

**ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ
УНІВЕРСИТЕТ**

На правах рукопису

ЗЕЛЕНЦОВА ТЕТЯНА МИКОЛАЇВНА

**КАСКАДНО-СТОХАСТИЧНА МІКРО- ТА НАНО-
СПЕКТРОДОЗИМЕТРІЯ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ
ЯДЕРНО-ЕНЕРГЕТИЧНИХ УСТАНОВОК**

05.14.14 - теплові та ядерні електростанції та енергоустановки
(теплова частина)

АВТОРЕФЕРАТ

*дисертації на здобуття наукового ступеня
доктора технічних наук*



Одеса - 1997



621.039 +
021.7
Дисертація є рукописом.

Роботу виконано в Одеському державному політехнічному університеті ім. І.І.Мечнікова

Науковий консультант:

доктор фізико-математичних наук, професор
РУСОВ ВІТАЛІЙ ДАНИЛОВИЧ

Офіційні опоненти:

1. Доктор фізико-математичних наук, професор
ПРОКОПЕЦЬ ГЕННАДІЙ ОЛЕКСАНДРОВИЧ
2. Доктор фізико-математичних наук, професор
ТОКАРЕВСЬКИЙ ВОЛОДИМИР ВАСИЛЬОВИЧ
3. Доктор технічних наук, професор
ГОГУНСЬКИЙ ВІКТОР ДМИТРОВИЧ

Провідна організація: **Науковий центр "Інститут ядерних досліджень" НАН України, м.Київ**

Захист відбудеться "27" березня 1997 р. о 14.00 год. на засіданні Спеціалізованої ради Д.05.06.02 при Одеському державному політехнічному університеті за адресою: 270044, м.Одеса, пр. Шевченка, 1.

З дисертацією можна ознайомитися в бібліотеці Одеського державного політехнічного університету.

Автореферат розіслано " 25 " лютого 1997 р.

Вчений секретар
Спеціалізованої ради

А.С.Мазуренко

AB-37, 030
ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми дослідження. Стохастична мікродозиметрія є одним з методів експериментальної ядерної фізики для діагностики полів випромінювання ядерно-енергетичних установок (ЯЕУ), що найбільш динамічно розвивається в наш час. Узагальнення та аналіз численних публікацій за останні 5-7 років дозволяють виділити найбільш важливі і системні застосування мікродозиметричного підходу щодо рішення фундаментальних проблем радіаційної фізики та прикладних задач реакторно-фізичного експерименту:

- експериментальні методи та заходи отримання функції розподілення енергопоглинення по чутливим мікроструктурам опромінюваного об'єкту;
- дослідження нейтронно-фізичних характеристик на критичних зборках ядерних реакторів шляхом вимірювання відношення середніх перерізів нуклідів, визначення "макро- і мікроструктури" енерговиділення, тобто вимірювання макро- та мікророзподілень густини швидкості поділу в активній зоні реактора;
- точні виміри полів іонізуючих випромінювань у навколокорпусному просторі ЯЕУ, в системі аварійного моніторингу та контролю за радіаційним впливом АЕС на навколишнє середовище, під час аналізу кількісної оцінки і розподілення джерел α - та β -випромінювань у радіоактивних відходах;
- визначення параметрів відновлення ядерного палива;
- спектродозиметрія реакторних нейтронів, індивідуальна мікродозиметрія і дозиметрія при ядерних аваріях;
- дослідження радіаційного навантаження корпусу реактора, наведеної активності у реакторних конструкційних матеріалах, процесі в блистероутворення і інших особливостей взаємодії водню та гелію з матеріалами першої стінки термоядерного реактора;
- теоретичні спроби визначення функцій розподілення енергопоглинення та встановлення аналітичного зв'язку між їх параметрами і радіаційно-індуцираним ефектом, тобто залежності "поглинена доза - ефект", особливо у той її частині, яка стосується фундаментальної проблеми біофізичного впливу малих доз іонізуючого випромінювання;
- діагностика параметрів плазми шляхом реєстрації рентгенівського випромінювання і багатозарядних іонів.

Плодотворність застосування мікродозиметричного підходу забезпечується тільки за умови гетерогенності об'єкту, що опромінюють, яка означає можливість виділення чутливих структур, що відповідають за спостережуваний ефект. Тобто природа об'єкту, що опромінюється не є вирішальною при виявленні ролі флуктуацій енергопоглинення у радіаційно-ін-

дуцированому ефекті, якщо в цьому об'єкті можливо виділити чутливі мікроструктури, які відповідають за його властивості. Незалежно від природи радіаційного ефекту його першопричиною є поглинена енергія випромінювання - що є результатом його взаємодії з речовиною.

Проте, очевидно, що чутливі субоб'єкти, по суті, є "мікродетекторами" первинного випромінювання - іонізуючих частинок, а у якості радіаційно-індуцированих ефектів виступають вторинні частинки (заряджені частинки, треки, проявлені зерна срібла, хромосомні аберації та т.п.). Такі каскадно-стохастичні задачі взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною, зв'язані з реєстрацією множинних подій, приводять до специфічних класів узагальнених пуассонівських розподілень.

Відомі численні дослідження у цьому напрямку носять напівфеноменологічний або складно-теоретизований характер (з застосуванням безлічі підгоночних параметрів), і тому на теперішній час не існує остаточно склавшихся уявлень про механізми утворення радіаційно-індуцированих ефектів, справедливості яких повинна завжди перевірятися здібністю теоретичного обґрунтування досить добре експериментально вивченої нелінійної реакції опромінюваного об'єкту у граничному випадку малих доз.

Основною метою роботи є розроблення теоретичних та експериментальних основ нового методу діагностики іонізуючих випромінювань ядерно-енергетичних установок - каскадно-стохастичної мікро- та наноспектродозиметрії.

Наукова новизна роботи. Розроблений принципово новий підхід для рішення задач традиційної мікродозиметрії: стохастична концепція прямої спектродозиметрії іонізуючого випромінювання у чутливих мікрооб'єктах в разі великих доз (мікродозиметрія) і малих доз (нанизодозиметрія). Концепція визначила створення нового класу ядерно-фізичних методів стохастичної реєстрації, спектрометрії, мікро- та наноспектродозиметрії іонізуючих випромінювань ЯЕУ.

Визначен тип статистики утворення радіаційно-індуцированих ефектів в опромінюваному об'єкті, який не є в загальному разі пуассонівським, як досі вважалося.

В реакторних експериментах з спектрометрії швидких та проміжних нейтронів виявлений теоретично передбачений просторово-часовий додатковий шум лоренцевського типу.

Вперше був експериментально виявлений просторовий флікер-шум під час мікроспектродозиметрії α -частинок ^{239}Pu і просторовий лоренцевський шум при реєстрації α -частинок ^{238}Pu та ^{239}Pu за допомогою діелектричного трекового детектора CR-39.

Розроблена синергетична концепція, в якій біофізична дія малих доз іонізуючого випромінювання розглядається як фазовий перехід першого роду, і на основі якої отриман універсальний теоретико-аналітичний вираз

для функціональної залежності "доза-ефект" у всьому діапазоні доз. В рамках цієї моделі було отримано дозозалежне рівняння, яке описує своє-го роду закон відповідних станів: залежності параметра порядку (змінення густини ядерного хроматину) дозочутливих мікрооб'ємів (клітин) однієї біохімічної природи у різних полях D іонізуючого випромінювання відрізняються тільки масштабом по осі температур.

Розроблені експериментальні основи мікро- та нано- спектродозиметрії для діагностики полів іонізуючого випромінювання ядерно-енергетичних установок, які задовольняють умовам і вимогам теоретичної каскадно-стохастичної спектродозиметричної моделі утворення радіаційно-індуцированих ефектів.

Практична цінність результатів роботи полягає в:

створенні нового методу спектродозиметричної діагностики іонізуючих випромінювань ЯЕУ, який може бути використан для вирішення широкого кола задач радіаційної та реакторної фізики;

розробленні експериментальної методики отримання і обробки спектродозиметричної інформації, яка задовольняє умови і вимоги каскадно-стохастичної моделі і дозволяє проводити аналіз дозового потоку іонізуючого випромінювання без проведення калібровочних експериментів;

можливості створення на основі розроблених моделей автоматизованої системи для експрес-методу отримання дозиметричної інформації і контролю за радіаційним впливом АЕС на навколишнє середовище;

отриманні експериментальних даних про "тонку структуру" статистики радіаційно-індуцированих ефектів, які дозволили визначити межі застосування традиційної статистичної похибки (дисперсії) числа відліків РЕФ, зв'язаної з оцінкою точності експериментальних даних і яка має надзвичайно актуальне значення для задач по визначенню флюєнса частинок, особливо у мікродозиметрії;

створенні синергетичної концепції біофізичної дії малих доз іонізуючого випромінювання, яка, з одного боку, дозволила отримати універсальний теоретико-аналітичний вираз для функціональної залежності "доза-ефект" у всьому діапазоні доз, а з іншого - закон відповідних станів для залежності змінення густини ядерного хроматину від температури при різних дозових полях іонізуючого випромінювання. Сумісне застосування цих дозозалежних рівнянь вперше відкриває можливість експериментального визначення найважливішої мікродозиметричної характеристики - середньої питомої енергії поодинокій події $\langle z_1 \rangle$;

розробленні основ принципово нової стратегії вимірювання і техніки ядерно-фізичного експерименту, які визначили появу нового класу ядерно-фізичних методів стохастичної реєстрації, спектрометрії, мікро- та нано- дозиметрії іонізуючих випромінювань ЯЕУ, в результаті теоретичного розвитку традиційних основ мікродозиметрії;

створенні узагальненої систематики задач дозиметрії на підставі критеріїв малості чутливого об'єму в стаціонарних та нестаціонарних середовищах.

Основні положення, винесені до захисту.

1. Каскадно-стохастичні мікро- та нано- спектродозиметричні моделі утворення радіаційно-індуцированих ефектів, ядерно-фізичні параметри яких дозволяють вирішувати як пряму задачу - стохастичну передачі енергії в чутливому мікрооб'ємі в разі великих (мікродозиметрія) і малих доз (нано-дозиметрія), так і обернену - ідентифікацію та кількісний аналіз ядерного випромінювання (спектрометрія).

2. Теоретичні та експериментальні результати, які доводять, що статистика радіаційно-індуцированих ефектів, що утворені в опромінюваних об'єктах під дією ядерного випромінювання, підлягає специфічним класам множинних розподілень нейманівського типу, а не розподіленню Пуассона, як це досі вважалося.

3. Визначення для множинних розподілень нейманівського типу характеристик стаціонарних випадкових процесів - функції розподілення густин імовірностей просторово-часових інтервалів між подіями та затримок до першої події.

4. Теоретичні та експериментальні результати виявлення спектрального просторово-часового додаткового шуму лоренцевського типу в реакторних експериментах по спектродозиметрії швидких і проміжних нейтронів.

5. Експериментальне виявлення просторового флікер-шуму під час мікро-спектродозиметрії α -частинок ^{239}Pu і просторового лоренцевського шуму при реєстрації α -частинок ^{238}Pu та ^{239}Pu за допомогою діелектричного трекового детектора CR-39.

6. Синергетична концепція біофізичної дії малих доз іонізуючого випромінювання (нано-дозиметрія) та універсальний теоретико-аналітичний вираз для функціональної залежності "доза-ефект" у всьому діапазоні доз.

7. Експериментальні основи мікро- та нано- спектродозиметрії для діагностики полів іонізуючих випромінювань ЯЕУ, які задовольняють умови і вимоги теоретичної каскадно-стохастичної спектродозиметричної моделі утворення радіаційно-індуцированих ефектів.

Апробація роботи та публікації. Всі основні результати, які ввійшли в дисертацію, були викладені на 17 Міжнародних і Всесоюзних конференціях:

-14,15,16,17 Міжнародних Симпозіумах з авторадіографії (Лейпціг, 1984; Будапешт, 1986; Улан-Уде, 1988; Карпач, Польща, 1990);

- 3 Міжнародній конференції з інструментальних методів аналізу (Пекін, 1989);

- 4 Всесоюзній конференції з когерентної взаємодії випромінювання з речовиною (Юрмала, 1988);
- 6 Всесоюзній нараді з мікродозиметрії (Канів, 1989);
- 1,2 Всесоюзних і 3 Міжнародній школах-семінарах з авто-радіографії і твердотільних трекових детекторів (Одеса, 1987, 1989, 1991);
- 5 Всесоюзном семінарі з автоматизації досліджень в ядерної фізиці та суміжних областях (Ташкент, 1988);
- Міжнародних робочих нарадах з твердотільних детекторів ядерних треків та їх використання (Дубна 1990, 1992);
- 15-18 Міжнародних конференціях "Треки ядерних частинок в твердих тілах» (Марбург, Німеччина, 1990; Пекін, Китай, 1992; Дубна, Росія, 1992; Каір, Єгипет, 1996).

