

О. І. ГЕРАСИМОВ, М.М. ХУДИНЦЕВ, Л.М. СІДЛЕЦЬКА

**ВЗАЄМОДІЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО
ВИПРОМІНЮВАННЯ З НАВКОЛИШНІМ
СЕРЕДОВИЩЕМ**

МОНОГРАФІЯ

**Одеса
Одеський державний екологічний університет
2023**

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

О. І. ГЕРАСИМОВ, М.М. ХУДИНЦЕВ, Л.М. СІДЛЕЦЬКА

**ВЗАЄМОДІЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО
ВИПРОМІНЮВАННЯ З НАВКОЛИШНІМ
СЕРЕДОВИЩЄМ**

Монографія

Одеса
Одеський державний екологічний університет
2023

УДК 53
Г 37

Герасимов О.І., Худинцев М.М., Сідлецька Л.М.

Г 37 Взаємодія електромагнітного випромінювання з навколишнім середовищем: монографія. Одеса : Одеський державний екологічний університет, 2023. 106 с.

ISBN 978-966-186-285-1

В останнє десятиріччя спостерігається як загальне підвищення електромагнітного фону у населених пунктах, так і зміна його якісного складу. Це обумовлено збільшенням кількості джерел електромагнітних полів і випромінювань та розширенням їх частотних діапазонів, що викликає занепокоєння у суспільстві. Поліпшення електромагнітної обстановки у містах з великою кількістю джерел електромагнітних впливів обумовлює необхідність отримання достовірної та актуальної інформації щодо фактичних рівнів електромагнітних полів і випромінювань, їх динаміки та просторових розподілів. Це надасть змогу розробити адекватні, науково обґрунтовані програми зі зниження електромагнітних впливів на населення та навколишнє середовище.

Монографія розрахована на широке коло науковців, викладачів, аспірантів і студентів вищих навчальних закладів, які займаються фізико-технічними, міждисциплінарними (включаючи екологічно безпечні технології) та суміжними напрямками дослідження систем і процесів, як технологічних, так і існуючих і відбуваються в середовищі.

Gerasymov O.I., Khudyntsev M.M., Sidletska L.M.

Interaction of electromagnetic radiation with the surrounding environment. Odessa : Odessa State Environmental University, 2023. 106 p.

In the last decade, both a general increase in the electromagnetic background in populated areas and a change in its qualitative composition have been observed. This is due to the increase in the number of sources of electromagnetic fields and radiation and the expansion of their frequency ranges, which causes concern in society. The improvement of the electromagnetic situation in cities with a large number of sources of electromagnetic influences determines the need to obtain reliable and up-to-date information on the actual levels of electromagnetic fields and radiation, their dynamics and spatial distribution. This will make it possible to develop adequate, scientifically based programs to reduce electromagnetic influences on the population and the environment.

The monograph is intended for a wide range of scientists, teachers, graduate students and students of higher education institutions working in physical and technical, interdisciplinary (including environmental safety technologies), and related areas of research systems and processes, both technological and existing and occur in the environment.

УДК 53

Рецензенти:

д.тех.н, проф. **Софронков О.Н.**; д.фіз.-мат.н, проф. **Калінчак В.В.**

Рекомендовано до друку рішенням вченої ради Одеського державного екологічного університету Міністерства освіти і науки України (протокол №5 від 29.06.2023 р.)

ISBN 978-966-186-285-1

© Герасимов О.І., Худинцев М.М., Сідлецька Л.М. 2023

© Одеський державний екологічний університет, 2023

ЗМІСТ

Вступ.....	4
РОЗДІЛ 1 Характеристики та класифікація електромагнітного випромінювання.....	5
РОЗДІЛ 2 Взаємодія іонізуючого випромінювання з речовиною.....	16
2.1 Проходження випромінювання крізь речовину.....	16
2.2 Взаємодія важких частинок із речовиною.....	20
2.3 Взаємодія електронів із речовиною.....	25
2.4 Взаємодія гамма-випромінювання з речовиною.....	29
РОЗДІЛ 3 Теоретичне моделювання розповсюдження електромагнітних хвиль в речовині.....	37
3.1 Формалізм матриці перенесення.....	39
3.2 Точкові дефекти. Резонансні множники.....	47
3.3 Поширення електромагнітних хвиль у шаруватих періодичних системах.....	57
3.4 Хвилі Блоха та хвильові числа.....	63
РОЗДІЛ 4 Біологічні наслідки впливу електромагнітного випромінювання на людину.....	65
4.1 Взаємодія ЕМІ з організмом людини. Вплив малих доз.....	74
4.2 Вплив електромагнітного випромінювання на живі організми та рослини.....	78
РОЗДІЛ 5 Методи та заходи захисту від електромагнітного випромінювання	86
Висновок.....	100
Перелік джерел посилань.....	101

ВСТУП

Тема взаємодії електромагнітного випромінювання з речовиною відноситься до традиційно актуальних розділів фізики її численних технологічних додатків як у зв'язку з появою нових матеріалів так і освоєнням методів використання випромінювань в дедалі ширшому діапазоні довжин хвиль.

Так, наприклад, важливе значення мають вивчення особливостей взаємодії складними композитами, що мають захисне призначення. Розвиток надійних теоретичних моделей таких процесів дозволить конструювати захисні екрани високої якості, а також маніпулювати їх робочими параметрами в різних спектральних діапазонах, викладеними в монографії рекомендована широка література.

Саме вище зачепленим питанням і адресований матеріал пропонованої монографії. Читачам, яким необхідно більш глибоко познайомитися з окремими питаннями, викладеними в монографії рекомендована велика література наприклад, у технологіях захисту.

РОЗДІЛ 1 ХАРАКТЕРИСТИКИ ТА КЛАСИФІКАЦІЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Все живе в навколишньому середовищі постійно піддається впливу електромагнітних полів природного і штучного (техногенного) походження. За останні 100-120 років поява численних техногенних джерел ЕМП призвела до різкого збільшення інтенсивності електромагнітного випромінювання [1].

Інтенсивність електромагнітного випромінювання від сонячної енергії та інших позаземних джерел у радіочастотному та мікрохвильовому діапазонах створює природний електромагнітний фон Землі в межах від 10^{-24} до 10^{-12} Вт/м² (максимальна активність), тоді як електромагнітне випромінювання в сучасних міських умовах фон 10^{-1} – 10 Вт/м² [2].

Тому напруженість електромагнітних полів від різних джерел на порядки перевищує напруженість природного електромагнітного фону. Джерела ЕМП від техногенних джерел дуже різноманітні.

А саме: лінії електропередач, автомобілі, промислові підприємства, теле- та радіомовні станції, побутова техніка, комп'ютерні монітори, радары, медичне та наукове обладнання, системи мобільного зв'язку та інтернет, які випромінюють електромагнітне випромінювання в широкому діапазоні частот [1-3]. З усіх цих джерел електромагнітного впливу на організм людини найбільший внесок роблять базові станції мобільного зв'язку та мобільні телефони. Загальна дія електромагнітного випромінювання населення від бездротових комунікаційних технологій постійно зростає й у час становить щонайменше 60% від загального на радіочастотному діапазоні [2]. Наймовірно широке поширення мобільного зв'язку в поєднанні з невизначеністю в оцінці ризиків для здоров'я людини є безпрецедентним експериментом, який людство проводить над собою [3].

Електромагнітне випромінювання, володіючи високою біологічною активністю, надає на організм та його окремі системи різноманітний вплив, вираженість якого залежить від багатьох факторів, але головним чином від енергії випромінюваного кванта, яка визначається діапазоном частот та його інтенсивністю. Щоб зрозуміти вплив електромагнітного випромінювання (ЕМІ) на організм, необхідно розглянути фізичну природу ЕМІ та зупинитися на його особливостях у діапазоні мобільного зв'язку.

Електромагнітне випромінювання - це процес утворення вільного електромагнітного поля внаслідок взаємного коливання електричного (E) та магнітного (B) полів, що утворюють електромагнітне поле, а також неоднорідного руху та взаємодії електричних зарядів. Випромінювання поширюється з допомогою електромагнітних хвиль.

Електромагнітні хвилі - це особлива форма матерії, в якій заряджені частинки взаємодіють і є комбінацією електричного та магнітного полів. Електромагнітні хвилі є результатом комбінації змін в електричному та магнітному полях. При зміні напруженості електричного поля виникає змінне магнітне поле, яке породжує електричне поле, що змінюється. Це призводить до коливань напруженості електричного та магнітного полів, тобто. до поширення електромагнітних хвиль.

Електромагнітні хвилі у вакуумі характеризуються векторами напруженості поля (E) та магнітної індукції (B), які визначають сили, що діють на нерухомі та заряджені частинки з боку електричного поля відповідно. Поряд із безпосередньо вимірюваними векторами E і B, ЕМП характеризується скалярним та векторним потенціалами A, які неоднозначно визначаються аж до градієнтних перетворень. У тканиноподібному середовищі ЕМП характеризується двома магнітними величинами: напруженістю магнітного поля (H) та електричною індукцією (D). При прискореному русі заряджених частинок ЕМП випромінюються як квантів (фотонів) і як електромагнітних хвиль, які є взаємозалежні зміни напруженості електричного і магнітного полів [4].

Основними параметрами електромагнітних хвиль (електромагнітного випромінювання) є довжина хвилі (λ) - відстань, на яку поширюється хвиля за один період (T), частота (F) - число коливань за секунду, та швидкість поширення (C) ЕМП, рівна (λ/T) [2].

Електрична E і магнітна H складові в електромагнітній хвилі, що поширюється, перпендикулярні один одному в напрямку поширення [3]. Вплив електромагнітних хвиль може викликати або індукувати іонізацію атомів, залежно від квантової енергії.

ЕМІ, які викликають іонізацію атомів, є іонізуючим випромінюванням і включають γ -промені та рентгенівське випромінювання. ЕМІ, які не викликають іонізації атомів, є неіонізуючим випромінюванням, і їх спектр включає ультрафіолетове, оптичне (видиме світло), інфрачервоне, дуже високочастотне, надвисокочастотне, мікрохвильове та радіочастотне випромінювання. Кордон між іонізуючим та неіонізуючим випромінюванням умовно проходить при енергії кванта 12 еВ, що відповідає довжині 100 нм. Ця межа лежить в ультрафіолетовій галузі електромагнітного спектру. Таким чином, неіонізуюче випромінювання не має енергії, достатньої для іонізації речовини; воно характеризується енергією фотонів менше 12 еВ, довжиною хвилі більше 100 нм і частотою менше $3 \cdot 10^{15}$ Гц.

Однак неіонізуюче випромінювання має високу біологічну активність і, в залежності від інтенсивності, викликає такі ефекти, як нагрівання, зміна хімічних реакцій, індукція струмів у тканинах та вплив на інформацію [4]. Згідно з міжнародною класифікацією, електромагнітний спектр до 3000 ГГц розділений на 12 діапазонів

відповідно до частоти та довжини хвилі. Весь спектр електромагнітних хвиль, що використовуються в медицині та біології, також класифікується на низькочастотні (НЧ, діапазон частот 3-300 кГц), радіочастотні (РЧ, діапазон частот 0,3-300 МГц) та ультрависокочастотні (УВЧ, діапазон частот 0,3- 3000 ГГц) ЕМП можуть бути природного походження або створені людиною (антропогенні чи штучні).

Існують природні джерела ЕМП можна умовно поділити на дві групи. Перша група – це постійні електричні та постійні магнітні поля Землі, друга – радіохвилі космічного походження (наприклад, Сонце, зірки) та генеровані атмосферними процесами (наприклад, розряди блискавки).

Природне електромагнітне поле Землі є джерелом енергії і поширюється як електромагнітних хвиль в діапазоні від 10 МГц до 10 ГГц, тобто від інфрачервоного до ультрафіолетового випромінювання. Потім випромінювання атмосферних розрядів показало, що електромагнітні хвилі, що ними виробляються, охоплюють широкий діапазон довжин хвиль від дуже довгих до дуже коротких, і, нарешті, радіовипромінювання в діапазоні від метрових до міліметрових хвиль було виявлено від Сонця і галактик.

Магнітна активність всіх видів є результатом сонячної активності зі збільшенням числа сонячних плям і сонячних спалахів. У реальному середовищі природне електромагнітне випромінювання змінюється протягом дня та по сезонах, залежно від географічних координат (широта, довгота та висота над поверхнею Землі) та 11-річного циклу сонячної активності [3]. Тому природна магнітна активність має відповідну періодичність.

Люди та інші живі організми постійно піддаються впливу електромагнітного випромінювання Землі, яке змінюється з часом. Протягом мільярдів років природне електромагнітне випромінювання Землі надає постійний вплив на всіх представників живої природи, причому всі діапазони природного електромагнітного спектра є основним екологічним фактором, що, безумовно, не могло не позначитися на їхніх життєвих процесах.

У ході еволюції структурна та функціональна організація організмів адаптувалася під впливом фонових варіацій природного електромагнітного випромінювання, що спостерігаються у періоди нормальної та сонячної активності.

Природне ЕМП необхідне нормального перебігу життя всіх рівнях організації, від внутрішньоклітинного і клітинного до переслідування і тканинних систем. Діапазон інтенсивності природних ЕМП є звичайним для живих організмів та називається зоною оптимальних умов [3]. Порушення її дії загрожує зміною нормального функціонування організму та його систем. Однак поряд з природними (життєвими)

електромагнітними хвилями в 19 столітті з'явилися штучні електромагнітні хвилі, призначені для зв'язку та передачі енергії.

Ці електромагнітні хвилі характеризуються високою когерентністю, тобто. стабільністю частоти та фази, більш простим частотним спектром, високою інтенсивністю та великими неоднорідностями локалізації у просторі [5].

Різні антропогенні джерела електромагнітного випромінювання, всі з яких значно збільшують електромагнітне тло в місці свого розташування, оскільки електромагнітне випромінювання за своєю природою локалізовано, відбиваються на загальному рівні електромагнітного фону Землі, що значно збільшує його.

Це явище відоме як "електромагнітне забруднення навколишнього середовища" або "електромагнітний смог". В даний час викиди від техногенних джерел електромагнітного випромінювання значно перевищують природне електромагнітне тло, що робить їх небезпечним екологічним фактором.

Спектр штучних джерел електромагнітного випромінювання дуже великий і може бути поділений на дві групи: перша - ті, що виробляють низькі частоти в діапазоні від 0 до 3 кГц; друга - ті, що виробляють високі частоти в діапазоні від 0 до 3 кГц.

До цієї групи входять всі системи виробництва, передачі та розподілу електроенергії (лінії електропередач, підстанції, електростанції та різні кабельні системи), електричне та електронне обладнання в будинках та офісах (наприклад, комп'ютерні монітори), залізничний транспорт та його інфраструктура, метро, тролейбуси та трамвайний транспорт.

Друга група штучних джерел електромагнітного випромінювання – це високочастотні джерела випромінювання з частотами від 3 кГц до 300 ГГц. До них відносяться функціональні передавачі (джерела електромагнітних полів, призначені для передачі або прийому інформації).

Передавачі (радіо та телебачення), радіотелефони (автомобільні, радіо, середньохвильові (MW) радіо, радіоаматорські передавачі, промислові радіотелефони), спрямований радіозв'язок (спутниковий радіозв'язок, наземні ретрансляційні станції), навігація (повітряний рух, судна, радіолокатори), транспортні локатори, керування повітряним рухом), радіозв'язок та ін. інформації на катодно-променевих трубках (комп'ютерні монітори, телевізори і т.д.) струми дуже високої частоти використовуються в медичних дослідженнях. Між цими двома зонами є проміжна зона.

У ближньому полі (індуктивній зоні) на відстані $r < \lambda$ електромагнітне поле зменшується обернено пропорційно r^{-2} або r^{-3} в залежності від відстані від джерела. У ближній зоні, де ще не сформувалися електромагнітні хвилі, що біжать, електричне (E) і магнітне

(М) поля слід вважати незалежними один від одного і вимірювати окремо, тому ця зона може бути охарактеризована електричною і магнітною складовими електромагнітного поля.

Співвідношення між ними у цій зоні може бути різним. Проміжна зона характеризується наявністю як індукованого магнітного поля, так і електромагнітних хвиль, що поширюються [5].



Рисунок 1.1 - Спектр електромагнітного випромінювання

Крім іонізуючого випромінювання, безпека якого регулюється СНРІУ в рамках системи регулювання ядерної та радіаційної безпеки, існує широкий спектр випромінювання, відомий під загальною англійською назвою "радіація", що різниться за довжиною хвилі, інтенсивності та енергоємності, впливаючи на навколишнє середовище та організми. Очі людей та деяких тварин пристосовані для розпізнавання лише частини електромагнітного спектра сонця.

Більшість викопних видів палива, що використовуються в сучасному суспільстві, таких як газ, нафта і вугілля, є запасеною енергією, отриманою від сонця мільйони років тому у вигляді електромагнітного випромінювання. Сьогодні властивості електромагнітних хвиль

використовуються в Інтернеті, бездротовому та мобільному зв'язку, телебаченні, радіолокації та радіонавігації, медицині, а також у металургійній, деревообробній, текстильній, легкій та харчовій промисловості.

Електромагнітні хвилі мають однакові фізичні властивості, але мають різні частоти ν , отже, різну довжину хвилі.

Довжина хвилі - це відстань, яку електромагнітна хвиля проходить за час, що дорівнює одному циклу, або відстань між двома найближчими точками в просторі, де коливання вектора інтенсивності (вектора магнітної індукції) відбуваються однаково.

Саме завдяки цій різниці у частоті якості електромагнітних хвиль так сильно різняться. Якщо перерахувати всі відомі електромагнітні хвилі у порядку зростання частоти, то виявиться, що їх частоти різняться більш ніж у 10^{16} разів.

Шкала електромагнітних хвиль (або спектр) - це безперервна послідовність частот і довжин хвиль електромагнітних хвиль, що зустрічаються в природі. Межі діапазону довільні, тому сусідні області дещо перекриваються.

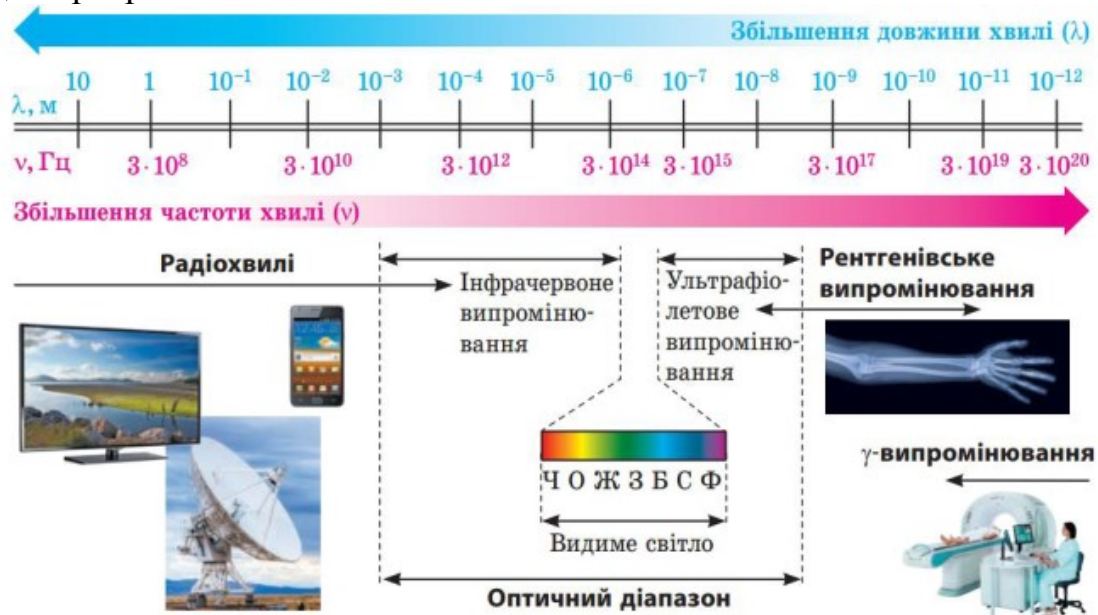


Рисунок 1.2 - Шкала електромагнітних коливань

Електромагнітна шкала розділена на ділянки, що відповідають різним діапазонам довжини та частоти електромагнітних хвиль. Хвилі одного діапазону мають однаковий характер випромінювання та схожі властивості. Типи електромагнітних хвиль Існує сім типів електромагнітних хвиль. Спільним знаменником і те, що вони створюються електричними зарядами, а відмінності зумовлені середовищем та обставинами, у яких заряди можуть реагувати на частоту випромінювання.

У діапазоні електромагнітного спектру до 10^{12} Гц радіохвилі, хвилі радіолокації і мікрохвилі виникають через рух вільних зарядів і електронів в металевих частинах антен і в космічному просторі. На більш високих частотах в інфрачервоній області спектру (1012-5070 Гц) заряди, що рухаються, характеризуються в основному рухом атомних молекул в речовині. Електромагнітні хвилі від видимого світла до рентгенівських променів мають частоти, що відповідають зарядам усередині атомів.

Гамма-промені відповідають зарядам усередині атомного ядра. З вищесказаного видно, що іонізуюче випромінювання є компонентом ширшого спектра електромагнітного випромінювання Землі, оскільки частина космічного випромінювання відхиляється чи поглинається електромагнітними хвилями і атмосферними шарами Землі.

Таким чином, види електромагнітного випромінювання включають радіохвилі, мікрохвилі, інфрачервоне випромінювання, видиме світло, ультрафіолетове випромінювання, рентгенівські промені та гамма-промені. Електромагнітне випромінювання також можна розділити на іонізуюче випромінювання (рентгенівські та гамма-промені) та неіонізуюче випромінювання; Іонізуюче випромінювання не іонізує матерію, оскільки воно не може зруйнувати молекулярні зв'язки.



Рисунок 1.3 - Типи електромагнітних коливань

Електромагнітні коливання можна розрізнити на вимушені (спричинені ззовні) та власні. У системах з нескінченним простором або втратою енергії можливі електромагнітні коливання з безперервним частотним спектром. Просторово обмежені системи мають дискретний частотний спектр, кожна частота якого відповідає одному або декільком незалежним типам коливань (модам).

У складних системах провідників і діелектриків, якщо електричні поля, струми і заряди в них пов'язані лінійними залежностями, коливання

можна описати як суперпозицію мод з неперервним або дискретним спектром.

Інші процеси/явища.

У неоднорідних середовищах можуть спостерігатися явища відбивання, заломлення, дифракції та інтерференції електромагнітних хвиль.

Хоча опис властивостей і параметрів електромагнітних хвиль загалом належить до сфери класичної електродинаміки, певні спеціалізації у фізиці займаються властивостями випромінювання в окремих ділянках спектра (через історичний розвиток, зокрема через важливі особливості взаємодії випромінювання з речовиною в різних ділянках, прикладні проблеми (у зв'язку з особливостями галузі). До таких спеціалізацій належать оптика (та її підрозділи) і радіаційна фізика. Фізика високих енергій має справу з жорсткими електромагнітними хвилями в короткохвильовому діапазоні спектра.

Існують різні теорії для моделювання та вивчення властивостей і явищ електромагнітних хвиль, з різним ступенем деталізації та спільності. Найбільш фундаментальною теорією такого роду є квантова електродинаміка, з якої, шляхом певних спрощень, виводяться всі перелічені нижче теорії, що широко використовуються у відповідних галузях. Для опису низькочастотного електромагнітного випромінювання в макроскопічній області зазвичай використовують класичну електродинаміку, засновану на рівняннях Максвелла і спрощену для прикладних застосувань. Для світлового випромінювання (аж до рентгенівського діапазону) використовується оптика (зокрема, фізична оптика, коли розміри частин оптичної системи близькі до довжини хвилі, квантова оптика, коли процеси поглинання, випромінювання і розсіювання фотонів є суттєвими, і геометрична оптика, граничний випадок хвильової оптики, коли довжина хвилі випромінювання незначна). Гамма-випромінювання часто є предметом атомної фізики, тоді як інші медичні та біологічні галузі вивчають вплив електромагнітного випромінювання в радіології.

Існує також низка фундаментальних і прикладних галузей, в яких взаємодія електромагнітного випромінювання (часто певного діапазону) з речовиною відіграє важливу роль, наприклад, астрофізика, фотохімія, біологія фотосинтезу і зору, а також спектральний аналіз. Всі ці галузі межують і навіть перетинаються зі згаданими вище розділами фізики.

Гамма-промені - це електромагнітні хвилі найвищої енергії з довжиною хвилі менше 1 ангстрема. Вони утворюються в реакціях розпаду, синтезу та анігіляції атомних ядер і елементарних частинок, а також при гальмуванні високоенергетичних заряджених частинок.

