing of radiation parameters for atoms and multicharged ions within relativistic energy approach: Advanced code. Journal of Physics: C Series. IOP, London, UK, 2017. Vol. 840. (in print).
615. Buyadzhi V.V., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Prepelitsa G.P., Ternovsky V.B., Kuznetsova A.A. Non-linear dynamics of laser systems with elements of a chaos: Advanced computational code. Journal of Physics: C Series. IOP, London, UK, 2017. Vol. 840. (in print).
616. Buyadzhi V.V., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Bunyakova Yu.Ya., Florko T.A. Solyanikova E.P. New chaos-statistical computational method to forecasting evolutionary dynamics of environmental systems: Atmospheric pollutants dynamics. Journal of Physics: C Series. IOP, London, UK, 2017. Vol. 840. (in print).
617. Glushkov A.V., Bunyakova Yu.Ya., Prepelitsa G.P., Bondar O.I., Vashchenko V.M., Bykowszczenko N., Kulik A.F. Advanced analysis and forecasting the air pollutant concentration temporal dynamics in atmosphere of the industrial cities. E-abs.of the International Conference on Energy Engeneering and Environmental Protection. Sanya, China, 2016. P. P11.

618. Glushkov A.V., Ignatenko A.V., Kuznetsova A.A., Ternovsky V.B., Vashchenko V.M., Korduba I.B., Buyadzhi A.A. Non-linear analysis and modelling chaotic environmental radioactivity dynamics: General formalism: E-abs.of the International Conference on Energy Engeneering and Environmental Protection, Sanya, China, 2016. P. P12.
619. Glushkov A.V., Bunyakova Yu.Ya., Buyadzhi V.V., Chernyakova Yu.G., Prepelitsa G.P. New approach to modelling dynamics of atmosphere ventilation of industrial city and elements of the “Green-city” construction technology: E-abs.of the International Conference on Energy Engeneering and Environmental Protection, Sanya, China, 2016. P. P13.
620. Glushkov A.V. Spectroscopy of cooperative atomic and nuclear processes. Kharkiv: FOP, 2017. 274 p.
621. WuHui L., LiQi C., Wen Yu, Hao Va, Zhi Zeng, Shi Zeng, Radioactive source-term of the Fukushima Nuclear Accident. Science of Chenia, Earth Sci. 2015. Vol.15(1). P.1-9.
622. Lin W., Chen L., Yu W., Ma H., Zeng Z., Lin J., Zeng S. Radioactivity impacts of the Fukushima Nuclear Accident on the atmosphere. Atmospheric Environment. 2015. Vol. 102. P. 311-322.
623. Masson O. et al. Tracking of Airborne Radionuclides from the Damaged Fukushima Dai-Ichi Nuclear Reactors by European Networks. Environ. Sci. Technol. 2011. Vol. 5. P. 7670-7677.
624. Yasuyuki Taira, Naomi Hayashida, Shunichi Yamashita. Environmental contamination and external radiation dose rates from radionuclides released from the Fukushima nuclear power plant. Radiation Protect. Dosimetry. 2012. Vol. 151(3). P. 537–545.
625. Hirose K. 2011 Fukushima Dai-ichi nuclear power plant accident: summary of regional radioactive deposition monitoring results. J. Environm.Radioact. 2012. Vol.111. P. 13-17.
626. Onishi Y. Fukushima and Chernobyl nuclear accidents’ environmental assessments and U.S. Hanford Site’s waste management. Procedia IUTAM.

2014. Vol. 10. P. 372–381.
627. Kinoshita N., Sueki K., Sasa K., et al. Assessment of individual radionuclide distributions from the Fukushima nuclear accident covering central-east Japan. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 2011. Vol. 108. P. 19526-19529.
628. Kristiansen N.I., Stohl A., and Wotawa G., Atmospheric removal times of the aerosol-bound radionuclides ^{137}Cs and ^{131}I measured after the Fukushima Dai-ichi nuclear accident – a constraint for air quality and climate models. *Atmos. Chem. Phys.* 2012. Vol. 12. P. 10759–10769.
629. Povinec P.P., Gera M., Holý K. et al. Dispersion of Fukushima radionuclides in the global atmosphere and the ocean. *Applied Rad. And Isotopes*. 2013. Vol. 81. P.383-392.
630. Marzo G.A. Atmospheric transport and deposition of radionuclides released after the Fukushima Dai-chi accident and resulting effective dose. *Atmospheric Environment*. 2014. Vol. 94. P. 709-722.
631. Draxler R., Arnold D., Chino M. et al. World Meteorological Organization’s model simulations of the radionuclide dispersion and deposition from the Fukushima Daiichi nuclear power plant accident. *Journal of Environ.Radioact.* 2015. Vol. 139. P. 172-184.
632. Teruyuki Nakajima T., Misawa S., Morino Yu. Et al, Model depiction of the atmospheric flows of radioactive cesium emitted from the Fukushima Daiichi Nuclear Power Station accident. *Progress in Earth and Planetary Sci.* 2017. Vol. 4 (2). P.1-18.
633. Korsakissok I., Mathieu A., Didier D. Atmospheric dispersion and ground deposition induced by the Fukushima Nuclear Power Plant accident: A local-scale simulation and sensitivity study. *Atmospheric Environment*. 2013. Vol. 70. P.267-279.
634. C.V.Srinivas, R.Venkatesan, R.Baskaran, V.Rajagopal, B.Venkatraman Regional scale atmospheric dispersion simulation of accidental releases of radionuclides from Fukushima Dai-ichi reactor. *Atmospheric Environment*. 2012. Vol. 61, P. 66-84.

635. Arnold D., Maurer C., Wotawa G., Draxler R., Saito K., Seibert P. Influence of the meteorological input on the local and global atmospheric transport of radionuclides after the Fukushima Daiichi nuclear accident. *J. Environ. Radioact.* 2014. Vol. 139. P. 212-225.
636. Morino Y., Ohara T., Nishizawa M. Atmospheric behavior, deposition, and budget of radioactive materials from the Fukushima Daiichi nuclear power plant in March 2011. *Geophys. Res. Lett.* 2011. Vol. 38. P. L00G11.
637. Honda Y., Nishijima M., Koizumi K., Ohta Y., Tamiya K., Kawabata T. Tsuyuki, T. A pre-operational variational data assimilation system for a nonhydrostatic model at the Japan Meteorological Agency: formulation and preliminary results. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 2005. Vol. 131. P. 3465-3475.
638. Ringer W., Klimstein J., Bernreiter M. Long-term time series and activity size distribution of beryllium-7 in the atmospheric environment time series and activity size distribution of iodine-131 in Austria after the Fukushima NPP accident. *Radioprotection.* 2011. Vol. 46(6). P. S7–S10.
639. D'Amours R., Malo A., Servranckx R., Bensimon D., Trudel S., Gauthier J.-P. Application of the atmospheric Lagrangian particle dispersion model MLDP0 to the 2008 eruptions of Okmok and Kasatochi volcanoes. *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. P. D00L11.
640. Draxler R.R., Hess G.D. Description of the HYSPLIT_4 Modeling System. NOAA tech. memo. ERL ARL-224. Air Resources Laboratory, Silver Spring, MD. 1997. NTIS PB98-116593.
641. Akhtar, Rais, Palagiano, Cosimo (Eds.) *Climate Change and Air Pollution The Impact on Human Health in Developed and Developing Countries.* Cham, Springer, 2018. 520P.
642. Martin, D. O. and Tikvart, J. A., *A General Atmospheric Diffusion Model for Estimating the Effects of One or More Source on Air Quality,* National Air Pollution Control Administration, Washington, D.C., 1968.
643. Johnson, W.B., Ludwig, F.L., Dabbrdt, W.F. and Allen, R.J. (1971). Field study for an initial evaluation of an urban diffusion model for carbon monoxide.