На тему дисертації опубліковано 48 друкованих робіт, основні з яких наведені в кінці автореферату.

Структура і обсяг дисертації. Дисертація складається із вступу, п'яти глав, висновків, списку літератури; містить 265 сторінок, в тому числі 14 таблиць, 85 рисунків і 214 найменувань цитованої літератури.

СТИСЛИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

В дисертації наведений огляд літературних даних з теоретичних та експериментальних основ мікродозиметрії. Обговорюються предмет, фізичні принципи, систематика задач і межі застосування мікродозиметрії. Наведені розрахункові дані про просторове і радіальне розподілення поглиненої енергії у треку важкої зарядженої частинки, основні мікродозиметричні величини і функції їх розподілення. Проаналізовані сучасні концепції - про роль флуктуацій втрати енергії окремих частинок під час їх проходження через речовину мішені, та про необхідність врахування флуктуації числа прольотів частинок через даний об'єм, що визначило появу відомих мікродозиметричних співвідношень для двічі стохастичних пуасонівських випадкових процесів. Розглянуті найважливіші аспекти мікродозиметрії іонізуючих випромінювань ядерно-енергетичних установок, особливо в тій її частині, яка стосується проблеми біологічної дії малих доз радіації. На основі наведеного літературного обзору сформульована мета роботи.

Врахування експериментально виявлених ефектів розмноження дозволило використовувати для опису статистики реєстрації радіаційно-індуцированих ефектів (РЕФ) в чутливому мікрооб'ємі (ЧМ) математичний апарат каскадних стохастичних процесів генетично зв'язаних випадкових потоків випадкових величин при такій фізичній постановці. Первинний пуасонівський дискретний процес зарядження частинок одного типу з середньою інтенсивністю $\langle m \rangle$ падає на поверхню ЧМ детектора з розміром d . пуасонівських частинок - РЕФ (фотони, електронно-діркові пари, треки,

проявлені зерна срібла, хромосомні аберації і т.п.) з середньою інтенсивністю $\langle \varepsilon \rangle$. Час появи вторинної частинки τ та відстань x від місця взаємодії первинної частинки в ЧМ підлягає деякому відомому імовірнісному закону - функції відклику детектора $h(x)$. Іншими словами, частотою виникання РЕФ в ЧМ на характеристичних інтервалах $\tau \in [0, \tau_0]$ та $x \in [0, R_0]$ (наприклад, τ_0 - час висвітування фотону, R_0 - пробіг зарядженої частинки в детекторі і т.п.) керує функція відклику детектора. При цьому на виході такої детектуючої системи на фіксованому інтервалі часу одного вимірювання T підраховується сумарне число відліків вторинних частинок (РЕФ)

$$\langle n \rangle = \sum_{i=1}^m \varepsilon_i = \langle \varepsilon \rangle \langle m \rangle.$$

При такій постановці ми ставимо питання про чисельне рішення прямої задачі, тобто про обчислювання функції імовірностей $P(n)$ та її центральних моментів $\langle \Delta n^k \rangle$ в залежності від параметрів розподілення $\langle \varepsilon \rangle$, τ_0 , R_0 , d , T , а також про рішення оберненої задачі - обчислювання методом моментів не-відомих параметрів $\langle \varepsilon \rangle$, τ_0 , R_0 відносно відомих з даного мікроспектро-дозиметричного експерименту параметрів d , T і вибірових $\langle \Delta n^k \rangle$. При цьому очевидно, що пара параметрів $\{\langle \varepsilon \rangle, \langle n \rangle\}$ дає змогу проводити кількісну оцінку, а триплет $\{\langle \varepsilon \rangle, \tau_0, R_0\}$ - ідентифікацію ядерного випромінювання, що реєструється. Необхідно зауважити, що рішення оберненої задачі дозволяє чисельно вирішити пряму і провести порівняння теоретичного та експериментального розподілень числа відліків за допомогою відомих критеріїв по-годження.

Ефективність такого підходу продемонстрована в роботі, де на першому етапі процес реєстрації іонізуючого випромінювання твердотільними детекторами ядерних треків (ТТД), не применшуючи спільності постановки задачі, моделювався в декілька спрощеному вигляді (при $T \gg \tau_0$ і $d \gg R_0$), тобто нехтували просторовим і часовим розкидом вторинних подій. Як базова модель в дисертації була використана модель двічі випадкового пуасонівського процесу реєстрації, яка включає два послідовних генетично зв'язаних дискретних пуасонівських процеси. При цьому випадкове число заряджених частинок m , які потрапляють на фіксовану ділянку опромінюваного ЧМ, є первинним дискретним пуасонівським процесом з твірною функцією $\Psi_m(z) = \exp(-\langle m \rangle + \langle m \rangle z)$. Кожна первинна подія незалежно викликає ε вторинних подій (утворення радіаційно-індуцированих ефектів в ЧМ), де ε - дискретна випадкова змінна з твірною функцією $\Psi_\varepsilon(z)$. Тоді загальне число вторинних подій дорівнює

$$n = \sum_{i=1}^m \varepsilon_i.$$

Через те, що випадкова величина ε з припущення розподілена по закону Пуасона з середнім $\langle \varepsilon \rangle$, то $\Psi_\varepsilon(x) = \exp(-\langle \varepsilon \rangle + \langle \varepsilon \rangle z)$. Тоді в силу відомої теореми математичної статистики про суму випадкового числа випадкових змінних, складова твірна функція вигляд

$$\Psi_n(z) = \Psi_m(\Psi_\varepsilon(\varepsilon)) = \exp[-\langle m \rangle + \langle m \rangle \exp(-\langle \varepsilon \rangle + \langle \varepsilon \rangle z)], \quad (1)$$

а математичне сподівання $\langle n \rangle$ і дисперсія $\text{var}(n)$ легко обчислюються через перших два факторіальних моменти

$$\langle n \rangle = \langle m \rangle \langle \varepsilon \rangle, \quad (n) = (1 + \langle \varepsilon \rangle) \langle n \rangle. \quad (2)$$

Оскільки $P(n) = \frac{1}{n!} \Psi_n^{(n)}(z) \big|_{z=0}$, то розподілення імовірностей в цьому випадку визначається такою рекурентною формулою

$$(n+1)P(n+1) = \langle n \rangle \sum_{l=1}^n \exp(-\langle \varepsilon \rangle) \frac{\langle \varepsilon \rangle^l}{l!} P(n-l)$$

$$P(0) = \exp\left\{ \frac{\langle n \rangle}{\langle \varepsilon \rangle} [\exp(-\langle \varepsilon \rangle) - 1] \right\}, \quad (3)$$

що повністю збігається з відомим розподіленням Неймана типу А від двох параметрів. При цьому один з цих параметрів - коефіцієнт розмноження ε , як впливає із (2), має фізичний зміст ефективності реєстрації заряджених частинок в ЧМ. Це дозволяє отримувати кількісну оцінку первинного випромінювання безпосередньо з одного експерименту без проведення калібровочних експериментів.

В дисертації справедливості запропонованої статистичної гіпотези двічі випадкових пуасонівських процесів експериментально підтверджується результатами по реєстрації α -частинок ^{239}Pu діелектричним трековим детектором (ДТД) MAND/ α та ядерною фотоемульсією (ЯФ), α -частинок з енергією 1,5 МеВ ДТД CN-85 та ацетобутіратом целюлози, уламків поділу $^{235}\text{U} + ^{238}\text{U}$, індукерованого нейтронами, детектором Melinex, β -частинок ізотропних плоских джерел ^3H , ^{14}C , ^{35}S , ^{63}Ni і ^{125}I ЯФ типу ПР-2, по рентгенівському опромінюванню клітин лейкоцитів і лімфоцитів периферичної крові людини, а також результатами статистичної обробки відомих літературних даних.

Однак розподілення Неймана типу А припускає миттєвий характер утворення вторинних подій (радіаційно-індуцированих ефектів в ЧМ) під час влучення зарядженої частинки в ЧМ. Насправді, ці події зазнають часовий

і просторовий розкид, пов'язаний з проходженням заряджених частинок крізь ЧМ та який має порядок величини пробігу частинки R , відповідний до розміру ЧМ d . Це виражається в експериментально виявленій залежності ефективності реєстрації ε від розмірів мікродетектору d (див. далі рис.2 і 4).

В роботі описана узагальнена каскадно-стохастична модель мікроспектродозиметрії заряджених частинок, заснована на двічі випадкових пуасонівських процесах, яка враховує просторову фільтрацію, визначену функцією відклику мікродетектора $h(x)$ - імовірнісного закону частоти утворення РЕФ по довжині пробігу частинки у ЧМ. Результати такого статистичного підходу узагальнені також на випадок мікроспектродозиметрії заряджених частинок, розподілених за енергетичним спектром.

Застосування методу твірних функцій моментів дозволило отримати рекурентні формули для розподілення числа вторинних подій

$$(n+1)P(n+1) = \langle n \rangle \sum_{l=0}^n C_l P(n-l)$$

$$P(0) = \exp \left\{ \frac{\langle n \rangle}{d \langle \varepsilon \rangle} \int_{-\infty}^{\infty} [\exp(-zh'(x)) - 1] dx \right\}, \quad (4)$$

де $h'(x)$ є згортоку функції відклику $h(x)$ на інтервалі $[0, d]$:

$$h'(x) = \int_{-\infty}^{\infty} F(x') h(x+x') dx'. \quad (5)$$

Причому $F(x') = u(x) - u(x'-d)$, где $u(x')$ - одинична функція Хевісайда, а коефіцієнти C_l визначаються видом функції відклику мікродетектора $h'(x)$ у відповідності з виразом

$$C_l = \frac{1}{l! \langle \varepsilon \rangle d} \int_{-\infty}^{\infty} [h'(x)]^{l+1} \exp(-h'(x)) dx \quad (6)$$

і для m -го факторіального моменту розподілення числа n

$$F_n^{(m+1)} = \langle n \rangle \sum_{l=0}^m a_l \binom{m}{l} F_n^{(m-l)}, \quad F_n^{(0)} = 1, \quad (7)$$

де коефіцієнти a_l дорівнюють:

$$a_l = \frac{1}{\langle \varepsilon \rangle d} \int_{-\infty}^{\infty} [h'(x)]^{l+1} dx \quad (8)$$

При цьому факторіальні моменти перших трьох порядків визначаються у явному виді виразами

$$\begin{aligned} F_n^{(1)} &= \langle n \rangle, \\ F_n^{(2)} &= \langle n \rangle^2 + a_1 \langle n \rangle, \\ F_n^{(3)} &= \langle n \rangle^3 + 3a_1 \langle n \rangle^2 + a_2 \langle n \rangle \end{aligned} \quad (9)$$

що відповідає таким центральним моментам:

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \text{var}(n) = F_n^{(1)} + F_n^{(2)} - (F_n^{(1)})^2 = (1 + a_1) \langle n \rangle \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \langle \Delta n^3 \rangle &= F_n^{(3)} + 3F_n^{(2)} + F_n^{(1)} - 3\langle n \rangle (F_n^{(1)} + F_n^{(2)}) + 2\langle n \rangle^3 = \\ &= (1 + 3a_1 + a_2) \langle n \rangle. \end{aligned} \quad (11)$$

Для наведеної загальної схеми математичної моделі мікроспектродозиметрії найбільш важливим є те, що просторова функція відклику ЧМ детектора $h(x)$ внаслідок очевидного фізичного нормування

$$\int_0^{R_p} h(x) dx = \langle \varepsilon \rangle \quad (12)$$

з одного боку, містить параметр $\langle \varepsilon \rangle$ - ефективність реєстрації, а з іншого - залежить від параметру R_p - середнього проективного пробігу зарядженої частинки в ЧМ, що характеризує в загальному випадку енергію реєстрованого випромінювання і параметри гальмуючого середовища мікродетектора.