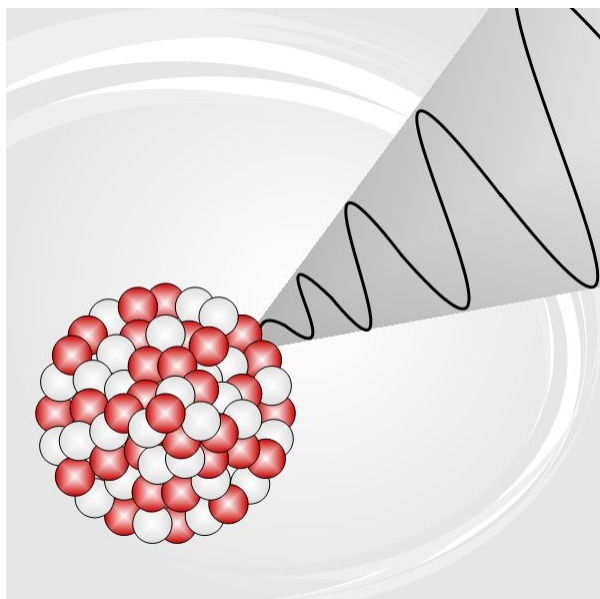


Рисунок 1.4 - Ядро випромінює гамма-кванти

Одним з процесів, відповідальних за генерацію гамма-променів, є випромінювання радіоактивного ядра у збудженому стані. Гамма-промені випромінюються, коли ядро переходить зі збудженого стану в основний. Атомний номер і масове число при цьому не змінюються. Гамма-випромінювання також може з'являтися в інших, більш складних ядерних реакціях.

Іншим джерелом гамма-випромінювання є гальмівне випромінювання енергійних заряджених частинок. Заряджені частинки, що рухаються з прискореною швидкістю, випромінюють електромагнітне випромінювання. Спектр випромінювання залежить від енергії частинок. Щоб випромінювати гамма-промені, частинки повинні мати дуже високу енергію, в діапазоні щонайменше десятків МеВ. Такі частинки можна отримати в прискорювачах, особливо в синхротронах.

Гамма-кванти також можуть утворюватися при анігіляції частинок і античастинок. У цьому випадку сумарний імпульс частинки і античастинки зазвичай малий, тому дві гамма-кванти, що утворюються, розлітаються в протилежних напрямках. Одночасне виявлення двох гамма-квантів, що рухаються в протилежних напрямках, дає експериментальне підтвердження дії анігіляції.

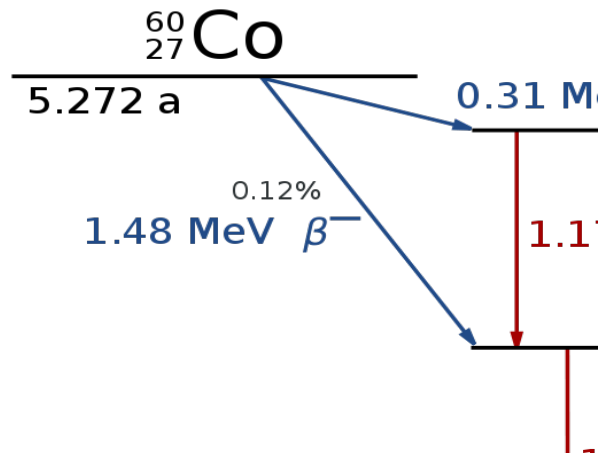


Рисунок 1.5 - Схема радіоактивного розпаду ^{60}Co

В результаті бета-розпаду утворюються збуджені ядра Ni^{*60} . Потім відбувається каскад переходів в основний стан і випускається гамма-випромінювання.

Енергія дози гамма-випромінювання обмежена лише знизу, оскільки довжина хвилі в 1 ангстрем відповідає енергії фотона трохи більше 10 кеВ. Гамма-кванти з тепловими властивостями досягають енергії в кілька сотень кеВ; фотони з енергією 1 МеВ випромінюються абсолютно чорним тілом з температурою 2 мільярди К.

При радіоактивному розпаді утворюються гамма-кванти з енергією від десятків кеВ до десятків МеВ. У випадку бета+ розпаду, при якому утворюються позитрони, вони швидко анігілюють з навколишніми електронами і випромінюють фотони з енергією 511 кеВ.

Зіткнення частинок у прискорювачах створюють фотони з енергією в кілька сотень ГеВ [3].

Фотони з енергією понад 30 ГеВ називаються надвисокоенергетичними, фотони з енергією понад 30 ТеВ і фотони з енергією понад 30 ПеВ - надвисокоенергетичними [4]. Такі гамма-промені виробляються астрофізичними процесами, але їх дуже важко виявити: за оцінками, на 1 км² поверхні Землі за добу падає менше одного гамма-променя з енергією понад 30 МеВ. Найенергійніші гамма-промені - це ті, що спостерігаються з Крабовидної туманності. Енергія його фотонів сягає 450 ТеВ.

Гамма-промені є найбільш проникаючими з усіх видів випромінювання. Тому від них найважче захиститися. Високоенергетичні фотони мають слабку взаємодію з речовиною. При поглинанні або розсіюванні в речовині гамма-промені передають свою високу енергію зарядженим частинкам, викликаючи багато радіаційних дефектів. Існує три типи взаємодії гамма-променів з речовиною: фотоефект, комптонівське розсіювання і утворення електрон-позитронних пар.

Фотоефект залежить від взаємодії електромагнітного випромінювання з електронами в атомах. Чим вища енергія, тобто чим вища частота дози гамма-випромінювання, тим менш ефективною стає ця взаємодія. Це відбувається тому, що електрони стають занадто інертними, щоб реагувати на різкі зміни напруженості поля хвилі. Тому зі збільшенням енергії дози гамма-випромінювання фотоефект, який є основним типом взаємодії низькоенергетичного гамма-випромінювання з речовиною, робить менший внесок у процес поглинання.

Для високоенергетичного гамма-випромінювання основним шляхом поглинання є утворення електрон-позитронних пар. Гамма-кванти можуть утворювати електрон-позитронні пари, якщо їхня енергія принаймні вдвічі перевищує масу спокою електрона. У порожньому просторі утворення електрон-позитронних пар неможливе, оскільки закони збереження енергії та імпульсу повинні виконуватися одночасно. Для утворення електрон-позитронних пар має бути присутній інший об'єкт, який отримає частину імпульсу, а народження пари може відбуватися тільки в матерії.

При проміжних енергіях гамма-квантів основною взаємодією з речовиною є комптонівське розсіювання. На відміну від інших типів взаємодії, розсіювання зарядженими частинками не анігілює гамма-квант, а віддає лише частину його енергії.

Загалом, резонансне поглинання гамма-квантів ядрами не відбувається, оскільки енергія гамма-квантів, випромінюваних атомом, дещо відрізняється від різниці енергій між ядерними рівнями. Це відбувається тому, що частина енергії витрачається на віддачу ядра. Однак за особливих умов, передбачених експериментальною установкою, таке поглинання можна спостерігати.

РОЗДІЛ 2 ВЗАЄМОДІЯ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З РЕЧОВИНОЮ

Проблему взаємодії ядерного випромінювання з речовиною вивчають науки радіаційна фізика, радіаційна хімія та радіологія (в тому числі радіобіологія та радіомедицина). Деякі з радіаційних взаємодій використовуються в таких інженерних дисциплінах, як радіометрія, ядерна медицина, радіаційна екологія, екологічна радіаційна хімія та радіаційна геохімія. Особливості поглинання, розсіювання та відбивання α -частинок, нейтронів, електронів, рентгенівських променів і рентгенівського випромінювання твердими тілами розглядаються тут [6].

2.1 Проходження випромінювання крізь речовину

Соматичне та електромагнітне випромінювання, що випускається ядрами атомів, можна виявити лише завдяки їхній взаємодії з речовиною. Ці випромінювання взаємодіють насамперед з електронами атомів. В результаті атоми збуджуються та іонізуються. Взаємодія випромінювання з ядрами атомів використовується для виявлення незаряджених нейтронів, які не мають іонізуючого ефекту, оскільки при пружному зіткненні нейтронів з ядрами водню утворюються протони віддачі, які легко виявляються.

Коли іонізуюче випромінювання взаємодіє з речовиною, воно передає енергію випромінювання, що дорівнює різниці між сумарною енергією всіх заряджених і незаряджених частинок, що входять в даний об'єм речовини (за винятком енергії спокою), і сумарною енергією всіх частинок, що залишають цей об'єм, плюс залишкова маса частинок, що зазнали ядерного перетворення, яке відбувається в цьому об'ємі. Це і буде випадок.

Ймовірність взаємодії характеризується перерізом віртуальної сфери, умовно віднесеної до бомбардованої частинки (атома, електрона або ядра), через який бомбардована частинка, проходячи через сферу, бере участь у певній реакції або процесі взаємодії з бомбардованою частинкою. Цей переріз взаємодії називається частковим перерізом. Повний переріз взаємодії дорівнює сумі повних перерізів взаємодії окремих іонізованих частинок, що відповідають різним процесам або реакціям $\sigma = \sum \sigma_i$ $\sigma = E_0$ $[\text{cm}^2]$.

Перетину взаємодії σ , віднесені до одного атома, електрону або ядру атома, називають мікроскопічними, а віднесені до всіх атомів (електронів, ядра атомів), що знаходяться в одиниці обсягу речовини (тобто до концентрації C частинок-мішеней), - макроскопічними: $\Sigma_i = \sigma_i$.

Наприклад, якщо мікроскопічний переріз взаємодії для одного електрона σ_e , або одного атома σ , то макроскопічні перерізи взаємодії $\Sigma_i \text{ см}^{-1}$: $\Sigma_i = \sigma_e \rho Z_2 (N_A/A)$; $\Sigma_i = \sigma \rho C (N_A/A)$, где ρ – густина речовини; $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ — постійна Авогадро (число молекул у молі речовини); Z_2 - атомний номер елемента, що становить речовину, з якою взаємодіє електрон; A - атомна маса речовини [7-8].

Лінійний коефіцієнт ослаблення випромінювання є повним макроскопічним перерізом взаємодії опосередковано іонізуючих частинок

$$\mu = n\sigma = \sigma \rho \frac{N_A}{A}, \quad (2.1)$$

де n - концентрація атомів поглиначача в одиниці об'єму, σ - повний ефективний переріз ослаблення випромінювання.

Лінійний коефіцієнт ослаблення характеризує відносне зменшення інтенсивності вузького пучка випромінювання під час проходження шару поглиначача одиничної товщини.

Розмірність $[\text{см}^{-1}]$

Масовий коефіцієнт ослаблення характеризує зменшення інтенсивності γ -випромінювання в одиниці маси речовини:

$$\mu_T = \mu/\rho. \quad (2.2)$$

Розмірність $[\text{см}^2\text{г}^{-1}]$.



Рисунок 2.1 - Поглинання різних видів іонізуючих випромінювань різними матеріалами

Запровадження масових коефіцієнтів виявляється зручним, т.к. вони залежать від агрегатного стану речовини. Так наприклад, μ_T має однакове значення для води, водяної пари та льоду. Також не обов'язково визначати коефіцієнт ослаблення випромінювання для всіх відомих на даний момент речовин. Це можливо тому, що поглинання і розсіювання здійснюються в основному внутрішніми електронами атомів і їх стан не залежить від складу речовини, в якій містяться атоми певного елемента.

З цієї причини у довідкових таблицях зазвичай наводяться значення

масових коефіцієнтів ослаблення μ_T для атомів різних елементів і для різних енергій випромінювання. Наслідком проходження іонізуючого випромінювання, що несе великий запас енергії через речовину, є зміна структури речовини [9].

При проходженні через речовину частки взаємодіють із атомами, у тому числі воно складається, тобто. електронами та атомними ядрами (або нуклонами ядер). Характер взаємодії випромінювання з речовиною залежить від її виду, енергії, щільності потоку, а також від фізичних та хімічних властивостей самої речовини. Ядерні реакції з речовиною активно відбуваються при взаємодії з нейтронним випромінюванням. Імовірність помітного перебігу ядерних реакцій на ядрах атомів речовини з'являється при значних потоках α - і β -частинок, γ -квантах великих енергій (більше 1,02 MeV), за наявності в речовині ядер з великими перерізами конкретних ядерних реакцій (Наприклад, фотоядерних). У більшості випадків енергія іонізуючого випромінювання витрачається на взаємодію з електронними оболонками всіх атомів речовини.

Існує два типи взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною:

- Пружне розсіювання частинок (в результаті зіткнення частинок змінюється лише імпульс частинки, внутрішній стан частинки залишається незмінним);

- Непружне розсіювання частинок (зіткнення частинок призводить до зміни внутрішнього стану частинки, переходу на інші частинки та появи додаткових нових частинок).

При непружній взаємодії іонізуючого випромінювання у вигляді α - і β -частинок з електронними оболонками атомів середовища його енергія витрачається іонізацію і порушення атомів середовища, тобто. випромінювання надає пряму іонізуючу дію на речовину, в якій поширюється. Взаємодія γ випромінювання з електронними оболонками атомів речовини називають непрямоіонізуючим випромінюванням.

Кількісно іонізуючу дію випромінювання характеризують питомою іонізацією. Питома іонізація, створювана γ -випромінюванням, в $5 \cdot 10^4$ разів менше питомої іонізації α -частинками і в 50 разів менше питомої іонізації β -частинами такої ж енергії. Для кількісної оцінки енергії іонізуючого випромінювання, поглиненої одиницею маси опроміненого матеріалу, вводиться величина, яка називається поглинутою дозою іонізуючого випромінювання. Структура речовини змінюється пропорційно до цієї дози. Проникаюча здатність іонізуючого випромінювання залежить від характеру взаємодії між іонізуючим випромінюванням і конкретним матеріалом. Ця величина важлива для прогнозування радіаційної стійкості конструкційних матеріалів, розрахунку захисту від іонізуючого випромінювання та реєстрації випромінювання. Першим наслідком опромінення матеріалу є іонізація та збудження [10-15].

Під час іонізації з електрично нейтральних атомів і молекул утворюються позитивні і негативні іони та вільні електрони. Термін "іонізація" відноситься як до елементарного акту іонізації атомів і молекул, так і до сукупності численних актів іонізації газів і рідин. Позитивні іони також можуть іонізуватися, і в цьому випадку кратність зарядів збільшується. Енергія, необхідна для відриву електрона, називається енергією іонізації. Іонізація викликається поглинанням електромагнітного випромінювання, нагріванням газів, застосуванням електричних полів і зіткненнями між частинками та електронами, іонами та атомами.

У деяких випадках нейтральні атоми і молекули можуть приєднувати електрони, утворюючи негативні іони. Ще одним наслідком взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною є поява збуджених станів. Збуджені стани - це енергетичні стани атомів і молекул, що характеризуються надлишком енергії порівняно з основним станом. Відомо, що атоми і молекули стабільні лише в декількох стійких станах, що відповідають певним значенням енергії. Найнижчий енергетичний стан називається основним, а інші - збудженими станами. Зміна енергії при переході атома з одного стійкого стану в інший пов'язана зі зміною структури електронної оболонки атома.

Енергія випромінювання, що проходить через речовину, втрачається в основному через зіткнення з електронами. Електрони в атомі переміщуються і утримуються на певній відстані від ядра під дією двох рівних, але протилежних сил: сили притягання між негативно зарядженими електронами і позитивно зарядженим ядром та відцентрової сили, що виникає внаслідок їхнього руху навколо ядра [16].

Коли електрони значно прискорюються при зіткненні з частинками випромінювання, вони можуть подолати силу притягання ядра і покинути атом або молекулу. В результаті молекула перетворюється на позитивний іон. Якщо прискорення недостатнє, щоб викликати іонізацію, зіткнення змінює "орбіту" таких електронів, збільшуючи їхню відстань від ядра, тобто потенційну енергію електрона, і атом або молекула "збуджується". Цей процес може спричинити іонізуюче випромінювання, а також оптичне випромінювання.

При своєму русі речовиною, випромінювання залишають своєму шляху іони, вибиті електрони і збуджені молекули. Результат дії випромінювання на окрему молекулу можна подати у вигляді:

$M \rightarrow M^+ + e$, $M \rightarrow M^*$, где M — молекула, електрон якої видалений внаслідок зіткнення з часткою випромінювання; M^+ — іон, що вийшов при цьому, який називають молекулярним, а M^* — збуджена молекула. Час життя цих первинних продуктів дії випромінювання на речовину дуже мало: $10^{-12} \div 10^{-6}$ с.

Доказом того, що діелектрики (повітря, скло, пластмаси) стають провідними в радіаційному полі, є утворення заряджених частинок (іонів,

електронів), причому тим більше, чим сильніше випромінювання. Коли опромінення припиняється, провідність швидко зменшується.

2.2 Взаємодія важких частинок із речовиною

Коли випромінювання потрапляє на матеріал, частина його відбивається від матеріалу (альbedo), а частина розсіюється в матеріалі. Взаємодія частинок (протонів, дейтронів, α -частинок і нейтронів) з речовиною залежить від їхнього типу, заряду, маси та енергії. Заряджені частинки іонізують атоми речовини, взаємодіючи з електронами атомів. Високоенергетичні частинки, стабілізуючись у речовині, передають їй свою енергію, спричиняючи іонізацію.

Взаємодія частинок залежить від властивостей речовини, таких як її густина, атомний номер і середній потенціал іонізації. В результаті частинки втрачають енергію і їхні орбіти змінюються. Коли вузький пучок прискорених заряджених частинок проходить крізь шар матеріалу, енергія частинок зменшується, коли вони проходять крізь матеріал, а енергетична дисперсія збільшується.

Пучок збільшується за рахунок багаторазового розсіювання. Швидко заряджені важкі частинки, маса яких у сотні разів перевищує масу електронів, взаємодіють з електронними оболонками атомів і ядер у матеріалі. Зіткнення (пружні або непружні) між такими частинками і ядрами можливі, але дуже рідкісні, оскільки ядра займають відносно невеликий об'єм в атомі. Тому вони мало впливають на придушення важких частинок речовиною.

В результаті взаємодії зі швидкими зарядженими частинками електрони отримують додаткову енергію і або переходять на один з енергетичних рівнів далі від ядра, або взагалі залишають атом. У першому випадку відбувається збудження, у другому - іонізація атома. При проходженні поблизу ядра швидкі частинки сповільнюються його електричним полем. Гальмування заряджених частинок супроводжується випромінюванням квантів гальмівного рентгенівського випромінювання.

У процесі взаємодії високоенергетичних важких заряджених частинок з електронами атомних оболонок, енергетичні втрати пропорційні квадрату заряду частки, що налітає, і не залежать від маси снаряда. Мінімальні непружні втрати обмежуються енергією порушення електрона в атомі. Частка може передати електрону порцію енергії, яка переводить його на один із збуджених рівнів атома. Внаслідок цього, починаючи з деякої енергії, частка взаємодіє не з окремим електроном, а з усім атомом загалом. І тут відбувається пружне зіткнення частки (її порядковий номер Z_1) з атомом (його порядковий номер Z_2). Імовірність збудження чи іонізації атома, залежить від порядкового номера Z_2 елемента, що становить опромінювана речовина, тобто. від рівня

зв'язаності електронів в атомі. При високій енергії частинок, що налітають, переважають втрати на іонізацію [17].

Втрати енергії внаслідок непружних (збудження та іонізація) і пружних зіткнень між зарядженими частинками та атомами називаються іонізаційними втратами. Вони дорівнюють кількості іонних пар (електронів та іонів), що утворюються на одиниці шляху частинок. Для створення однієї пари іонів в одному і тому ж матеріалі всі заряджені частинки витрачають однакову енергію, половина якої використовується на іонізацію, а друга половина - на збудження і пружні зіткнення з молекулами.

Наприклад, для α -частинки енергія утворення однієї пари іонів у повітрі становить 34 еВ. З цієї енергії на іонізацію молекули витрачається 15 еВ, інші 19 еВ витрачаються на збудження і пружні зіткнення. При проходженні α -частинкою з енергією $E_a=4,2$ МэВ (^{238}U) до її поглинання утворюється 105 пар іонів. Наприкінці шляху α - частки, де вона має меншу енергію, питома іонізація істотно вище (7000 пар іонів на 1 мм шляху), ніж на початку шляху (3000 пар іонів).

Питомі іонізаційні втрати енергії - відношення енергії зарядженої частки, що втрачається на іонізацію середовища при проходженні певної відстані до довжини цього відрізка шляху. Питомі втрати енергії зростають із зменшенням енергії частки і особливо різко перед її зупинкою речовини (пік Брегга).

Якщо пролітаюча через речовина частка має енергію більшу, ніж енергія зв'язку електрона в атомі, питомі іонізаційні втрати енергії для важких заряджених частинок описуються формулою Бете-Блоха

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n_e Z_1^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \delta - U \right], \quad (2.3)$$

де E - кінетична енергія частки, m_e - маса електрона ($m_e c^2 = 511$ кэВ - енергія спокою електрона); e - заряд електрона; c - швидкість світла; v - швидкість частки; $\beta = v/c$; Z_1 - заряд частинки; n_e - щільність електронів у речовині; $I = (13,5 Z_1) \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}$ - іонізаційний потенціал атомів речовини середовища, через яке проходить частка (ерг); Z_2 - заряд ядер речовини середовища; δ та U - члени, які враховують ефект щільності та сили зв'язку K та L - електронів із ядром.

З формули Бете-Блоха слід, що питома втрата енергії зарядженої частки залежить від маси цієї частки, а залежить від концентрації електронів у середовищі і квадратично залежить від заряду частки, причому є функцією її швидкості:

$$\varphi(v) \approx \bar{v}^2 : \frac{dE}{dx} \approx Z_1^2 n_e(v). \quad (2.4)$$

Універсальна для всіх частинок функція dE/dx в області малих швидкостей змінюється як $1/\beta^2$, тобто у міру уповільнення нерелятивістської частки її гальмування різко посилюється. Зі зростанням величини параметра в функція досягає мінімуму. Тому помірно релятивістську частинку називають «мінімально іонізуючою». При подальшому зростанні параметра втрати повільно ростуть [18-19].

Залежність dE/dx від властивостей середовища визначається ставленням Z_2/A , близьким до $1/2$ для більшості речовин. Вплив середнього потенціалу іонізації I , стоїть «під логарифмом», мало. Для однозарядної мінімально іонізуючої частки втрати становлять від 1 до 2 МеВ·см²/г.

Питомі втрати енергії прямо пропорційні числу електронів речовини і квадрату заряду частки втрачає енергію на іонізацію і обернено пропорційні квадрату швидкості важкої частки. Вони не залежать від маси m проходить через речовину частки (за умови $m \gg m_e$), але суттєво залежать від швидкості частки. Питомі втрати енергії лінійно залежать від густини атомних електронів n . Іонізаційні питомі втрати енергії у двох речовинах відносяться один до одного як порядкові номери цих речовин:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Z_1} : \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Z_2} = Z_1' : Z_2'' \quad (2.5)$$

Так, іонізаційні втрати протону у свинці ($Z_2=82$) у 16 разів більше, ніж у вуглеці ($Z_2=6$).

Якщо частка рухається в речовині, що складається з декількох сортів атомів, то питомі втрати енергії характеризують ефективним порядковим номером $Z_e\phi$. Він дорівнює порядковому номеру однорідної речовини, у якому питомі втрати такі самі, як і неоднорідному речовині. Ефективний порядковий номер може бути не рівним цілому числу, як у елементів. Так, повітря приписується $Z_e\phi=7.64$.

Питомі іонізаційні втрати енергії в речовині зі складним хімічним складом можна підрахувати за формулою

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1}{M} \sum_i N_i A_i \left[\frac{dE}{dx} \right]_i, \quad (2.6)$$

де M - молекулярна вага з'єднання, N_i - кількість атомів сорту i з атомною вагою A_i в молекулі, $(dE/dx)_i$ - питомі втрати для цієї простої речовини.

Втрати енергії зменшують швидкість частинок. Варіації втрат енергії окремих частинок через випадковий характер процесу призводять до збільшення розкиду пробігу. Статистична природа процесу іонізації призводить до великих варіацій іонізаційних втрат.

Основна частина іонізації відбувається у дві стадії. На першій стадії падаюча частка безпосередньо вибиває з атомів електрони - первинна

іонізація. Спектр кінетичної енергії первинних електронів швидко падає: $dN/dT \sim 1/T^2$. Досить енергійні їх, звані δ - електронами, своєю чергою виробляють вторинну іонізацію. У міру іонізаційного гальмування електрони відчувають також дуже значне кутове розсіювання. Тому для характеристики товщини речовини, на яку ефективно проникають електрони і яка суттєво менша за повний пробіг, використовується практичний пробіг R_p , слабо залежить від геометрії поглинача та його складу. Повне число іон-електронних пар, вироблене в результаті первинної та вторинної іонізації, пропорційно іонізаційним втратам і змінюється в широких межах для різних речовин. Так, на утворення однієї пари в газоподібному аргоні потрібно 26 еВ, а в напівпровіднику всього ~ 3 еВ.