- Comprehensive Report For Coordinating Research Institute and EPA Contract. Stanford Research Institute, Milano park, California. CAPA-3-68, 1-69.
644. Kumar A., Modeling for vehicular pollution in urban region; A review. *Pollution*. 2016. 2(4). P.449-460
645. Jin, Shengxin & Demerjian, Ken. A photochemical box model for urban air quality study. *Atmospheric Environment. Part B. Urban Atmosphere*. 1993. Vol.27.P.371-387. 10.1016/0957-1272(93)90015-X.
646. Byun, D. W., and J. K. S. Ching, Science algorithms of the EPA Models-3 Community Multi-Scale Air Quality (CMAQ) modeling system, Rep. USA EPA/600/R-99/030, U.S. Environ. Prot. Agency, Washington, D. C., 1999.
647. Byun, D., and K. L. Schere (2006), Review of the governing equations, computational algorithms, and other components of the models-3 Community Multiscale Air Quality (CMAQ) modeling system, *Appl. Mech. Rev.*2006. Vol.59. P.51–77, doi:10.1115/1.2128636
648. Lawrence, M. G., Hov, Ø., Backmann, M., Brandt, J., Elbern,H., Eskes, H., Feichter, H., and Takigawa, M.: The Chemical Weather. *Environ. Chem*. 2005. Vol.2. P. 6–8.
649. Korsholm, U. S., Baklanov, A., Gross, A., Mahura, A., Sass, B.H., and Kaas, E.: Online coupled chemical weather forecasting based on HIRLAM – overview and prospective of Enviro HIRLAM, *HIRLAM Newsletter*. 2008. Vol.54. P.151–168, 2008.
650. Baklanov A., Chemical weather forecasting: a new concept of integrated modelling. *Adv. Sci. Res*. 2010. Vol.4. P.23–27.
651. Mahura A., C. Petersen, A. Baklanov, B. Amstrup, U. S. Korsholm, K. Sattler, "Verification of Longterm DMI-HIRLAM NWP Model Runs Using Urbanisation and Builing Effect Parameterization Modules". *HIRLAM Newsletter*, vol. no.53, no. 11pp, 2008.
652. CMC, 2009. A New StratosphereTroposphere Assimilation and Medium Range Forecast System for Operational Numerical Weather Prediction.

- EnvironmentCanada's technical notes on operational implementations
http://collaboration.cmc.ec.gc.ca/cmc/cmoe/product_guide/docs/lib/op_systems/doc_opchanges/
653. Saito, K., Shimbori, T., Draxler, R., 2014. JMA's regional ATM calculations for the WMO Technical Task Team on meteorological analyses for Fukushima Daiichi nuclear power plant accident. *J. Environ. Radioact* 139, 185e199.
 654. MEXT, 2011. http://www.mext.go.jp/b_menu/shingi/chousa/gijyutu/017/shiryo/icsFiles/afieldfile
 655. Peixoto J.P., Oort A.H. *Physics of Climate*. N.Y.: AIP, 1992. 520 p.
 656. Arakava A., Shubert W.H. Interaction of cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. *Journ. of Atm. Sci.* 1974. Vol. 31. P. 674-701.
 657. Kang I.-K., Lau K.-M. Principal modes of atmospheric circulation anomalies associated with global angular momentum fluctuations. *J. Atmos. Sci.* 1994. Vol. 51. P. 1194-1205.
 658. Barnston A.G., Livezey R.E. Classification, seasonality and persistence of low-frequency atmospheric circulation patterns. *Month.Weather Rev.* 1987. Vol. 115. P.1083-1126.
 659. Wallace J.M., Gutzler D.S. Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter. *Month.Weather Rev.* 1987. Vol. 109. P. 784-812.
 660. Wang C. ENSO, climate variability, and the Walker and Hadley circulations. In: *The Hadley Circulation: Present, Past, and Future* / Eds.: Diaz H., Bradley R.S. Berlin: Springer, 2004. P. 131-164.
 661. Kistler R., Kalnay E., Collins W., et al, The NCEP-NCAR 50-year reanalysis: monthly means CD-ROM and documentation // *Bull. Amer. Met.Soc.* – 2001. – Vol. 82. – P. 247-267.
 662. Атлас океанов: Тихий океан; Атласа климатических характеристик температуры, плотности и давления воздуха, ветра и геопотенциала в тропосфере и нижней стратосфере Северного полушария.- Под ред. Хановской И.В.–М.:Гидрометеоиздат, 1974

663. Гирс А., Атмосферная циркуляция и долгосрочные метеорологические прогнозы. –Л: Гидрометиздат, 1989.
664. E P. Carden, P. Fanning P., Vibration based condition monitoring: A review//Struct. Health Monitoring. 2004 Vol.3(4). P.355–377.
665. Sohn Hoon, Effects of environmental and operational variability on structural health monitoring. Philos. Trans. R. Soc.A. 2007. Vol.365. P.539–656.
666. Achenbach J.D.: Wave Propagation in Elastic Solids. New York, Elsevier, 1984.
667. Tjirkallis A. and Kyprianou A., Damage detection under varying environmental and operational conditions using Wavelet Transform Modulus Maxima decay lines similarity. Mech. Syst. Signal Process. 2016. Vol.66-67. P.282-297.
668. Sadhu A., Hazra B., A novel damage detection algorithm using time-series analysis-based blind source separation. Shock and Vibration. 2013. Vol.20. P.423–438.
669. Antoni J., Blind separation of vibration components: Principles and demonstrations. Mech. Systems and Signal Proc. 2005. Vol. 19. P.1166–1180.
670. Figueiredo E., Todd M.D., Farrar C.R., Flynn E., Autoregressive modeling with state-space embedding vectors for damage detection under operational variability. Int. J. Eng. Sci. 2010. Vol.48. P.822–834.
671. Бунякова Ю.Я., Аналіз та прогнозування змін концентрацій діоксину сірки в атмосфері промислового міста (на прикладі Гданського регіону, Польща) методом теорії хаосу. Вісник Київського національного університету ім. Т. Шевченка. Сер. Географія. 2015. Т.61. С.37-39.
672. Bunyakova Yu.Ya., Dynamics of chemical pollution in the forested watersheds: new data on correlation dimension and chaos elements in time series. Вісник Одеського державного екологічного університету. 2015. №19. С.36-40.
673. Бунякова Ю.Я., Нові географо-математичні концепції в задачах моделювання поширення шкідливих домішок в атмосфері. Український гідрометеорологічний журнал. 2015. №16. С.46-50.

674. OV Glushkov, O Yu Khetsleius, Yu Ya Bunyakova, N Bykowszczenko, Zh I Patlashenko, Modeling and forecasting of temporal dynamics of pollutant concentrations for atmosphere of an industrial city (odessa): low-dimensional chaos. Scientific Bulletin of UNFU. 2015. T.25, №9. С.145-151
675. Бунякова Ю.Я., Вплив антропогенного фактору на повітряний басейн промислових міст України. Матеріали Міжнародної наукової конференції молодих вчених «Економіко-екологічні проблеми сучасності у дослідженнях молодих науковців». Одеса (Україна).-2015. Т1. С.31-33.
676. Бунякова Ю.Я., Примаченко І.О. Актуальні проблеми функціонування та розвитку рекреаційного потенціалу Куяльницького лиману. Матеріали Міжд. конференції «Природно-ресурсний потенціал Куяльницького та Хаджибейського лиманів, території межлимання: сучасний стан, перспективи розвитку».-Одеса (Україна). 2015. С.24-27.
677. Бунякова Ю.Я., Економічні важелі та організаційні підходи раціонального природокористування в Україні Тези допов.Міжнар. конф. молодих вчених «Екологія і природокористування в системі оптимізації відносин природи і суспільства».-Одеса (ОДЕКУ), Україна. 2016. Т.1.С. 36-38
678. Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Khetselius O.Yu., Bunyakova Yu.Ya, Grushevsky, O.N. New chaos-statistical computational method of forecasting evolutionary dynamics of environmental systems: Atmospheric pollutants dynamics. Abs. of the International Conference “Perspectives in Nonlinear Dynamics” The Humboldt-University, Berlin (Germany). 2016. P.17.
679. Бунякова Ю.Я., Аналіз сучасної системи екологічного оподаткування в Україні та зарубіжний досвід. Вісник Одеського державного екологічного університету.-2017. Т.21. С.131-136.
680. Бунякова Ю.Я., Катоніна Т.В. Напрями підвищення ефективності використання туристично-рекреаційного комплексу України. Тези допов.Міжнар. конф. молодих вчених «Економіко-екологічні проблеми сучасності у дослідженнях молодих науковців».-Одеса (ОДЕКУ), Україна. 2017. С. 12-14