Практична значущість виразів (10) та (11) полягає в безпосередньому визначенні стратегії обробки та інтерпретації спектродозиметричного експерименту в межах наведеної моделі. Очевидно, що необхідно визначити із відповідного експерименту вибіркові середнє, дисперсію і третій центральний момент числа вторинних подій (РЕФ) при заданих розмірах ЧМ мікродетектора d . Тоді задача ідентифікації і кількісного аналізу зводиться до рішення системи в загальному випадку нелінійних рівнянь (10) і (11) чи до застосування оптимальних процедур із теорії оцінювання невідомих параметрів відносно $\langle \varepsilon \rangle$ і $\langle R_p \rangle$. При цьому інтенсивність випромінювання λ визначається формулою

$$\langle n \rangle = \lambda d \int_{-\infty}^{\infty} h'(x) dx = \lambda d \int_0^{\infty} h(x) dx = \lambda d \langle \varepsilon \rangle. \quad (13)$$

Аналогічні результати отримані і для моделі мікроспектродозиметрії розподілених за енергетичним спектром заряджених частинок. Результат вздїї змішаного потоку кількох джерел ядерного випромінювання на ЧМ можливо подати як суму незалежних величин, кожна з яких відповідає інтегралу від подій розглядаємого процесу, який викликаний окремим джерелом на інтервалі $[0, d]$. Тоді відповідно до формул (10) і (11)

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \text{var}(n) = \langle n \rangle + \sum_{i=1}^m \langle n_i \rangle a_{i1} \quad (14)$$

$$\langle \Delta n^3 \rangle = \langle n \rangle + 3 \sum_{i=1}^m \langle n_i \rangle a_{i1} + \sum_{i=1}^m \langle n_i \rangle a_{i2} \quad (15)$$

Фактором для визначення конкретної реалізації загальної математичної моделі мікроспектродозиметрії заряджених частинок в ЧМ є априорне знання функції відклику використовуємого детектору $h(x)$ (імовірнісного закону частоти виникнення РЕФ на характеристичному інтервалі $[0, R_p]$), явний вид якої визначається як властивостями реєструємого випромінювання, так і процесами, які відбуваються у детекторі. В каскадно-стохастичній моделі мікроспектродозиметрії заряджених частинок в ЧМ як функції відклику були розглянуті експоненціальний та прямокутний типи функціональної залежності частоти виникнення РЕФ по довжині пробігу в ЧМ.

Випадок 1. Функція відклику $h(x)$ експоненціального типу (рис. 1):

$$h(x) = A \exp\left(-\frac{x}{R}\right) \quad 0 \leq x \leq \infty,$$

де R - пробіг заряджених частинок в ЧМ.

Тоді відповідно до умови фізичного нормування (12) функція відклику буде мати такий вигляд

$$h(x) = \frac{2 \langle \varepsilon \rangle}{R_p} \exp\left(-\frac{2x}{R_p}\right),$$

(16) де $\langle \varepsilon \rangle$ - ефективність реєстрації заряджених частинок, R_p - середній проективний пробіг заряджених частинок в ЧМ.

Використовуючи описаний вище загальний підхід і підставляючи (16) в (4), маємо вираз для розподілення $P(n)$ густини РЕФ в ЧМ, яке надалі назвемо S -розподіленням. При цьому початкове значення $P(0)$ і коефіцієнти C_i для ітераційних обчислень за рекурентною формулою (4) дорівнюють:

$$P(0) = \exp\left\{\frac{\langle n \rangle R_p}{2 \langle \varepsilon \rangle d} \left[\eta_0 \left[\langle \varepsilon \rangle \left(1 - \exp\left(-2 \frac{d}{R_p}\right) \right) \right] + \exp(-\langle \varepsilon \rangle) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left[\eta_0 \left(\langle \varepsilon \rangle - \eta_0 \left(\langle \varepsilon \rangle \exp\left(-2 \frac{d}{R_p}\right) \right) \right) \right] - 2 \frac{d}{R_p} (1 - \exp(-\langle \varepsilon \rangle)) \right] \right\}. \quad (17)$$

где

$$\gamma(l+1, x) = l! \left[1 - \exp(-x) \sum_{k=0}^l \frac{x^k}{k!} \right];$$

$$\eta_k(x) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{x^m}{m!(k+m)}, \quad k = 1, 2, 3, \dots$$

$$\eta_0(x) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{x^m}{m! m}.$$

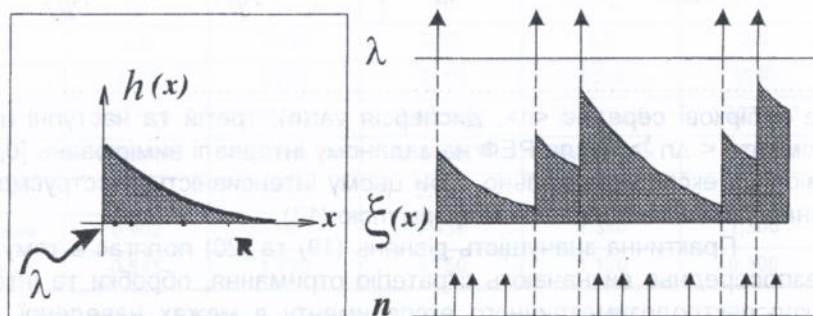


Рис. 1. Імовірнісне виникнення РЕФ (n) в міру проходження зарядженої частинки в ЧМ детектора з експоненціальною функцією відклику.

Для визначення в явному виді системи рівнянь (10)-(11) знайдені коефіцієнти a_l :

$$a_l = \frac{R_p \langle \varepsilon \rangle^l}{2d} \left\{ \frac{\left[1 - \exp\left(-2 \frac{d}{R_p}\right) \right]^{l+1}}{l+1} + 2 \frac{d}{R_p} + \sum_{k=1}^{l+1} (-1)^k \binom{l+1}{k} x \right. \\ \left. x \left[1 - \exp\left(-2 \frac{d}{R_p} k\right) \right] \frac{1}{k} \right\}. \quad (18)$$

Тоді ідентифікація і кількісний аналіз моноенергетичного потоку заряджених частинок зводиться до отримання параметричного триплету $[R_p, \langle \varepsilon \rangle, \lambda]$, який характеризує середній проективний пробіг R_p , ефективність реєстрації $\langle \varepsilon \rangle$ цього випромінювання в ЧМ та його інтенсивність λ . Перші два параметри R_p і $\langle \varepsilon \rangle$ є рішенням системи нелінійних рівнянь (10)-(11) з врахуванням (17)-(18):

$$\frac{\text{var}(n) - \langle n \rangle^2}{2d} = R_p \langle \varepsilon \rangle \left[\exp\left(-2 \frac{d}{R_p}\right) + 2 \frac{d}{R_p} - 1 \right] \quad (19)$$

$$\frac{\langle \Delta n^3 \rangle + 2 \langle n \rangle^3 - 3 \text{var}(n) \langle n \rangle}{\langle n \rangle} = \frac{\langle \varepsilon \rangle^2 R_p}{4d} \left[4 \exp\left(-2 \frac{d}{R_p}\right) - \exp\left(-4 \frac{d}{R_p}\right) + 4 \frac{d}{R_p} - 3 \right]. \quad (20)$$

де вибіркове середнє $\langle n \rangle$, дисперсія $\text{var}(n)$, третій та наступні центральні моменти $\langle \Delta n^k \rangle$ числа РЕФ на заданому інтервалі вимірювань $[0, d]$ визначаються експериментально. При цьому інтенсивність реєструемого випромінювання обчислюється за формулою (13).

Практична значущість рівнянь (19) та (20) полягає в тому, що вони безпосередньо визначають стратегію отримання, обробки та інтерпретації мікроспектродозиметричного експерименту в межах наведеної моделі, а саме статистична обробка результатів експерименту повинна здійснюватися за такою схемою:

- визначення експериментального закону розподілення випадкової величини n - числа РЕФ при даному розмірі детектора d ;
- визначення вибірових середнього $\langle n \rangle$, дисперсії $\text{var}(n)$ і третього центрального моменту Δn^3 числа РЕФ, а також середнього коефіцієнту a_1

за формулою (8));

в) визначення оцінок вибіркової середньоквадратичної похибки випадкової величини $\langle n \rangle$, похибок $\text{var}(n)$ та коефіцієнта a_1 ;

г) ідентифікація і кількісний аналіз β -частинок чи електронів внутрішньої конверсії даного радіоактивного ізотопу, тобто визначення параметричного триплету $\{R_p, \langle \varepsilon \rangle, \lambda\}$, що однозначно характеризує дане ядерне випромінювання, перші два параметри якого знаходяться рішенням системи нелінійних рівнянь (19)-(20) з врахуванням вищевказаних похибок параметрів розподілення чи методом найменших квадратів;

д) статистична перевірка припускаємих гіпотез - розподілення Пуассона чи С-розподілення - відносно набору експериментальних даних за допомогою критерію погодження χ^2 Пирсона.

Для експериментальної перевірки справедливості запропонованої стохастичної моделі з експоненціальною функцією відклику моношари ЯФ тип ПР-2 товщиною 0,12 мкм опромінювались β -частинками плоских рівномірних джерел ^3H ($\bar{E}=5,69$ кэВ), ^{14}C ($\bar{E}=49,44$ кэВ), ^{35}S ($\bar{E}=49,80$ кэВ), ^{63}Ni ($\bar{E}=17,00$ кэВ) і конверсійними електронами радіоактивного ізотопу ^{125}I ($\bar{E}=7,47$ кэВ).

Результати статистичної обробки наведені в табл.1 і на рис.2. Параметри ідентифікації R_p і $\langle \varepsilon \rangle$ для всіх ізотопів отримані методом найменших квадратів, причому для мінімізації функціоналу застосовувався метод Девидсона-Флетчера-Пауела.

Таблица 1

ДЕТЕКТОР - ЯДЕРНАЯ ФОТОЗМУЛЬСИЯ ПР-2					
Изотоп	^3H	^{14}C	^{35}S	^{63}Ni	^{125}I
d, мкм	4,5	13,35	7,82	9,2	2,3
N	4325	2753	3110	5238	5040
$\langle n \rangle$	2,37±0,02	6,38±0,04	7,42±0,07	8,21±0,05	0,92±0,03
$\text{var}(n)$	4,79±0,05	15,60±0,21	13,90±0,35	19,80±0,19	1,14±0,06
$\langle \Delta n^2 \rangle$	14,20	55,10	32,31	69,10	0,607
$\langle R_p \rangle$, мкм	0,902	6,650	2,450	1,310	1,300
$\langle \varepsilon \rangle$	0,545	1,720	9,750	1,120	0,300

Чисельні значення R_p для всіх ізотопів, що були розглянуті, в межах 10% помилки збігаються з розрахунковими даними, які були отримані на основі емпіричної залежності Роса між середнім пробігом електрона в ЯФ та енергією (див. табл. 1).

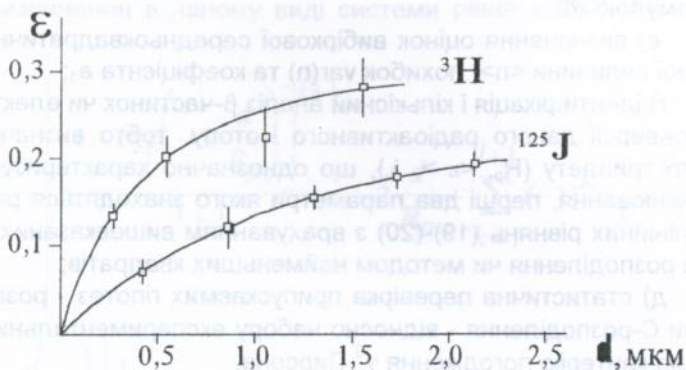


Рис. 2. Теоретичні (—) та експериментальні (o) залежності ефективності реєстрації ε від розміра мікродетектора d .

Правомірність застосування моделі також підтверджується порівняним аналізом, наведеним в дисертації, експериментального розподілення P_e числа проявлених зерен срібла в ЯФ, теоретичного розподілення Пуасона P_p і трьохпараметричного ($\langle \varepsilon \rangle, d/R_p, \langle n \rangle$) С-розподілення P_c для ізотопів ^3H і ^{125}I .

Випадок 2. Є підстави вважати, що РЕФ, які викликаються в ЧМ однією частинкою, в деяких фізичних ситуаціях утворюються рівноімовірно на довжині пробігу цієї частинки. Тоді згідно з (12) функція відклику ЧМ буде мати вигляд (рис. 3):

$$h(x) = \frac{\langle \varepsilon \rangle}{R_p} [u(x) - u(x - R_p)]. \quad (21)$$

де R_p - середній проективний пробіг частинки в ЧМ, $u(x)$ - одинична функція Хевісайда.

Шляхом підстановки згортки цієї функції на інтервалі $[0, d]$ до (4) було отримано вираз для розподілення $P(n)$ густини числа РЕФ в ЧМ, яке назвали Т-розподіленням.