Таблиця 2.1 - Пробіги α -частинок у повітрі, біологічній тканині, алюмінію

Енергія α -	4	6	8	10
Повітря, см	2.5	4.6	7.4	10.6
Біологічна	31	56	96	130
Алюміній, мкм	16	30	48	69

Заряджена частинка проходить певну відстань у матеріалі, перш ніж вона втрачає всю свою кінетичну енергію. Пробіг важкої частинки - це довжина траєкторії (треку), яку пройшла частинка в матеріалі з моменту входження в матеріал до повної стабілізації. Величина пробігу R визначається питомою втратою енергії.

Чим вища густина атомних електронів і вищий заряд частинки, тим більші ці втрати і тим менша відстань, яку проходить частинка в матеріалі. Важкі заряджені частинки, які в основному взаємодіють з атомними електронами, майже не відхиляються від початкового напрямку руху, а їхні траєкторії є лінійними. Тому відстань, яку проходить важка частинка, вимірюється відстанню від джерела частинки до точки, де вона зупиняється [20].

Відстань, яку проходить частинка, залежить від її заряду, маси, початкової енергії та властивостей середовища, через яке вона проходить. Відстань зростає зі збільшенням початкової енергії, і частинки з більшою масою мають меншу швидкість, ніж легші частинки. Частинки, що рухаються повільніше, ефективніше взаємодіють з атомами і швидше витрачають їхню енергію.

Зупинимося дещо докладніше на пробігу α -частинок у речі.

Пробіг α -частинок зазвичай малий. Наприклад, у α -частинки з енергією 4 МеВ довжина пробігу в повітрі 2,5 см, а у воді або м'яких тканинах тварин і людини - соті частки міліметра.

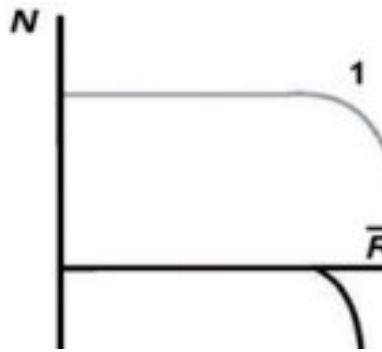


Рисунок 2.2 - Залежність числа α - частинок від відстані до джерела.
 1 - число α - частинок на відстані l ; 2 - $-dA/dl$ - число α - частинок з пробігом l ; R - середній пробіг α - частинок

Розподіл числа а-часток за товщиною шару поглинаючого газу представлено на рис. 2.2. В результаті неоднорідності речовини, що поглинає енергію α - частинок, не всі α - частинки з рівною початковою енергією мають однаковий пробіг, тому більш точне визначення величини пробігу α - частинок проводиться диференціюванням кривої 1, що показує розподіл числа стабілізувалися α - частинок по довжині колії.

Положення максимуму на абсцисі диференціальної кривої 2 дає значення середнього пробігу α - частинок у речовині. Параметр зіткнення а-частинок з електронами має імовірний характер, тому пробіги а-частинок у речовині мають деякий розкид. Внаслідок статистичного характеру процесу іонізації наприкінці шляху а-часток спостерігається невеликий розкид у значеннях пробігу. Вимірюючи пробіг α - частинок в речовині, наприклад у повітрі, можна визначити її енергію. Середній пробіг R_a моноенергетичних α - частинок зазвичай розраховують за емпіричними формулами. У повітрі за нормальних умов:

$$R_{\alpha,нов} = K_a \cdot E_b^a, \quad (2.7)$$

де R_a - пробіг в см; E_a - кінетична енергія α - частинок в МеВ, b - показник ступені, K_a — константа, яка залежить від енергії α - частинки.

Для α - частинки, що випускаються природними α - випромінювачами ($4 < E_a < 9$ МэВ), $E_a = 0.318$, $b = 1.5$, для α - частинки з вищими енергіями $E_a < 200$ (МэВ) $K_a = 0.148$, $b = 1.8$. Так, α - частинки з енергіями $E_a = 5$ МеВ пробігають у повітрі відстань 3.51 см, а з енергією $E_a = 30$ МеВ - 68 см. Відношення лінійних пробігів двох типів частинок, що починають рух у повітрі з однаковими швидкостями, пропорційно відношенню питомих втрат енергії частинок:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{m_1}{m_2} * \left(\frac{Z_1''}{Z_1'} \right), \quad (2.8)$$

де m_1 и m_2 - маси частиць.

Знаючи пробіг α - частинки у повітрі, можна розрахувати її пробіг R_x у будь-якій іншій речовині:

$$\frac{R_x}{R_{нов}} = \frac{\rho_{нов}}{\rho_x} \sqrt{\frac{A_x}{A_{нов}}}, \quad (2.9)$$

де ρ - густина; A - масова кількість речовини.

Часто замість лінійного пробігу використовують масовий пробіг зарядженої частки R_m , виражається у грамах на квадратний сантиметр ($\text{г}/\text{см}^2$). Чисельно він дорівнює масі речовини, укладеного в циліндрі, висота якого дорівнює лінійному пробігу частинки R в сантиметрах, а 2 площа поперечного перерізу – 1 см.

$$R_m = \rho R, \quad (2.10)$$

де ρ - щільність речовини в $\text{г}/\text{см}^3$.

Масовий пробіг зарядженої частинки зручний тим, що він мало залежить від складу речовини. Питома втрата енергії пропорційна щільності атомних електронів $n_e = NZ$ (N - щільність атомів). Тому лінійний

пробіг пропорційний NZ $N = \frac{\rho}{\mu} N_A$. Масовий пробіг $R_m = \rho R \approx \frac{NA}{NZ} = \frac{A}{Z}$.

Так як відношення A/Z багатьом речовин змінюється мало, те й масовий пробіг цих речовин майже постійний.

2.3 Взаємодія електронів із речовиною

Порівняно з α - випромінюванням, іонізуюча дія β - частинок на одиницю довжини пройденого шляху в речовині (питома іонізація) менша, а їхня проникаюча здатність більша (втім, вона не дуже велика, наприклад, від потоку β - частинок, максимальна енергія яких 2 MeV, повністю захищає шар алюмінію завтовшки 3,5 мм). Проходження електронів та позитронів через речовину відрізняється від проходження важких заряджених частинок [21-22].

Основною причиною цього є низька маса спокою електронів і позитронів. Це призводить до відносно великої зміни імпульсу при кожному зіткненні і помітної зміни напрямку руху електронів, що призводить до випромінювання електронами електромагнітних хвиль. Втрати енергії внаслідок руху електронів у речовині можна розділити на втрати на іонізацію і втрати на випромінювання.

Зі збільшенням енергії електрона втрати на іонізацію спочатку зменшуються (до кінетичної енергії, еквівалентної подвоєній енергії

спокою електрона), а потім поступово зростають. Радіаційні втрати спостерігаються при прискореному русі частинок вільного заряду в електричному полі ядра. У цьому випадку втрати енергії на випромінювання пропорційні квадрату енергії і порядковому номеру елемента. В області низьких енергій домінують втрати на іонізацію електронів. Зі збільшенням кінетичної енергії внесок іонізаційних втрат у загальну втрату енергії зменшується.

Відношення питомих радіаційних втрат енергії до іонізаційних залежить від енергії електрона E_e та заряду ядер середовища Z :

$$K = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{рад} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{іон} = \frac{ZEe}{600}, \quad (2.11)$$

де E_e виражається в МеВ, Z - середній заряд ядер атомів середовища.

Енергія електронів $E_{крит}$, коли він величина питомих радіаційних втрат дорівнює величині питомих іонізаційних втрат ($A=1$) - називається критичної. Критична енергія для заліза ($Z = 26$) дорівнює 31 МеВ, а свинцю ($Z=82$) - 9.8 МеВ.

При енергії електрона вище критичної радіаційні втрати переважають над іонізаційними. Так для електронів з енергією 100 МеВ радіаційні втрати в залозі та свинці перевищують іонізаційні відповідно у 3 та 10 разів. В галузі енергій, в якій переважають радіаційні втрати, енергія електронів експоненційно зменшується при проходженні через речовину:

$$E = E_0 \exp(x/L_r), \quad (2.12)$$

де E_0 - початкова енергія електрона, E - енергія електрона після проходження довжини x , L_r — радіаційна довжина.

Проходження позитронів у речовині описується тими самими співвідношеннями, як і електронів. Однак у цьому випадку треба додатково враховувати ефекти анігіляції налітає позитрона з електроном речовини. Перетин анігіляції обернено пропорційно швидкості руху позитрона:

$$\sigma_{аніг} \approx \frac{1}{v}, \quad (2.13)$$

тому позитрони аніглюють, втративши всю свою енергію. Формула Бете-Блоха для розрахунку іонізаційних втрат електронів має вигляд:

$$\left(-\frac{dE_e}{dx}\right)_{іон} = \frac{2\pi e^4 n_e}{m_e v^2} \left[\ln \frac{m_e v^2 E_e}{2I^2 (1 - \beta^2)} - \ln 2(2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2) \right] + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2 - \delta, \quad (2.14)$$

де E_e - релятивістська кінетична енергія електрона.

Ця різниця пояснюється тим, що при розгляді елементарних процесів взаємодії двох електронів необхідно враховувати відхилення обох

частинок, а також квантово-механічні ефекти обміну через ідентичність двох частинок. Для енергійних електронів необхідно враховувати ефекти електронної густини, що призводить до зменшення іонізаційних втрат. При дуже високих енергіях електрони починають ефективно втрачати енергію (тобто радіаційне гальмування), оскільки зростає роль гальмівного випромінювання. Коли енергія електронів перевищує критичну, ці втрати переважають над іонізаційними втратами [22].

Питомі втрати енергії електронів із кінетичною енергією E складаються із суми іонізаційних та радіаційних втрат. Маса електронів значно менша за масу важких частинок, що позначається на характері їх руху в речовині. Взаємодія електронів з речовиною набагато слабша, ніж взаємодія α - частинок. Питома іонізація повітря для електрона становить $4 \div 8$ пар іонів на 1 мм шляху. Відповідно до цього, пробіг β - частинок набагато більше пробігу α - частинок з тією ж енергією. Так як маси частинок, що сударяються, можна вважати однаковими, то β -частинки при зіткненні значно відхиляються від початкового напрямку руху і рухаються по звивистій траєкторії.

Лінійний пробіг електронів дорівнює товщині речовини, необхідної для повного поглинання електронів. Ефективні масові пробіги R_{me} моноенергетичних електронів знаходять за емпіричними формулами. Наприклад, для алюмінію ефективні пробіги (в г/см²) електронів з енергією E (МеВ) в алюмінії можна оцінити за формулами:

$$R_{me-} = 0,407 E_e^{1,38} \text{ для } E_e < 0,8 \text{ МэВ}, \quad (2.15a)$$

$$R_{me-} = 0,542 E_e - 0,133 \text{ для } E_e < 0,8 \text{ МэВ}, \quad (2.15b)$$

Максимальний пробіг R_{max} відповідає пробігу в даному речі β - частинок максимальної енергії E_{max} в даному спектрі β -випромінювання.

Сумарний процес поглинання та розсіювання Р-випромінювання речовиною характеризується величиною ослаблення потоку Р-випромінювання.

Для порівняння на рис. 2.3 наведено криву ослаблення моноенергетичних електронів.

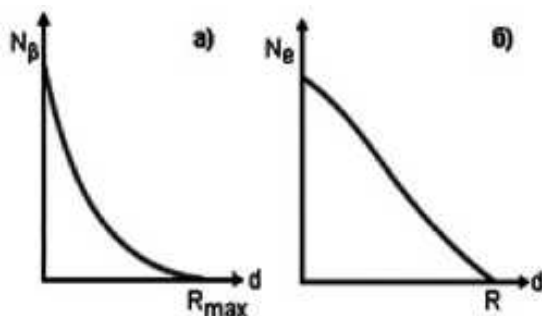


Рисунок 2.3 - Ослаблення пучка 0-часток (а) та моноенергетичних електронів (б) при проходженні через речовину

Ослаблення 0-випромінювання з безперервним енергетичним спектром описується складним законом, що є суперпозицією, яка виникає

при сломоноенергетичних електронів з всілякими енергіями від нульової до максимальної енергії E_{max} даного спектра 0-випромінювання. Однак початкова ділянка кривої поглинання (при товщинах менше 0,3 Rmax) досить добре описується експоненційною залежністю:

$$J = J_0 e^{-\mu d}, \quad (2.16)$$

де J и J_0 - інтенсивності в присутності поглинача з товщиною d і відсутності його, ρ - лінійний коефіцієнт ослаблення випромінювання.

Лінійний коефіцієнт ослаблення μ залежить від максимальної енергії випромінювання E_{max} та властивостей речовини - поглинача (у першу чергу від числа електронів в одиниці об'єму речовини - поглинача):

$$\mu = KN_a \rho Z/A, \quad (2.17)$$

де K - коефіцієнт пропорційності, Z - середній заряд ядер атомів середовища.

Оскільки відношення Z/A для різних речовин - поглиначів змінюються в досить вузьких межах (0,5 - 0,4), практичніше користуватися замість лінійного коефіцієнта ослаблення ц масовим коефіцієнтом ослаблення $\mu_m = \mu/\rho$ (см²/г). Чисельні значення масового коефіцієнта μ_m для даного β -випромінювання мало змінюються, відрізняючись під час переходу від легкого поглинача до важкого лише на 25%.

Шар половинного ослаблення β -випромінювання:

$$A_{1/2} = \lg 2 \backslash \mu = 0.693 \backslash \mu. \quad (2.18)$$

Для β -випромінювання з E_{max} більш ніж 0,8 МеВ максимальний пробіг R_{max} дорівнює 7,2 $A_{1/2}$.

Для 0- випромінювання з E_{max} більш ніж 0,8 МеВ максимальний пробіг R_{max} дорівнює 7,2 $A_{1/2}$.

У реальних умовах вимірювань експоненційна залежність для ослаблення β -випромінювання навіть при малих порівняно з пробігом товщинах поглиначів виконується з точністю в 10-15% .При експериментальному визначенні пробігу β -частинок будують криву ослаблення в напівлогарифмічних координатах, причому пробігу R_{max} відповідає така товщина поглинача, починаючи з якої подальше збільшення товщини поглинача не призводить до спаду реєструється активності Зазвичай як поглинача використовують алюміній Знаючи максимальний пробіг β -випромінювання в алюмінії (R_{max})_{Al}, можна розрахувати максимальний пробіг в будь-якому іншому поглиначі F з відомими параметрами A і Z [22-23].

$$(R_{max})_F = (R_{max})_{AL} \frac{(Z/A)_{AL}}{(Z/A)}. \quad (2.19)$$

Більш точно енергію β -часток та електронів конверсії визначають за допомогою магнітного спектрометра. Електрони високих енергій

($L > 100 \text{ MeV}$.) утворюють в результаті послідовних актів випромінювання γ - квантів (які потім призводять до утворення електрон-позитронних пар) каскадні зливи. Каскадна злива може бути ініційована і γ -квантом високої енергії. Залежно від товщини шару речовини кількість електронів у зливці спочатку швидко зростає. З розвитком каскаду середня енергія, що припадає на електрон, зменшується. Після того, як вона зменшиться настільки, що фотони не зможуть народжувати електрон-позитронні пари, злива припиняється [24].

2.4 Взаємодія гамма-випромінювання з речовиною

Взаємодія γ -квантів з речовиною суттєво відрізняється від взаємодії α - та β -часток. У той час як заряджені частинки передають свою енергію електронам атомів при багаторазових процесах зіткнення, γ -кванти віддають всю або, принаймні, більшу частину своєї енергії при одноразовій взаємодії. Однак це взаємодія мало, так що γ -кванти мають більшу проникаючу здатність, ніж заряджені частинки. При проходженні через речовину γ -кванти взаємодіють з електронами та ядрами, в результаті їх інтенсивність зменшується. До втрат енергії γ -випромінювання наводять процеси, пов'язані з фотоефектом, комптонівським розсіюванням електронів у речовині та утворенням електрон-позитронних пар. Вклад кожного процесу в ослаблення γ -випромінювання залежить від енергії γ -квантів ядерного випромінювання і параметра Z речовини-поглиначка [25].

Імовірність втрати енергії в процесі фотоефекту та комптонівського розсіювання знижується зі зростанням енергії γ -випромінювання, а ймовірність утворення електрон-позитронних пар зростає (починаючи з енергії $1,02 \text{ MeV}$) з підвищенням енергії γ -кванта. Імовірність втрати енергії γ -квантів зі зростанням параметра Z пропорційна Z - для комптонівського розсіювання, Z^2 - для процесів утворення електрон-позитронних пар і Z^4 - для процесів фотоефекту. Зі зростанням параметра Z і енергії γ -випромінювання ймовірність процесів збільшується в ряду: фотоефект - комптонівське розсіювання - виникнення електрон-позитронних пар. утворення електрон-позитронних пар [26].

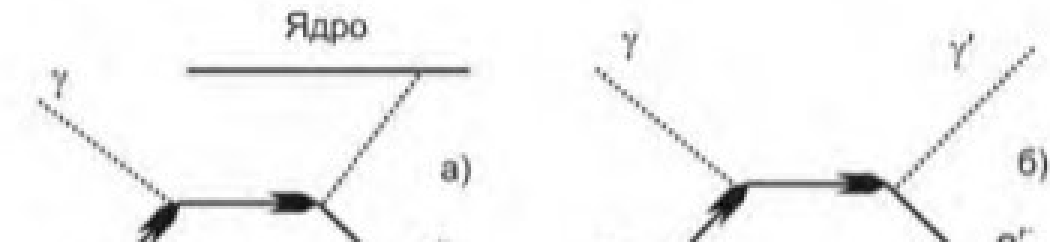


Рисунок 2.4 – Виникнення електрон-позитронних пар. утворення електрон-позитронних пар

При енергії γ -квантів більше 10 MeV перевищується поріг фотоядерних реакцій і внаслідок взаємодії фотонів з ядрами стають можливі реакції типу (γ, p) , (γ, n) , (γ, α) . Перетини фотоядерних реакцій в області енергій до 100 MeV складають 1% повного перерізу взаємодії γ -квантів з атомом. Фотоядерні реакції доводиться враховувати у процесах перетворення фотонного випромінювання в речовині, оскільки вторинні заряджені частинки, такі як протони і частинки, можуть створювати високу щільність іонізації. При опроміненні речовини γ -випромінюванням фотоефектом називається така взаємодія γ -кванта з атомом, при якому γ -квант поглинається (зникає), а з атома виривається електрон. Одна частина енергії γ -кванта E_γ витрачається на розрив зв'язку електрона з ядром $\bar{\nu}_e$, інша частина перетворюється на кінетичну енергію електрона E_e :

$$E_\gamma = E_e + \bar{\nu}_e \quad (2.20)$$

Таким чином, при фотоефекті частина енергії первинного γ -кванта перетворюється в енергію електронів (фотоелектрони і електрони Оже), а частина виділяється у вигляді характеристичного випромінювання. Після вильоту фотоелектрона в атомній оболонці утворюється вакансія. Перехід менш пов'язаних електронів на вакантні рівні супроводжується виділенням енергії, яка може передаватися одному з електронів верхніх оболонок атома, що призводить до вильоту з атома (ефект Оже) [27-28].

Фотоефект відбувається тільки тоді, коли енергія γ -кванта більша за енергію зв'язку електрона в оболонці атома. Фотоелектрон рухається майже перпендикулярно до напрямку поширення поглиненого γ -кванта. Фотоелектричне поглинання γ -квантів збільшується зі зростанням зв'язаності електронів в атомі. Фотоефект практично не спостерігається на слабо пов'язаних електронах атома. При енергії γ -кванта електрони вважатимуться вільними.

Такий електрон не може поглинути γ -квант. Це впливає із законів збереження енергії та імпульсу

$$E_\gamma = \frac{m_e v^2}{2}, \quad (2.21)$$

$$m_e v^2 = \frac{E_\gamma}{c} = \frac{m_e v^2}{2c}. \quad (2.22)$$

З другого рівняння випливає, що вільний електрон, поглинувши γ -квант, повинен був би рухатися зі швидкістю, вдвічі більшою за швидкість світла, чого не може бути. Фотоефект в основному відбувається на K - і L -оболонках атомів. Лінійний коефіцієнт ослаблення фотоефекту різко зменшується зі збільшенням енергії, і при енергіях понад 10 МеВ у свинці фотоелектрони практично не виникають.

На слабо пов'язаних атомних електронах відбувається розсіювання γ -квантів, яке називається комптон-ефектом. Взаємодія γ -кванта з електроном у комптон-ефекті представляється як зіткнення двох пружних кульок з масами $m_\gamma = \frac{E_\gamma}{c^2} m_e$.

Ефект Комптона являє собою пружне розсіювання рентгенівського та у-випромінювання на вільних електронах, що супроводжується збільшенням довжини хвилі λ .

Цей ефект суперечить класичній теорії, згідно з якою при такому розсіянні λ не повинна змінюватися. Ефект Комптона можна як пружне зіткнення двох частинок: фотона і електрона, у якому фотон передає електрону частину своєї енергії (і імпульсу), унаслідок чого його частота зменшується, а λ збільшується. У разі ефекту Комптона частина енергії γ -кванта перетворюється на кінетичну енергію електронів віддачі, а частина енергії забирає фотон. Імовірність розсіювання γ -квантів у разі ефекту Комптона залежить від щільності атомних електронів $n_e \sim Z$. Розсіювання γ -квантів відбувається головним чином на слабозв'язаних електронах зовнішніх оболонок атомів.

При цьому лінійний коефіцієнт ослаблення комптон ефекту пропорційний відношенню Z/E_γ . Тому зі збільшенням енергії частка розсіяних γ -квантів зменшується. Комptonівське розсіювання можна описати законами класичної фізики. Енергія γ -кванта

$$E_\gamma = E_\gamma \frac{1}{1 + qE_\gamma}, \quad (2.23)$$

$$\text{де } q = \frac{1 - \cos\theta}{m_0 c^2}.$$

Так як кут розсіювання може мати різні значення, то енергія, що передається електрону, буде також різною. Електрони, що вибиваються в

процесі ефекту Комптону, мають суцільний енергетичний спектр [29].

У разі важких ядер комптон ефект починає переважати над фотоефектом в області енергій $E_\gamma > 2 \div 3$ МеВ (у свинці комптон ефект переважає над фотоефектом при енергіях вище 0,5 МеВ). Комптон-ефект слабше залежить від енергії E_γ порівняно з фотоефектом. Тому їм можна знехтувати лише в галузі енергій $E_\gamma > 10$ МеВ, де стає суттєвим ефект утворення електрон-позитронних пар (при енергіях вище 50 МеВ комптон-ефектом завжди можна знехтувати).

Гамма-квант у полі ядра може утворити пару частинок: електрон та позитрон. Вся енергія γ -кванта перетворюється на енергію спокою електрона і позитрона $2m_e c^2$ та його кінетичні енергії E_e і E_{e+} .

Для появи пари частинок закон збереження енергії вимагає, щоб енергія, витрачена в цьому процесі, перевищувала подвоєну масу частки: $E_p = 2m_e c^2$. Мінімальна енергія E_p , необхідна народження пари цього типу, називається порогом народження пар. Крім того, для народження пари потрібне виконання інших законів збереження. Так, законом збереження імпульсу заборонено народження у вакуумі електрон-позитронної пари одним фотоном, оскільки одиничний фотон у будь-якій системі відліку несе кінцевий імпульс, а електрон-позитронна пара у своїй системі центру мас має нульовий імпульс. У полі ядра імпульс та енергія γ -кванта розподіляються між електроном, позитроном та ядром без порушень законів збереження енергії та імпульсу. Маса ядра незрівнянно більша за масу електрона і позитрону, тому воно отримує зневажливо малу частку енергії. Причому вся енергія γ -кванта передається електрону та позитрону. У разі утворення електрон-позитронних пар баланс енергії має такий вигляд (закон збереження енергії):

$$E_\gamma = 2m_e c^2 + E_e + E_{e+}, \quad (2.24)$$

де E_e і E_{e+} кінетичні енергії електрона та позитрону. Лінійний коефіцієнт ослаблення випромінювання за механізмом утворення пар пропорційний $Z^2/\ln E_\gamma$. Цей ефект помітний у тяжких речовинах при великих енергіях. Коефіцієнт стає відмінним від нуля при граничній енергії $E_\gamma = 1.02$ МэВ. В області енергій 10 МеВ основну роль в ослабленні пучка γ -квантів відіграє ефект утворення пар, при цьому основне поглинання γ -квантів відбувається в полі ядра [29].

У всіх трьох процесах взаємодії первинного фотона з речовиною частина енергії перетворюється на кінетичні енергії електронів і позитронів, а частина - в енергію вторинного фотонного випромінювання.