681. ЮА Кругляк, ПА Кондратенко, ЮМ Лопаткін Наноелектроника: эффект Холла и измерение электрохимических потенциалов в концепции снизу-вверх Журнал нано-та електронної фізики. 2015. Т.7,№2. С. 02031-1-02031-15
682. Ю.А. Кругляк Свойства графена в транспортной модели Ландауэра–Датты–Лундстрёма. Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии: 2015. Т.13,№ 2.С. 215–242
683. Ю.А. Кругляк Транспорт тепла фононами в модели Ландауэра–Датты–Лундстрёма. Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии: 2015.Т.13,№ 3.С. 549-576.
684. Kruglyak Yu.A., Quantum-chemical studies of quasi-one-dimensional electron systems. 1. Polyenes. ScienceRise. 2015. N 5(2).P.69-105.
685. Kruglyak Yu.A., Nanoelectronics «bottom–up»: current generation, generalized ohm’s law, elastic resistors, conductivity modes, thermoelectricity. ScienceRise. 2015. N 7(2).P.12-24.
686. Yu O Kruglyak, MV Strikha Generalized model of electron transport in micro- and nanoelectronics. Sensor Electronics and microsystem Techn. 2015. Vol.12,N3. P.4-27.
687. Yu O Kruglyak, MV Strikha Landauer-Datta-Lundstrom generalized electron transport model for micro- and nanoelectronics. IEEE 35th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO). Kiev, Ukraine. 2015. P.70-74.
688. Yu O Kruglyak, MV Strikha Heat flow by phonons in Landauer-Datta-Lundstrom transport model for micro- and nanoelectronics. IEEE 35th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO). Kiev, Ukraine. 2015. P.75-80.
689. Кругляк Ю.А. Модель проводимости Ландауэра–Датты–Лундстрёма в микро-и наноэлектронике и транспортное уравнение Больцмана. . ScienceRise. 2015. N 8(2).P.108-116.

690. Кругляк Ю.А. Нанoeлектроника «снизу–вверх»: метод неравновесных функций Грина, модельные транспортные задачи и квантовая интерференция. *ScienceRise*. 2015. N 2(14).P.C.41-72
691. ЮА Кругляк, ИВ Передунова Новые инварианты взвешенных графов для расчета критических свойств фреонов. *Журнал физической химии*. 2015. Т.89,№12.-С.1825-1840.
692. Кругляк Ю.А. Метод неравновесных функций Грина в матричном представлении: модельные транспортные задачи нанoeлектроники в концепции снизу–вверх. *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнології*. 2015. Т. 13, № 2. С. 243–292.
693. Кругляк Ю.А. Нанoeлектроника снизу–вверх: термодинамика проводника с током, информационно-управляемый аккумулятор и квантовая энтропия *ScienceRise*. 2015. N11(2).P.55-71.
694. Кругляк Ю.А. Термоэлектрические коэффициенты в транспортной модели Ландауэра-Датты-Лундстрoма *ScienceRise*. 2015. N1(2).P.69-77.
695. Кругляк Ю.А. Термоэлектрические явления и устройства в концепции Ландауэра-Датты-Лундстрoма *ScienceRise*. 2015. N1(2).P.78-89..
696. Кругляк Ю.А. Нанoeлектроника «снизу–вверх»: роль электростатики и контактов . *ScienceRise*. 2015. N2(17).P.51-67.
697. Kruglyak Yu.A., Quantum-chemical studies of quasi-one-dimensional electron systems. Part 2. Cumulenes and origin of the forbidden zone *ScienceRise*. 2015. N6(2).P.122-148
698. Yu O Kruglyak, MV Strikha Thermoelectric coefficients in generalized model of electron transport. *Sensor Electronics and microsystem Techn*. 2016. Vol.13,N1. P.5-24.
699. Yu O Kruglyak, MV Strikha Transport of thermal photons in gernalized Transport tepla fononamy v uzahalnenii modeli Landauera-Datta-Lundstrom model. *Sensor Electronics and microsystem Techn*. 2016. Vol.13,N2. P.16-35.

700. Кругляк Ю.А. Стріха М.В., Урахування розсіяння електронів в узагальненій моделі Ландауера–Датта–Лундстррома *Sensor Electronics and microsystem Techn.* 2016. Vol.13,N4. P.5-18
701. ЮА Кругляк, ТВ Крыжановская Метод неравновесных функций грин в матричном представлении. 3. Хюккелевская модель графена Вісник Одеського державного екологічного ун-та. 2016. №20. С.121-128.
702. ЮА Кругляк, ЛС Кострицкая От баллистической проводимости к диффузионной в обобщенной модели электронного транспорта в микро-и нанoeлектронике. Вісник Одеського державного екологічного ун-та. 2016. №20. С.78-90.
703. ЮА Кругляк, ЛВ Ременяк Электрический ток и второй закон термодинамики в концепции нанoeлектроники снизу–вверх Вісник Одеського державного екологічного ун-та. 2016. №20. С.91-109.
704. Кругляк Ю.А. Стріха М.В., Вимірювання провідності й аналіз електрофізичних характеристик транзисторів у рамках узагальненої моделі транспорту електронів. *Sensor Electronics and microsystem Techn.* 2017. Vol.14,N2. P.27-45
705. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Agayar E.V., Buyadzhi V.V., Romanova A.V., Mansarliysky V.F. Modelling dynamics of atmosphere ventilation and industrial city's air pollution analysis: New approach. *IOP Conf. Ser.: Earth Environ. Sci.* 2017. Vol. 92. P. 012014.
706. Buyadzhi V.V., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Ternovsky V.B., Serga I.N. and Bykowszczenko N. An advanced analysis and modelling the air pollutant concentration temporal dynamics in atmosphere of the industrial cities. Odessa city. *IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science.* 2017. Vol. 92. P.012006.
707. Buyadzhi V.V., Zaichko P.A., Antoshkina O.A., Kulakli T.A., Prepelitsa G.P., Ternovsky V.B. and Mansarliysky V.F. Computing of radiation parameters for atoms and multicharged ions within relativistic energy approach: *Advanced Code. Journ. of Phys. C Ser. IOP, London, UK,* 2017. Vol. 905. P. 012003.

708. Glushkov A.V., Gurskaya M.Yu., Ignatenko A.V., Smirnov A.V., Serga I.N., Svinarenko A.A. and Ternovsky E.V. Computational code in atomic and nuclear quantum optics: Advanced computing multiphoton resonance parameters for atoms in a strong laser field. *Journ. of Phys. C Ser. IOP*, London, UK, 2017. Vol. 905. P. 012004.
709. Buyadzhi V.V., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Kuznetsova A.A., Buyadzhi A.A., Prepelitsa G.P. and Ternovsky V.B. Nonlinear dynamics of laser systems with elements of a chaos: Advanced computational code. *Journ. of Phys. C Ser. IOP*, London, UK, 2017. Vol. 905. P. 012007.
710. Khetselius O.Yu., Glushkov A.V., Gurskaya M.Yu., Kuznetsova A.A., Dubrovskaya Yu.V., Serga I.N. and Vitavetskaya L.A. Computational modelling parity nonconservation and electroweak interaction effects in heavy atomic systems within the nuclear-relativistic many-body perturbation theory. *Journ. of Phys. C Ser. IOP*, London, UK, 2017. Vol. 905. P. 012029.
711. Buyadzhi V.V., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Bunyakova Yu.Ya., Florko T.A., Agayar E.V. and Solyanikova E.P. An effective chaos-geometric computational approach to analysis and prediction of evolutionary dynamics of the environmental systems: Atmospheric pollution dynamics. *Journ. of Phys. C Ser. IOP*, London, UK, 2017. Vol. 905. P. 012036.
712. Glushkov A.V., Mansarliysky V.F., Khetselius O.Yu., Ignatenko A.V., Smirnov A.V., Prepelitsa G.P. Collisional shift of hyperfine line for thallium in an atmosphere of the buffer inert gases. *Journ. of Phys. C Ser. IOP*, London, UK, 2017. Vol. 810. P. 012034. (5p.).
713. Buyadzhi V.V., Zaichko P.A., Gurskaya M.Y., Kuznetsova A.A., Ponomarenko E.L., Ternovsky V.B. Relativistic theory of excitation and ionization of Rydberg atomic systems in a Black-body radiation field. *Journ. of Phys. C Ser. IOP*, London, UK, 2017. Vol. 810. P. 012047 (5p.).
714. Glushkov A.V., Svinarenko A.A., Khetselius O.Yu., Dubrovskaya Yu.V., Kvasikova A.S., Kuznetsova A.A. and Ponomarenko E.L. Electrodynamical and Quantum Chemical Modelling of Electrochemical and Catalytic Processes on