Дотримуючись описаної вище загальної математичної схеми та враховуючи формулу (20), в роботі було отримано системи нелінійних рівнянь

$$\frac{\text{var}(n) - \langle n \rangle}{\langle n \rangle} = \begin{cases} \langle \varepsilon \rangle \frac{d(3R_p - d)}{3R_p^2} \left(n p u \frac{d}{R_p} \leq 1 \right) \\ \langle \varepsilon \rangle \frac{3d - R_p}{3d} \left(n p u \frac{d}{R_p} \geq 1 \right) \end{cases} \quad (22)$$

$$\frac{\langle \Delta n^3 \rangle - 3 \text{var}(n) + 2 \langle n \rangle^2}{\langle n \rangle} = \begin{cases} \langle \varepsilon^2 \rangle \left(\frac{d}{R_p} \right)^2 \left(\frac{2R_p - d}{2R_p} \right) \left(n \mu \frac{d}{R_p} \leq 1 \right) \\ \langle \varepsilon^2 \rangle \frac{2d - R_p}{2d} \left(n \mu \frac{d}{R_p} \geq 1 \right) \end{cases} \quad (23)$$

рішенням яких є параметри R_p і $\langle \varepsilon \rangle$, які дозволяють здійснювати ідентифікацію моноенергетичного потоку заряджених частинок. Інтенсивність випромінювання λ визначається через формулу (13).

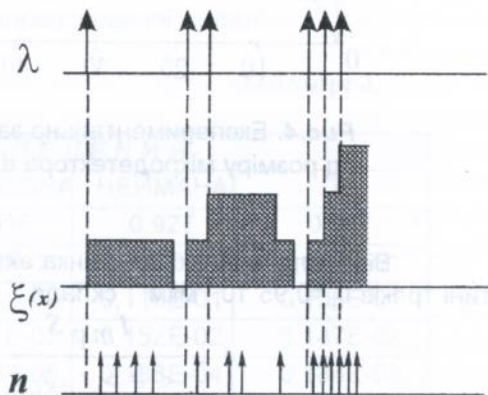
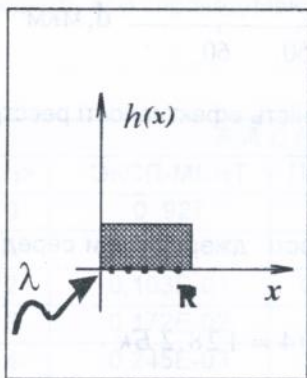


Рис. 3. Імовірнісне виникнення РЕФ (n) в міру проходження зарядженої частинки в ЧМ детектора з прямокутною функцією відклику.

Експериментальна перевірка каскадно-стохастичної моделі з прямокутною функцією відклику здійснювалась шляхом проведення ідентифікації і кількісного аналізу моноенергетичних ($\bar{E}=1150,0$ кеВ) та розподілених за енергетичним спектром ($\bar{E}_{1-2}=5153,3$ кеВ і $E_3=5104,6$ кеВ) α -частинок зразкового спектрометричного джерела ^{239}Pu (площа активної поверхні $S=10$ см² $A=137,6$ Бк в 4π -геометрії).

Для реєстрації ізотропного потоку α -частинок використовувався діелектричний трековий детектор MAND/a. Час опромінювання - 70 хв., режим обробки - травлення в 6 н. розчині NaOH при 70° С протягом 6 годин. Результати експериментів подані на рис.4.

Параметри ідентифікації: $\langle \varepsilon \rangle = 0,36$ і $R_p=20$ мкм. рівняння (22) (див. криву на рис. 4) були отримані методом найменших квадратів з застосуванням для мінімізації функціоналу методу Девідсона-Флетчера-Пауела.

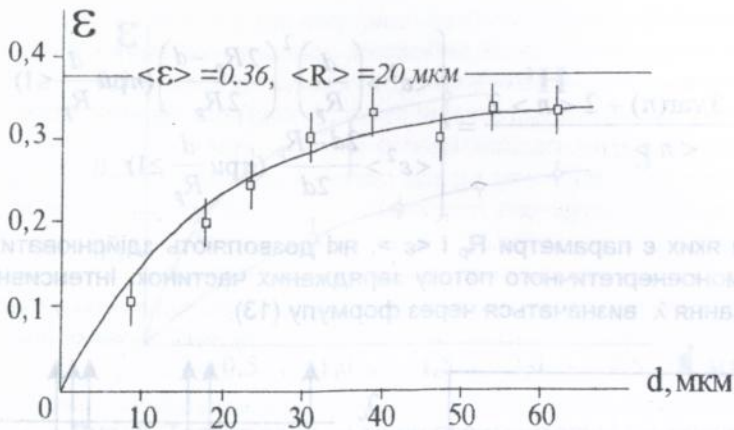


Рис.4. Експериментальна залежність ефективності реєстрації ε від розміру мікродетектора d .

Відновлена кількісна оцінка активності джерела при середньої густині треків $I_{TP}=0,95 \cdot 10^{-4} \text{ мкм}^{-2}$ склала

$$A = \frac{I_{TP} S}{\langle \varepsilon \rangle t_{ексн}} \cdot 2,04 = 128,2 \text{ Бк}.$$

Відносна помилка - 7%. В той же час відносна похибка ідентифікації енергії α -частинок з енергією $\bar{E}=5,150 \text{ кэВ}$ по пробігам у детекторі MAND/ α склала біля 10%. Таким чином, результати, отримані завдяки розробленій моделі, добре узгоджуються з істинними параметрами джерела.

У випадку змішаного потоку моноенергетичних груп випромінювання ідентифікація і кількісний аналіз здійснювали аналогічним шляхом із тих самих експериментальних даних, але з урахуванням виразів (14) і (15). Із мультиплетного енергетичного спектра α -частинок ^{239}Pu були обрані три найбільш інтенсивні лінії ($E_1=5155,4 \text{ кеВ}$, $I_1=73,3 \%$; $E_2=5142,9 \text{ кеВ}$, $I_2=15,1\%$; $E_3=5104 \text{ кеВ}$, $I_3=11,5 \%$). Причому через малу енергетичну різницю перші дві лінії об'єднувались в одну ($\bar{E}_{1,2}=5153,3 \text{ кэВ}$, $\bar{I}_{1,2}=88,4 \%$).

Результати експерименту наведені в табл.2 і доводять адекватність відновлених параметрів джерела з істинними значеннями: відношення інтенсивностей $\bar{I}_{1,2} / \bar{I}_3 = 8.0$ з похибкою біля 3% збігається з відношенням істинних значень $\bar{I}_{1,2} / I_3 = 7.7$. Значення обчислених пробігів $\bar{R}_{p1,2}$ і R_{p3} з точністю порядку 10% відповідають табличним значенням пробігів α -частинок в детекторі MAND/ α . Енергетичний дозвіл, який було досягнуто - 50 кеВ.

Таблиця 2.

	$\lambda, \text{мкм}^{-2}$	$\langle \varepsilon \rangle$	$R_{\text{пр}}, \text{мкм}$	$R_{\text{ист}}, \text{мкм}$	$R_{\text{табл}}, \text{мкм}$
E_{1-2}	$2,90 \cdot 10^{-4}$	0,31	20,40	29,58	32,40
E_3	$0,36 \cdot 10^{-4}$	0,41	19,10	27,70	31,00

Порівняльний аналіз експериментального розподілення числа РЗФ (треків) при різних розмірах d мікродетектора з теоретичними розподіленнями Пуасона, Неймана типу А і Т-розподіленням, який наведено в табл. 3, також свідчить про справедливість запропонованої моделі.

Таблиця 3.

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ				
$\langle n \rangle$	ЭКСП-МЕНТ	ПУАССОНА	НЕЙМАНА	Т-
0	0,927	0,916	0,927	0,927
1	0,612E-01	0,805E-01	0,605E-01	0,616E-01
2	0,103E-01	0,354E-02	0,110E-01	0,105E-01
3	0,172E-02	0,104E-03	0,152E-02	0,147E-02
4	0,245E-03	0,228E-05	0,188E-04	0,184E-03
F		3	2	1
χ^2		560,6	0,7403	0,5755
P		0,0	0,6906	0,4481

Помічається, що описані моделі мікроспектродозиметрії є особливо ефективні в умовах рідкої статистики, тобто при малих значеннях середнього числа $\langle n \rangle$ РЕФ та великих коефіцієнтах розмноження $\langle a_1 \rangle$.

Наведені фізичні обмеження, які необхідно враховувати при здійсненні спектродозиметричного експерименту щодо ефективної роботи пропонуємого каскадно-стохастичного підходу: для обраного інтервалу вимірювань не повинні виконуватись такі умови:

$$\langle \varepsilon \rangle \frac{d}{R_p} \ll 1, \frac{d}{R_p} \gg 1, \langle n \rangle \rightarrow \infty,$$

що зумовлено асимптотичною поведінкою С- і Т-розподілень, тому що при $d \gg R_p \Rightarrow a_1 \rightarrow \langle \varepsilon \rangle$ вони переходять до розподілення Неймана типу А, а при $d \ll R_p \Rightarrow a_1 \rightarrow \langle \varepsilon \rangle d/R_p$ до розподілення Пуасона, а при $\langle n \rangle \rightarrow \infty$ - до розподілення Гауса.

Відомо, що додаткову інформацію про фізичну природу будь-якого процесу можливо отримати вимірюванням густини імовірностей інтервалів між послідовними подіями або числа подій, які реєструються в заданому часовому режимі. В зв'язку з цим в дисертаційній роботі для множинних розподілень нейманівського типу, які розглянуто, визначені характеристики стаціонарних випадкових процесів - функції розподілень густин імовірностей просторових і часових інтервалів між подіями $P_2(t)$ і затримок до першої події $P_1(t)$.

В дисертації в тестових реакторно-фізичних експериментах подані приклади порівняльного аналізу результатів практичного використання парадигми зачіпляючихся флуктуацій в касадно розмножуючихся стохастичних процесах, яка є природною основою моделі стохастичної мікроспектродозиметрії.

Показано, що мікродозиметричні трекові детектори і методи з їхнім застосуванням займають важливе місце в дослідженнях нейтронно-фізичних характеристик реакторів багатьох типів, контролю за безпечною роботою енергетичних реакторів і для розрахунків характеристик нейтронного поля в навколорпусному просторі реакторів. Так, окрім вже наведених прикладів трекової (α -частинок ^{239}Pu) і фотоемульсійної (β -частинок і важких заряджених частинок) мікроспектродозиметрії, було розглянуто її застосування для визначення оптимальних умов "випалювання" (трансмута-ції) довгоживучих радіонуклідів, напрацьованих в ядерному паливі (високоактивних трансактиноідів ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu , ^{241}Am , ^{243}Am і ^{244}Cm), за допомогою реєстрації уламків поділу ДТД.

В роботі виконані експерименти для визначення кількісної оцінки радіюлюмінесцентних фотонів, які народжуються у кристалі сцинтилятора (скло Corning 7056) фотопомножувача 541N-01 фірми EMR під час опромінення β -частинками, які випромінює джерело, складене із суміші ^{90}Sr і ^{90}Y в рівних пропорціях. Відстань до детектора 11,5 см, густина потоку частинок $8,2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, площа вікна детектора $S=0,07 \text{ см}^2$, тривалість вибірки 400 мкс, час вимірювання - 4 хвилини. Як видно із рис. 5, теоретичне розподілення нейманівського типу добре узгоджується з експериментальними даними. Похибка поновлення кількісної оцінки густини потоку β -частинок, яка отримана за допомогою рівнянь (10)-(11) при значеннях $\langle n \rangle = 85.89$ і $\text{var}(n) = 429,58$, не перевищує 3%.

Переконливим доказом ефективності касадно-стохастичного підходу є результати хромосомної мікроспектродозиметрії проміжних і швидких реакторних нейтронів, які свідчать про те, що в межах розглянутих експериментів статистика РЕФ - хромосомних аберацій в клітинах еукариот (рис. 6) добре погоджується з двічі випадковим пуассонівським розподіленням, яке керується функцією відклику (5).

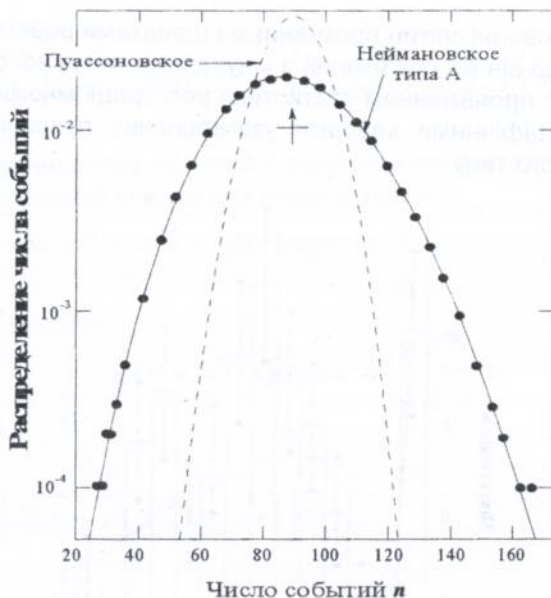


Рис. 5. Розподілення густини імовірностей $P(n)$ залежно від числа зареєстрованих фотонів n .