Розглянемо ослаблення паралельного моноенергетичного пучка γ -квантів у плоскій мішені. Нехай поверхню мішені перпендикулярно до неї

падає потік γ -квантів J_0 . Ослаблення пучка радіації в речовині викликається поглинанням та розсіюванням γ -квантів. Розсіяний γ -квант втрачає частину своєї енергії при зіткненні з електронами та змінює напрямок свого поширення. На відстані від зовнішньої поверхні потік γ -квантів послаблюється до величини $J(x)$. У тонкому шарі мішені товщиною dx із потоку уводиться dJ γ -квантів. Величина dJ пропорційна потоку $J(x)$ на поверхні шару та товщині шару dx :

$$dJ = -\mu J dx . \quad (2.25)$$

Знак мінус у правій частині рівняння показує, що у шарі потік зменшується на dJ γ -квантів. Перепишемо рівняння у вигляді:

$$\mu = -\frac{dJ}{J} \cdot dx . \quad (2.26)$$

Коефіцієнт пропорційності μ називають повним лінійним коефіцієнтом ослаблення випромінювання. Він має розмірність см^{-1} і чисельно дорівнює частці моноенергетичних γ -квантів, що вибувають з паралельного пучка на одиниці шляху випромінювання в речовині.

Лінійний коефіцієнт передачі енергії випромінювання визначає частку енергії випромінювання, передану електронам та позитронам у шарі речовини.

Масовий коефіцієнт передачі енергії $\mu_{tr,m}$ виражається через лінійний: $\mu_{tr,m} = \mu_{tr}/\rho$, де ρ - щільність речовини.

Лінійний коефіцієнт поглинання енергії μ_{en} - добуток лінійного коефіцієнта передачі енергії μ_{tr} , на різницю між одиницею і часткою g енергії вторинних заряджених частинок, що переходить у гальмівне випромінювання в даній речовині:

$$\mu_{en} = \mu_{tr} (1 - g) . \quad (2.27)$$

Лінійний коефіцієнт передачі енергії μ_{tr} - відношення частки енергій $d\omega/\omega$ побічно іонізуючого випромінювання (виключаючи енергію спокою частинок), перетворена на кінетичну енергію заряджених частинок при проходженні шляху dl в речовині до довжини цього шляху:

$$\mu_{tr} = (1/\omega)(d\omega/dl) . \quad (2.28)$$

Масовий коефіцієнт поглинання енергії $\mu_{en,m}$ виражається через лінійний коефіцієнт:

$$\mu_{en,m} = \mu_{en} / \rho = \mu_{tr,m} (1 - g) .$$

Поглинання γ -квантів так само, як β -частинок, відбувається за експоненціальним законом:

$$J(x) = J_0 e^{-\mu x} \quad (2.29)$$

проте для поглинання γ -квантів цей закон дотримується суворіше.

У цьому рівнянні $\mu = \tau + \varepsilon + \chi$, τ - Лінійний коефіцієнт ослаблення

у разі фотоефекту, ε - лінійний коефіцієнт ослаблення для комптон-ефекту, χ - лінійний коефіцієнт ослаблення у разі ефекту утворення пар.

Лінійний коефіцієнт фотопоглинання має вигляд:

$$\tau = \tau_e + \tau_s, \quad (2.30)$$

де τ_e - характеризує частину коефіцієнта поглинання, що призводить до перетворення первинної енергії фотона на кінетичну енергію електрона. τ_s - характеризує перетворення енергії первинних фотон в енергію характеристичного випромінювання [25-29].

Лінійний коефіцієнт фотоелектричного поглинання пропорційний відношенню:

$$\tau = Z^5 / E_\gamma^{3.5}. \quad (2.31)$$

Величина τ різко зменшується зі зростанням енергії та при $E_\gamma > 10$ МеВ фотоелектрони практично не утворюються. У разі ефекту Комптона частина енергії у-кванта перетворюється на кінетичну енергію електронів віддачі, а частина енергії забирає розсіяний фотон. Лінійний коефіцієнт комптонівської взаємодії вія можна уявити у вигляді:

$$\varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_s, \quad (2.32)$$

де ε_e та ε_s має такий самий сенс, що τ_e і τ_s у разі фотоефекту.

Лінійний коефіцієнт ефекту утворення пар $\chi = Z^2 \ln E_\gamma$.

У сфері енергій $E_\gamma > 10$ МеВ головну роль у ослабленні пучка γ -квантів грає ефект утворення пар.

Таким чином, у всіх трьох процесах взаємодії первинних фотонів з речовиною частина енергії перетворюється на кінетичну енергію електронів і позитронів, а частина - на енергію випромінювання вторинних фотонів.

Речовини з однаковим ефективним числом мають однакові коефіцієнти масового ослаблення. Наприклад, коефіцієнти масового ослаблення води, кисню, азоту, повітря, вуглецю і біологічних тканин мало відрізняються один від одного через їхні близькі ефективні порядкові номери [24].

Відстань, що проходить фотоном у речовині до взаємодії з ним, називається середньою довжиною вільного пробігу і дорівнює $1/\mu$. Проникаюча здатність променів характеризується товщиною шару поглинача (в г/см²), при якій інтенсивність випромінювання зменшується в два рази. Цю величину називають товщиною шару напівпоглинання, $A_{1/2} = \ln 2 / \mu$. Довжина релаксації - товщина d_e шару речовини, що послаблює пучок моноспрямованого випромінювання в e раз (e - основа натуральних логарифмів).

Повний лінійний коефіцієнт ослаблення залежить від густини,

порядкового номера речовини, і навіть від енергії γ -квантів:

$$\mu = \mu(\rho Z E_\gamma). \quad (2.33)$$

Вклад кожного з трьох процесів (фотоэффект, комптон-ефект та утворення пар) у загальний процес поглинання випромінювання речовиною висить від енергії γ -квантів і порядкового номера поглиначя.

У точках лівої кривої комптон-ефект дорівнює фотоэффекту, у точках правої кривої комптон-ефект дорівнює ефекту утворення пар. Фотоелектричне поглинання - основний процес зменшення інтенсивності γ -випромінювання у важких елементах при малій енергії γ -квантів [26].

У свинці повний лінійний коефіцієнт ослаблення зі збільшенням енергії спочатку зменшується, приймаючи мінімальне значення за енергії 3 МеВ, та був збільшується. Такий перебіг кривої пояснюється тим, що з низьких енергіях (<0,5 МеВ) залежність $\mu(E_\gamma)$ обумовлюється фотоэффектом, при середніх енергіях - комптон-ефектом. При енергіях більше 3 МеВ коефіцієнт μ основний внесок вносить ефект утворення пар. Свинець є найкращим поглиначем γ -квантів у всіх сферах енергії. При цьому він найбільш прозорий для γ -квантів з енергією ~ 3 МеВ. Взаємодія випромінювання з речовиною закінчується в одних випадках поглинанням γ -квантів (фотоэффект, утворення пар), в інших – розсіюванням (комптон-ефект)

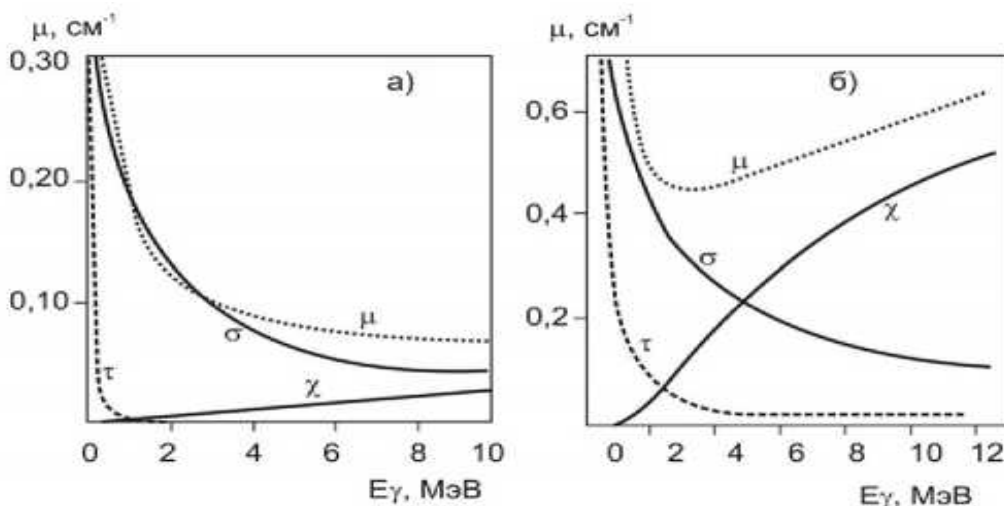


Рисунок 2.5 - Залежність коефіцієнта ослаблення μ – випромінювання для алюмінію (а) та свинцю (б) від енергії γ – променів

Повний лінійний коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання часто поділяють на дві складові:

$$\mu = \mu_e + \mu_s. \quad (2.34)$$

Коефіцієнт μ_e називають коефіцієнтом істинного поглинання чи коефіцієнтом електронного перетворення. Він визначає частку енергії γ -випромінювання, передану електронам та позитронам у шарі речовини. Лінійний коефіцієнт розсіювання, μ_s , визначає частку енергії γ -випромінювання, перетворену на енергію вторинного γ -випромінювання. Лінійний коефіцієнт поглинання дозволяє розрахувати енергію випромінювання E , поглинену в одиниці об'єму речовини [27].

РОЗДІЛ 3 ТЕОРЕТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ В РЕЧОВИНІ

У загальному випадку k^2 залежить від координати та рішення рівняння (1.1) є нетривіальним завданням [30]. Член рівняння $k^2 f$ грає роль потенціалу [28]. Подальший розгляд у рамках даного параграфу без порушення спільності може бути застосований для довільного потенціалу i , з деякими вказаними нижче обмеженнями, для довільного рівняння другого порядку, що допускає точне рішення.

Загальне рішення рівняння (3.1) у загальному випадку має вигляд:

$$f(z) = Ag(z) + Bh(z), \quad (3.1)$$

де A і B – коефіцієнти рішення (постійні), $g(z)$ та $h(z)$ – лінійно-незалежні приватні розв'язки рівняння (3.1).

Приватні рішення можуть бути обрані в комплексно сполученому вигляді [31]. Якщо функції $g(z)$ і $h(z)$ не є комплексно пов'язаними, то складені з них лінійні комбінації $g(z) + ih(z)$ та $g(z) - ih(z)$ комплексно пов'язані, будучи при цьому приватними рішеннями рівняння

Важливим із практичної точки зору є випадок, коли хвильове число k залишається незмінним у межах кожного кінцевого ізолюваного інтервалу осі z , зіставляється з окремим шаром УПС, але може змінюватися при переході від одного ізолюваного інтервалу до іншого. У цьому випадку у межах j -го інтервалу описуються плоскими хвилями $e^{\pm ik_j z}$, а умова існування рішення системи граничних умов на кінцях всіх ізолюваних інтервалів (яка зазвичай є системою умов безперервності

рішень $f(z)$ та їх перших похідних $\frac{\partial f(z)}{\partial z}$) висловлює зв'язок між хвильовими числами k_j і параметрами СПС. Результати, отримані на основі цього підходу для моделі Кронінга-Пенні [32] та одновимірних фотонних кристалів [33], добре відомі; розглянемо різні варіанти граничних умов, що реалізуються для УПС. Тип граничних умов сильно залежить від симетрії системи. Наприклад, якщо рівняння (3.1) має трансляційну інваріантність і виконується теорема Флоке [34], тобто

$$f(z + d) = e^{ikd} f(z), \quad (3.2)$$

де k – хвильовий вектор, d – період трансляційної симетрії, функція $f(z)$ та її перша похідна задовольняє циклічним граничним умовам на всіх вузлах осі анізотропії системи.

Нехай d_j і d_l – координати вузлів осі анізотропії системи, між якими хвильове число та визначальні його параметри задачі не змінюються, а f_j и f_l – рішення рівняння (1.1) в інтервалах, розташованих праворуч d_j і d_l , відповідно. Тоді циклічні граничні умови для функції $f(z)$ та її першою похідною мають такий вигляд:

$$\begin{aligned} f_j(d_j) &= f_l(-d_j) & \frac{\partial}{\partial z} f_j(d_j) &= \frac{\partial}{\partial z} f_l(-d_j) \\ f_l(d_l) &= f_j(-d_l) & \frac{\partial}{\partial z} f_l(d_l) &= \frac{\partial}{\partial z} f_j(-d_l) \end{aligned} \quad (3.3)$$

Строго кажучи, граничні умови для всіх вузлів системи задовольняються лише тоді, коли система нескінченна. Для ДБЖ скінченної довжини трансляційна інваріантність розв'язку рівняння (3.1) і пов'язана з нею циклічність граничних умов порушується принаймні на обох кінцях ДБЖ. Якщо трансляційна інваріантність розв'язку рівняння (3.1) порушується, необхідно використовувати наступні граничні умови:

$$\begin{aligned} f_j(d_j) &= f_l(d_j) & \frac{\partial}{\partial z} f_j(d_j) &= \frac{\partial}{\partial z} f_l(d_j) \\ f_l(d_l) &= f_j(d_l) & \frac{\partial}{\partial z} f_l(d_l) &= \frac{\partial}{\partial z} f_j(d_l) \end{aligned} \quad (3.4)$$

Гранична умова (3.4) виконується (у наближенні локального порушення трансляційної симетрії) у будь-якому вузлі нерегулярної системи ППС, а у випадку регулярної системи ППС скінченного розміру - у вузлах першого та останнього порядку. Умова, подібна до (3.4), записується для інтервалу, де значення параметрів змінилися (порівняно з регулярною системою), тобто для вузлів на анізотропній осі, що відповідає краю дефекту. Іншими словами, наявність або відсутність дефекту у вузлі можна описати циклічною або аперіодичною граничною умовою відповідно.

Це припущення є наближенням, критерії якого будуть розглянуті нижче. Залежно від конфігурації розрізняють такі типи дефектів: - розмірні та дефекти заміщення (зумовлені зміною геометричних або матеріальних параметрів системи) - точкові та протяжні дефекти (що складаються з одного вузла чи ділянки або серії точкових дефектів) - внутрішні та зовнішні дефекти (в межах однорідного сегмента або на сегменти ОЦК - послідовність однорідних (регулярних) перерізів, де всі внутрішні вузли

задовольняють умову (3.4), а зовнішні вузли (межі сегментів) - умову (3.5); якщо ОЦК є регулярною послідовністю сегментів, то вона вважається шаруватою надграткою [35].

3.1 Формалізм матриці перенесення

Розглянемо двокомпонентну регулярну СПС, в якій значення параметрів окремих інтервалів (шарів) чергуються в одному інтервалі. У цьому випадку пари послідовних інтервалів утворюють "елементарну комірку" системи. У СПС d_j – координати вузлів (j – номер шару), d – товщина «елементарного осередку», \bar{W}_{d_j} – матриця, що зв'язує стовпці коефіцієнтів загального рішення рівняння (3.1) у сусідніх шарах із номерами j та $j+1$.

Тоді для системи справедлива циклічна гранична умова (3.4). Враховуючи, що хвильове число та коефіцієнти розв'язку (3.2) залежать від кількості інтервалів, що описують граничні умови, використаємо такі позначення

$$\bar{W}_z = \begin{pmatrix} h_z & g_z \\ h'_z & g'_z \end{pmatrix}, \quad \bar{C}_j = \begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix}, \quad (3.5)$$

де індекс z позначає залежність від координати, штрих – приватну похідну, запишемо систему (3.5) у матричному вигляді:

$$\bar{W}_{d_j} \bar{C}_j = \bar{W}_{d_{j+1}} \bar{C}_{j+1}, \quad (3.6)$$

звідки

$$\bar{W}_{d_{j+1}}^{-1} \bar{W}_{d_j} \bar{C}_j \equiv \bar{M}_{jj+1} \bar{C}_j = \bar{C}_{j+1}, \quad (3.8)$$

де \bar{M}_{jj+1} – матриця перенесення на j -му вузлі, яка «зшиває» стовпці коефіцієнтів \bar{C}_j и \bar{C}_{j+1} рішення рівняння (3.1) в інтервалах осі анізотропії, що примикають до цього сайту; \bar{W}_z^{-1} – матриця, зворотна до \bar{W}_z :

$$\bar{W}_z^{-1} \bar{W}_z = \bar{W}_z \bar{W}_z^{-1} = \bar{I} \quad (3.9)$$

$$\bar{W}_z^{-1} = \frac{1}{w_z} \begin{pmatrix} g'_z & -g_z \\ -h'_z & h_z \end{pmatrix}, \quad (3.10)$$

\bar{I} – одинична матриця, $w_z = h_z g'_z - h'_z g_z$ – Вронскіан рівняння (3.1).

Для побудови матриці перенесення \bar{M}_j , пов'язаної з «елементарним осередком» УПС, необхідно врахувати, що в даному випадку матриця перенесення «зшиває» стовпці коефіцієнтів \bar{C}_j и \bar{C}_{j+2} (інтервал із номером $j+2$ розташований наступним по порядку за інтервалом із номером $j+1$). При цьому матриця \bar{M}_j визначатиметься добутком матриць \bar{M}_{j+1j+2} та \bar{M}_{jj+1} :

$$\bar{M}_j = \bar{M}_{j+1j+2} \bar{M}_{jj+1} = \bar{W}_{d_{j+2}}^{-1} \bar{W}_{d_{j+1}} \bar{W}_{d_{j+1}}^{-1} \bar{W}_{d_j} = \bar{W}_{d_{j+2}}^{-1} \bar{W}_{d_j}. \quad (3.11)$$

Використовуючи співвідношення (1.2), (1.6)-(1.9), запишемо вираз для матриці переносу \bar{M}_j у термінах приватних розв'язків хвильового рівняння (3.1), а саме:

$$\bar{M}_j = \frac{1}{w_{d_{j+2}}} \begin{pmatrix} h_{d_j} g'_{d_{j+2}} - h'_{d_j} g_{d_{j+2}} & g_{d_j} g'_{d_{j+2}} - g'_{d_j} g_{d_{j+2}} \\ h'_{d_j} h_{d_{j+2}} - h_{d_j} h'_{d_{j+2}} & h_{d_{j+2}} g'_{d_j} - h'_{d_{j+2}} g_{d_j} \end{pmatrix}. \quad (3.12)$$

Отримана залежність справедлива для двокомпонентних УПС. Узагальнення на випадок багатоконпонентного АТФ можна зробити без особливих труднощів, просто збільшивши кількість факторів наступних типів \bar{M}_{jj+1} в (3.11).

Якщо функції $g(z)$ та $h(z)$ вибрані в комплексно сполученому вигляді, матриця перенесення (3.12) має форму Кейлі [36], а саме:

$$\bar{M}_j = \begin{pmatrix} \alpha_j^* & \beta_j^* \\ \beta_j & \alpha_j \end{pmatrix}, \quad (3.13)$$

$$\text{де } \alpha_j = \frac{1}{w_{d_{j+2}}} (h_{d_{j+2}} g'_{d_j} - h'_{d_{j+2}} g_{d_j}), \quad \beta_j = \frac{1}{w_{d_{j+2}}} (h'_{d_j} h_{d_{j+2}} - h_{d_j} h'_{d_{j+2}}), \quad * -$$

означає комплексне сполучення.

Приймаючи до уваги, що $d_{j+2} = d_j + d$, у разі трансляційної симетрії теорема (3.3) для приватних рішень рівняння (3.1) набуває такого вигляду:

$$\begin{aligned} h_{d_j} &= e^{ikd} h_{d_{j+2}} \\ g_{d_j} &= e^{-ikd} g_{d_{j+2}} \end{aligned} \quad (3.14)$$

З урахуванням (3.10) та (3.14) вираз (3.12) для матриці \bar{M}_j перетворюється на діагональний вигляд:

$$\bar{M}_j = \begin{pmatrix} e^{ikd} & 0 \\ 0 & e^{-ikd} \end{pmatrix}. \quad (3.15)$$

У випадку ациклічних граничних умов (наприклад, для нерегулярних або багатокомпонентних ДЕС) теорема Флоке (3.3) і співвідношення відповідно до неї (3.14) не виконуються і форма діагонального представлення матриці переносу (3.12) не реалізується.

Розглянемо діагональне уявлення матриці перенесення \bar{M}_j у загальному випадку.

Власні значення λ_j матриці перенесення \bar{M}_j визначаються корінням її характеристичного рівняння [37]:

$$\det(\bar{M}_j - \lambda_j \bar{I}) = 0. \quad (3.16)$$

Враховуючи що $\det \bar{M}_j = 1$ [xxx] з (3.16) отримуємо:

$$\lambda_j^2 - \lambda_j Sp \bar{M}_j + 1 = 0. \quad (3.17)$$

Коріння рівняння (3.17) мають такий вигляд:

$$\lambda_{j\pm} = e^{\pm iq_j d}, \quad (3.18)$$

де $\cos q_j d = \frac{1}{2} Sp \bar{M}_j$, q_j - Т.зв. квазіхвильовий вектор, що набуває

дійсних значень при виконанні умови $\left| Sp \bar{M}_j \right| \leq 2$ і уявні, коли ця умова порушується.

При уявних значеннях q_j одне зі своїх значень (3.18) асимптотично розходиться при збільшенні q_j , та відповідне значення q_j прийнято вважати забороненим. Справжні значення q_j , котрим обидва власні значення (3.18) задовольняють умові кінцівки, прийнято вважати дозволеними [38]. Залежність $q_j(k)$ називають квазіхвильовим спектром чи просто спектром [39].

Діагональне подання матриці (3.12) доставляється перетворенням \bar{S}_j :

$$\bar{M}_{jd} = \bar{S}_j^{-1} \bar{M}_j \bar{S}_j = \begin{pmatrix} \lambda_{j+} & 0 \\ 0 & \lambda_{j-} \end{pmatrix}, \quad (3.19)$$

де $\bar{S}_j = \begin{pmatrix} s_{j+} & s_{j-} \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$, $s_{j\pm} = \frac{\lambda_{j\pm} - \alpha_j}{\beta_j}$, \bar{S}_j^{-1} – матриця, зворотна до \bar{S}_j .

Аналогічні співвідношення (3.16)-(3.19) виконуються для матриць передачі, пов'язаних з будь-яким сегментом ДБЖ, включаючи ті, що складаються з будь-якої кількості різних шарів, а не тільки з одного шару або "елементарної комірки".

Довільної матриці перенесення \bar{M} можна зіставити квазіхвильовий вектор K за допомогою наступного співвідношення:

$$\cos Kd = \frac{1}{2} Sp \bar{M}, \quad (3.20)$$

де d – характерний розмір системи (наприклад, період трансляційної симетрії). Як згадувалося вище, співвідношення виду (3.20) визначає спектр системи, що описується заданою матрицею переносу. Зауважимо, що використовуючи (3.20), квазіхвильові вектори можна визначити безрозмірно:

$$\cos K = \frac{1}{2} Sp \bar{M}. \quad (3.20)^*$$

Надалі ми зазвичай використовуватимемо вимірне представлення квазіхвильових векторів типу (3.20).

Діагональне подання матриці \bar{M} у термінах її власних значень Λ_{\pm} , у повній аналогії з (3.16)-(3.19), має вигляд:

$$\bar{M}_d = \begin{pmatrix} \Lambda_+ & 0 \\ 0 & \Lambda_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{iKd} & 0 \\ 0 & e^{-iKd} \end{pmatrix}. \quad (3.21)$$

Враховуючи, що матриця переносу записується в матричному вигляді за допомогою декількох перетворень, система граничних умов диференціального рівняння (3.1) має вигляд $Sp \bar{M}$ залежить від координат вузлів системи та хвильового числа k .

Звернімо увагу на випадок, коли система складається з довільної кількості окремих інтервалів або сегментів N , описуваних відповідними матрицями перенесення \bar{M}_j ($j = 1, 2, \dots, N$) які, у випадку, відмінні друг від друга. Тоді матриця перенесення всієї системи \bar{M} є твір матриць переносу, пов'язаних з окремими інтервалами або сегментами, а саме:

$$\bar{M} = \prod_{j=1}^N \bar{M}_j . \quad (3.22)$$

Оскільки $Sp\bar{M}$ є інваріантною величиною щодо перестановок множників \bar{M}_j [40], значення $Sp\bar{M}$ не залежить від порядку проходження інтервалів або сегментів. Очевидно також, що $Sp\bar{M} = Sp\bar{M}_d$ і приведення матриці перенесення до діагонального подання не змінює її шпур.

Давайте розглянемо визначення спектру. Спектр визначається як

- 1) Множина власних значень матриці або множина коренів характеристичного полінома [41]. Оскільки власні значення матриці переносу повністю визначаються граничними умовами та параметрами вихідного хвильового рівняння, спектр матриці переносу однозначно відповідає спектру системи, що описується цією матрицею [42].
- 2) Дискретний набір власних частот (мод) системи [35]. Існує також взаємно однозначна відповідність між такою множиною і спектром відповідної системи матриці передачі [43].
- 3) Кусково-неперервна функція параметрів стану системи (найчастіше енергії) відносно хвильового числа, імпульсу, частоти або довжини хвилі, що поширюється в системі [44]. Неявним визначенням такої функції може бути характеристичне рівняння відповідної матриці переносу [45]. Надалі, якщо не вказано інше, спектри завжди розглядатимуться в останньому значенні.