- Metals and Semiconductors: A Review. Quantum Systems in Physics, Chemistry, and Biology. Advances in Concepts and Applications, Series: Progress in Theoretical Chemistry and Physics / Eds.: A.Tadger, R.Pavlov, J.Marvani, E.Brändas, G.Delgado-Barrio. Springer, 2017. Vol. 30. Chapt. 9. P.159-167.
715. Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Kvasikova A.S., Ignatenko A.V., Kuznetsova A.A., Prepelitsa G.P. and Ternovsky V.B. Non-Linear Chaotic Dynamics of Quantum Systems: Molecules in an Electromagnetic Field and Laser Systems. Quantum Systems in Physics, Chemistry, and Biology. Advances in Concepts and Applications, Series: Progress in Theoretical Chemistry and Physics / Eds.: A.Tadger, R.Pavlov, J.Marvani, E.Brändas, G.Delgado-Barrio. Springer. 2017. Vol. 30. Chapt. 10. P. 169-180.
716. Khetselius O.Yu., Zaichko P.A., Smirnov A.V., Buyadzhi V.V., Ternovsky V.B., Floriko T.A., Mansarliysky V.F. Relativistic Many-Body Perturbation Theory Calculations of the Hyperfine Structure and Oscillator Strength Parameters for Some Heavy Element Atoms and Ions. Quantum Systems in Physics, Chemistry, and Biology. Advances in Concepts and Applications, Series: Progress in Theoretical Chemistry and Physics / Eds.: A.Tadger, R.Pavlov, J.Marvani, E.Brändas, G.Delgado-Barrio. Springer. 2017. Vol. 30. Chapt. 16. P. 271-281.
717. Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Khetselius O.Yu., Kruglyak Yu.A., Bunyakova Yu., Ternovsky V.B. New non-linear approach to analysis, modelling and prediction of chaotic variability of atmospheric radioactive radon ^{222}Rn concentration in atmosphere environment: Abs. of the Fifth International Conference on Radiation and Application in Various Fields of Research. Budva, Montenegro, 2017. P. 422.
718. Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Bunyakova Yu.Ya., Ignatenko A.V., Kulik A.F. New computational approach to the Earth atmosphere circulation and angle momentum balance modelling: Atmospheric circulation, teleconnection and radio-waveguides: Abs. of the 18th Annual Conference of the International

- Association for Mathematical Geosciences (IAMG-17). Fremantle, Western Australia, 2017. P. 195 (ID: 233).
719. Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V., Glushkov A.V., Bunyakova Yu.Ya., Romanova A.V. New approach to modelling dynamics of atmosphere ventilation of industrial city and elements of the “Green-City” construction technology: Abs. of the 18th Annual Conference of the International Association for Mathematical Geosciences (IAMG-17). Fremantle, Western Australia, 2017. P. 196 (ID: 230).
720. Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A., Ternovsky E.B., Sukharev D.V. Resonance phenomena in heavy ions collisions and optimal laser ionization schemes for separating long-lived actinides and fission products in the nuclear fuel: Abs. of the Fifth International Conference on Radiation and Application in Various Fields of Research. Budva, Montenegro, 2017. P. 145.
721. Glushkov A.V., Ternovsky V.B., Mironenko D., Buyadzhi A.A. Nonlinear dynamics of relativistic backward-wave tube in self-modulation and chaotic regime: Abs. of the 14th International Conference "Dynamical Systems - Theory and Applications". Lodz, Poland, 2017. P. BIF319.
722. Ternovsky V.B., Kuznetsova A.A., Gurskaya M.Yu., Buyadzhi A.A. Deterministic chaos and strange attractors in dynamics of Rydberg atomic and molecular systems in an electromagnetic field: Advanced computational approach: Abs. of 14th International Conference "Dynamical Systems - Theory and Applications". Lodz, Poland, 2017. P. MAT320.
723. Khetselius O.Yu., Bunyakova Yu.Ya., Romanova A.V., Glushkov A.V. New chaos-dynamical method to forecasting evolutionary dynamics: City's atmospheric pollutants dynamics: Abs. of 14th International Conference "Dynamical Systems - Theory and Applications". Lodz, Poland, 2017. P. MAT321.
724. Khetselius O.Yu., Bunyakova Yu.Ya., Glushkov A.V., Cherkasova I.S. Chaos, bifurcations and strange attractors in dynamics of the Earth system low-frequency scale atmospheric processes: Atmospheric circulation, teleconnection

- and atmospheric radio-wave guides: Abs. of 14th International Conference "Dynamical Systems - Theory and Applications". Lodz, Poland, 2017. P. BIF322.
725. Glushkov A.V., Dubrovskaya Yu.V., Buyadzhi V.V., Ternovsky E.V. Chaos, bifurcations and strange attractors in environmental radioactivity dynamics of some geosystems: Abs. of the 14th International Conference "Dynamical Systems - Theory and Applications". Lodz, Poland, 2017. P. BIF323.
726. Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Ternovsky E.V., Ignatenko A.V. Damage analysis and detection under varying environmental and operational conditions using a chaos theory methods: Abs. of the 14th Int. Conf. "Dynamical Systems - Theory and Applications". Lodz, Poland, 2017. P. VIB324.
727. Buyadzhi V.V., Belodonov A.S., Mironenko D., Buyadzhi A.A. Nonlinear dynamics of external cavity semiconductor laser system with elements of a chaos: Abs. of the 14th International Conference "Dynamical Systems - Theory and Applications". Lodz, Poland, 2017. P. BIF325.
728. Buyadzhi V.V., Khetselius O.Yu., Belodonov A.S., Glushkov A.V., Svinarenko A.A. New mathematical approach to numerical modelling dynamics of the industrial city's atmospheric ventilation: Abs. of the 14th International Conference "Dynamical Systems - Theory and Applications". Lodz, Poland, 2017. P. LIF326.
729. Dubrovskaya Yu.V., Serga I.N., Vitavetskaya L.A. Computational studying energy and spectral parameters of hadronic (pionic) atoms with account of the strong pion-nuclear interaction: Abs. of the 29th IUPAP Conference on Computational Physics. Paris, France, 2017. P. 199. (sciencesconf.org:ccp2017:158285)
730. Khetselius O.Yu. Computational studying the hyperfine and electroweak interaction and parity violation in heavy finite Fermi-systems: Advanced Code: Abs. of the 29th IUPAP Conference on Computational Physics. Paris, France, 2017. P. 200. (sciencesconf.org:ccp2017:158259)
731. Ternovsky V.B., Svinarenko A.A., Smirnov A.V. Advanced computational

- approach to studying Rydberg and autoionization resonances in spectra of heavy lanthanides and actinides: Abs. of the 29th IUPAP Conference on Computational Physics. Paris, France, 2017. P. 204. ([sciencesconf.org:ccp2017:158283](http://sciencesconf.org/ccp2017:158283))
732. Ternovsky V., Glushkov A.V., Kuznetsova A.A., Cherkasova I.S. Advanced computational approach to nonlinear dynamics of laser systems with elements of a chaos: Abs. of the 29th IUPAP Conference on Computational Physics. Paris, France, 2017. P. 205-206. ([sciencesconf.org:ccp2017:158282](http://sciencesconf.org/ccp2017:158282))
733. Buyadzhi V.V., Antoshkina O.A., Ternovsky E.V., Kulakli T.A. Advanced relativistic model potential approach to computing the radiation transition characteristics for atoms and multicharged ions: Abs. of the 29th IUPAP Conference on Computational Physics. Paris, France, 2017. P. 207. ([sciencesconf.org:ccp2017:158281](http://sciencesconf.org/ccp2017:158281))
734. Buyadzhi V.V., Ternovsky E.V., Tkach T.B. Advanced computational approach in electron-collisional spectroscopy of atoms and multicharged ions in plasmas: Abs. of the 29th IUPAP Conference on Computational Physics. Paris, France, 2017. P. 208. ([sciencesconf.org:ccp2017:158275](http://sciencesconf.org/ccp2017:158275))
735. Glushkov A.V., Kuznetsova A.A., Ignatenko A.V. Cooperative laser electron-gamma-nuclear phenomena in dynamics and spectroscopy of molecules: Advanced Computational Code: Abs. of the 29th IUPAP Conference on Computational Physics. Paris, France, 2017. P. 209. ([sciencesconf.org:ccp2017:158269](http://sciencesconf.org/ccp2017:158269))
736. Glushkov A.V., Gurskaya M.Yu., Svinarenko A.A. New relativistic computational energy approach to heavy Fermi-systems in a super strong field: AC Stark and multi-photon resonances: Abs. of the 29th IUPAP Conference on Computational Physics. Paris, France, 2017. P. 210. ([sciencesconf.org:ccp2017:158263](http://sciencesconf.org/ccp2017:158263))
737. Khetselius O.Yu., Ignatenko A.V., Chernyakova Yu.G. Advanced computational code to “shake-up” and NEET effects in laser electron-gamma-nuclear spectroscopy of atoms and ions: Abs. of the 29th IUPAP Conference on Computational Physics. Paris, France, 2017. P. 211-212.