Справедливість моделі, яку ми пропонуємо, оцінювалась шляхом вирішення прямої та оберненої задач мікроспектродозиметрії. На основі статистики хромосомних аберацій, яка відома з експерименту (див. рис.6): $\langle n \rangle = 7,5$, $D/\langle n \rangle = 4,0$ і $d/R_p \cong 5$, отримано рішення прямої задачі: $\langle e \rangle = 3,3$ і $\langle m \rangle = 2,3$. Величина $\langle m \rangle$ є середнім числом ядер віддачі, які ініційовані нейтронним потоком і є. результатом його взаємодії з ядром клітини (ЧМ). Середня енергія ядер віддачі дорівнює $E = 0,35$ МеВ. Отже, поглинена в клітині енергія в середньому дорівнює $E = E_0 \langle m \rangle \approx 0,9$ МэВ $\approx 1,5 \cdot 10^{-13}$ Дж. Типовий діаметр ядра клітини складає біля 5 мкм, тоді об'єм дорівнює $6 \cdot 10^{-17}$ м³. Якщо прийmemo за густину речовини клітини величину 10^3 кг м⁻³, то при цьому маса клітини буде дорівнювати $6 \cdot 10^{-14}$ кг. Таким чином, рішенням оберненої задачі є знайдене значення дози $D = E/m \approx 2,5$ Гр, що, враховуючи високу похибку вихідних даних, показує непогане (в межах 25 %-ної помилки) погодження з реальним значенням 3,3 Гр.

Аналогічні результати отримані в межах хромосомної мікроспектродозиметрії швидких нейтронів ($E = 0,85$ МеВ) при $D = 2,6$ Гр.

На підставі розглянутих варіантів загального статистичного підходу (С- і Т-моделі) надано якісне з'ясування відомому феномену "надрезистентності" (високої величини нульової фракції на рис.6), який спостерігається

при опромінюванні клітин проміжними і швидкими реакторними нейтронами. З'ясовано, що він не пов'язаний з існуванням потужної системи репарації, а є своєрідним проявленням статистики реєстрації множинних подій, які описуються специфічними класами узагальнених пуасонівських розподілень найманівського типу.

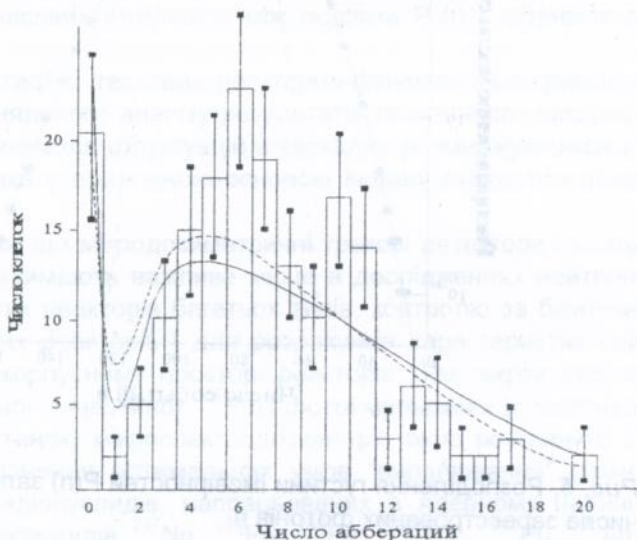


Рис.6. Розподілення аберацій хромосом по клітинам лімфоцитів при опроміненні проміжними нейтронами з середньою енергією 0,35 МеВ в дозі 3,3 Гр: гистограма - експериментальні дані Г.М. Обатурова з середньоквадратичними похибками; (—) - С- розподілення; (---) - Т- розподілення.

Найбільш важливим результатом такого каскадно-стохастичного підходу є можливість нетривіальної постановки біофізичних експериментів як в галузі фундаментальних досліджень радіобіологічних ефектів на різних рівнях організації, так і в плані практичного застосування, наприклад, як експрес-метод мікродозиметричної діагностики й радіоекологічного моніторингу навколишнього середовища в місцях можливого радіоактивного забруднення.

Далі в роботі приведений статистичний аналіз флуктуацій густини радіаційно-індуцированих ефектів в каскадно-стохастичній мікроспектродозиметрії. Для цього була знайдена функція кореляції між числом подій на просторових (часових) інтервалах d , відокремлених один від одного затримкою $\tau = d_2 d_1 \neq 0$:

$$R_{nn} = \langle n_1 n_2 \rangle = \lambda^2 \left[\int_{-\infty}^{\infty} h_{\langle d \rangle}(x) dx \right]^2 + \lambda \int_{-\infty}^{\infty} h_{\langle d \rangle}(x) \cdot h_{\langle d \rangle}(x+r) dx \quad (23)$$

Використовуючи вираз (5), який є визначенням для $ht(x)$, можна переписати функцію кореляції між числом подій у формі

$$R_{nn}(r) = \langle n \rangle^2 + \langle n \rangle \cdot \phi(r) \quad \text{при } r \neq 0 \dots \quad (24)$$

Тут

$$\phi(r) = \frac{\langle \varepsilon \rangle}{\langle d \rangle} \int_0^{\langle d \rangle} \int_0^{\langle d \rangle} \xi(r+x'-x) dx dx' = \frac{\langle \varepsilon \rangle}{\langle d \rangle} \times \quad (25)$$

$$\times \int_0^{\langle d \rangle} (\langle d \rangle - x) [\xi(x+r) + \xi(x-r)] dx,$$

де

$$\xi(r) = \int_{-\infty}^{\infty} h(x) \cdot h(x+r) dx / \left[\int_0^{\infty} h(x) dx \right]^2 \quad (26)$$

нормована автокореляційна функція для $h(x)$.

Тому, що при $r=0$ величина $R_{nn}(0) = \langle n^2 \rangle$, то згідно з (9) і (26)

$$R_{nn}(0) = \langle n \rangle^2 + \langle n \rangle [1 + \phi(0)] \quad (27)$$

Для типового випадку, коли функція відклику має експоненціальний вигляд, співвідношення (25)-(27) дають

$$\phi(r) = \begin{cases} \frac{\langle \varepsilon \rangle}{2\beta} [ch(2\beta) - 1] \exp\left(\frac{2|r|}{R_p}\right), \text{ при } |r| \geq \langle d \rangle \\ \langle \varepsilon \rangle \left\{ 1 - \frac{1}{\langle d \rangle} + \frac{1}{2\beta} \left[\exp(-2\beta) ch\left(\frac{2|r|}{R_p}\right) - \exp\left(\frac{2|r|}{R_p}\right) \right] \right\}, \text{ при } |r| \leq R_p \\ \frac{\langle \varepsilon \rangle}{2\beta} [\exp(-2\beta) + 2\beta - 1], \text{ при } |r| = 0 \end{cases} \quad (28)$$

де $\beta = \langle d \rangle / R_p$. Таким чином, кореляційна функція для числа подій - експоненціальна.

Якщо довжина (час) вибірки $d(t)$ набагато менш характеристичного інтервалу довжини R_p (часу t_{rel}), то вираз (25) наближено можливо навести у вигляді

$$\phi(r) \approx \langle \varepsilon \rangle \langle d \rangle \xi(r), \quad (29)$$

тобто $\phi(r)$ - пропорціональна функції $\xi(r)$.

Спектральну енергетичну густину процесу $S_{\Delta n}(\omega)$, яка уявляє флуктуації $n(x) - \langle n(x) \rangle$ числа подій на інтервалі довжини $[x, x + \langle d \rangle]$, можливо знайти, застосовуючи перетворення Фур'є до автоковаріаційної функції

$C_{nn} \Delta R_{nn}(r) - \langle n \rangle^2$, що приводить до такого виразу:

$$S_{\Delta n}(\omega) = \langle n \rangle + \langle n \rangle \Phi(\omega) \quad (30)$$

де $\Phi(\omega)$ - перетворення Фур'є від $\phi(r)$. В разі пуассонівського процесу другий член в (30) є відсутнім і $S_{\Delta n}^P(\omega) = \langle n \rangle$, іншими словами, він становить собою додатковий шум. Звичайно відносний додатковий шум прийнято визначати як

$$\Phi(\omega) = \frac{S_{\Delta n}(\omega) - S_{\Delta n}^P(\omega)}{S_{\Delta n}^P(\omega)}$$

При малій довжині вибірки ($d \ll R$) застосовно рівняння (29), тому скориставшись (26), одержуємо

$$\Phi(\omega) \approx \frac{\langle d \rangle}{\langle \varepsilon \rangle} |H(\omega)|^2,$$

где $H(\omega)$ - передаточна функція фільтру, тобто перетворення Фур'є від $h(x)$.

Тоді для фільтру з експоненціальною характеристикою відносний додатковий шум має лоренцеву форму

$$\Phi(\omega) \approx \frac{\langle \varepsilon \rangle \langle d \rangle}{1 + \omega^2 R_p^2 / 4}$$

з амплітудою, пропорціональною $\langle \varepsilon \rangle$ і $\langle d \rangle$

В цілому статистичний аналіз флуктуацій густини РЕФ в каскадно-стохастичній мікроспектродозиметрії дозволив зробити важливий висновок, з одного боку, про експоненціальний характер кореляційної функції числа РЕФ і відповідно про лоренцеву форму спектральної густини флуктуацій числа подій РЕФ, а з іншого - про пряму залежність обох статистичних функцій від параметра середовища d (розміру ЧМ) і взаємопов'язаних параметрів - коефіцієнту розмноження $\langle \varepsilon \rangle$ і проективного пробігу R_p в ЧМ, які

обумовлені реакцією середовища на дію зарядженої частинки з енергією E .

В дисертації подані результати експериментальних досліджень статистики реєстрації α -частинок ^{238}Pu і ^{239}Pu за допомогою ДТД в широкому діапазоні просторових частот щодо можливого спостереження шуму зі спектром лоренцевого і $1/f$ типу Те, що враховується остання фундаментальна складова, викликане відомими результатами флуктуаційної моделі генерації $1/f$ - шуму у двічі стохастичних пуасонівських процесах. Тобто, припускалось, що спектральна густина флуктуації інтенсивності РЕФ містить три компоненти шуму - пуасонівську, лоренцеву та $1/f$:

$$S(\omega) = 2I_0 + 4B \frac{\gamma}{\gamma^2 + \omega^2} + \frac{2\pi C I_0}{|\omega|},$$

де B , C і γ - константи.

Для вивчення "тонкої структури" статистики відліків РЕФ в ДТД використовувалась дисперсійна теорема Алана, яка пов'язує між собою дисперсію Алана числа відліків $\sigma_{M_S}^2$ з спектральною густиною швидкості рахування. При цьому відносна дисперсія числа відліків за Аланом

$$R(s) = \frac{\sigma_{M_S}^2}{\langle M_S \rangle} = \frac{1}{I_0 S} + \frac{B}{I_0^2 S^2 \gamma^2} (4 \exp(-\gamma S) - \exp(-2\gamma S) + 2\gamma S - 3) + \frac{2C \ln 2}{I_0^2}, \quad (31)$$

де $M_S = I_0 S$ - число РЕФ (треків), зареєстрованих чутливим шаром мікродетектора площею S .

Асимптотика виразу (31) очевидна, тобто при малих S відносна дисперсія $R(s) \sim 1/S$, а при великих S можливі два випадки:

$$R(s) = \frac{1}{I_0 S} + \frac{2B}{3I_0^2} \gamma S + 2C \frac{\ln 2}{I_0^2}, \text{ н р у } \gamma S \ll 1$$

$$R(s) = \frac{1}{I_0^2 S} + \frac{2B}{\gamma I_0^2 S} + 2C \frac{\ln 2}{I_0^2}, \text{ н р у } \gamma S \gg 1 \quad (32)$$

$$R(\infty) = \alpha = 2C \frac{\ln 2}{I_0^2}, \text{ н р у } S \rightarrow \infty$$

В цих експериментах α -частинки зразкових спектрометричних джерел ^{238}Pu (нормально падаючий потік у вакуумі 10^{-4} тор) і ^{239}Pu (ізотропний потік, щільний контакт) були зареєстровані детектором MAND/ α . Час експо-

нування в обох випадках 30 хв., а травлення - 5 годин в 6 н. розчині NaOH при 70° С.