У цьому визначенні спектр є окремим випадком більш загального поняття спектрального відношення. Спектральне співвідношення - це співвідношення, яке пов'язує параметри рівняння (3.1) з параметрами граничних умов (або власними значеннями матриці переносу). Типи спектральних співвідношень включають, зокрема, енергетичний спектр системи та коефіцієнти переносу. Енергетичний спектр - це залежність енергії системи або хвилі від хвильового числа, частоти і довжини хвилі, тоді як коефіцієнт переносу - це властивість системи або хвилі, яка відрізняється від енергії і залежить від параметрів хвилі, і навіть структурних параметрів самої системи. Рівняння дисперсійного зв'язку, отримане при розв'язанні характеристичного рівняння виду (3.17), має вигляд

$$K = \frac{1}{d} \arccos\left(\frac{1}{2} Sp\bar{M}\right) \quad (3.23)$$

визначає спектр системи у вигляді функціональної залежності $K(k)$.

Транспортні коефіцієнти включають

- а) амплітудні та сумарні коефіцієнти відбиття і пропускання [46];

- б) коефіцієнти мезоскопічного питомого опору; [47]
- в) мезоскопічний коефіцієнт провідності;
- г) стохастичні (для квантової механіки) або мезоскопічні струми (для макроскопічних і мезоскопічних систем);
- е) радіус локалізації тощо.

Якщо у рівнянні (3.1) хвильове число k не залежить від координати або є її кусково-постійною функцією, енергетичний спектр і коефіцієнти переносу визначаються через амплітуди плоских хвиль [47]. Якщо ця умова не виконується, то ці величини визначаються приватним розв'язком рівняння (3.1), тобто загальною теорією енергетичного спектра (з точністю до коефіцієнта розмірності).

$$E = k^2 \left(|H(z)|^2 + |G(z)|^2 \right) \quad (3.24)$$

амплітудний коефіцієнт відображення:

$$r = \frac{H(z < z_i)}{G(z < z_i)} \quad (3.25)$$

амплітудний коефіцієнт проходження:

$$t = \frac{H(z > z_f)}{G(z < z_i)} \quad (3.26)$$

повний коефіцієнт відображення:

$$R = \left| \frac{H(z < z_i)}{G(z < z_i)} \right|^2 \quad (3.27)$$

повний коефіцієнт проходження:

$$T = \left| \frac{H(z > z_f)}{G(z < z_i)} \right|^2 \quad (3.28)$$

коефіцієнт мезоскопічного опору:

$$\rho = \left| \frac{H(z < z_i)}{H(z > z_f)} \right|^2 \quad (3.29)$$

коефіцієнт мезоскопічної провідності:

$$\sigma = \left| \frac{H(z > z_f)}{H(z < z_i)} \right|^2 \quad (3.30)$$

мезоскопічний струм (з точністю до розмірного коефіцієнта):

$$j = H(z)G'(z) - H'(z)G(z) = ABw_z \quad (3.31)$$

радіус локалізації:

$$L = -\frac{z}{\ln f(z)}. \quad (3.32)$$

Всюди в (3.24)-(3.30) індекси i і f у координати z позначають перший і останній по порядку інтервали (шари) або сегменти системи, $G(z) = Ag(z)$ та $H(z) = Bh(z)$ у відповідних областях рішення рівняння (3.1), див. також позначення до (3.10). Зазначимо, що для плоских хвиль $|G(z)|^2 = |A|^2$ та $|H(z)|^2 = |B|^2$, отже величини (3.24), (3.27)-(3.30) визначаються лише термінами граничних констант. Транспортні коефіцієнти (3.25)-(3.30) виражаються у термінах елементів матриці переносу виду (3.13): амплітудний коефіцієнт відображення:

$$r = -\frac{\beta_j}{\alpha_j} \quad (3.33)$$

амплітудний коефіцієнт проходження:

$$t = \frac{1}{\alpha_j} \quad (3.34)$$

повний коефіцієнт відображення:

$$R = \left| \frac{\beta_j}{\alpha_j} \right|^2 \quad (3.35)$$

повний коефіцієнт проходження:

$$T = \frac{1}{|\alpha_j|^2} \quad (3.36)$$

коефіцієнт мезоскопічного опору:

$$\rho = |\beta_j|^2 \quad (3.37)$$

коефіцієнт мезоскопічної провідності:

$$\sigma = \frac{1}{|\beta_j|^2} . \quad (3.39)$$

Із співвідношень (3.23)-(3.30) лише перше суттєво визначається явним розв'язком рівняння (3.1), а решта справедливі для будь-якого диференціального рівняння, загальний розв'язок якого виражається рівнянням (3.2). Характеристики спектра проявляються в поведінці всіх властивостей (3.23)-(3.30). Тому надалі при описі спектрів, і зокрема їхньої зонної структури, ми зазвичай обмежуватимемося аналізом спектральних співвідношень типу (3.23), які виражають залежність квазіхвильового вектора від хвильових і структурних параметрів системи. Розгляд інших показників (3.24)-(3.30) можна запропонувати як окрему додаткову задачу.

Розглянемо регулярну нескінченно шарувату періодичну структуру, тобто систему, що складається з послідовності однакових ділянок (шарів). Параметри (властивості) всіх шарів середовища однакові. Це означає, що в

кожному вузлі системи граничні умови рівняння (3.1) вибираються в циклічній формі (3.4) і є всіма елементами рівняння виду (3.22) \bar{M}_j є однаковими:

$$\bar{M}_j = \begin{pmatrix} \alpha_{q_j}^* & \beta_{q_j}^* \\ \beta_{q_j} & \alpha_{q_j} \end{pmatrix}. \quad (3.40)$$

Співвідношення, що визначає зонну структуру спектра, відповідно (3.18) має вигляд:

$$\cos q_j d = \frac{1}{2} Sp \bar{M}_j. \quad (3.41)$$

Положення меж зон спектра визначаються умовою

$$q_{jn} = \frac{\pi n}{d}, \quad (3.42)$$

де n – ціле число.

Явні вирази для елементів матриці перенесення (3.33) впливають із рівняння (1.1) та її граничних умов.

З (3.22) випливає, що вираз для матриці перенесення регулярної структури має вигляд:

$$\bar{M}_{Nq_j} = \bar{M}_j^N \equiv \begin{pmatrix} \alpha_{Nq_j}^* & \beta_{Nq_j}^* \\ \beta_{Nq_j} & \alpha_{Nq_j} \end{pmatrix} \quad (3.43)$$

Безпосередня підстановка (3.13) (3.33) з використанням властивості унімодулярності матриці переносу $\det \bar{M}_{Nq_j} = 1$ [48] призводить до наступних виразів для елементів матриці (3.36):

$$\alpha_{Nq_j} = \cos Nq_j d + i \frac{\sin Nq_j d}{\sin q_j d} \operatorname{Im} \alpha_{q_j} \quad (3.44)$$

$$\beta_{Nq_j} = \beta_{q_j} \frac{\sin Nq_j d}{\sin q_j d}$$

При отриманні (3.44) було використано рекурентне співвідношення для елементів матриці переносу у разі регулярної виду СПС (1.36):

$$\beta_{Nq_j} - \beta_{N-2q_j} = \beta_{q_j} Sp \bar{M}_j^{N-1} = 2\beta_{q_j} \cos(N-1)q_j d, \quad (3.45)$$

пов'язує спектральну функцію $\cos(N-1)q_j d$ з амплітудними коефіцієнтами мезоскопічного опору β_{Nq_j} та β_{q_j} .

Використовуючи (3.44), отримаємо дисперсійне співвідношення для спектра регулярної СПС:

$$\cos Q_{Nq_j} d = \frac{1}{2} Sp \bar{M}_{q_j} = \operatorname{Re} \alpha_{Nq_j} = \cos Nq_j d, \quad (3.46)$$

де Q_{Nq_j} – квазіхвильовий вектор, що відповідає регулярній УПС, що складається з N шарів, кожен з яких характеризується власним квазіхвильовим вектором q_j , залежить від параметрів шару. Вираз (3.46) у повній аналогії з (3.34) описує зонну структуру спектра з положеннями меж зон

$$Q_{Nnq_j} = \frac{\pi N n}{d}, \quad (3.47)$$

де n – ціле число.

Як впливає з (3.47), спектр УПС, що складається з N однакових шарів, має кратність виродження, рівну N .

Зазначимо, що аналогічний (3.47) результат з урахуванням (3.18) та (3.19) виходить при розгляді діагонального подання матриці перенесення (3.36), а саме:

$$\bar{M}_{Nq_j d} = \bar{M}_{jd}^N = \begin{pmatrix} e^{iNq_j d} & 0 \\ 0 & e^{-iNq_j d} \end{pmatrix}, \quad (3.48)$$

звідки

$$\cos Q_{Nq_j} d = \frac{1}{2} Sp \bar{M}_{q_j d} = \cos Nq_j d. \quad (3.49)$$

3.2 Точкові дефекти. Резонансні множники

Розглянемо шарувато-періодичну структуру, що складається з $N-1$ однакових (регулярних) шарів та одного шару, параметри (характеристики) якого від аналогічних параметрів його оточення. Відповідно до наведеної класифікації такий шар є точковим дефектом заміщення. Отже, у рамках формалізму матриці перенесення один із N множників твору (3.22) відрізняється від інших.

Залишимо множники з (3.22), що відповідають інтервалу регулярності УПС, без зміни, а множник, що відповідає дефектному інтервалу (шару з відмінними матеріальними характеристиками) – позначимо \bar{M}_D . Для повної матриці переносу, відповідно (3.22), маємо:

$$\bar{M} = \bar{M}_D \prod_{j=1}^{N-1} \bar{M}_j = \bar{M}_D \bar{M}_j^{N-1}, \quad (3.50)$$

де $\bar{M}_D = \begin{pmatrix} \alpha_D^* & \beta_D^* \\ \beta_D & \alpha_D \end{pmatrix}$ – матриця перенесення пов'язана з дефектом.

Нагадаємо, що для визначення спектрів виду (3.23), (3.34) і (3.39) порядок множника (3.50) не має значення, тобто порядковий номер окремого шару (особливо дефектного) не впливає на спектр системи, що

містить цей шар. За аналогією з (3.18) і (3.34), співвідношення, що визначає спектр окремого дефектного шару, має такий вигляд:

$$\cos q_D d = \frac{1}{2} Sp \bar{M}_D = \operatorname{Re} \alpha_D, \quad (3.51)$$

де q_D – відповідний квазіхвильовий вектор. Наводячи матрицю (3.51) до діагонального виду за допомогою перетворення (3.19), отримуємо:

$$\bar{M}_d = \bar{S}_j^{-1} \bar{M} \bar{S}_j = \bar{Z}_{jD}^{-1} M_{Dd}^- \bar{Z}_{jD} \bar{M}_{jd}^{N-1}, \quad (3.52)$$

де $\bar{Z}_{jD} = \bar{S}_D^{-1} \bar{S}_j$, індекс d як і раніше означає діагональне подання відповідної матриці переносу, а \bar{S}_j^{-1} – матрицю, зворотну \bar{S}_j .

Використовуючи (3.19), отримуємо явний вираз для \bar{Z}_{jD} :

$$\bar{Z}_{jD} = \frac{1}{s_{D+} - s_{D-}} \begin{pmatrix} s_{j+} - s_{D-} & s_{j-} - s_{D-} \\ s_{D+} - s_{j+} & s_{D+} - s_{j-} \end{pmatrix}, \quad (3.53)$$

де $s_{D\pm} = \frac{\lambda_{D\pm} - \alpha_D}{\beta_D}$, $\lambda_{D\pm} = e^{\pm i q_D d}$ – власні значення матриці

перенесення \bar{M}_D , див. також позначення до (3.19).

Вираз для $Sp \bar{M}_d$, визначальний спектр УПС з дефектом у діагональному поданні, містить резонансний множник $\frac{1}{s_{D+} - s_{D-}}$, що розходиться за умови

$$\sin q_D d = 0. \quad (3.54)$$

З (3.54) випливає, що резонансна поведінка спектра спостерігається за умови

$$q_{Dn} = \frac{\pi n}{d}, \quad (3.55)$$

де n – ціле число.

Умова (3.55) визначає положення меж т.зв. мінізон відповідного діапазону [47].

У загальному випадку квазіхвильові вектори q_j і q_D відрізняються один від одного і положення меж зон та мінізон не збігаються.

У недіагональному поданні вказаний резонансний множник відсутній, а асимптотична поведінка спектра на межах зон, як впливає з

(3.55), визначається особливістю множника $\frac{\sin Nq_j d}{\sin q_j d}$ у точках $q_{jn} = \frac{\pi n}{d}$ (n – ціле число), що повністю відповідає умові (3.35) для квазіхвильового вектора на межах зон спектру.

Розглянемо ще один тип точкових дефектів - контакт розмірного типу. Цей дефект виникає, зокрема, на границях між різними правильними сегментами нерегулярної шаруватої періодичної системи. Для наочності розглянемо ППС, що складається з двох регулярних сегментів, наступним чином N_j та N_l шарів, що відрізняються один від одного значеннями матеріальних параметрів, та описується наступною матрицею переносу.

Розглянемо, для визначеності, УПС, що складається з двох регулярних

$$\bar{M} = \bar{M}_{N_j q_j} \bar{M}_{N_l q_l} = \prod_{j=1}^{N_j} \bar{M}_j \prod_{l=1}^{N_l} \bar{M}_l = \bar{M}_j^{N_j} \bar{M}_l^{N_l} . \quad (3.56)$$

Шари з різними значеннями параметрів матеріалу називаються шарами різних сортів. Діагональне представлення форми (3.56) для матриці переносу (1.49) має такий вигляд:

$$\bar{M}_d = \bar{S}_j^{-1} \bar{M} \bar{S}_j = \bar{M}_{jd}^{N_j} \bar{Z}_{lj} \bar{M}_{ld}^{N_l} \bar{Z}_{jl}, \quad (3.57)$$

$$\text{де} \quad \bar{Z}_{jl} = \frac{1}{s_{l+} - s_{l-}} \begin{pmatrix} s_{j+} - s_{l-} & s_{j-} - s_{l-} \\ s_{l+} - s_{j+} & s_{l+} - s_{j-} \end{pmatrix}, \quad (3.58)$$

див. також позначення до (3.19).

Вираз для $Sp \bar{M}_d$, визначальний спектр, містить добуток резонансних множників $\frac{1}{s_{j+} - s_{j-}}$ та $\frac{1}{s_{l+} - s_{l-}}$, що розходяться при

$q_{jn} = \frac{\pi n}{d}$ та $q_{ln} = \frac{\pi n}{d}$ (n – ціле число), відповідно. Порівнюючи рівняння (3.45) і (3.50), можна побачити, що розмірні дефекти контактного типу впливають на спектр ППС, що їх містить, так само, як і пара точкових дефектів заміщення [48].

Використовуючи шарувату періодичну надгратку (3.36), можна записати повний вираз для матриці переносу (3.49), який описує шарувату періодичну структуру, що складається з двох регулярних сегментів, які містять шари різної величини:

$$\bar{M} = \begin{pmatrix} \alpha_{N_j q_j}^* \alpha_{N_l q_l}^* + \beta_{N_j q_j}^* \beta_{N_l q_l} & \alpha_{N_j q_j}^* \beta_{N_l q_l}^* + \beta_{N_j q_j}^* \alpha_{N_l q_l} \\ \alpha_{N_j q_j} \beta_{N_l q_l} + \beta_{N_j q_j} \alpha_{N_l q_l}^* & \alpha_{N_j q_j} \alpha_{N_l q_l} + \beta_{N_j q_j} \beta_{N_l q_l}^* \end{pmatrix} \quad (3.59)$$

Регулярні сегменти складаються N_j з шарів першого та N_l шарів другого сорту, що характеризуються квазіхвильовими векторами q_j і q_l , відповідно.

Квазіхвильовий вектор Q для матриці (3.59) визначається наступним чином:

$$\begin{aligned} \cos Qd &= \frac{1}{2} Sp \bar{M} = \operatorname{Re}(\alpha_{N_j q_j} \alpha_{N_l q_l} + \beta_{N_j q_j} \beta_{N_l q_l}^*) = \\ &= \cos N_j q_j \cos N_l q_l + \frac{\sin N_j q_j \sin N_l q_l}{\sin q_j \sin q_l} (\operatorname{Re} \beta_{q_j} \beta_{q_l}^* - \operatorname{Im} \alpha_{q_j} \operatorname{Im} \alpha_{q_l}) \end{aligned} \quad (3.60)$$

Порівнюючи (3.60) з виразом для $\cos(N_j + N_l)q_j d$, відповідного УПС, що складається з $N_j + N_l$ шарів тільки першого сорту, отримуємо наступне співвідношення, що характеризує зміну спектра системи при заміні сорту у N_l шарів з першого на другий:

$$\begin{aligned} \cos Qd - \cos(N_j + N_l)q_j d &= \cos N_j q_j d (\cos N_l q_l d - \cos N_l q_j d) + \\ &+ \frac{\sin N_j q_j d \sin N_l q_l d}{\sin q_j d \sin q_l d} (\operatorname{Re} \beta_{q_j} \beta_{q_l}^* - \operatorname{Im} \alpha_{q_j} \operatorname{Im} \alpha_{q_l}) + \sin N_j q_j d \sin N_l q_j d. \end{aligned} \quad (3.61)$$

Через подібність до напівпровідникових надграток [49], структури з регулярно розташованими сегментами нерегулярного складу називають шарувато-періодичними "надгратками". Нерегулярність "базових" сегментів, які відіграють роль "елементарних комірок" у шаруватій періодичній "надгратці", може бути морфологічно різною. Припустимо, що матрицю переносу, яка відповідає "елементарним коміркам", можна побудувати. Зокрема, матриця переносу може мати такий вигляд \bar{M} .

Розглянемо регулярну послідовність N сегментів, кожен із яких описується матрицею перенесення \bar{M} виду:

$$\bar{M} = \begin{pmatrix} \alpha^* & \beta^* \\ \beta & \alpha \end{pmatrix}, \quad (3.62)$$

а відповідний спектр – співвідношенням

$$\cos Qd = \frac{1}{2} Sp \bar{M}, \quad (3.63)$$

де Q – квазіхвильовий вектор «елементарного осередку» надгратки.

У повній аналогії з (3.36) і (3.37), (3.22), (3.55) і (3.56) слід, що для регулярної структури матриця переносу має вигляд:

$$\bar{M}^N = \begin{pmatrix} \alpha_N^* & \beta_N^* \\ \beta_N & \alpha_N \end{pmatrix}, \quad (3.64)$$

де

$$\alpha_N = \cos NQd + i \frac{\sin NQd}{\sin Qd} \operatorname{Im} \alpha$$

$$\beta_N = \beta \frac{\sin NQd}{\sin Qd}$$

Аналогічний результат можна отримати, використовуючи діагональне уявлення для матриці переносу \bar{M} .

Отже, завдання отримання спектра регулярного ФПД полягає в побудові матриці переносу, що відповідає "елементарній комірниці" такої системи. Якщо "елементарні комірки" мають внутрішню структуру, то таку "регулярну ФПС" правильніше називати шаруватою періодичною "надграткою". Слід, однак, зазначити, що поняття "шаруватої періодичної структури" або ШПС узагальнює одновимірні системи з довільною внутрішньою відстанню і параметрами шарів, не розділяючи їх на ШПС і надгратки.

Як видно з (3.63) і (3.64), резонансна поведінка спектра регулярної ШПС спостерігається за таких умов:

$$Q_n = \frac{\pi n}{d}, \quad (3.65)$$

де n – ціле число.

Слід зазначити, що коефіцієнти відбиття і проходження для цього типу АТС визначаються із співвідношення між (3.28) і (3.29):

$$R = \frac{1}{1 + \left(|\beta| \frac{\sin NQd}{\sin Qd} \right)^{-2}}, \quad (3.66)$$

$$T = \frac{1}{1 + \left(|\beta| \frac{\sin NQd}{\sin Qd} \right)^2}. \quad (3.67)$$

Розглянемо багатокомпонентну структуру (МКС), що складається з L інтервалів різного гатунку, кожен l -й інтервал якої є послідовністю n_l шарів одного сорту, при цьому загальна кількість шарів N складає

$$N = \sum_{l=1}^L n_l. \quad (3.68)$$

У випадку, коли $n_l = 1$, відповідний інтервал вироджується монослой. Якщо послідовність $\{n_l\}$ складається з повторюваних (періодичних) сегментів, структура являє собою слоїсто-періодичну «надграту».

Відповідно до визначення, кожен багатошаровий інтервал є регулярною структурою. Вираз для матриці перенесення l -го інтервалу аналогічно (3.68) і має вигляд:

$$M_l \equiv \bar{M}_{n_l q_l} = \bar{M}_l^{n_l} \equiv \begin{pmatrix} \alpha_{n_l q_l}^* & \beta_{n_l q_l}^* \\ \beta_{n_l q_l} & \alpha_{n_l q_l} \end{pmatrix}, \quad (3.69)$$

де $\bar{M}_l = \begin{pmatrix} \alpha_l^* & \beta_l^* \\ \beta_l & \alpha_l \end{pmatrix}$ – матриця перенесення, пов'язана з окремим шаром l -го сорти,

$$\alpha_{n_l q_l} = \cos n_l q_l d_l + i \frac{\sin n_l q_l d_l}{\sin q_l d_l} \operatorname{Im} \alpha_l$$

$$\beta_{n_l q_l} = \beta_l \frac{\sin n_l q_l d_l}{\sin q_l d_l}$$

Вираз для матриці \bar{M}_l , описує «базовий» структурний елемент МКС, у межах цього розгляду не конкретизується. Зазначимо, що такий «базовий» елемент, у загальному випадку, є УПС із внутрішньою структурою. Наприклад, (3.12) описує матрицю перенесення для двокомпонентного інтервалу, що складається з двох різних шарів. Квазіхвильовий вектор q_l визначає спектр «елементарного осередку» l -го інтервалу МКС у вигляді співвідношення:

$$\cos q_l d_l = \frac{1}{2} \operatorname{Sp} \bar{M}_l \quad (3.70)$$

Як характерний розмір обрана товщина l -го інтервалу d_l .

Використовуючи (3.63), отримуємо співвідношення для квазіхвильового вектора q_{n_l} , що визначає спектр l -го інтервалу в повній аналогії з (3.39):

$$\cos q_{n_l} d_l = \frac{1}{2} \operatorname{Sp} M_l = \cos n_l q_l d_l. \quad (3.71)$$

Вираз для матриці переносу, що описує МКС з довільним числом інтервалів та шарів N , задовольняє наступному рекурентному співвідношенню:

$$T_l = \begin{pmatrix} A_l^* & B_l^* \\ B_l & A_l \end{pmatrix} = M_l T_{l-1}, \quad (3.72)$$

де $l = 1, 2, \dots, L$, $T_0 = I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ – одинична матриця,

$$\begin{aligned} A_l &= \alpha_{n_l q_l} A_{l-1} + \beta_{n_l q_l} B_{l-1}^* \\ B_l &= \beta_{n_l q_l} A_{l-1}^* + \alpha_{n_l q_l} B_{l-1} \end{aligned} \quad (3.73)$$

Спектр МКС, що описується матрицею перенесення (3.73), визначається квазіхвильовим вектором Q_l :

$$\cos Q_l d_l = \frac{1}{2} Sp T_l = \operatorname{Re} A_l \quad (3.74)$$

Зауважимо, що (3.72)-(3.74) описують спектр МКС у рекурсивній формі з довільною кількістю інтервалів (сегментів) і шарів кожного інтервалу [50].

Використовуючи рекурентні співвідношення (3.73) для діагонального елемента A_l матриці (3.74), що визначає спектр структури, у загальному випадку отримуємо:

$$A_l = \sum_{j=0}^{[l/2]} \sum_{m=1}^{C_{2j}^l} P_{l-2j}^l(\alpha_{n_m q_m}) P_{2j}^l(\beta_{n_m q_m}), \quad (3.75)$$

де C_j^l – число поєднань з l елементів по j , $P_j^l(z_m)$ – поєднання у вигляді твору з l множників z_m по j з урахуванням комплексного сполучення (3.75), $P_0^l(z_m) = 1$, Квадратні дужки означають цілу частину числа.