- (sciencesconf.org:ccp2017:158261)
738. Buyadzhi V.V., Khetselius O.Yu., Glushkov A.V., Dubrovskaya Yu.V. New non-linear computational approach to analysis, modelling and prediction of chaotic variability of atmospheric radioactive radon ^{222}Rn concentration in atmosphere environment: Abs. of the 29thIUPAP Conference on Computational Physics. Paris, France, 2017. P. 281-282. (sciencesconf.org:ccp2017:158277)
739. Khetselius O.Yu., Glushkov A.V., Bunyakova Yu.Ya., Buyadzhi V.V. New computational approach to modelling dynamics of air ventilation and forecasting pollutant concentrations temporal dynamics for city's atmosphere: Abs. of the 29thIUPAP Conference on Computational Physics. Paris, France, 2017. P. 283-284. (sciencesconf.org:ccp2017:158273)
740. Glushkov A.V., Bunyakova Yu.Ya., Grushevsky O.N., Romanova A.V. New computational approach to the Earth atmosphere circulation and angle momentum balance modelling: Atmospheric circulation, teleconnection and radio-waveguides: Abs. of the 29thIUPAP Conference on Computational Physics. Paris, France, 2017. P. 285-286. (sciencesconf.org:ccp2017:158265)
741. Buyadzhi V.V., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Svianrenko A.A. Advances in Non-Linear Chaos-geometric Analysis, Modelling and Prediction of Atmospheric Pollutions: International On-line Conference "Advances in Environmental Sciences: Analysis, Modelling, Computing", Series: «Advances in Intelligent Systems and Computing». OSENU, Odessa, Ukraine, 2017 PO1.
742. Khetselius O.Yu., Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Bunyakova Yu.Ya. Advances in Modelling Dynamics of Atmosphere Ventilation and "Green-City" Construction Technology: International On-line Conference "Advances in Environmental Sciences: Analysis, Modelling, Computing", Series: «Advances in Intelligent Systems and Computing». OSENU, Odessa, Ukraine, 2017 PO2.
743. Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Khetselius O.Yu., Svianrenko A.A., Dubrovskaya Yu.V. Advances in computational analysis, modelling and prediction of chaotic variability of atmospheric radioactive radon ^{222}Rn concentration in atmosphere environment: International On-line Conference

- “Advances in Environmental Sciences: Analysis, Modelling, Computing”, Series: «Advances in Intelligent Systems and Computing». OSENU, Odessa, Ukraine, 2017 PO3.
744. Khetselius O.Yu., Glushkov A.V., Sviaurenko A.A., Buyadzhi V.V., Ignatenko A.V. Advances in forecasting pollutant concentrations temporal dynamics for city’s atmosphere: International On-line Conference “Advances in Environmental Sciences: Analysis, Modelling, Computing”, Series: «Advances in Intelligent Systems and Computing». OSENU, Odessa, Ukraine, 2017 PO4.
745. Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Khetselius O.Yu., A.A. Sviaurenko, Romanova A.V. Advances in computational modelling the Earth atmosphere circulation and angle momentum balance: International On-line Conference “Advances in Environmental Sciences: Analysis, Modelling, Computing”, Series: «Advances in Intelligent Systems and Computing». OSENU, Odessa, Ukraine, 2017 PO5.
746. Glushkov A.V., Romanova A.V., Buyadzhi V.V., Bakunina E.V., Sviaurenko A.A., Belodonov A.S. Advances in computational modeling of macroturbulent atmospheric dynamics, spatial distribution of radionuclides in the global atmosphere, their environment impact after the nuclear accident at Fukushima nuclear power plant: International On-line Conference “Advances in Environmental Sciences: Analysis, Modelling, Computing”, Series: «Advances in Intelligent Systems and Computing». OSENU, Odessa, Ukraine, 2017 PO6.
747. Khetselius O.Yu., Glushkov A.V., Dubrovskaya Yu.V., Ignatenko A.V., Chernyakova Yu.G., Vitavetskaya L.A. Coputational analysis of the beryllium-7 activity concentration dynamics in the atmospheric environment time series after the Fukushima Daiichi nuclear power plants emergency: International On-line Conference “Advances in Environmental Sciences: Analysis, Modelling, Computing”, Series: «Advances in Intelligent Systems and Computing». OSENU, Odessa, Ukraine, 2017 PO7.
748. Buyadzhi V.V., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Sviaurenko A.A., Ternovsky E.V., Mashkantsev A.A., Kirianov S.V. A novel combined chaos-geometric and vibration blind source monitoring approach to damage analysis and detection of

- engineering structures (nuclear reactors) under varying environmental, operational conditions and emergency accidents: International On-line Conference “Advances in Environmental Sciences: Analysis, Modelling, Computing”, Series: «Advances in Intelligent Systems and Computing» . OSENU, Odessa, Ukraine, 2017 PO8.
749. Ternovsky V.B., Glushkov A.V., Smirnov A.V., Kuznetsova A.A., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V. An advanced laser photoionization separation scheme for radioactive isotopes and products of atomic energetics: Uranium and the transuranium elements: International On-line Conference “Advances in Environmental Sciences: Analysis, Modelling, Computing”, Series: «Advances in Intelligent Systems and Computing». OSENU, Odessa, Ukraine, 2017 PO9.
750. Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A. Advances in Modelling galactic cosmic rays-cloud effect and generalized bifurcation model of the Earth global climat: International On-line Conference “Advances in Environmental Sciences: Analysis, Modelling, Computing”, Series: «Advances in Intelligent Systems and Computing». OSENU, Odessa, Ukraine, 2017 PO10.
751. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Kuznetsova A.A. Spectroscopy of cooperative laser electron- π -nuclear processes in molecules and clusters: New effects in cryogenic molecules: Abs. of the 11th Triennial Congress of the World Association of Theoretical and Computational Chemists. Munich, Germany, 2017. P. PO3-251.
752. Khetselius O.Yu., Kuznetsova A.A., Mansarliysky V.F. Spectroscopy interatomic potentials, collisional spectral line shift and broadening for molecular pairs “heavy atom- noble gas atom”: Abs. of the 11th Triennial Congress of the World Association of Theoretical and Computational Chemists. Munich, Germany, 2017. P. PO3-253.
753. Buyadzhi V.V., Glushkov A.V., Dubrovskaya Y.V., Khetselius O.Yu. New electron- π -nuclear spectroscopy of molecules and chemical bond effect on the π -decay parameters: Abs. of the 11th Triennial Congress of the World Association of Theoretical and Computational Chemists. Munich, Germany,

2017. P. PO3-255.
754. Ternovsky V.B., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Serga I.N., Kvasikova A.S. Relativistic quantum chemistry of heavy elements and hadronic atoms and molecules: Abs. of the 11th Triennial Congress of the World Association of Theoretical and Computational Chemists. Munich, Germany, 2017. P. PO3-258.
755. Ternovsky E.V., Glushkov A.V., Svinarenko A.A. Consistent approach to Raman scattering of the light on metastable levels of diatomic molecules: Abs. of the 11th Triennial Congress of the World Association of Theoretical and Computational Chemists. Munich, Germany, 2017. P. PO3-259.
756. Khetselius O.Yu. Advanced computational code to "shake-up" and neet effects in laser electron-gamma nuclear spectroscopy of atoms and ions: Abs of the International Conference "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathenatics". Odessa. 2017. P. 34.
757. Svinarenko A.A., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Ternovsky V.B., Dubrovskaya Yu.V., Kuznetsova A.A. and Buyadzhi V.V. Theoretical spectroscopy of rare-earth elements: spectra and autoionization resonances: Abs of the International Conference "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathenatics". Odessa. 2017. P. 35.
758. Glushkov A.V. Universal chaos-dynamical approach in analysis of chaotic dynamics of the radon concentration time series: Abs of the International Conference "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathenatics". Odessa. 2017. P. 37.
759. Buyadzhi V.V., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Kuznetsova A.A., Buyadzhi A.A. Nonlinear dynamics of laser systems with elements of a chaos: advanced computational code: Abs of the International Conference "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathenatics". Odessa. 2017. P. 63.
760. Khetselius O.Yu., Ignatenko A.V., Kuznetsova A.A. Chaos-geometric attractor and quantum neural networks approach to simulation chaotic evolutionary dynamics during perception process: Abs of the International Conference