Для визначення найбільш показової вибірки досліджували конвергенцію відносної дисперсії $R(S)$ в залежності від числа вимірювань у даній вибірці N для всіх площ S переглянутого детектора. Показана достатня довжина вибірки $N=100$. На рис. 7 наведені експериментальні залежності $R(S)$ від $1/S$, де спостерігається лоренцевський шум, а у випадку реєстрації ^{239}Pu ще й шум $1/f$ типу. При цьому отримане чисельне значення параметра флікер-шуму $\alpha=2,4 \cdot 10^{-3}$ добре збігається з відомим в дослідженнях з $1/f$ шуму параметром Хоухе ($2 \cdot 10^{-3}$).

Теоретична залежність відносної дисперсії числа відліків за Аланом при малих значеннях S , яка побудована з врахуванням раніш отриманих параметрів $\langle \epsilon \rangle = 0,36$ і $R_p = 20$ мкм для реєстрації α -частинок ^{239}Pu ДТД MA-ND/ α , показує добре погодження з експериментальною залежністю $R(S)$ від $1/S$ (див. рис.7).

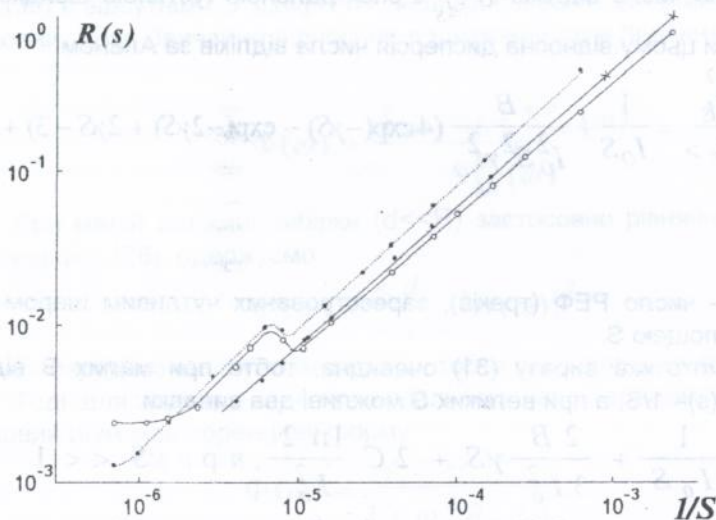


Рис. 7. Залежність відносної дисперсії за Аланом від $1/S$ для α -джерел ^{238}Pu (\bullet), ^{239}Pu (\circ) і теоретична крива (x) для ^{239}Pu при малих значеннях S .

Окрім важливості самого факту спостереження флікер-шуму, аналіз результатів цих досліджень, з одного боку, теоретично та експериментально підтверджує правомірність використання гіпотези про множинність треків (РЕФ) в каскадно-стохастичних моделях мікроспектродозиметрії в ЧМ, а з іншого - виявив важливий практичний аспект, пов'язаний з оцінкою точності

експериментальних даних і який має надзвичайно актуальне значення для задач по визначенню флюенса частинок (особливо в дозиметрії): традиційне застосування статистичної похибки (дисперсії) числа відліків в кількісних дослідженнях внаслідок виявленої "тонкої структури" статистики реєстрації заряджених частинок ДТД справедливе тільки при малих S .

Останній розділ дисертації присвячен питанням відомої проблеми оцінки біофізичної дії малих доз іонізуючого випромінювання і постановки задачі нестационарної мікродозиметрії - нанодозиметрії.

Аналіз експериментально спостережуваних реакцій клітини на опромінення дозволяє зробити висновок про те, що, з одного боку, утворення радіаційно-індуцированих біологічних порушень в області малих доз характеризується яскраво вираженою нелінійністю і має універсальний характер (рис.8). Причому для різних об'єктів значення доз, при яких відбувається зміна характеру залежності, неоднакові і визначаються їхньою чутливістю до зовнішніх впливів. А з іншого боку - виділити основні закономірності, тобто експериментальні інваріанти, які спостерігаються в задачах, пов'язаних з кількісною оцінкою біофізичної дії малих доз іонізуючого випромінювання:

- наявність "дозонезалежної" ділянки (II) на універсальній кривій рис. 8;

- лінійність обох ділянок I та III на рис.8, причому $\varepsilon_1 > \varepsilon_3$;

- наявність мультиабераційних (мультиРЕФ) клітин (ЧМ), число яких на порядок більше очікуваного за умов малих доз;

- наявність у хроматина фіксованого числа конформаційних станів, причому в області малих доз фазовий перехід "глобула-клубок", пов'язаний з деконденсацією хроматину, приводить до збільшення діаметру d клітинних ядер (ЧМ);

- навіть невелика зміна кількості протіонів в клітині є критичною для процесів активного або пасивного їх транспорту через мембрани, які змінюють відповідно проникність мембран, що, в свою чергу, може стати подією, яка ініціює перехід хроматину в новий стаціонарний стан з включенням систем репарації біологічних порушень.

Очевидно, що основні експериментальні закономірності утворення РЕФ в ЧМ в області малих доз іонізуючого випромінювання на відміну від класичної мікродозиметрії, яка оперує в умовах стаціонарних процесів, зумовлені як зміною у часі геометричних розмірів чутливих мікрооб'єктів, так і змінами їх чутливості (коефіцієнта розмноження РЕФ) відповідно до дії іонізуючого випромінювання. Тобто в області малих доз класична мікродозиметрія має серйозні обмеження і повинна замінюватися концепцією НАНОДОЗИМЕТРІЇ - *мікродозиметрії у середовищах з непостійними параметрами*. Таким чином, предметом нанодозиметрії є вивчення флуктуацій енергопоглинання у чутливих мікрооб'єктах та аналіз формування відповідних просторово-часових розподілень енергії та їх характеристик в се-

редовищах з непостійними параметрами.

В дисертації у рамках розвиненої каскадно-стохастичної нанодозиметрії, в якій природним чином враховані наведені вище "експериментальні інваріанти" в області малих доз, отримано універсальний теоретико-аналітичний вираз для функціональної залежності "доза-ефект" у всьому діапазоні доз:

$$\langle n \rangle = \langle m \rangle \langle \varepsilon(d/R_p) \rangle = D / \langle z_1 \rangle \langle \varepsilon(d/R_p) \rangle, \quad (33)$$

де $\langle z_1 \rangle = D/m$ - середня питома енергія поодинокі події в ЧМ, а значення функції чутливості $\langle \varepsilon(d/R_p) \rangle$ визначається для кожної конкретної дози D іонізуючого випромінювання через рівняння центральних моментів (10)-(11).

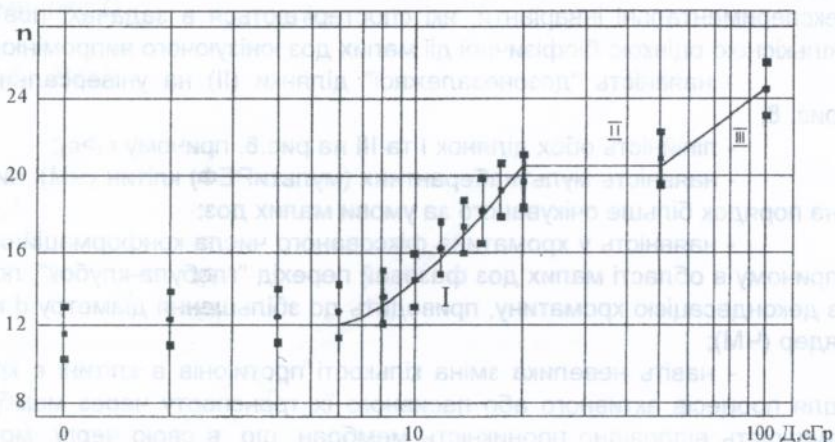


Рис. 8. Універсальна крива утворення радіаційно-індуцированих біологічних n порушень в області малих доз.

Експериментально виявлені в області малих доз конформаційні переходи "глобула - клубок", які викликані деконденсацією хроматину, теорія статистичної фізики макромолекул пов'язує з фазовим переходом першого роду (ФП1). При цьому він супроводжується стрибком об'єму ΔV під час підвищення температури і стрибком ентропії ΔS , який характеризує ступінь поглинення (в силу принципу Ле-Шательє) тілом прихованої теплоти. Величина стрибків ΔS і ΔV відносно невелика, тому що відомо, що ФП1 "глобула - клубок" близький за своїм характером до ФП другого роду, за яким $\Delta S \rightarrow 0$ і $\Delta V \rightarrow 0$.

Термодинамічною теорією, яка дозволяє кількісно описати змінення

властивостей речовин поблизу ПФ1 з малими стрибками ентропії, що близькі до ФП2, є теорія Ландау. Ця теорія відноситься лише до ФП зі зміненнями симетрії в межах одного (тільки кристалічного або тільки рідкого) стану речовини, що характерно для мікродозиметричної ситуації, яку ми розглядаємо.

В теорії Ландау параметр порядку, залежний від температури, пов'язується з симетрією речовини. При цьому в однієї із фаз (як правило, у високотемпературній фазі) система не упорядкована і $\eta=0$. В упорядкованій фазі (звичайно низькотемпературній) $\eta \neq 0$. Тоді в умовах, за яких розглядаються властивості фазового переходу під час накладення на тіло зовнішнього поля, фізична природа якого не є принциповою (у нашому випадку, наприклад, це дозове поле іонізуючого випромінювання D), і дія якого залежить від величини параметра η , для термодинамічного опису ФП1 у разі центросиметричної неупорядкованої фази розкладення термодинамічного потенціалу $\Phi(\eta, T)$ за параметром порядку має вигляд

$$\Phi(\eta, T) = \Phi_0(T) + \alpha\eta^2 + \beta\eta^4 + \gamma\eta^6 - hV\eta \quad (34)$$

де $\Phi_0(T)$ - значення потенціалу у вихідній фазі; $\alpha = \alpha_0(T - T_0)$ - силою мінімуму $\Phi(\eta, T)$, тобто вимоги $\partial^2\Phi/\partial\eta^2 > 0$; $\beta < 0$, тому що характер (риси переходу) ФП визначається знаком коефіцієнта при η^4 (для ФП1 він від'ємний); причому для стійкості системи необхідно враховувати член з η^6 , де $\gamma > 0$. Всі коефіцієнти при непарних ступенях η перетворюються на нуль внаслідок центросиметричності неупорядкованої фази, що негайно тягне симетричність мінімуму $\Phi(\eta)$ в оточенні $\eta=0$. Додання до розкладання члена виду $-hV\eta$, згідно теореми про диференціювання по параметру, забезпечує виконання співвідношення для середнього (рівноважного) значення

$$V \langle \eta \rangle = - \partial\Phi(P, T, h) / \partial h.$$

Тоді зв'язок параметра порядку η з полем описується рівнянням стану

$$\partial\Phi/\partial\eta = 2\alpha\eta + 4\beta\eta^3 + 6\gamma\eta^5 - hV = 0, \quad (35)$$

де з врахуванням рівняння (33) $h = D = z_1 \langle n \rangle / \varepsilon (d/R_p)$, а роль параметра порядку $\eta = \rho - \rho_{кр}$ грає спряжена зовнішньому полю макроскопічна величина ρ - густина ядерного хроматина.

В зв'язку з тим, що скіль завгодно слабе поле приводить до того, що параметр η стає відмінним від нуля у всій області температур, і, як наслідок, дискретна точка ФП розмивається за деяким температурним інтервалом, в роботі наведена оцінка порядку величини цього інтервалу з вимоги

$$hV\eta \cong \alpha\eta^2,$$

где η був узят за умови $\partial\Phi/\partial\eta=0$ рівняння (35) при $h=D=0$.

Рівняння (35) дозволяє побудувати графіки залежності параметра порядку η від температури $\alpha=\alpha_0(T-T_0)$ і від поля DV , які надані на рис.9.