Наведемо як приклад виразу для перших п'яти елементів послідовності $\{A_l\}$ (індекси n та q для простоти опущені):

$$A_0 = 1$$

$$A_1 = \alpha_1$$

$$A_2 = \alpha_1 \alpha_2 + \beta_1^* \beta_2$$

$$A_3 = \alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 + \alpha_1 \beta_2^* \beta_3 + \alpha_2^* \beta_1^* \beta_3 + \alpha_3 \beta_1^* \beta_2$$

$$A_4 = \alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 \alpha_4 + \alpha_1 \alpha_2 \beta_3^* \beta_4 + \alpha_1 \alpha_3^* \beta_2^* \beta_4 + \alpha_1 \alpha_4 \beta_2^* \beta_3 +$$

$$+ \alpha_2^* \alpha_3^* \beta_1^* \beta_4 + \alpha_2^* \alpha_4 \beta_1^* \beta_3 + \alpha_3 \alpha_4 \beta_1^* \beta_2 + \beta_1^* \beta_2 \beta_3^* \beta_4$$

У співвідношеннях типу (3.70) або (3.75) вибиратимемо т.зв. лінгвістичний порядок проходження множників і доданків [51]. Відповідний такому порядку прямування індекс I визначається для поєднання у вигляді твору $z_1 z_2 \dots z_k$ у випадку $1 \leq I \leq C_{2j}^l$ наступним чином:

$$I = 1 + \sum_{m=1}^l \sum_{n=y_{m-1}+1}^{y_m-1} C_{2j-n}^{l-m}, \quad (3.76)$$

де y_m – номер множника z_m у поєднаннях кожного з доданків, що входять (3.76).

1) Співвідношення (3.76) має такі властивості:

2) 1) загальна кількість доданків подвійної суми (3.76) становить $\sum_{j=0}^{[l/2]} C_{2j}^l = 2^{l-1}$ [52];

3) кожне доданок є твір двох поєднань у вигляді творів із загальним числом множників l ;

зі збільшенням l зберігається комплексна фаза всіх множників у першому та останньому наступних у лінгвістичному порядку доданків $\prod_{m=1}^l \alpha_m$ и $\prod_{m=1}^{l-1} \beta_m^* \beta_{m+1}$, а в інших складових комплексна фаза змінює знак на кожному кроці рекурентної процедури (3.76).

Зазначені властивості будуть використані у подальших міркуваннях.

У наближенні $\beta_l \cong \beta$, відповідному випадку слабкого порушення трансляційної симетрії МКС, використовуючи такі позначення:

$$\alpha_{n_l q_l} = \rho_l e^{i\tau_l}, \quad \beta_{n_l q_l} = \beta_l u_l, \quad u_l = \frac{\sin n_l q_l d_l}{\sin q_l d_l},$$

$$v_l = \sqrt{\cos^2 n_l q_l d_l + u_l^2 \operatorname{Im}^2 \alpha_l}, \quad \tau_l = \operatorname{arctg} \left(\frac{u_l \operatorname{Im} \alpha_l}{\cos n_l q_l d_l} \right), \quad (3.77)$$

для співвідношення (3.77) отримуємо:

$$A_l = \sum_{j=0}^{[l/2]} |\beta|^{2j} \sum_{m=1}^{C_{l-2j}^l} P_m^{l-2j} \left(v_m e^{i\delta_{mj} \tau_m} \right) P_{l-m}^{2j} (u_m), \quad (3.78)$$

де $\delta_{mj} = \pm 1$ – фазовий множник, пов'язаний із процедурою комплексного сполучення.

Наведемо як приклад виразу для перших п'яти елементів послідовності $\{A_l\}$ у зазначеному наближенні:

$$\begin{aligned}
A_0 &= 1 \\
A_1 &= v_1 e^{i\tau_1} \\
A_2 &= v_1 v_2 e^{i(\tau_1 + \tau_2)} + |\beta|^2 u_1 u_2 \\
A_3 &= v_1 v_2 v_3 e^{i(\tau_1 + \tau_2 + \tau_3)} + |\beta|^2 \left[v_1 u_2 u_3 e^{i\tau_1} + v_2 u_1 u_3 e^{-i\tau_2} + v_3 u_1 u_2 e^{i\tau_3} \right] \\
A_4 &= v_1 v_2 v_3 v_4 e^{i(\tau_1 + \tau_2 + \tau_3 + \tau_4)} + |\beta|^4 u_1 u_2 u_3 u_4 \\
&\quad + |\beta|^2 \left[v_1 v_2 u_3 u_4 e^{i(\tau_1 + \tau_2)} + v_1 v_3 u_2 u_4 e^{i(\tau_1 - \tau_3)} + v_1 v_4 u_2 u_3 e^{i(\tau_1 + \tau_4)} + \right. \\
&\quad \left. + v_2 v_3 u_1 u_4 e^{-i(\tau_2 + \tau_3)} + v_2 v_4 u_1 u_3 e^{i(\tau_4 - \tau_2)} + v_3 v_4 u_1 u_2 e^{i(\tau_3 + \tau_4)} \right]
\end{aligned}$$

Вирази (3.69) чи (3.78) аналітично визначають діагональний елемент A_l матриці перенесення МКС (3.66), яке дійсна частина – спектр зазначеної структури (3.78).

Аналізуючи співвідношення (3.63)-(3.78), простежимо зміни спектра багатокомпонентної структури, у міру збільшення кількості інтервалів.

У найпростішому випадку $N = n_l = 1$ МКС є окремим шаром, який, однак, може мати внутрішню структуру і описуватися непоодинокую матрицею переносу, отриманої з рішення відповідного диференціального рівняння [52].

У випадку $N = n_l > 1$ МКС являє собою регулярну УПС, що складається з послідовності однакових інтервалів.

У випадку $N = \sum_{l=1}^L n_l$ та $\{n_l\}$ являє собою послідовність повторюваних інтервалів, система, що розглядається, є шарувально-періодичною «надрешіткою». Якщо послідовність $\{n_l\}$ є довільною, відповідна шарувата структура є довільною МКС. У випадку, коли $n_l = 1 \forall l$, така багатокомпонентна структура є випадковою (невпорядкованою) УПС.

Т.о. описана у цьому параграфі модель є узагальненням різних одновимірних УПС.

Розглянемо загальний вираз для спектра (3.68):

$$\operatorname{Re} A_l = \operatorname{Re} \alpha_{n_l q_l} \operatorname{Re} A_{l-1} - \operatorname{Im} \alpha_{n_l q_l} \operatorname{Im} A_{l-1} + \operatorname{Re} \beta_{n_l q_l} \operatorname{Re} B_{l-1} + \operatorname{Im} \beta_{n_l q_l} \operatorname{Im} B_{l-1} \quad (3.79)$$

З урахуванням позначень (3.72) для (3.75) отримуємо:

$$\operatorname{Re} A_l = v_l (\operatorname{Re} A_{l-1} \cos \tau_l - \operatorname{Im} A_{l-1} \sin \tau_l) + u_l (\operatorname{Re} \beta_l \operatorname{Re} B_{l-1} + \operatorname{Im} \beta_l \operatorname{Im} B_{l-1}) \quad (3.80)$$

У силу унімодулярності матриць перенесення (3.63) і (3.66) [53] виконуються такі співвідношення:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}^2 A_l + \operatorname{Im}^2 A_l - \operatorname{Re}^2 B_l - \operatorname{Im}^2 B_l &= 1 \\ v_l^2 - u_l^2 (\operatorname{Re}^2 \beta_l + \operatorname{Im}^2 \beta_l) &= 1 \end{aligned} \quad , \quad (3.81)$$

або, з урахуванням (3.29) та (3.78):

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}^2 A_l + \operatorname{Im}^2 A_l - P_l &= 1 \\ v_l^2 - u_l^2 \rho_l &= 1 \end{aligned} \quad , \quad (3.82)$$

де ρ_l и P_l – коефіцієнти мезоскопічного опору структур, що описуються матрицями перенесення (3.63) та (3.66), відповідно.

З урахуванням (3.68) та (3.78) співвідношення (3.76) має такий вигляд:

$$\cos Q_l d_l = \sqrt{1 + \rho_l u_l^2} \left(\cos Q_{l-1} d_{l-1} \cos \tau_l - \sqrt{P_l + \sin^2 Q_{l-1} d_{l-1}} \sin \tau_l \right) + u_l \operatorname{Re} \beta_l B_{l-1}^* \quad (3.83)$$

Нагадаємо, що умова

$$|\operatorname{Re} A_l| \leq 1 \quad (3.84)$$

відповідає області дійсних значень квазіхвильового вектора Q_l та дозволений зоні спектру. Зазначимо, що зі збільшенням l можливе порушення умови (3.80) через немонотонний характер поведінки всіх доданків правої частини (3.79). Таке порушення відповідає переходу певних значень квазіхвильового вектора із дозволених станів у заборонені.

Порушення умови (3.80) за додаткових умов (3.78) найбільш очевидне у разі резонансної поведінки окремих доданків правої частини (3.76) або (3.79). Зокрема, таку поведінку допускають множники u_l та v_l у граничному випадку, коли $q_l d_l \rightarrow \pi n$ (n – ціле число):

$$\begin{aligned} \lim_{q_l d_l \rightarrow \pi n} u_l &= n_l \\ \lim_{q_l d_l \rightarrow \pi n} v_l &= \sqrt{1 + n_l^2 \operatorname{Im}^2 \alpha_l} \end{aligned} \quad . \quad (3.85)$$

Порівнюючи (3.82) та (3.85), зазначимо, що у зазначеному граничному випадку $\rho_l = \operatorname{Im}^2 \alpha_l$, тобто. уявна частина діагонального елемента матриці переносу (3.68) $\operatorname{Im} \alpha_l$ збігається з модулем її недіагонального елемента $|\beta_l|$:

$$\operatorname{Im} \alpha_l = |\beta_l| \quad (3.86)$$

Зазначимо, що вказана резонансна поведінка відзначається на межах областей дійсних значень квазіхвильового вектора Q_l :

$$|\operatorname{Re} A_l| = 1 \quad . \quad (3.87)$$

3.3 Поширення електромагнітних хвиль у шаруватих періодичних системах

Класична робота Д. Релея показала, що плоскі хвилі, які поширюються в одновимірній періодичній безмежній структурі, на певних довжинах хвиль повністю відбиваються на внутрішніх границях власних фрагментів.

Це явище описується поняттям "заборонених зон" у сучасній термінології, що використовується в теорії твердого тіла і фотонній теорії кристалів. Це поняття (і в поєднанні з поняттям "забороненої зони") використовується для опису енергетичного спектра, провідності, коефіцієнта відбиття, пропускання, опору та деяких інших величин.

Відомо, що амплітуда хвиль всередині таких періодичних структур спадає експоненціально [54]. Наприклад, якщо симетрія початкового стану системи порушується внаслідок утворення дефектів, то можуть формуватися так звані дефектні моди, локалізовані в околі дефектів, і з'являтися хвилі, що експоненціально зростають і затухають. Загальний опис цього явища можна формально описати наступним чином. Типове електромагнітне явище описується системою рівнянь Максвелла виду

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \mathbf{D} &= \rho \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0 \end{aligned} \quad (3.88)$$

де $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E}$ та $\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu \mu_0 \mathbf{H}$ – вектора електричного зміщення та магнітної індукції, відповідно, \mathbf{E} і \mathbf{H} – напруженості електричного та магнітного полів, \mathbf{P} і \mathbf{M} – поляризація та намагніченість речовини, \mathbf{j} і ρ – щільності струмів та вільних зарядів, ε і μ – діелектрична та магнітна проникності речовини, ε_0 і μ_0 – електрична та магнітна постійні. Надалі для визначеності ми розглядатимемо немагнітні середовища з речовинною діелектричною проникністю ε та нульовою намагніченістю \mathbf{M} .

Враховуючи хвильовий характер електромагнітного поля та записуючи, як завжди, тимчасові залежності векторів \mathbf{E} і \mathbf{H} у вигляді гармонійних функцій

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \vec{E} e^{-i\omega t}, \\ \mathbf{H} &= \vec{H} e^{-i\omega t}, \end{aligned} \quad (3.89)$$

отримаємо відповідну (стаціонарну) форму рівнянь Максвелла, а саме:

$$\begin{aligned}
\operatorname{rot} \vec{H} &= -i\omega\varepsilon \vec{E} \\
\operatorname{rot} \vec{E} &= -i\omega\mu \vec{H} \\
\operatorname{div} \vec{E} &= \rho \\
\operatorname{div} \vec{H} &= 0
\end{aligned} \tag{3.90}$$

Розглянемо шарувату структуру, де площина шару перпендикулярна до обраного напрямку. Ми обмежимося вивченням так званих ТЕ мод, що відповідають поляризації електромагнітної хвилі, яка поширюється в площині, паралельній до шару аналізованої системи, де виконується це співвідношення:

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \varepsilon \nabla \cdot \vec{E} e^{-i\omega t} = 0. \tag{3.91}$$

Стандартне перетворення (3.91) дає рівняння Гельмгольца, що описує електричне поле хвилі, яка поширюється в немагнітному діелектрику [55].

$$\Delta \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon' \vec{E} = 0, \tag{3.92}$$

$$\text{де } c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}; \varepsilon' = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}.$$

Слід зазначити, що така система по суті еквівалентна довгому ланцюжку гранул, які є частинками певного (ненульового) розміру, і взаємодія яких з електромагнітним полем визначається діелектричною проникністю матеріалу гранул, а не його магнітними властивостями.

Ланцюжок гранул можна моделювати як наближену шарувату структуру, якщо гранули прилягають одна до одної без розривів і якщо розмір окремих частинок можна розглядати як шари в досить широкому діапазоні довжин хвиль. Тут, в першому наближенні, нехтуємо змінами електромагнітного поля в області контакту окремих гранул і пов'язаними з ними ефектами.

Наприклад, якщо попереднє ущільнення відбувається вздовж осі ланцюжка під дією сили тяжіння (у випадку вертикальних або похилих ланцюжків), то структура моделі буде складатися з шарів недеформованого і попередньо ущільненого матеріалу, що чергуються, з різними параметрами (зокрема, густиною і діелектричною проникністю).

Такі моделі шаруватих періодичних структур (ШПС) широко використовуються в теорії твердого тіла та фотоніці [54]. Дотримуючись

загального підходу, будемо вважати, що система є однорідною в будь-якій внутрішній точці системи, перпендикулярній до осі симетрії.

Згідно з цим припущенням, напруженість поля виражається в наступному вигляді.

$$\vec{E} = E_z \vec{n}_z e^{ikx}, \quad (3.93)$$

де $k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon \sin \vartheta}$, \vec{n}_z – одиничний вектор осі симетрії, ϑ – кут падіння електромагнітної хвилі (надалі ми обмежимося розглядом випадку нормального падіння, для якого $\vartheta = \frac{\pi}{2}$), використовуючи рівняння Гельмгольца (3.92), отримаємо:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E_z + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_z E_z = 0 \quad (3.94)$$

Для вивчення нормального поширення електромагнітної хвилі в моделі ланцюжка гранул (надалі будемо також використовувати термін «гранульований ланцюжок») скористаємося стандартним методом матриці переносу (трансфер-матриці). Вважаючи, що діелектричні проникності, що відрізняються за величиною, в шарах з прекомпресією і без неї (відповідно, ε_2 і ε_1) задані, запишемо рішення рівняння Гельмгольца (3.94) для відповідних шарів:

$$\begin{aligned} E_1 &= A_1 e^{ik_1 z} + B_1 e^{-ik_1 z} & 0 < z < d_1 \\ E_2 &= A_2 e^{ik_2(z-d_1)} + B_2 e^{-ik_2(z-d_1)} & d_1 < z < d_1 + d_2, \\ E_3 &= A_3 e^{ik_1(z-d_1-d_2)} + B_3 e^{-ik_1(z-d_1-d_2)} & z > d_1 + d_2 \end{aligned} \quad (3.95)$$

де $k_n = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_n}$ ($n=1,2$) – вектор хвиля в різних шарах, d_2 і d_1 – товщини шарів (розміри деформованої та недеформованої частин гранули).

На поверхнях, що розділяють шари, рішення та їх перші похідні мають бути безперервними. Виберемо циклічні граничні умови у такому вигляді:

$$\begin{aligned} E_1(d_1) &= E_2(d_1); & \frac{\partial E_1(d_1)}{\partial z} &= \frac{\partial E_2(d_1)}{\partial z} \\ E_2(d_1 + d_2) &= E_3(d_1 + d_2); & \frac{\partial E_2(d_1 + d_2)}{\partial z} &= \frac{\partial E_3(d_1 + d_2)}{\partial z} \end{aligned} \quad (3.96)$$

Кожна з умов (3.96) може бути записана у вигляді матричного рівняння, що попарно зв'язує амплітудні коефіцієнти A_n, B_n и A_{n+1}, B_{n+1} ($n=1,2$)

$$\begin{pmatrix} A_{n+1} \\ B_{n+1} \end{pmatrix} = \bar{\mathbf{M}}_{n n+1} \begin{pmatrix} A_n \\ B_n \end{pmatrix}, \quad (3.97)$$

де $\bar{\mathbf{M}}_{n n+1} = \begin{pmatrix} \alpha_{n n+1}^* & \beta_{n n+1}^* \\ \beta_{n n+1} & \alpha_{n n+1} \end{pmatrix}$ – матриця перенесення (трансфер-матриця), складена з рішень (3.95) рівняння (3.96), що описує перехід між шарами n і $n+1$;

$$\alpha_{n n+1} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{k_n}{k_{n+1}} \right) e^{-ik_n d_n}, \quad \beta_{12} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{k_n}{k_{n+1}} \right) e^{ik_n d_n}.$$

Таким чином, повна матриця переносу, що відноситься до області взаємного перекриття гранул (інакше кажучи, до «елементарного осередку» гранульованого ланцюжка), виходить в результаті двох послідовних «перешивок» рішень (3.96) і має такий вигляд:

$$\bar{\mathbf{M}} = \bar{\mathbf{M}}_{23} \bar{\mathbf{M}}_{12} = \begin{pmatrix} \alpha^* & \beta^* \\ \beta & \alpha \end{pmatrix}, \quad (3.98)$$

де

$$\alpha = \left(1 - \frac{k_1}{k_2} \right) \left(1 - \frac{k_2}{k_1} \right) e^{i(k_2 d_2 - k_1 d_1)} + \left(1 + \frac{k_1}{k_2} \right) \left(1 + \frac{k_2}{k_1} \right) e^{-i(k_1 d_1 + k_2 d_2)}$$

$$\beta = \left(1 - \frac{k_1}{k_2} \right) \left(1 + \frac{k_2}{k_1} \right) e^{i(k_1 d_1 - k_2 d_2)} + \left(1 + \frac{k_1}{k_2} \right) \left(1 - \frac{k_2}{k_1} \right) e^{i(k_1 d_1 + k_2 d_2)}$$

Зазначимо, що матриця перенесення $\bar{\mathbf{M}}$ задає однозначне відображення амплітуд плоских хвиль типу (3.96) між сусідніми шарами, що повторюються. При цьому передбачається, що деформація середовища є однорідною і перехід від недеформованої області кожної гранули до деформованої є точковим (так, зокрема, діелектрична проникність на межі розділу шарів змінюється стрибком) [55].

Для випадку N -часткового однорідного гранульованого ланцюжка повна матриця переносу $\bar{\mathbf{M}}_N$ факторизується. При цьому оптичні та геометричні параметри окремих гранул (діелектрична проникність та розміри) не змінюються протягом усього ланцюжка:

$$\bar{\mathbf{M}}_N = \bar{\mathbf{M}}^N. \quad (3.99)$$

Якщо однорідність системи порушується з різних причин (переважно через утворення дефектів), то факторизація зберігається, але параметри окремих факторів у відповідній залежності типу (3.99) вже не є однаковими:

$$\bar{\mathbf{M}}_N = \prod_{j=1}^N \bar{\mathbf{M}}(j) \quad (3.100)$$

Особливості руху частинок і поширення хвиль в одновимірних системах часто пов'язують зі спектральними параметрами таких систем. У цьому випадку під спектром розуміють

- а) енергетичні спектри (дисперсійні співвідношення, що пов'язують енергію з імпульсом, хвильовим числом, частотою або довжиною хвилі)
- б) спектри відбиття, поглинання і пропускання (залежність відповідних коефіцієнтів від параметрів системи); і
- в) спектр власних коливань (сукупність власних коливань); та
- г) часово-частотні спектри (дискретна або неперервна залежність від частоти або часу різних властивостей сигналу, в тому числі імпульсів випромінювання).

Для опису всіх цих типів спектрів можна використовувати метод матриць переносу. Слід також зазначити, що існують загальні співвідношення, які пов'язують параметри різних спектрів, зокрема енергетичних спектрів, спектрів відбиття і пропускання.

Припустимо, що для кожного шару товщини d оптична довжина пробігу $\sqrt{\varepsilon}d$ відрізняється від довжини хвилі λ на деяку задану величину. Користуючись (3.99), а також умовою нормування для повної матриці перенесення $\bar{\mathbf{M}}_N$:

$$\bar{\mathbf{M}}_N \begin{pmatrix} 1 \\ r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (3.101)$$

де r та t – амплітудні коефіцієнти відображення та проходження, визначимо коефіцієнт проходження T , характеризує перенесення енергії електромагнітної хвилі через відокремлений шар (гранулу) у структурі ланцюжка в рамках моделі УПС як функцію частоти ω або $kd \equiv k_2(d_1 + d_2)$:

$$T = |t|^2 = \frac{1}{|\alpha|^2} = \left[\left(\frac{k_1}{k_2} \right)^2 + \left(\frac{k_2}{k_1} \right)^2 - \left(\frac{k_1}{k_2} - \frac{k_2}{k_1} \right)^2 \cos 2k_2 d_2 \right]^{-1} \quad (3.102)$$

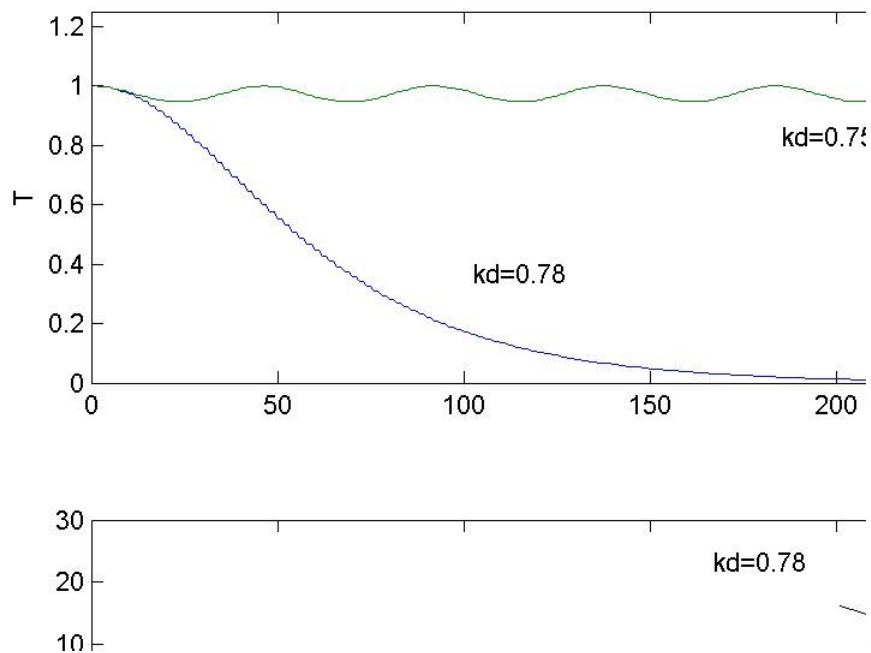


Рисунок 3.1 - Залежність коефіцієнта проходження T та спектру $\cos K$ від числа шарів N ($\varepsilon_2/\varepsilon_1=1.2$)

Запропонований підхід без принципових труднощів може бути узагальнений на випадок гранульованих ланцюжків (і відповідних ДБЖ) з довільною кількістю елементів: коефіцієнти поширення електромагнітних хвиль, що поширюються в шаруватій періодичній системі, яка складається з двох компонент, обчислюються чисельно в залежності від вектора індукованої хвилі kd та числа шарів N представлені на Рис. 3.1 Аналіз даних показує, що в деяких частотних інтервалах (що відповідають забороненим смугам) гранульовані ланцюжки працюють у режимі фільтра, відсікаючи певну частину енергії, що передається хвилями. У цьому випадку поведінка передачі сильно залежить від симетрії системи [56].

Так, наявність у періодичній структурі системи навіть одиничного дефекту (шару з відмінною від ε_1 та ε_2 діелектричною проникністю ε_{def}) призводить до помітного зменшення коефіцієнта проходження поблизу межі зон та розширення забороненої зони. При певних значеннях параметрів на межі дозволеної та забороненої зон спостерігається дифузійний характер поширення електромагнітної хвилі вздовж осі гранульованого ланцюжка.

Слід зазначити, що аналогічні висновки містяться в роботі [53]. Узагальнення результатів, отриманих у випадку аперіодичних систем, можна також отримати за допомогою моделі гіпотетичної впорядкованої системи [44].

3.4 Хвилі Блоха та хвильові числа

Локалізація електромагнітних хвиль, що поширюються в шаруватих періодичних системах з частотами, розподіленими навколо центру забороненої зони, внаслідок спотворення періодичної структури ізольованими дефектами, є предметом багатьох досліджень [36-43].