- "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics". Odessa. 2017. P. 69.
761. Svinarenko A.A., Khetselius O.Yu., Glushkov A.V., Dubrovskaya Yu.V., Bykowszczenko L. Bound beta-decay and decay of isomeric states for fully ionized atoms and astrophysical nucleosynthesis: Abs of the International Conference "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics". Odessa. 2017. P. 73.
762. Buyadzhi V.V., Svinarenko A.A. Dynamics of the resonant levels of atoms in a laser pulse of nonrectangular form: optical bi-stability and chaos effects: Abs of the International Conference "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics". Odessa. 2017. P. 74.
763. Tkach T.B., Ignatenko A.V., Zaichko P.A., Glushkov A.V., Buyadzhi V.V. Relativistic quantum defect approach to calculation of the radiation transition and ionization characteristics for rydberg atoms in black-body radiation: Abs of the International Conference "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics". Odessa. 2017. P. 76.
764. Pogosov A.V., Ignatenko A.V. Laser ionization (dissociation) of molecules in a laser field: multi-level optimized model: Abs of the International Conference "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics". Odessa. 2017. P. 78.
765. Zaichko P.A., Buyadzhi V.V., Serga I.N., Ternovsky V. Electron internal conversion in nuclides and dynamic enhancement and chaos elements: Abs of the International Conference "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics". Odessa. 2017. P. 80.
766. Bunyakova Yu., Buyadzhi V.V., Glushkov A.V. New computational approach to modelling dynamics of air ventilation and forecasting pollutant concentrations temporal dynamics for city's atmosphere: Abs of the International Conference "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics". Odessa. 2017. P. 100.

767. Dubrovskaya Yu.V., Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Ternovsky E.V. Chaos, bifurcations and strange attractors in environmental radioactivity dynamics of some geosystems: Abs of the International Conference "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathenatics". Odessa. 2017. P. 108.
768. Khetselius O.Yu., Gurskaya M.Yu., Smirnov A.V., Svinarenko A.A. Relativistic theory of autoionization resonances in spectra of some lanthanides atoms in a free state and in DC electric field: Abs of the International Conference "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathenatics". Odessa. 2017. P. 109.
769. Glushkov A.V., Dubrovskaya Yu.V., Khetselius O.Yu., Belodonov A.S. Nonlinear chaos-dynamical approach to analysis of atmospheric radon ^{222}Rn concentration time series: Abs of the International Conference "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathenatics". Odessa. 2017. P. 111.
770. Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Buyadzhi A.A., Kulik A. Resonance phenomena in heavy nuclei collisions and dynamical Stark effect for nuclei in super strong laser field: Abs of the International Conference "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathenatics". Odessa. 2017. P. 120.
771. Kuznetsova A.A., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Ambrosov S. The optimal laser ionization schemes for separating long-lived actinides isotopes: Abs of the International Conference "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathenatics". Odessa. 2017. P. 121.
772. Glushkov A.V., Gurskaya M.Yu., Ignatenko A.V., Kvasikova A.S. Operator perturbation theory to hydrogen and K-hydrogen atoms in the crossed strong DC electric and magnetic fields: Abs of the International Conference "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathenatics". Odessa. 2017. P. 123.
773. Romanova A.V., Glushkov A.V., Bunyakova Yu.Ya. New computational approach to the Earth atmosphere circulation and angle momentum balance modelling: Atmospheric circulation, teleconnection and radio-waveguides: Abs of the International Conference "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathenatics". Odessa. 2017. P. 133.

774. Khetselius O.Yu., Lavrenko A., Serga R. Forecasting evolutionary dynamics of chaotic systems using advanced non-linear prediction method: Abs of the International Conference "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics". Odessa. 2017. P. 144.
775. Yankovsky L.L., Dubrovskaya Yu.V., Glushkov A.V., Zelentsova T.N. Electron- β -nuclear spectroscopy of molecules and chemical bond effect on the β -decay parameters: Abs of the International Conference "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics". Odessa. 2017. P. 147.
776. Bunyakova Yu., Ternovsky V.B., Glushkov A.V., Pavlov E., Zaichko P. New Environmental Sensors On Basis of Non-Linear Spectral Effects: Ir Laser Effect of Kinetic Atmosphere Environment Cooling: Abs of the International Conference "Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics". Odessa. 2017. P. 149.
777. Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics Series: Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics / Eds.: A.V. Glushkov, O.Yu. Khetselius, V.V. Buyadzhi. Kh.: FOP Panov A.N., 2017. 400 p.
778. Svinarenko A.A., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Ternovsky V.B., Dubrovskaya Yu.V., Kuznetsova A.A., Buyadzhi V.V. Theoretical Spectroscopy of Rare-Earth Elements: Spectra and Autoionization Resonances. In: Rare-Earth Element, Ed. Jose Edgar Alfonso Orjuela. EU: Intech, 2017. P. 83-104.
779. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A., Buyadzhi V.V., Ternovsky V.B., Kuznetsova A.A., Bashkarev P.G. Relativistic perturbation theory formalism to computing spectra and radiation characteristics: Application to heavy elements. In: Recent Studies in Perturbation Theory, Ed. D. Uzunov. EU: InTech, 2017. P. 131-150.
780. Svinarenko A.A., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V. Atoms in a laser field and separation of the radioactive isotopes. Odessa: Ecology, 2017. 151 p.
781. Glushkov A.V., Ignatenko A.V., Khetselius O.Yu., Ternovsky V.B., Spectroscopy of Rydberg atoms and relativistic quantum chaos. Odessa, 2017.

151 p.

782. 1. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V. Higher Mathematics, Part 2 (підручник на англ. мові). Odessa: OSENU, 2017. 320 p.
783. 1. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A., Buyadzhi V.V. Mathematical Physics of Classical and Quantum Systems, Part 1. Odessa: OSENU, 2017. 152 p.
784. Глушков О.В., Хецеліус О.Ю., Свинаренко А.А., Терновський В.Б. Фрактальна геометрія і теорія хаоса, Част.1. Навчальний посібник. Одеса: ОДЕКУ, 2017. 100 с.
785. Глушков О.В., Хецеліус О.Ю., Буяджи В.В. Квантова геометрія і динаміка резонансів. Частина I. Навчальний посібник. Одеса: ОДЕКУ, 2017. 80 с.
786. Глушков О.В., Флорко Т.О., Серга І.М., Буяджи В.В. Вища математика. Одеса: ОДЕКУ, 2017. Т. 3. 100 с.
787. Glushkov A.V., Bunyakova Yu.Ya., Buyadzhi V.V., Dubrovskaya Yu.V., Kuznetsova A.A., Khetselius O.Yu. New approach and microsystem technology of advanced non-linear analysis and modelling chaotic environmental radioactivity dynamics. Sensor Electronics and Microsystems Technologies. 2017. Vol. 14, No. 3. P. 24-37.
788. Bunyakova Yu.Ya., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Ignatenko A.V., Bykowszczenko N., Buyadzhi V.V. New approach and microsystem technology of advanced analysis and forecasting the air pollutant concentration temporal dynamics in atmosphere of the industrial cities. Sensor Electronics and Microsystems Technologies. 2017. Vol. 14, No. 3. P. 65-78.
789. Khetselius O.Yu., Glushkov A.V., Bunyakova Yu.Ya., Buyadzhi, V.V., Bondar O.I., Vaschenko V.N., Bykowszczenko N. New approach and microsystem technology to modelling dynamics of atmosphere ventilation of industrial city and elements of the “Green-City” construction technology. Sensor Electronics and Microsystems Technologies. 2017. Vol. 14, No. 4. P. 7-18.
790. Bunyakova Yu.Ya., Ternovsky V.B., Dubrovskaya Yu.V., Ignatenko A.V., Svinarenko A.A., Vitavetskaya L.A. Analysis of the beryllium-7 activity