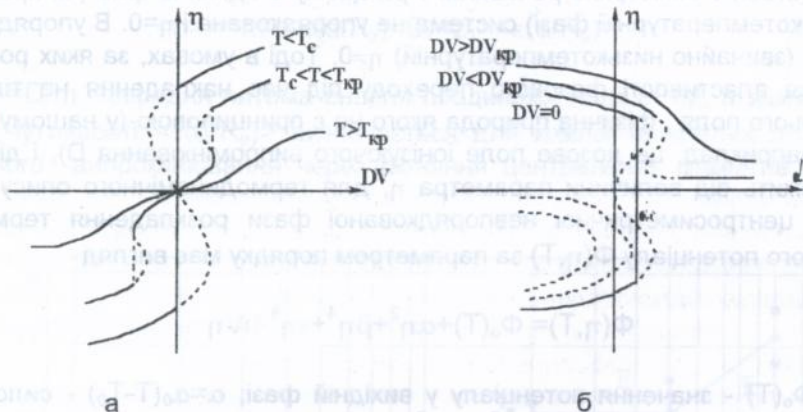


Рис.9. Залежність параметра η від зовнішнього поля DV для потенціала $\Phi(\eta, T)$ (а) і температурна залежність параметра η для різних значень поля DV ($DV > 0$) (б). Суцільні лінії - стійкий стан, штрихові - нестійкий стан.

Аналіз залежностей $\eta(DV)$ і $\eta(\alpha)$ дозволяє визначити три температурних інтервала:

1. $T > T_{кр}$, де $T_{кр}$ є температура, при якій виникає перегин на функції $\Phi(\eta)$. На цьому інтервалі температур величина η плавно міняється при змінюванні поля і ФП є неможливим ні при яких значеннях D .

2. $T_c < T < T_{кр}$, где T_c - температура ФП1 якщо не буде поля ($D=0$). В цьому інтервалі на графіку з'являються ділянки з від'ємною сприйнятливістю ($\partial\eta/\partial(DV) < 0$), що відповідає нестійким станам. Отож, в цьому інтервалі при досягненні зовнішнім полем деякого значення DV , буде виникати ФП1;

3. $T < T_c$, стрибок параметра η спостерігається в нульовому полі.

Значення параметрів $\alpha_{кр}$ и $(DV)_{кр}$ знаходяться з умов: $\partial^2\Phi/\partial\eta^2=0$, $\partial^3\Phi/\partial\eta^3=0$, які відповідають виникненню точки перегину на кривій $\Phi(\eta)$. Ці два рівняння разом з рівнянням стану (35) дають систему рівнянь для знаходження $\alpha_{кр}$ и $(DV)_{кр}$, з якої легко виходять такі значення:

$$(DV)_{кр} = 16\gamma(|\beta| / 5\gamma)^{5/2},$$

$$\alpha_{кр} = 3|\beta|^{2/5} \gamma, \quad (36)$$

$$\eta^2_{кр} = |\beta| / 5\gamma.$$

Для побудови фазової діаграми в змінних α , DV перенормуємо вирази

$$\Phi^* = \Phi / 5 (5\gamma)^2 / |\beta|^3, \quad \eta^* = \eta / \eta_{кр}, \quad \alpha^* = \alpha / \alpha_{кр}, \quad (DV)^* = (DV) / (DV)_{кр}$$

з метою отримання виразу для потенціала Φ і рівняння стану в безрозмірному виді:

$$\Phi^* = 15\alpha^* \eta^{*2} - 5\eta^{*4} + \eta^{*6} - 16\eta^* (DV)^* \quad (37)$$

$$3\eta^{*5} - 10\eta^{*3} + 15\alpha^* \eta^{*8} - 8(DV)^* = 0 \quad (38)$$

Вираз (38), в який не входять жодні величини, які характеризують дану речовину, описує своєрідний закон відповідних станів: залежності $\eta(\alpha)$ для дозочутливих мікрооб'ємів однієї біохімічної природи в різних полях D відрізняються тільки масштабом по осі α (температури).

В дисертаційній роботі на підставі рівняння (38) наведений аналіз поведінки функції $\alpha(DV)$ при змінюванні потенціала Φ в залежності від параметра порядку η (у відповідності з рівнянням (37)) і зазначені межі існування вихідної фази, співіснування декількох фаз и точок фазового переходу.

В області малих доз за умови $D = \langle z \rangle = \langle m \rangle \langle z_1 \rangle$ (де $\langle m \rangle$ визначається за рівняннями (10)- (11), (33)) дозозалежне рівняння (38) з врахуванням (35)-(36) надає унікальну можливість експериментального визначення середньої питомої енергії поодинокій події $\langle z_1 \rangle$.

Зазначається, що в класифікації ФП теорії катастроф Тома і Арнольда термодинамічний потенціал в рівнянні (34) описується стандартною деформацією катастрофи метелика, а рівняння стану (35) - різноманітністю цієї катастрофи (див. рис. 10).

При $|\beta| \rightarrow 0$ переріз виглядає як біфуркаційна множина катастрофи зборки Уитні з керуючими параметрами α и DV , причому у цьому випадку, як впливає з теорії катастроф, $4\alpha^3 + 27(DV)^2 = 0$ чи, що те саме

$$4\alpha_0^3 (T - T_0)^3 + 27(DV)^2 = 0, \quad (39)$$

що, в свою чергу, надто важливо для експериментального дослідження ФП «глобула-клубок» в області малих доз з метою визначення одного з трьох параметрів T , D и V .

Важливо зазначити, що поряд з рівнянням (33) і рівняннями стану - різноманітностями катастрофи метелика (35) и (38)- дозозалежні проекції цих «катастрофічних» різноманітностей до площини керуючих параметрів α и DV - біфуркаційні множини, аналогічні (39), дозволяють експериментально визначати середні значення питомої енергії поодинокі події $\langle z_1 \rangle$ - найважливішої характеристики мікродозиметрії (в стаціонарних середовищах) і нанодозиметрії (в нестаціонарних середовищах).



Рис 10. Типовий переріз розташування різноманітності катастрофи метелика над біфуркаційною множиною (жирні суцільні лінії в площині керуючих параметрів α и DV при $\beta = \text{const}$).

Виходячи з наведених особливостей нанодозиметрії та існуючих уявлень про принципи систематики задач дозиметрії (за Івановим В.І. та Лисцовим В.М.), була запропонована узагальнена систематика задач дозиметрії на підставі критеріїв малості чутливих елементарних об'ємів в стаціонарних і нестаціонарних середовищах (табл. 4).

Практична значущість такої систематизації визначається тим, що сформульовані критерії справедливі і для чутливих об'ємів дозиметричних детекторів.

Критерії малості чутливого об'єму	Величина, яку вимірюють	Практичне застосування
Стационарний процес		
Досить малий, щоб поле випромінювання вважати однорідним, але досить великий, щоб можливо було знехтувати флуктуаціями поглиненої енергії	Поглинена енергія	Визначення поглинутих доз
Досить малий, щоб знехтувати зміненням ЛУЕ для окремої іонізуючої частинки, але досить великий, щоб знехтувати флуктуаціями в передачі енергії	ЛУЕ-спектри	Визначення коефіцієнта якості еквівалентної дози
Настільки малий, що флуктуації поглиненої енергії при багаторазовом опроміненні в тій самій дозі істотні	Спектр енергопоглинення (поодинокій події)	Мікродозиметрія та її застосування
Нестационарний процес		
Настільки малий, що стають істотними не тільки флуктуації енергії, але і дискретні змінювання розміру чутливого мікрооб'єму, які спричинені конформаційними фазовими переходами	Середня питома енергія поодинокій події. Параметри фазового переходу: • критична доза і ширина дозного інтервалу; • критична температура і ширина температурного інтервалу; • величина і стрибок густини чутливого об'єму; • величина і стрибок конформаційної ентропії	Нанодозиметрія і її застосування для вивчення дії малих доз радіації

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ РОБОТИ

1. Розроблені та експериментально підтверджені каскадно-стохастичні мікро- та нано- спектродозиметричні моделі утворення радіаційно-індуцированих ефектів. Ядерно-фізичні параметри моделей дозволяють вирішувати як пряму задачу - стохастичну передачі енергії в чутливому мікрооб'ємі в разі великих (мікродозиметрія) і малих доз (нанодозиметрія), так і обернену - ідентифікацію та кількісний аналіз ядерного випромінювання (спектрометрія).

2. Отримані теоретичні та експериментальні результати, які доводять, що статистика радіаційно-індуцированих ефектів, які утворені в опромінюваних об'єктах під дією ядерного випромінювання, підпорядковуються специфічним класам множинних розподілень нейманівського типу, а не розподіленню Пуассона, як досі вважалось;

3. Для множинних розподілень нейманівського типу визначені найважливіші характеристики стаціонарних випадкових процесів - функції розподілення густин імовірностей просторово-часових інтервалів між подіями та затримок до першої події.

4. Теоретично передбачено та експериментально підтверджено існування спектрального просторово-часового додаткового шуму лоренцевського типу в реакторних експериментах по спектродозиметрії швидких і проміжних нейтронів.

5. Вперше виявлений експериментально просторовий флікер-шум при мікроспектродозиметрії α -частинок ^{239}Pu і просторовий лоренцевський шум під час реєстрації α -частинок ^{238}Pu та ^{239}Pu за допомогою діелектричного трекового детектора CR-39. Отримані експериментальні дані про "тонку структуру" статистики радіаційно-індуцированих ефектів дозволили визначити межі традиційного застосування статистичної похибки (дисперсії) числа відліків РЕФ, яка зв'язана з оцінкою точності експериментальних даних і має надзвичайно актуальне значення для кількісних задач мікродозиметрії.

6. Запропонована синергетична концепція біофізичної дії малих доз іонізуючого випромінювання (нанодозиметрія) і на її основі було отримано універсальний теоретико-аналітичний вираз для функціональної залежності "доза-ефект" у всьому діапазоні доз. Причому в області малих доз поведінка цієї залежності є наслідком фазового переходу першого роду в дозо-залежному мікрооб'ємі і носить явно виражений параболічний характер, який якісно точно описує усі відомі та найбільш пильно виконані експерименти у цій галузі.

Евристична цінність запропонованої концепції визначається отриманим в рамках термодинамічної теорії фазових переходів Ландау дозо-залежним рівнянням стану, яке в наданому подаванні є законом відповідних

станів. З цього закону випливає, що залежності параметра порядку (змінення густини ядерного хроматину) дозочутливих мікрооб'ємів (клітин) однієї біохімічної природи в різних полях іонізуючого випромінювання відрізняються тільки масштабом по осі температур. До того ж, отримане дозозалежне рівняння стану в теорії катастроф відповідає різноманітності стандартної деформації катастрофи метелика.

Було показано, що рішення нелінійної системи рівнянь, які відповідають функціональним залежностям "доза-ефект" і біфуркаційній різноманітності катастрофи метелика (в окремому випадку - канонічної катастрофи збірки Уитні), вперше відкривають можливість експериментального визначення середньої питомої енергії поодинокій події $\langle z_1 \rangle$ - найважливішій характеристики мікродозиметрії (в стаціонарних середовищах) і нанодозиметрії (в нестаціонарних середовищах).

7. Розроблені експериментальні основи мікро- та нано- спектродозиметрії для діагностики полів іонізуючих випромінювань ЯЕУ, які задовольняють умовам і вимогам теоретичної каскадно-стохастичної спектродозиметричної моделі утворення радіаційно-індуцированих ефектів. Проте теоретичний розвиток традиційних основ мікродозиметрії заклав фундамент не тільки для принципово нової стратегії вимірювань і техніки ядерно-фізичного експерименту, створення узагальненої систематики задач мікродозиметрії на підставі критеріїв малості елементарних чутливих об'ємів в стаціонарних і нестаціонарних середовищах, а і зумовив виникнення нового класу ядерно-фізичних методів стохастичної реєстрації, спектрометрії, мікро- та нанодозиметрії іонізуючого випромінювання ЯЕУ.

Основні результати дисертації опубліковані в таких роботах:

1. Русов В.Д., Зеленцова Т.Н., Гречан В.И., Семенов М.Ю., Кравченко С.Н. Дважды случайный пуассоновский процесс в ЭМАРГ, связанный с регистрацией β -частиц и электронов внутренней конверсии, излучаемых поверхностью. // Ядерная физика. - 1985. - 42, N 12. - с. 1349-1353.

2. Русов В.Д., Зеленцова Т.Н., Семенов М.Ю., Кравченко С.Н. О статистике регистрации β -частиц ядерной фотоэмульсией в электронномикроскопической β -авторадиографии. // Укр. физический журнал. - 1985. - 30, N 11. - с. 1618-1624.

3. Rusov V.D., Zelentsova T.N., Semionov V.Yu., Gretchan V.I., Kravtchenko S.N. Statistical approach to detection of heavy charged particles by solid state nuclear track detectors. // Isotopenpraxis. - 1987. - 23, N 11. - p. 417-420.

4. Русов В.Д., Зеленцова Т.Н., Семенов М.Ю., Гречан В.И., Кравченко С.Н. Инфекционное распределение Неймана и статистика регистрации тяжелых заряженных частиц твердотельными трековыми детекторами. // Укр. физический журнал. - 1987. - 31, N 4. - с. 493-497.