Для необмеженого ланцюжка, розподіленого вздовж осі z рішення рівняння Гельмгольца може бути записано в термінах т.зв. блохівських хвиль, які мають такий вигляд:

$$E(z) = F(z) e^{iK(\omega)z}, \quad (3.103)$$

де $F(z) = F(z + d)$ - у загальному випадку, комплексна функція з періодом d , $K(\omega)$ - блохівське хвильове число, що задається у разі періодичного ланцюжка виразом

$$K(\omega) = \frac{1}{d} \arccos \left(\frac{1}{2} Sp \bar{\mathbf{M}} \right), \quad (3.104)$$

де $\bar{\mathbf{M}}$ - матриця перенесення завдання $K(\omega)$ називають також квазіхвильовим вектором. Основні типи поведінки блохівських хвиль [23]:

а) для речових $K(\omega)$, що у т.зв. першій зоні Бріллюена $\left[0, \frac{\pi}{d} \right]$, рішення $E(z)$ описує періодичну хвилю, що біжить, при цьому $\left| \frac{1}{2} Sp \bar{\mathbf{M}} \right| \leq 1$; кажуть, що у цьому випадку частота ω знаходиться за межами забороненої зони;

б) якщо $K(\omega)$ містить уявну частину: $K(\omega) = \frac{\pi}{d} + iP(\omega)$, то $E(z)$ описує стоячу хвилю з періодом $2d$, складену з експоненційно наростаючої та спадної залежно від знака $P(\omega)$ функцій, при цьому $\left| \frac{1}{2} Sp \bar{\mathbf{M}} \right| > 1$; у цьому випадку кажуть, що частота ω змінюється у межах забороненої зони;

в) для $K(\omega) = \frac{\pi}{d}$ рішення $E(z)$ є періодичною функцією з періодом $2d$ і задовольняє співвідношення $E(z + d) = -E(z)$.

Як зазначалося вище, співвідношення $K = K(\omega)$ або $K = K(k)$ визначає спектр енергії системи, а також особливості поведінки коефіцієнтів відображення та проходження [56]. Можна отримати вираз, що визначає енергетичний спектр «елементарного осередку» модельної УПС, що відповідає коефіцієнту проходження, а саме:

$$\cos K = \frac{1}{2} Sp \bar{M} = \left(\sqrt{\frac{k_1}{k_2}} + \sqrt{\frac{k_2}{k_1}} \right)^2 \cos(k_1 d_1 + k_2 d_2) - \left(\sqrt{\frac{k_1}{k_2}} - \sqrt{\frac{k_2}{k_1}} \right)^2 \cos(k_2 d_2 - k_1 d_1) \quad (3.105)$$

На основі поведінки функції, що визначає спектр (як і у випадку з коефіцієнтами передачі), можна також робити висновки про характеристики зонної структури (наявність дозволених і заборонених зон, розташування їхніх меж, немонотонність залежностей).

У цьому випадку під сегментом АТС слід розуміти послідовність однорідних (регулярних) інтервалів для всіх внутрішніх вузлів, що задовольняють умовам.

Така матриця задовольняє всім загальним властивостям передавальної матриці [51].

А) Матриця \bar{M} має форму Кейлі:

$$\bar{M} = \begin{pmatrix} \alpha^* & \beta^* \\ \beta & \alpha \end{pmatrix};$$

Б) Матриця \bar{M} унімодулярна: $\det \bar{M} = 1;$

В) Власні значення матриці \bar{M} , обумовлені рівнянням.

РОЗДІЛ 4 БІОЛОГІЧНІ НАСЛІДКИ ВПЛИВУ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА ЛЮДИНУ

Під біологічною дією іонізуючого випромінювання розуміють його здатність викликати функціональні, анатомічні та метаболічні зміни на молекулярному, клітинному, органному та організмовому рівнях [57].

Біологічна дія іонізуючого випромінювання зумовлена енергією, яку іонізуюче випромінювання передає різним тканинам і органам. В основі біологічної дії іонізуючого випромінювання лежать наступні процеси: поглинання енергії випромінювання біологічним субстратом

- іонізація та збудження атомів і молекул з подальшим радіолізом і утворенням активних вільних радикалів.

- Утворення активних вільних радикалів, протікання первинних радіаційно-хімічних реакцій і пошкодження макромолекулярних сполук.

Радіаційний вплив може бути прямим або непрямим. Прямий вплив радіації призводить до збудження та іонізації молекул речовини в тканинах і органах. Енергія іонізуючого випромінювання передається матеріалу за дуже короткий час. Іонізація та збудження атомів і молекул в опромінених тканинах є основними фізичними процесами, які визначають механізми, що запускають патологічні зміни. Особливості біологічної дії радіації полягають у наступному

1. Біологічні ефекти залежать від поглиненої дози випромінювання. Ця залежність є прямою і ефект зростає зі збільшенням дози.

2. Радіаційний ефект пов'язаний з розподілом дози в часі, тобто зі швидкістю поглинання енергії. Розподіл однакової сумарної дози на окремі фрагменти зменшує ступінь променевого ураження. Це пов'язано з тим, що процеси репарації (відновлення), які починаються відразу після опромінення, можуть хоча б частково компенсувати пошкодження, що виникли.

3. Ступінь і форма променевого ураження залежить від розподілу енергії випромінювання в організмі. Найбільш значних наслідків можна очікувати при опроміненні всього тіла, тобто при загальному опроміненні. Менші зміни відбуваються, коли однакова доза радіації потрапляє на різні частини тіла. У випадку опромінення живота спостерігаються шкідливі наслідки. Опромінення кінцівок є менш небезпечним.

4. Біологічні ефекти залежать від типу випромінювання. Іонізуюче випромінювання поділяється на рідкісне та щільне іонізуюче випромінювання відповідно до величини лінійної передачі енергії (ЛПЕ: енергія, що припадає на одиницю довжини заряджених частинок, які проходять через матеріал). Випромінювання з ЛПЕ менше 10 кеВ/мкм (незалежно від фізичних властивостей) класифікується як рідкісне іонізуюче випромінювання, тоді як випромінювання, що перевищує це

значення, класифікується як іонізуюче випромінювання високої щільності. КНП зарядженої частинки зростає зі зменшенням швидкості, так що вихід енергії зарядженої частинки є максимальним в кінці пробігу. Це призводить до характерного розподілу іонізації, представленого відомою кривою Брега, яка досягає максимуму (піку Брега) в кінці шляху. Ця особливість взаємодії важких ядерних частинок використовується при лікуванні пухлин, оскільки дозволяє концентрувати велику кількість енергії глибоко в пошкодженій тканині, мінімізуючи при цьому розсіювання в здоровій тканині вздовж пучка LEP, як було встановлено, пропорційна квадрату заряду [55]:

Альфа-частинки, що утворюються під час радіоактивного розпаду, мають заряд +2 і викликають появу в чотири рази більше іонів, ніж інші частинки. У повітрі α -частинки утворюють від 40 000 до 100 000 пар іонів, залежно від їхньої початкової енергії. А β -частинки - 30 - 300. Відстань, яку пролітають частинки, збільшується відповідно до їхньої енергії. Нейтрони, на відміну від заряджених частинок, не мають заряду і тому можуть безперешкодно проникати вглиб атома. Досягнувши ядра, вони поглинаються або розсіюються на ядрі. При пружному розсіюванні на ядрах, таких як вуглець, азот і кисень, з яких складається скло тканини, нейтрони втрачають лише 10-15% своєї енергії, а при зіткненні з ядрами водню або протонами, які мають приблизно однакову масу, енергія нейтронів зменшується в середньому вдвічі, і віддача передається протону. Пружне розсіювання нейтронів призводить до утворення високоіонізованих протонів. Ядро, що поглинає нейтрон, стає нестабільним і розпадається, утворюючи протони і α -частинки [56].

Протони, α -частинки та ϕ -синхротронне випромінювання можуть утворюватися та іонізуватися. Такі ядерні реакції можуть призводити до утворення радіоактивних ізотопів елементів і радіоактивності, які також спричиняють іонізацію. Самі ядра віддачі, які утворюються під час трансмутації, також іонізують речовину.

Таким чином, у випадку нейтронного випромінювання кінцеві біологічні ефекти пов'язані з іонізацією, безпосередньо здійснюваною вторинними частинками або фотонами. Тому основний внесок певного типу нейтронів у ядерну взаємодію залежить від їхньої енергії та складу випромінюваної речовини. Залежно від енергії розрізняють чотири типи нейтронів: швидкі ($E > 100$ кеВ), проміжні ($E = 100^{-1}$ кеВ) [57].

Найбільше практичне значення в радіобіології мають швидкі нейтрони. Всі інші нейтрони, що утворюються в межах помірних значень, також вносять свій внесок у загальний процес поглинання енергії. Нейтрони класифікуються як іонізуюче випромінювання високої щільності, оскільки протони, які вони випускають, сильно іонізують речовину. Протони утворюються на великій глибині завдяки високій здатності нейтронів до розсіювання. Таким чином, усі види іонізуючого

випромінювання можуть прямо чи опосередковано викликати збудження та іонізацію атомів і молекул у живих організмах. Однак вплив однієї і тієї ж дози різних видів іонізуючого випромінювання викликає кількісно, а іноді і якісно різні біологічні ефекти. Тому було введено поняття відносної біологічної дії (ВБД) іонізуючого випромінювання. Наприклад, швидкі нейтрони в дозі 1 Гр (100 рад) мають таку ж біологічну дію на людину, як і випромінювання в 10 Гр (1000 рад) [58].

1. латентний період реакції. Латентний період - це проміжок часу між моментом опромінення і появою клінічно помітних змін. Тривалість латентного періоду обернено пропорційна поглинутій дозі. Чим вища доза, тим коротший латентний період. Слід пам'ятати, що на практиці латентний період є умовним клінічним поняттям, оскільки реакції на опромінення відбуваються безпосередньо.

2. характер накопичення - кумулятивний. Якщо шкіру опромінити дозою 1 Гр, видимих змін не буде. Якщо опромінювати кілька днів поспіль, з'явиться еритема, якщо опромінювати щодня протягом двох-трьох місяців - некроз. Це відбувається тому, що в тканині постійно накопичуються невеликі зміни, які виникають з кожною дозою опромінення і зрештою призводять до серйозних пошкоджень.

Діяльність інтегрованих систем організму - нервової, ендокринної та гуморальної - відіграє особливу роль у формуванні біологічних ефектів і транспортуванні токсичних продуктів, що утворюються в результаті опромінення. Нейрорецептори піддаються впливу токсичних продуктів, порушуючи нейромодуляторні процеси, а виникнення в опроміненому організмі ланцюгових реакцій, що самоприскорюються, визначає подальший розвиток стадії променевого ураження з характерною періодичністю перебігу патологічного процесу.

З вищесказаного можна зробити два важливих висновки:

1. Взаємодія іонізуючого випромінювання з біологічним матеріалом відбувається за законами фізики і полягає у збудженні та іонізації атомів і молекул, що супроводжується первинними радіохімічними процесами (реакціями). Однак це лише первинна дія випромінювання;

2) Іонізація атомів і молекул є лише пусковим механізмом для вторинних процесів, які потім розвиваються і протікають в природних умовах за біологічними законами. Тому ефективність біологічної дії іонізуючого випромінювання оцінюється з точки зору тяжкості цих вторинних пошкоджень. Вплив іонізуючого випромінювання на клітини та організми теплокровних тварин.

Внаслідок опромінення в клітинах може спостерігатися низка різних реакцій, включаючи затримку мітозу, пригнічення синтезу ДНК і пошкодження мембран. Ступінь цих реакцій залежить від стадії життєвого циклу клітин, що зазнали опромінення [59].

Близько 30 років тому стало зрозуміло, що синтез ДНК в клітинах відбувається після певного періоду інтерфази. Це дозволило розділити інтерфазу на три періоди: період синтезу ДНК (5-й період), період часу (ОІ) і постсинтетичний період (С-2) (О означає "інтервал").

Мітоз (М) - це четвертий період. Життєвий цикл або період мітотичного циклу (інтервал між двома послідовними поділами клітини) складається з окремих фаз, тривалість яких варіює від тканини до тканини. Деякі радіаційні реакції, які клітини легко переносять, є результатом пошкодження багатьох структур, втрата яких швидко відновлюється. Такі транзиторні клітинні реакції називають фізіологічними або кумулятивними ефектами опромінення (наприклад, різні метаболічні порушення, пригнічення метаболізму нуклеїнових кислот або окислювального фосфорилування, склеювання хромосом тощо).

Як правило, такі реакції з'являються в найкоротший час після опромінення і з часом зникають. Найважливішою з них є тимчасова затримка (пригнічення) поділу клітин. Це часто називають радіаційною зупинкою мітозу. Поділ клітин зупиняється і відновлюється через певний час. Він залежить від об'єкта, але завжди збільшується паралельно з дозою опромінення.

У більшості клітинних культур затримка мітозу становить приблизно 1 годину на 1 Гр. Тривалість мітотичної затримки також залежить від того, на якій стадії клітинного циклу перебувають клітини під час опромінення: вона найдовша при опроміненні під час синтезу ДНК або постсинтетичної фази і найкоротша при опроміненні під час мітозу. Затримку мітотичної відповіді слід відрізнити від повного пригнічення мітозу. Це відбувається після високих доз опромінення. Клітини ще деякий час залишаються живими, але їх здатність до поділу повністю втрачається; в 1906 році І. Бергоньє і Л. Трібондо відзначили, що радіочутливість тканини прямо пропорційна її проліферативній активності і обернено пропорційна ступеню диференціації клітин, що її складають. Пригнічення здатності клітин до поділу під дією іонізуючого випромінювання є найбільш важливим фактором. У зв'язку з цим під загибеллю клітин, летальними ефектами і променевим ураженням розуміють втрату проліферативної здатності клітин [60].

Вживають ті клітини, які зберігають здатність до необмеженого розмноження, тобто здатність до клонування. Таким чином, це називається загибеллю статевих клітин. Ця форма радіаційної інактивації клітин є найпоширенішою нішею в природі. Іншим типом загибелі зародкової лінії нащадків опромінених клітин є утворення так званих гігантських клітин, які виникають в результаті злиття двох сусідніх, часто "сестринських" клітин. Такі клітини можуть ділитися два або три рази, а потім гинуть.

Основною причиною загибелі статевих клітин є структурні зміни в ДНК, які відбуваються у вигляді так званих хромосомних перебудов або

хромосомних аберацій. Основні типи хромосомних аберацій включають фрагментацію хромосом, утворення хромосомних містків, дихромосом, кільцевих хромосом, внутрішньохромосомних обмінів і міжхромосомних обмінів. Деякі аномалії (наприклад, містки) механічно перешкоджають поділу клітин. Порушення внутрішньохромосомного та міжхромосомного обмінів і поява нуклеолярних фрагментів призводять до нерівномірного розподілу хромосом і втрати генетичного матеріалу, що призводить до загибелі клітини через недостатній синтез метаболітів, які кодуються втраченою частиною ДНК [61].

Оцінка пошкоджень може бути проведена за допомогою метафазного та анафазного аналізу. Метафазний аналіз використовує спеціально підготовлені метафазні клітинні препарати для дослідження структури окремих хромосом у чітко диференційований спосіб. Цей метод дозволяє виявити всі типи аномалій, але його недолік полягає в тому, що він занадто трудомісткий. Анафазний аналіз дозволяє легко розрізнити лише ті аномалії, які є "смертельними" для клітини, наприклад, містки та фрагменти. Цей метод дозволяє оцінити радіочутливість. Хромосомні аномалії, з яких утворюються фрагменти, називаються термінальними делеціями або делеціями. Інтерфазна загибель, інша форма радіаційної інактивзації клітин, відбувається до того, як клітина вступає в мітоз. При дозах опромінення 10 Гр смерть настає "під променем" або відразу після опромінення; при дозах опромінення до 10 Гр смерть настає в перші кілька годин після опромінення і може бути зареєстрована у вигляді різних дегенеративних змін в клітині, таких як телопікноз і фрагментація хроматину [55-60].

У більшості соматичних клітин дорослих тварин і людей інтерфазна загибель реєструється тільки після опромінення в дозах, що досягають десятків і сотень Гр. При менших дозах спостерігаються форми загибелі статевих клітин через структурні хромосомні пошкодження. Природа радіаційно-індукованої загибелі клітин Чутливість клітинного ядра приблизно на 6 одиниць вища, ніж у протоплазми. У всіх ядерних структурах ДНК, як відомо, відповідає за життєздатність клітини. Вона бере участь у формуванні хромосом і передачі генетичної інформації.

Радіація викликає різні деформації ДНК, утворення лужних оборотних зв'язків, втрату основ і зміну їх складу, зміну послідовності нуклеотидів, зшивання ДНК-ДНК і ДНК-білок, руйнування комплексів ДНК з іншими молекулами.

Розрізняють одноланцюгові розриви, при яких розриваються зв'язки між окремими атомними групами на одному ланцюгу дволанцюгової молекули ДНК, і дволанцюгові розриви, при яких розриви відбуваються одночасно в безпосередній близькості від двох ланцюгів, що призводить до руйнування молекули. При будь-якому розриві порушується зчитування інформації з молекули ДНК і просторова структура хроматину.

При одиночних розривах розірваний ланцюг закріплюється водневими, гідрофобними або іншими зв'язками з протилежним ланцюгом ДНК, що призводить до розриву молекули ДНК. Далі структура успішно відновлюється системами репарації. Багато радіаційних біологів вважають, що одноланцюгові розриви самі по собі не призводять до загибелі клітин (якщо тільки вони не стають дволанцюговими); при дозах опромінення до 20 Гр дволанцюгові розриви є результатом пошкодження обох ланцюгів ДНК одночасно [61].

Зі збільшенням дози опромінення зростає ймовірність того, що одноланцюговий розрив перетвориться на дволанцюговий. Під впливом слабоіонізуючого випромінювання (ультрафіолет, рентгенівські промені, пучки швидких електронів) 20-100 одинарних розривів викликають один подвійний розрив. Високоіонізуюче випромінювання викликає значно більшу кількість подвійних розривів відразу після опромінення, а також хромосомні аберації. Крім появи розривів, в опроміненій ДНК порушується структура основ, переважно тиміну, що призводить до збільшення кількості генетичних мутацій.

Спостерігаються перехресні зшивки між ДНК і білками нуклеопротейнового комплексу. Радіочутливий комплекс ДНК-мембрана - це складне структурне утворення на стику нитки ДНК і ядерної мембрани. Порушення цього комплексу і деградація ДНК виявляється після опромінення клітинних культур дозами 2 Гр.

Нарешті, важливим наслідком опромінення є зміна епігеномної (не пов'язаної з ядерним матеріалом) генетики клітини, яку несуть різні цитоплазматичні органели. Це знижує функціональну активність нащадків опромінених клітин. Це одна з можливих причин віддалених наслідків радіації. Однак основною причиною репродуктивної загибелі клітин при опроміненні є пошкодження їх генетичного апарату.

Джерелами електромагнітних полів промислової частоти є будь-яке електрообладнання, що живиться від мереж 50 Гц. Сильними джерелами електричних полів промислової частоти є, наприклад, повітряні лінії електропередач, розподільче обладнання напругою понад 110 кВ.

Сильними джерелами магнітних полів промислової частоти є кабельні лінії електропередач, компенсатори реактивної потужності та електротехнологічне обладнання (наприклад, електродугові печі). Оскільки вплив електромагнітних полів обладнання, що використовує струми промислової частоти, на людину відбувається в "ближньому полі" випромінювання, прийнято розглядати електричну і магнітну складові електромагнітного поля незалежно один від одного.

Вплив електромагнітних полів промислової частоти на здоров'я людини. Взаємодія зовнішніх електромагнітних полів з біологічними об'єктами відбувається шляхом індукції внутрішніх електричних полів і струмів, величина і розподіл яких в організмі людини залежить від

розмірів, форми і анатомічної будови тіла, електричних і магнітних властивостей тканин, орієнтації об'єкта відносно напрямку поля і характеристик (частоти, напруженості) електромагнітного поля. Тіло людини значно змінює просторовий розподіл електричного поля. На низьких частотах тіло є гарним провідником, і викривлені силові лінії поля поза тілом майже перпендикулярні до поверхні тіла. Для магнітних полів магнітна проникність тканини така ж, як у повітря, тому магнітне поле всередині тканини таке ж, як і зовні тіла. [62-65].

Електричні поля промислових частот можуть мати шкідливий вплив на організм людини. Для діапазону дуже низьких частот (50/60 Гц) найважливішим механізмом взаємодії електричного поля з організмом людини є індукція зарядів на поверхні тіла, яка реалізується в основному у вигляді струмів на поверхні тіла і частково всередині тіла, значення яких пов'язані з поверхневою густиною заряду

Розрізняють наступні види впливу

- Прямий вплив: проявляється під час перебування в електричному полі. Ефекти цього впливу зростають зі збільшенням напруженості електричного поля та тривалості перебування в ньому;

- Вплив електричних розрядів (імпульсних струмів), які виникають при дотику до ізольованих від землі конструкцій, повітряних машин або механізмів, довгих провідників, або коли людина, ізольована від землі, торкається заземленої конструкції або іншого заземленого об'єкта;

- Вплив електричного струму, що проходить через людину, яка контактує з об'єктом, ізольованим від землі.

- Великі об'єкти, машини і механізми, довгі провідники - струми розтікання. Електричні поля також можуть викликати займання або вибух парів горючих матеріалів або сумішей в результаті електричних розрядів при контакті предметів або людей з машиною або механізмом. Тривалий вплив електричних полів промислової частоти може викликати суб'єктивні скарги в організмі людини, такі як головний біль у скроневій та потиличній ділянках, млявість, порушення сну, погіршення пам'яті, підвищену дратівливість, в'ялість, біль у серці з прискореним серцебиттям і нерегулярним серцебиттям. Обстеження пацієнта виявляє зниження функції центральної нервової системи та серцево-судинної системи, а також зміни у складі периферичної крові [66].

Взаємодія електромагнітних хвиль з біологічними об'єктами

У разі взаємодії електромагнітного випромінювання з біологічними об'єктами (в тому числі з організмом людини) потужність джерела випромінювання і тривалість впливу електромагнітного випромінювання визначаються нормативними документами - СНиП (СанПіН) і ГОСТ Частотний діапазон джерел ЕМП розділений на досить широкі діапазони і гранично допустимі рівні ЕМП, значення (5 мкВт/см² при постійному

впливі), який забезпечується при невеликій відстані від випромінювача, високій потужності генератора або вузькій спрямованості випромінювання.

Однак механізми взаємодії ЕМП з організмом людини в малих дозах вивчені недостатньо [67]. Біологи відзначають як позитивні, так і негативні наслідки при впливі на біологічні системи низькоенергетичних електромагнітних полів змінного струму, з необхідністю захисту об'єкта від несприятливого впливу ЕМП [68].

Наразі існує декілька підходів до визначення меж радіочастотного діапазону залежно від умов поширення, шкідливості впливу та призначення електромагнітного поля. З гігієнічної точки зору, радіочастотний діапазон визначається як коливання на частотах від 30 кГц до 300 ГГц.

Однак необхідно також враховувати випромінювання промислової частоти 50 Гц, дуже низькі частоти від декількох герц до кілогерц та електростатичні поля, які мають значний біологічний вплив [59]. Останні спостереження та експерименти показали, що електромагнітне випромінювання космічного, земного та навколосемного походження відіграє важливу роль у розвитку життя на Землі.

Наприклад, давно відомо, що висока сонячна активність впливає на всі види біологічної активності, такі як кров, лімфатична рідина і протоплазматичний склад клітин, а також на поширення епідемій різних інфекційних захворювань і швидкість розмноження риб, комах і деяких ссавців. Зміни напруженості геомагнітного поля тісно пов'язані з річним приростом дерев, врожайністю зернових, кількістю інфарктів міокарда, психічних захворювань і навіть кількістю дорожньо-транспортних пригод.

Встановлено, що періодичність цих змін має модулюючий ефект і що різкі, нерегулярні зміни призводять до порушень життєдіяльності, які особливо помітні в роки формування організму і при патологічних станах [60].

Біологічний вплив електромагнітних хвиль зазвичай пов'язують з їх тепловим і нетепловим впливом, але взаємодія між організмами та електромагнітними хвилями є важливою реакцією і пов'язана зі здатністю організму адаптуватися, накопичувати і сенсibilізуватися [61]. Основними радіаційними факторами, що впливають на нагрівання і глибину проникнення хвиль, є частота і потужність електромагнітного поля, і залежно від частотного діапазону випромінювання тіло людини може розглядатися як провідне і діелектричне середовище.

У випадку нетеплового впливу необхідно також враховувати інформаційні параметри поля (тип модуляції, її частоту та поляризацію хвилі) [62]. Високочастотне електромагнітне випромінювання може викликати неврологічні, серцево-судинні та респіраторні захворювання, а також змінювати показники крові та метаболізму.

Тривалий вплив мікрохвильового випромінювання може викликати зміни в крові, помутніння кришталика ока, нервово-психічні розлади, порушення механізмів адаптації організму до мінливих умов навколишнього середовища, а також нагрівання і опік тканин через підвищену енергію випромінювання [63].