- concentration dynamics in the atmospheric environment time series after the Fukushima Daiichi nuclear power plants emergency. *Sensor Electronics and Microsystems Technologies*. 2017. Vol. 14, No. 4. P. 19-30.
791. Glushkov A.V., Romanova A.V., Buyadzhi V.V., Bakunina E.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A., Belodonov A. S. New balance approach to the modeling of macroturbulent atmospheric dynamics, spatial distribution of radionuclides in the global atmosphere, their environment impact after the nuclear accident at Fukushima nuclear power plant. *Sensor Electronics and Microsystems Technologies*. 2017. Vol. 14, No. 4. P. 31-45.
792. Buyadzhi V.V., Glushkov A.V., Gurskaya M.Yu., Khetselius O.Yu., Ternovsky E.B., Mashkantsev A.A., Kirianov S.V. A novel combined chaos-geometric and vibration blind source monitoring approach to damage analysis and detection of engineering structures (nuclear reactors) under varying environmental, operational conditions and emergency accidents. *Sensor Electronics and Microsystems Technologies*. 2017. Vol. 14, No. 4. P. 46-60.
793. Ternovsky V.B., Glushkov A.V., Smirnov A.V., Kuznetsova A.A., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V. An advanced laser photoionization separation scheme for radioactive isotopes and products of atomic energetics: Uranium and the transuranium elements. *Sensor Electronics and Microsystems Technologies*. 2017. Vol. 14, No. 4. P. 61-74.
794. Khetselius O.Yu., Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Bunyakova Yu.Ya.. New nonlinear chaos-dynamical analysis of atmospheric radon ^{222}Rn concentration time series from beta particles activity data of radon monitors. *Photoelectronics*. 2017. Vol. 26. P. 29-40.
795. Glushkov A.V., Svinarenko A.A., Ternovsky V.B., Smirnov A.V. Gauge-invariant relativistic perturbation theory approach to determination of energy and spectral characteristics for heavy and superheavy atoms and ions: Review. *Photoelectronics*. 2017. Vol. 26. P. 11-28.
796. Mansarliysky V.F., Ternovsky E.V., Ignatenko A.V., Ponomarenko E.L. Optimized relativistic Dirac-Fock approach to calculating the hyperfine line shift

- and broadening for heavy atoms in the buffer gas. *Photoelectronics*. 2017. Vol. 26. P. 45-53.
797. Dubrovskaya Yu.V., Kuznetsova A.A., Kvasikova A.S., Sakun T.N. Spectroscopy of cooperative electron- π -nuclear effects in multiatomic molecules: molecule XY_4 . *Photoelectronics*. 2017. Vol. 26. P. 54-60.
798. Serga I.N., Khetselius O.Yu., Vitavetskaya L.A., Bystryantseva A.N. Relativistic theory of spectra of pionic atomic system ^{208}Pb with account of strong pion-nuclear interaction effects. *Photoelectronics*. 2017. Vol. 26. P.67-76.
799. Buyadzhi V.V., Chernyakova Yu.G., Antoshkina O.A., Tkach T.B. Spectroscopy of multicharged ions in plasmas: Oscillator strengths of Be-like ion Fe. *Photoelectronics*. 2017. Vol. 26. P. 93-101.
800. Ternovsky V.B., Gurskaya M.Yu., Svinarenko A.A., Mansarliysky V.F. Theoretical studying spectra of ytterbium atom on the basis of relativistic many-body perturbation theory: Rydberg resonances. *Photoelectronics*. 2017. Vol. 26. P. 102-112.
801. Kuznetsova A.A., Dubrovskaya Yu.V., Glushkov A.V., Lepikh Ya.I. Advanced Green's functions and density functional approach to vibrational structure in the photoelectron spectra of diatomic molecule. *Photoelectronics*. 2017. Vol. 26. P. 77-86.
802. Smirnov A.V., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V., Belodonov A.S. Advanced relativistic approach in spectroscopy of complex autoionization resonances in atomic spectra. *Photoelectronics*. 2017. Vol. 26. P. 113-120.
803. Ternovsky E.V., Antoshkina O.A., Florko T.A., Tkach T.B. Relativistic calculation of oscillator strengths of the radiation transitions between barium Rydberg states. *Photoelectronics*. 2017. Vol. 26. P. 136-144.
804. Gurskaya M.Yu., Ignatenko A.V., Kvasikova A.S., Buyadzhi A.A. Advanced data for hydrogen atom in crossed electric and magnetic fields. *Photoelectronics*. 2017. Vol. 26. P. 145-152.
805. Glushkov A.V., Dubrovskaya Yu.V., Buyadzhi V.V., Ternovsky E.V. Chaos and strange attractors in environmental radioactivity dynamics of some

- geosystems: Atmospheric radon ^{222}Rn . Dynamical Systems Theory / eds.: J. Awrejcewicz, M. Kazmierczak, P. Olejnik, J. Mrozowski. Lodz, Poland. 2017. P. BIF323 (10P.).
806. Buyadzhi V.V., Belodonov A.S., Mironenko D., Mashkantsev A.A., Kir'yanov S.A., Buyadzhi A.A., Glushkov A.V. Nonlinear dynamics of external cavity semiconductor laser system with elements of a chaos. Dynamical Systems Theory / eds.: J. Awrejcewicz, M. Kazmierczak, P. Olejnik, J. Mrozowski. Lodz, Poland. 2017. P. BIF325 (9P.).
807. Ternovsky V.B., Glushkov A.V., Kuznetsova A.A., Ignatenko A.V., Gurskaya M.Yu., Buyadzhi A.A. Deterministic chaos and strange attractors in dynamics of atomic and molecular systems in an electromagnetic field: Advanced computational approach. Springer Proceedings in Mathematics and Statistics. Springer, 2017. P. 21-42 (E-issue).
808. Khetselius O.Yu., Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Romanova A.V., Pavlenko E.P. Chaos-Geometric Approach to Analysis and Forecasting Evolutionary Dynamics of Complex Systems: Atmosphere Pollutant and Radionuclide Temporal Dynamics. Springer Proceedings in Mathematics and Statistics. Springer, 2017. P. 43-60 (E-issue).
809. Glushkov A.V. Operator Perturbation Theory To Hydrogen Atom In A Strong Dc Electric Field. Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 11-20.
810. Khetselius O.Yu. Optics And Spectroscopy Of Cooperative Electron-Gamma-Nuclear Processes In Heavy Atoms. Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 27-33.
811. Ternovsky V.B., Svinarenko A.A., Buyadzhi V.V., Ternovsky E.V., Smirnov A.V., Kim M. Advanced Computational Approach To Studying Rydberg And

- Autoionization Resonances In Spectra Of Lanthanides: Ytterbium. *Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 38-45.
812. Buyadzhi V.V., Belodonov A.S. *Laser Multiphoton Spectroscopy Of Atom Embedded In Debye Plasmas: Multiphoton Resonances And Transitions. Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 46-50.
813. Ignatenko A.V., Svinarenko A.A., Ternovsky V.B., Tkach T.B., Nyamtsu K. *Advanced Relativistic Model Potential Approach To Calculation Of Radiation Transition Parameters In Spectra Of Multicharged Ions. Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 75-78.
814. Khetselius O.Yu., Mansarliysky V.F., Bakunina E.V., Obukhovskiy I., Usov A. *Optimized Perturbation Theory To Calculating The Hyperfine Line Shift And Broadening For Heavy Atoms In The Buffer Gas. Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 79-95.
815. Svinarenko A.A., Khetselius O.Yu., Smirnov A.V., Klepatska V., Ternovsky E.V. *Spectroscopy Of Autoionization Resonances In Spectra Of Barium: New Spectral Data. Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 104-108.
816. Dubrovskaya Yu., Khetselius O., Glushkov A., Sofronkov A., Zinkova G. *Relativistic And Nonrelativistic Approaches In Theory Of Permitted Beta-Transitions: An Effect Of Atomic Field On Fermi And Integral Fermi Functions*

- Values. *Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 113-117.
817. Glushkov A., Buyadzhi V., Svinarenko A., Khetselius O., Tsabevska A. *Advanced Relativistic Energy Approach To Radiation Decay Processes In Atomic Systems. Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi.-Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 118-128.
818. Glushkov A., Svinarenko A., Ignatenko A., Smirnov A., Belodonov A. *Spectroscopy Of The Complex Autoionization Resonances In Spectrum Of Helium: Test And New Spectral Data. Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 129-134.
819. Khetselius O., Glushkov A., Mikhailenko V., Mansarliysky V., Antoshkina O., Fasiy V. *The Hyperfine Structure And Oscillator Strengths Parameters For Some Heavy Elements Atoms And Ions: Review Of Data By Relativistic Many-Body Perturbation Theory Calculation. Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi.-Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 143-148.
820. Dubrovskaya Yu., Bakunina E., Ponomarenko E., Kuznetsova A. *Energy And Spectroscopic Parameters Of Diatomics Within Generalized Equation Of Motion Method. Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi.-Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 149-152.
821. Smirnov A., Buyadzhi V., Ignatenko A., Glushkov A., Svinarenko A., Kim M. *Spectroscopy Of The Complex Autoionization Resonances In Spectrum Of*