5. Русов В. Д., Зеленцова Т.Н., Свиридов В.И., Семенов М.Ю., Лазовский Ю.И., Бабилова Ю.Ф. Наблюдение пространственного $1/f$ шума в экспериментах по регистрации α -частиц ^{239}Pu твердотельными детекторами ядерных треков. // Письма в ЖТФ. - 1989. - 15, вып.19. - с. 87-91.

6. Zelentsova T.N. Stochastic model of interaction neutron with living cell. // Nucleonika. - 1989. - 34, N 3. - p. 201-205.

7. Русов В.Д., Зеленцова Т.Н., Семенов М.Ю., Кравченко С.Н. Стохастические модели спектрометрии заряженных частиц твердотельными детекторами ядерных треков: идентификация и количественный анализ. Ч. 1. // Укр. физический журнал. - 1988. - 33, N 11, с. 1613-1618.

8. Русов В.Д., Зеленцова Т.Н., Семенов М.Ю., Кравченко С.Н. Стохастические модели спектрометрии заряженных частиц твердотельными детекторами ядерных треков: идентификация и количественный анализ. Ч. 2. // Укр. физический журнал. - 1988. - 33, N 12, с. 1775-1780.

9. Русов В.Д., Зеленцова Т.Н., Семенов М.Ю., Захаров В.И., Кравченко С.Н. Радиостимулированное повышение чувствительности ядерной фотоэмульсии в автордиографии. // Журн. науч. и прикл. фотогр. и кинематогр. - 1987. - 32, вып.6. - с. 401-408.

10. Русов В.Д., Зеленцова Т.Н., Семенов М.Ю., Бабилова Ю.Ф., Кругляк Ю.А. Регистрация быстрых нейтронов диэлектрическими трековыми детекторами в электролитической ячейке палладий-дейтериево-тригидратная вода. // Письма в ЖТФ. - 1989. - 15, вып.19. - с. 9-13.

11. Русов В.Д., Свиридов В.И., Орелкин В.Г., Зеленцова Т.Н. Оценки параметров распределений статистики регистрации β -частиц ^3H , ^{14}C , ^{35}S , ^{63}Ni , и ^{125}I ядерной фотоэмульсией. // Nucleonika. - 1990. - 35, N 10-12. - p. 45-48.

12. Zelentsova T.N. Determination of boron diffusion profiles by statistical autoradiography spectrometry. // Isotopenpraxis. - 1987. - 23, N 11. - p. 421-423.

13. Русов В.Д., Семенов М.Ю., Зеленцова Т.Н., Резник Б.И., Бабилова Ю.Ф., Ягола А.Г. Восстановление тонкой структуры слабых рентгеновских изображений. // ЖТФ. -1989. - 59, N 7. - с. 89-92.

14. Rusov V.D., Zelentsova T.N., Semionov M.Yu., Gretchan V.I., Kravchenko S.N. Statistical nuclear particle autoradiographic spectrometry: identification and quantitative analysis. // Isotopenpraxis. - 1988. - 24, N 1. - p. 14-19.

15. Зеленцова Т.Н. О распределении по множественности вторичных частиц в адрон-ядерных и многонуклонных взаимодействиях при высоких энергиях. // Nucleonika. - 1990. - 35, N 10-12. - p. 132-136.

16. Rusov V.D., Zelentsova T.N., Sviridov V.I., Semionov M.Yu., Lazovsky Yu.I. Observation of spatial $1/f$ noise in experimental detection of ^{239}Pu

α -particles by SSNTD. // Nucl. Tracks and Radiat. Meas. - 1990. - 20, N 4. - p. 134-138.

17. Русов В.Д., Зеленцова Т.Н., Паремузова И.Е., Бабикова Ю.Ф. Идентификация и количественный анализ ионизирующего и нейтронного излучений трековыми биодетекторами. // Nucleonika. - 1990. - 35, N 10-12. - p. 234-238.

18. Русов В.Д., Зеленцова Т.Н., Свиридов В.И., Семенов М.Ю., Лазовский Ю.И., Бабикова Ю.Ф. Применение диэлектрических трековых детекторов для изучения природы $1/f$ шума при радиоактивном распаде ^{239}Pu . // Nucleonika. - 1990. - 35, N 10-12. - p. 312-316.

19. Rusov V.D., Zelentsova T.N. Quantitative and time evolution of neutron multiplication and number of active centres of cold fusion in hydride-forming materials. // Fusion Facts. - 1994. - 5, N 12. - p. 17-19.

20. Зеленцова Т.Н. Стохастические эффекты при действии ионизирующих излучений на биодетекторы. - В кн.: Ядерно-физические методы исследования вещества. - М.: Энергоатомиздат, 1990. - с. 113-116.

21. Rusov V.D., Zelentsova T.N., Semionov M.Yu., Kogan F.A., Oryolkin V.G. Experimental verification of probabilistic statistical models of charged particles detection by dielectric track detectors and nuclear photoemulsion. // Proc. of Intern. Workshop "Solid State Nuclear Track Detectors and Their Applications". (Dubna, 6-8 February 1990). - p.30-32.

22. Rusov V.D., Zelentsova T.N., Semionov M.Yu. Detection of neutrons with $E > 10$ MeV in the process of Pd electrolytic saturation in deuterium-tritium water by dielectric track detectors. // Proc. of Intern. Workshop on SSNTD's and Their Application. (Dubna, 7-10 February 1990). - p. 129-131.

23. Русов В.Д., Зеленцова Т.Н., Семенов М.Ю. Новые идеи в спектрометрии заряженных частиц твердотельными детекторами ядерных треков. - В кн.: Авторадиографические методы в научных исследованиях. - М.: Наука, 1990. - с. 124-131.

24. Гинзбург С.С., Зеленцова Т.Н., Кравченко С.Н., Русов В.Д., Семёнов М.Ю. Двухизотопная электронно-микроскопическая автордиография. - В кн.: Ядерно-физические методы исследования вещества. - М.: Энергоатомиздат, 1990. - с. 23-25.

25. Зеленцова Т.Н. О статистике хромосомных aberrаций в трековых биодетекторах при облучении в малых дозах. - В кн.: Авторадиографические методы в научных исследованиях. - М.: Наука, 1990. - с. 84-87.

26. Русов В.Д., Зеленцова Т.Н., Паремузова И.Е., Бабикова Ю.Ф. Прямая и обратная задачи статистики хромосомных aberrаций. // Мат. 6 Всес. совещ. по микродозиметрии. (Канев, апрель 1989 г.). - М.: МИФИ. - с.56-57.

27. Русов В.Д., Зеленцова Т.Н., Паремузова И.Е., Бабикова Ю.Ф. Разработка вероятностно-статистических моделей взаимодействия ионизи-

рующего и нейтронного излучений с биовеществом. // Мат. 3 Междунар. школы - семинара по ТТД и АРГ. (Одесса, 5-10 сентября 1991 г.). с. 105-107.

28. Rusov V.D., Zelentsova T.N., Paremuzova I.E., Babikova Yu.F. Identification and quantitative analysis of ionizing and neutron radiation with track biodetectors. // Proc. of 18 Conf. on SSNTD's. (Dubna, 23-27 August, 1994). - p. 104-107.

29. Rusov V.D., Zelentsova T.N., Paremuzova I.E., Petrosiants M.E. Probabilistic statistics models of interaction of ionizing and neutron radiation with biosubstance. // Proc. of 17th Intern. Conf. on SSNTD's and Their Application. (Beijing, China, 7-11 September, 1992). - p. 413-415.

30. Зеленцова Т.Н. Вероятностно-статистическая спектрометрия тяжелых заряженных частиц диэлектрическими трековыми детекторами. // Мат. докл. 2 Всес. школы-семинара по ТТД и АРГ. (Одесса, 7-12 июня, 1989). - с. 27-28.

31. Rusov V.D., Zelentsova T.N., Semionov M.Yu., Oryolkin V.G., Kogan F.A. Probabilistic statistical models of detection of charged particles by SSNTD: theory and experiment. // Proc. of 16th Intern. Conf. on SSNTD's. (Germany, Marburg, 4-8 September 1990). - p. 145-146.

32. Zelentsova T.N. Synergetic aspects of interaction small dose ionizing radiation with biosubstance. // Proc. of 19th Intern. Conf. on SSNTD's and Their Application. (Cairo, Egypt, 4-10 September 1996). - p. 217-219.

33. Rusov V.D., Zelentsova T.N., Zemskov L.M. Utilization of nuclear track biodetectors in Chernobyl's experiments. // Proc. of 19th Intern. Conf. on SSNTD's and Their Application. (Cairo, Egypt, 4-10 September 1996). - p. 178-179.

Зеленцова Т.Н. Каскадно-стохастическая микро- и нано- спектродозиметрия ионизирующих излучений ядерно-энергетических установок.

Диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук по специальности 05.14.14 - Тепловые и ядерные электростанции и энергоустановки (тепловая часть), Одесский государственный политехнический университет, Одесса, 1997.

Диссертация посвящена разработке нового направления в области диагностики ионизирующих излучений ядерно-энергетических установок - каскадно-стохастической микро- и нано- спектродозиметрии.

Приведены разработанные спектродозиметрические модели образования радиационно-индуцированных эффектов, позволяющие решать как прямую задачу - стохастику передачи энергии в чувствительном микрообъеме в случае больших (микродозиметрия) и малых доз (нано-дозиметрия), так и обратную - идентификацию и количественный анализ ядерного излучения (спектрометрия).

Представлены теоретические и экспериментальные результаты, полученные посредством каскадно-стохастических микро- и нано- спектродозиметрических моделей, в фундаментальных исследованиях в области радиационной физики и при решении прикладных задач реакторно-физического эксперимента. Причем теоретическое развитие традиционных основ микродозиметрии не только заложило фундамент принципиально новой стратегии измерений и техники ядерно-физического эксперимента, но и предопределило появление нового класса ядерно-физических методов стохастической регистрации, спектрометрии и дозиметрии ионизирующих излучений ЯЭУ.

Разработана синергетическая концепция биофизического действия малых доз ионизирующего излучения (нано-дозиметрия) и на ее основе получено универсальное теоретико-аналитическое выражение для функциональной зависимости "доза - эффект" во всем диапазоне доз.

Zelentsova T.N. Cascade -stochastic micro- and nano- spectrodosimetry of ionizing radiation of nuclear-power facilities.

Thesis for doctor of the technical sciences scientific degree in the speciality 05.14.14 - Heat and nuclear power plants and power facilities (heat part), Odessa State Polytechnical University, Odessa, 1997.

Thesis is devoted to elaboration of new direction in the field of ionizing radiation diagnostics of nuclear power facilities - cascade-stochastic micro- and nano- spectrodosimetry.

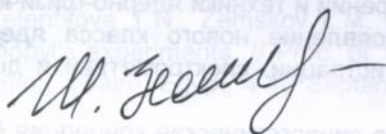
Elaborated spectrodosimetric models of radiate-induced effect formation, which make it possible to solve both the direct problem (stochastics of en-

ergy transmission in sensitive microvolume in condition of large (microdosimetry) and small doses (nanodosimetry)) and reverse - identification and quantitative analysis of nuclear radiation (spectrometry), are presented.

Given are the theoretical and experimental results obtained by the use of the above cascade-stochastical micro- and nano- spectrodosimetical models in fundamental investigations in the field of radiation physics and for solution of applied problems of reactor-physical experiments. It is evident that theoretical development of traditional microdosimetry principles not only laid foundation to essentially new strategy of measurements and technique of nuclear-physical experiment, but also evoked the appearance of new class of nuclear-physical methods of stochastical registration, spectrometry and dosimetry of NPF ionizing radiation.

Synergetic conception of biological effects of low dose radiation (nanodosimetry) was worked out and on its basis had been obtained universal theoretic-analytical expression for «dose-effect» functional dependence at full range of doses.

Ключові слова: іонізуюче випромінювання, ядерно-енергетичні установки, мікродозиметрія, спектрометрія, радіаційно-індуцировані ефекти, статистика реєстрації, реакторні нейтрони, проблема малих доз.



Підписано до друку 07.02.97. Формат 60×84/16. Друк офсетний.
2,0 умов. друк. л. Тираж 100 экз. Замовлення № 37.

Навчально-науковий центр "Нові інформаційні технології"
Одеського держуніверситету ім. І. І. Мечникова,
поліграфічна ділянка
270100, м. Одеса-100, вул. Дворянська, 2

434918

A. 37.030
AB 37.030