- Beryllium. *Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi.-Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 153-158.
822. Ternovsky V., Khetselius O., Svinarenko A., Buyadzhi V. Gauge-Invariant Relativistic Perturbation Theory Approach To Determination Of Energy And Spectral Characteristics For Heavy And Superheavy Atoms And Ions. *Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 159-171.
823. Ignatenko A., Buyadzhi V., Makarova A., Gurskaya M., Buyadzhi A., Zmienko D. Advanced Data For Hydrogen Atom In Crossed Electric And Magnetic Fields. *Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 172-178.
824. Ternovsky E.V., Vitavetskaya L.A., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Kravchenko G. Relativistic Calculation Of Oscillator Strengths Of The Radiation Transitions Between Barium Rydberg States. *Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 179-184.
825. Ternovsky V., Svinarenko A., Buyadzhi V., Timoshenko D. Theoretical Studying Spectra Of Ytterbium Atom On The Basis Of Relativistic Many-Body Perturbation Theory: Rydberg Resonances. *Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 185-192.
826. Dubrovskaya Yu., Vitavetskaya L., Khetselius O., Vitenchuk K. Atomic Chemical Composition Effect On The Beta Decay Probabilities: Fluorine,

- Sulphur And Nickel. *Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 193-197.
827. Khetselius O., Glushkov A., Shevchuk V., Berestenko A., Bogdanova D. *Hyperfine Structure Parameters Of The Heavy Isotopes: Consistent Nuclear-Qed Theory. Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 198-203.
828. Dubrovskaya Yu., Florko T., Zelentsova T. *Atomic Chemical Composition Effect On The Beta Decay Probabilities For ^{35}Cl , ^{241}Pu . Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 212-216.
829. Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A., Ignatenko A., Buyadzhi V., Klepatska V. *Hyperfine Structure Parameters Of The Mercury Hg Isotopes: Consistent Nuclear-Qed Theory. Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi.-Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 217-221.
830. Khetselius O.Yu., Shevchuik V., Buyadzhi A., et al. *New Geometric Attractor And Neural Networks Approach To Studying Chaotic Processes In Complex Systems. Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 299-303.
831. Glushkov A.V., Ignatenko A.V., Svinarenko A.A., Ternovsky V.B., Belodonov A. *Advanced Laser Photoionization Separation Scheme And Technology For Heavy Radioactive Isotopes And Nuclear Isomers. Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser. Progress in*

- Applied Mathematics and Quantum Optics / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 304-308.
832. Buyadzhi A., Cherkasova I., Glushkov A., Mikhailov A., Mironenko D., Pavlov E., Prepelitsa G., Belodonov A. Non-Linear Optics And Spectroscopy Of Atomic And Laser Systems With Elements Of A Chaos. Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser.: Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 309-316.
833. Buyadzhi V., Ternovsky V., Brusentseva S., Mironenko D., Kulchytsky Ya. Non-Linear Analysis Of Chaotic Self-Oscillations In Nonrelativistic Backward-Wave Tube. Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser.: Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 317-320.
834. Khetselius O.Yu., Glushkov A.V., Kovalenko L.B., Kuznichenko S.V., Belodonov A.S. Simulation Chaotic Dynamics Of Complex Systems And Devices With Using Chaos Theory, Geometric Attractors, And Quantum Neural Networks. Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser.: Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi.-Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 321-326.
835. Buyadzhi V., Ternovsky V., Glushkov A., Khetselius O., Kulchytsky Ya. Nonlinear Dynamics Of Relativistic Backward-Wave Tube In Self-Modulation And Chaotic Regime. Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser.: Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi.-Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 351-359.
836. Buyadzhi V., Ternovsky V., Glushkov A., Lepikh Ya, Khetselius O., Klepatska V. Nonlinear Dynamics Of Relativistic Backward-Wave Tube In Automodulation And Chaotic Regime With Accounting The Effects Waves

- Reflection, Space Charge Field And Dissipation. *Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser.: Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 360-364.
837. Khetselius O., Glushkov A., Buyadzhi V., Bunyakova Y., Kulik A., Bykowszczenko N. New Nonlinear Chaos-Dynamical Analysis Of Atmospheric Radon ^{222}Rn Concentration Time Series From Beta Particles Activity Data Of Radon Monitors. *Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser.: Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi.-Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 376-384.
838. Buyadzhi V., Brusentseva S., Zaichko P., Nyamtsu K. Studying Ensembles Of Intervals Of The Parkinsonian Tremor And Local Potential Fluctuations On The Basis Of The Theory Of Chaos. *Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics, Ser.: Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 389-393.
839. Svinarenko A., Grushevsky O., Mansarliysky V., Bunyakova Yu., Grabina V., Bykowszczenko N. Studying Photokinetics Of The Ir Laser Radiation Effect On Mixture Of The $\text{Co}_2\text{-N}_2\text{-H}_2\text{O}$ Gases For Different Atmospheric Models. *Advances in Quantum Systems in Chemistry, Physics and Mathematics. Ser.: Progress in Applied Mathematics and Quantum Optics* / eds.: A. Glushkov, O. Khetselius, V. Buyadzhi. Kharkiv: FOP Panov A.N., 2017. P. 397-400.
840. Belodonov A.S., Gr.K-11, Buyadzhi A.A., Gr.K-61, Glushkov A.V., Khetselius O.Yu. Analysis and forecasting evolutionary dynamics of non-linear systems using advanced chaos-geometric method: Збірник статей за матеріалами студентської наукової конференції ОДЕКУ-2017. Одеса, 2017. С. 20-23.
841. Buchko I.R., Gr.HM-22, Shpagin V., Gr.HM-12, Khetselius O.Yu., Glushkov A.V. Analysis and forecasting evolutionary dynamics of industrial cities air

- pollution and “green-city” construction technology. Збірник статей за матеріалами студентської наукової конференції ОДЕКУ-2017. Одеса, 2017. С. 23-27.
842. Серга Э.Н., Серга И.Н. Особенности распределения однородных зон в полях гидрометеорологических характеристик над Северной Атлантикой в холодный период года. Поверхность 700 гПа. Научный журнал Пермского Ун-та: Географический вестник, 2017. №3 (42). С. 77-87.
843. Серга Э.Н., Серга И.Н., Сущенко А.И. Особенности температурно-влажностного режима над северной частью Тихого океана в холодный период года. Поверхность 700 гПа. Вісник ОНУ. Серія: Географічні та геологічні науки. ТОМ 22. Випуск 1 (30). 2017. С. 38-51.
844. Серга Э.Н., Серга И.Н. Зоны интенсивных взаимодействий в приповерхностном слое атмосферы в Северной Атлантике. Вісник Одеського держ. екологічного ун-ту, 2017. №22. С.40-51.
845. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V., Dubrovskaya Yu.V., Serga I.N., Agayar E.V., Ternovsky V.B. Nonlinear chaos-dynamical approach to analysis of atmospheric radon ^{222}Rn concentration time series. Indian Acad. Sci.-Conf.Ser.-2017.-Vol11.-P.31-36.
846. V B Ternovsky, A A Svinarenko, A A Kuznetsova, E V Ternovsky, A V Smirnov, Advanced computational approach to studying Rydberg and autoionization resonances in spectra of lanthanides: Ytterbium Journ. of Phys.: C Ser. (IOP, London, UK). 2017. Vol.955. To be printed
847. O Yu Khetselius, A V Glushkov, V V Buyadzhi, A A Svinarenko, A V Ignatenko, A. Bykowszczenko, New computational approach to analysis and modelling chaotic variability of atmospheric radioactive radon ^{222}Rn concentration in atmosphere environment// Journ. of Phys.: C Ser. (IOP, London, UK). 2018. Vol.955. To be printed.
848. Buyadzhi V.V., Ternovsky V.B., Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A., Bakunina E.V. Damage analysis and detection under varying

- environmental and operational conditions using a chaos theory methods. Environmental Problems. 2017. Vol. 2, No. 3. P. 114-120
849. Khetselius O.Yu., Safranov T.A., Glushkov A.V., Buyadzhi V.V., Bunyakova Yu.Ya., Romanova A.V. Studying an air ventilation and pollution in an atmosphere of industrial city: elements of new modeling approach and green-city technology. Environmental Problems. 2017. Vol. 2, No. 3. P. 95-106.
850. Glushkov A.V., Safranov T.A., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V., Ignatenko A.V., Svinarenko A.A. Modeling evolutionary dynamics of complex ecosystems using combined chaos theory and neural networks methods: I. Formal theoretical basis for application to environmental radioactivity dynamics. Environmental Problems. 2017. Vol. 2, No. 3. P. 107-113.