Таким чином, параметри електромагнітних полів, які досягають дуже великих значень по відношенню до тих, до яких людина та інші біологічні об'єкти адаптувалися в процесі еволюції, можуть викликати функціональні зрушення, які в деяких випадках переростають у захворювання [64]. Біологічні ефекти, що виникають в результаті впливу випромінювання, в основному пов'язані з тепловим і нетепловим (специфічним) впливом ЕМП. Однак, враховуючи, що взаємодія між ЕМП і біологічними об'єктами є інтегральною відповіддю, такий поділ є дуже умовним і тому може говорити лише про якісні відмінності у взаємодії ЕМП і біологічних об'єктів, зумовлені інтенсивністю випромінювання та адаптаційними можливостями біологічних систем [65].

Нетеплові, або специфічні, ефекти електромагнітних полів зводяться до тонких змін в організмі, спричинених сильними та слабкими взаємодіями між електромагнітними хвилями та опромінюваним середовищем. До першого типу належать такі ефекти, як насичення діелектрика та орієнтація поля, що виникають під дією сильних електричних полів.

Можливим фізичним механізмом слабкої нетеплової взаємодії є резонансне поглинання електромагнітної енергії білковими молекулами, що особливо актуально для мутагенної дії радіохвиль мікрохвильового діапазону Крім найпростіших фізико-хімічних ефектів, при взаємодії ЕМП з біологічними системами можуть виникати вторинні ефекти, пов'язані з фізіологічними механізмами, включаючи ефекти, зокрема, стимуляція та сенсибілізація [66].

Кумулятивний означає, що ефекти переривчастого опромінення залежать від загальної експозиції електричного поля; стимулюючий вплив ЕМП проявляється у вигляді покращення загального стану організму та чутливості окремих аналізаторів. Наприклад, вплив енергії ЕМП при субтропічній щільності підвищує чутливість адаптованого до темряви людського ока.

Сенсибілізація - це підвищення чутливості організму до подальшого впливу після легкого впливу ЕМП. Найпоширенішим наслідком впливу на організм людини ЕМП низької густини енергії a (в мВт/см) є порушення механізмів адаптації організму до мінливих умов навколишнього середовища (наприклад, до холоду, шуму, психологічних травм). Електромагнітна енергія в НВЧ та УВЧ діапазонах має виражену біологічну дію [68].

Систематичний вплив на організм людини рівнів електромагнітної енергії (ЕМВ), що перевищують гранично допустимий рівень (ГДР), спочатку призводить до компенсаторно-приспосувальних реакцій, які є загальними неспецифічними реакціями організму. Згодом, при тривалому впливі виникають патологічні зміни, які, як правило, є оборотними. І рідко, якщо вплив триває протягом багатьох років, відбуваються незворотні зміни в нервовій, серцево-судинній та ендокринній системах [69]. Ступінь функціональних порушень і вираженість патологічних змін залежать від рівня напруженості поля і щільності потоку енергії, тривалості впливу, а також індивідуальних особливостей організму. Крім того, наслідки впливу електромагнітного поля залежать від його частоти і параметрів модуляції. Літературні дані свідчать, що хворі люди, діти і люди похилого віку більш чутливі до цього фактору. Рівень впливу електромагнітних коливань відіграє важливу роль у житті людини, навіть якщо він нижчий за рівень, що безпосередньо впливає на працездатність організму.

4.1 Взаємодія ЕМІ з організмом людини. Вплив малих доз

В останні роки вплив малих доз фізичних і хімічних факторів на людину (та інші живі організми) стає все більш актуальним предметом вивчення. Накопичено різноманітні експериментальні дані і, головне, розроблено теорії, які показують, що результати окремих лабораторних експериментів (ефекти Петко) не можна вважати випадковими. Вони демонструють загальну закономірність високої ефективності ендогенних ізотермічних процесів. У найближчому майбутньому саме мала кількість несприятливих впливів визначатиме захворюваність населення промислових міст, що має найбезпосередніше відношення до безпеки життєдіяльності людини в ХХІ столітті [60]. Людина є складною системою, що складається з багатьох органів і підсистем, які реагують на зміну внутрішніх і зовнішніх умов.

Численні дослідження показали, що основним носієм інформації, як всередині живих організмів, так і між окремими організмами, в тому числі між людьми, є <g електромагнітні хвилі> [62]. При цьому циркуляція величезних потоків інформації в житті людини можлива лише завдяки використанню сигналів малої потужності. Витрати енергії на формування цих сигналів визначаються енергетичними можливостями людини. За оцінками фахівців, сумарна потужність інформаційних сигналів становить 1... 10 мВт або теплової потужності [63].

Дослідження вітчизняних і зарубіжних вчених виявили ефекти надмалих доз. Рівні біологічних тканин, на яких виявляються ефекти надмалих доз, дуже різноманітні - від клітин, макромолекул, органів і тканин до тваринних і рослинних організмів і цілих популяцій [64].

Загальна закономірність впливу біологічно активних речовин у дуже малих дозах найбільш чітко проявляється в залежності від дози.

У деяких випадках ця залежність є бімодальною, коли ефекти зростають при дуже низьких дозах препарату, потім зменшуються зі збільшенням дози, змінюються менш вираженою так званою "мертвою зоною" і знову зростають (рис. 4.1, крива 1). Дозозалежність може також демонструвати фазу "зміни знаку" ефекту. Наприклад, якщо в діапазоні дуже низьких доз спостерігається інгібуюча активність, то зі збільшенням концентрації вона змінюється на стимулюючу, а потім на інгібуючу (рис. 4.1, крива 2). З іншого боку, ефект у дуже великих діапазонах концентрацій може бути майже незалежним від дози (рис. 4.1, крива 3)[65].

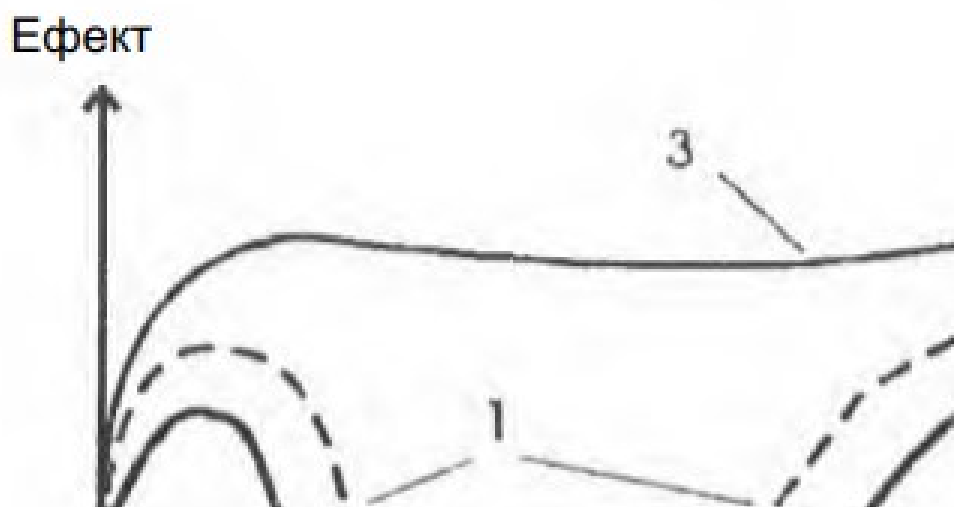


Рисунок 4.1 – Типи кривих залежності доза-ефект

Узагальнюючи експериментальні дані, отримані на різних тваринах і людях, можна сказати, що вплив радіації та ліків може викликати однакову реакцію при дозах, що відрізняються на п'ять-десять порядків. Найяскравішим прикладом таких ефектів є застосування гомеопатичних ліків. Подібні залежності спостерігаються і при мікрохвильовому опроміненні.

Ці максимуми розділені "мертвою зоною", існування якої пояснюється активацією бар'єрних механізмів і компенсаторних систем організму. Коли ці сили не можуть впоратися, вони повністю збуджуються, що в кінцевому підсумку призводить до колапсу організму і смерті. Природно, що в процесі еволюції рецепторні системи еволюціонували так, щоб реагувати лише на найменш інтенсивні та найважливіші сигнали. Наприклад, це було продемонстровано в експериментах, в яких у щурів вироблявся умовний рефлекс "уникнення" за допомогою слабкого параметра електромагнітного сигналу. Ця реакція найчастіше вироблялася на сигнали з густиною потужності 10^4 Вт/см² і частотою 300 Гц [66].

Коли густину потужності опромінення збільшували або зменшували на один-два порядки без зміни інших параметрів сигналу, умовні відбиття зникали. Частоту також змінювали на 500 Гц або 50 Гц. Ці експериментальні результати є важливими, оскільки вони демонструють реалізацію результату дії та існування резонансних параметрів випромінювання, що спостерігаються відповідно. Існування резонансних параметрів може пояснити характер бімодальної дозової залежності.

Ці результати дають підстави стверджувати, що головною основою ієрархії кодування живих систем є позаклітинна матрична основа клітинної мембрани, цитоскелету і клітинного ядра. Всі зміни в живих організмах в першу чергу пов'язані зі змінами в цих структурах; ДНК, рибосоми і колаген (основні компоненти білків позаклітинного матриксу) є основними інформаційними біополімерами. В епігенетичній сфері вони обмінюються інформацією через фізичні канали нелінійних акустичних та електромагнітних коливань.

Різноманітні рідкокристалічні структури та внутрішньоклітинна вода, які мають здатність утворювати фрактальні структури, також є генераторами та рецепторами інформаційних хвиль.

Так, апарати інформаційно-хвильової терапії "Полог-1" і "Мінітаг" працюють від декількох секунд до декількох хвилин при дуже низьких густинах потоку потужності. Згадані вище резонансні частоти біологічних клітин відповідають частотам випромінювання космічних комунікаторів.

Густини потужності і тривалості випромінювання цих пристроїв значно перевищують енергетичні рівні, які можуть викликати зміни в живих клітинах (більш ніж на 10 порядків, і таке опромінення можливе протягом усього життя).

Фундаментальною властивістю, притаманною живим організмам набагато більше, ніж природі, є здатність створювати нові властивості і процеси, які раніше були недоступні. З цієї точки зору, поступова еволюція - це процес самоорганізації, що виражається у спонтанному утворенні більш складних структур. Однак, оскільки структура не є статичною, вона може втратити стабільність через зміну умов навколишнього середовища або параметрів самої системи. Мутації, що мають селективну перевагу, мають тенденцію до збільшення, тобто породжують нестабільність.

Таким чином, природний відбір фактично базується на нестабільності через появу вигідних мутантів, які призводять до розпаду раніше стабільних структур, а еволюція - це нескінченний перехід від одного стабільного стану до іншого через нестабільні стани.

Ця ідея еволюції добре поєднується з ідеєю сучасного синергізму. Сучасний синергетика - це визнання ролі низькоенергетичних флуктуацій у зміні структури складних систем у точці біфуркації. Вважається, що в момент біфуркації, коли існує низка еквівалентних континуумів, саме низькоенергетичні сигнали впливають на вибір шляху подальшого

розвитку. Суперпозиція декількох полів випромінювання призводить до генерації стоячих хвиль, частоти яких збігаються з резонансними частотами живих клітин і ритмами роботи різних органів і функціональних систем організму.

В результаті можуть порушуватися такі генетичні механізми, як транскрипція, трансляція, репарація та експресія генів, що призводить до появи особин виду з непередбачуваними властивостями. Оволодіння механізмами контролю експресії генів за допомогою електромагнітних хвиль може відкрити шлях до управління поведінкою і станом живих організмів та їх клонування. Такий контроль може бути використаний для дистанційного пригнічення активності патогенних мікроорганізмів, бактерій і комах [70].

Що стосується людей, то існує ризик, що мешканці опромінених територій можуть зазнати небажаних наслідків на генетичному та фізіологічному рівні. Наприклад, опромінення людського організму може пригнічувати багато ділянок геному лімфоцитів. Ця дія може призвести до різних порушень у найскладнішій імунній системі, головним чином, для захисту організму.

Ця дія може зупинити синтез імунних клітин, відповідальних за вироблення антитіл до специфічних антигенів, шляхом пригнічення трансляції певних генів. Через деякий час після впливу імунна система людини, яка вижила, вже не здатна протистояти інфекціям, спричиненим антигеном, реакція на який була пригнічена, і навіть грип може призвести до смерті.

Оскільки мутації здебільшого шкідливі, жоден вид не може дозволити собі швидкого накопичення мутацій у статевих клітинах. Хоча статеві клітини організмів потребують захисту від швидких генетичних змін для збереження виду, такий самий захист необхідний і для всіх інших клітин організму для збереження кожного окремого організму. Нуклеотидні заміни в соматичних клітинах можуть сприяти природному відбору на користь більш пристосованих до умов клітин. Наприклад, це призводить до розвитку раку, на який припадає понад 20% передчасних смертей у Західній півкулі.

Переконливі дослідження показали, що причиною смерті в цьому випадку є насамперед накопичення змін у послідовності ДНК соматичних клітин. Десятикратне збільшення частоти мутацій, ймовірно, призведе до катастрофічного зростання кількості онкологічних захворювань.

З огляду на таку недостатність досліджень впливу електромагнітного випромінювання на біологічні об'єкти, слід звернути увагу на необхідність проведення електромагнітного моніторингу навколишнього середовища для контролю тих процесів у суспільстві, які можуть відбуватися в період активного введення в експлуатацію нових систем та обладнання, що генерують електромагнітне випромінювання [67].

4.2 Вплив електромагнітного випромінювання на живі організми та рослини

Вплив електромагнітного випромінювання на адаптивні гомеостатичні функції живих організмів Існує давня традиція широкого впровадження електроніки, особливо квантової електроніки, в медицину та ветеринарію.

Лазерні промені є монохроматичними, строго поляризованими, високоспрямованими і сфокусованими до досить малого діаметру, що робить їх придатними для медичного використання. Досить потужні газові лазери, що використовують вуглекислий газ як активне середовище, широко застосовуються в хірургічній практиці. Низькоенергетичне опромінення живих організмів в інфрачервоному (ІЧ) та видимому світловому спектрі призводить до процесів на клітинному та молекулярному рівнях. Біофізичні та фізіологічні ефекти такого випромінювання, як правило, чітко виражені. Визначимо основні кількісні характеристики випромінювання:

1. Густина потужності H - кількість світлової енергії на см^2 .

$$H \left[\frac{\text{мВт}}{\text{см}^2} = \frac{P_{\text{вих}}}{S} \right], \quad (4.1)$$

де $P_{\text{вих}}$ - потужність на виході

S - площа світлової плями

2. Доза, що вводяться в тканин:

$$W = \frac{P \cdot T \cdot 10^{-3}}{S}, \quad (4.2)$$

де P – доза випромінювання, Дж см^2

T - час опромінення, с.

3. Доза випромінювання

$$W = \frac{P \cdot T \cdot (1 - a)}{S}, \quad (4.3)$$

де $(1 - a)$ коефіцієнт світлопропускання тканини, що визначається біологічним фотометричним шляхом.

4. Експозиція опромінення T

$$T = \frac{W \cdot S}{P(1 - a)}. \quad (4.4)$$

Електростатичне поле - це електричне поле, створене нерухомим зарядом. Строго кажучи, статичного електричного поля в природі не існує, оскільки елементарні заряди перебувають у тепловому русі. Однак відстань, яку долають ці заряди, є малою порівняно з лінійним розміром області, що нас цікавить. Тому напруженість електростатичного поля не залежить від часу. У квазістатичному полі період його часової зміни вважається набагато більшим, ніж інтервал спостереження за об'єктами, що піддаються впливу цього поля.

Біологічне середовище, поміщене в електростатичне поле, демонструє дві реакції. По-перше, середовище заряджається в результаті перенесення зарядів різної полярності. Іони мають обмежену площу переміщення через структуру біологічної тканини, тому зовнішнє поле не повністю компенсується в біологічному середовищі (як у провіднику), але внутрішня енергія біологічного середовища змінюється, і зовнішнє поле може просторово спотворюватися. Таким чином, електростатичне поле приватно проникає в біологічне середовище і викликає поляризацію діелектрика.

Діелектричні властивості біологічних тканин залежать від класу діелектрика. Діелектрики з поляризованими молекулами складаються з асиметричних молекул (наприклад, молекул води) з власним електричним дипольним моментом. За відсутності зовнішнього поля сумарний дипольний момент $\sum P_i = 0$ через рівновіддалену орієнтацію молекулярних дипольних моментів.

Коли зовнішнє поле $E \neq 0$ $\sum P_i \neq 0$, на кожен елементарний диполь діє момент сили $M_i = [P_i - E]$. Діелектрики з неполярними (симетричними) молекулами (азот, водень) не мають дипольного моменту під дією зовнішнього поля; якщо $E \neq 0$, то індукований дипольний момент. Розглядаючи квантові явища, тобто ефект Штарка у водневих системах, ми можемо розглянути ще один фактор впливу електростатичних полів на біологічне середовище [71].

Ефект Штарка - це розщеплення спектральних ліній, коли на речовину впливає зовнішнє електричне поле. Навіть дуже сильні електричні поля слабші за електричне поле всередині атома, тому їхній вплив на перенесення атомних електронів незначний. Однак у водню та водневих системах він має місце.

Енергія розщеплення спектральних ліній мала і пропорційна напруженості зовнішнього електричного поля: де n - функція квантового числа: $\Delta W \sim nE$. Коли напруженість досягає значних значень, виникає ефект Штарка другого порядку: $\Delta W \sim E^2$ ($E > 10^5$ В/см).

Оскільки біологічним середовищем є вода - водневовмісна речовина, то вплив зовнішнього електростатичного поля викликає зміни в спектрі випромінювання та поглинання електромагнітних хвиль відповідно до ефекту Штарка. Таким чином, вплив електростатичних полів на біологічні структури призводить до часткової зарядки і поляризації матеріалу, що збільшує внутрішню енергію середовища з силовими ефектами поля і змінює його спектральні властивості. Розглянемо приклад електростатичного поля, до якого найбільш чутливі живі організми.

Серед них - електростатичне поле, яке природним чином генерується перерозподілом заряду між верхніми шарами атмосфери та земною поверхнею. Як відомо, зовнішньою оболонкою атмосфери є іонізований шар, який розташований на висоті 110... 120-180.. 300 км від поверхні, де зосереджена повітряна плазма (рис. 4.2). Первинна іонізація в цьому шарі відбувається за рахунок жорсткого ультрафіолетового і гамма-випромінювання, потоку елементарних частинок, що випромінюються Сонцем, і залишкових космічних променів. Частина атмосферного заряду поширюється до поверхні за рахунок атмосферної теплової конвекції, атмосферних опадів і гроз, крайових струмів і струмів провідності. Експериментально встановлено, що струми мостових ліній становлять +60, струми опадів - +20, грози - -20, а "кінцеві струми", зумовлені кривизною нерівної поверхні Землі, -100 Кл/с-км. Отже, результуючий заряд на земній поверхні становить -40 Кл/с-км² [61-70].

Іоносфера

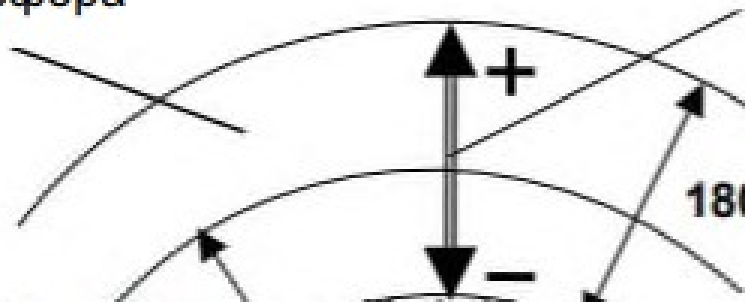


Рисунок 4.2 - Формування електростатичного поля Землі

Таким чином, всі організми в біосфері знаходяться в квазістатичному полі гігантського сферичного конденсатора. Внутрішньою обшивкою цього конденсатора є поверхня Землі, а зовнішньою - нижня частина іоносфери. Напруженість електричного поля біля земної поверхні становить близько 150 В/м, поверхневий заряд - $5 \cdot 10^7$ Кл, а циркулюючий струм - ~ 1500 А.

Штучними джерелами електростатичних полів є потужні електростанції, електрифікація автомобілів, електризація одягу зі штучних

волокон та поверхні електронно-променевиx трубок. Завдяки специфічності впливу електростатичних полів на організм людини, вони знайшли застосування і в медицині. Електростатичний душ (франклізація) - широко практикована процедура, під час якої тіло пацієнта піддається впливу постійного електричного поля, що створюється джерелом високої напруги. Поширені (джерело 50. .150 кВ) та локальний (15. .20 кВ) фланкування. Пацієнта розміщують на заземленому електроді, а активний електрод розміщують на відстані 6...10 см від опромінюваної ділянки, як показано на рис. 4.3.

У біологічній тканині поблизу активного електрода відбувається поляризація молекул діелектрика, генеруються мікроструми і заряджаються провідні структури, перерозподіляються іони в опромінюваній ділянці і виникає стимулюючий ефект [57].

Додаткові ефекти досягаються за рахунок притягання негативних іонів повітря, які утворюються біля електродів негативної полярності. Штучна іонізація повітря за допомогою коронних розрядів за рахунок постійного електричного поля може бути досягнута на відстані 180...300 км. .300 км 110. .120 км Це використовується для перенесення зарядів в іоносфері, а відповідна терапія називається "аероіонотерапія

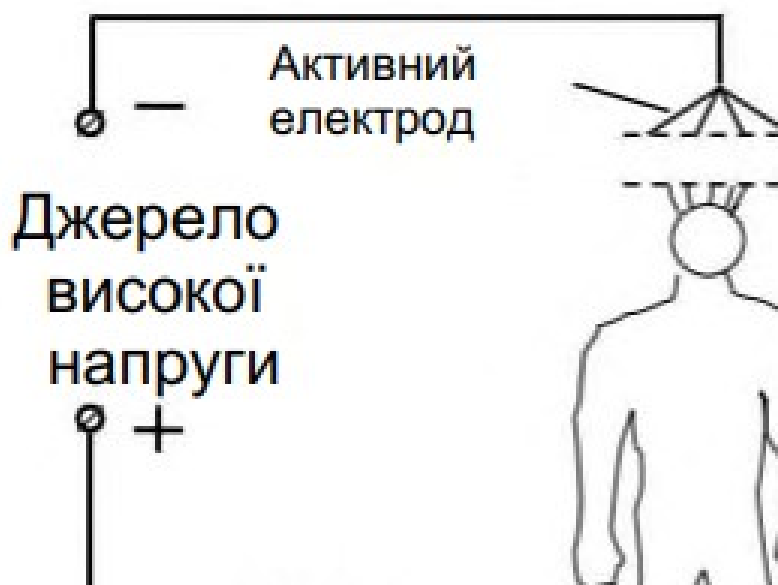


Рисунок 4.3 - Електростатичний душ

Електростатичні поля також використовуються в електростатичних очисниках повітря. Як правило, дрібні частинки, такі як пил, аерозолі та дим, як відомо, несуть електричний заряд. Таке забруднене повітря можна очистити, подаючи його між пластинами конденсатора, на які подається постійна напруга в кілька сотень вольт (рис. 4.4). Під впливом електростатичного поля заряджені частинки накопичуються на пластинах конденсатора і очищене повітря подається до пацієнта.

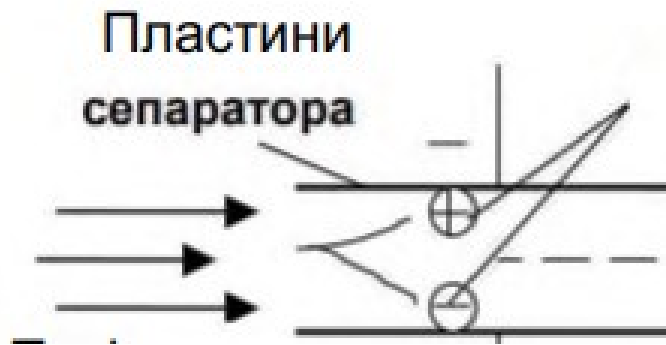


Рисунок 4.4 - Електростатичні очищувачі повітря

Радіочастотні електромагнітні поля (РЧ ЕМП) мають виражену біологічну дію, характер якої залежить від інтенсивності електромагнітного поля, тривалості впливу, частоти і характеру електромагнітного сигналу, з одного боку, та складу тканин (зокрема, вмісту води) і форми опромінюваного організму, з іншого. Електромагнітне випромінювання викликає значні зміни в стані практично всіх систем людського організму, є оборотним і високостабільним.

При впливі електромагнітних хвиль у дуже високому діапазоні частот на живі тканини виникають ефекти, які можна розділити на теплові ефекти, що спостерігаються при високих потоках мікрохвильового випромінювання, і нетеплові ефекти, що виникають при низьких рівнях потужності випромінювання. Поглинання енергії електромагнітної хвилі в біологічній тканині викликає підвищення температури тканини [68].

Це пов'язано з тим, що коливання електромагнітних хвиль призводять до руху молекул в організмі. Вільні заряди та іони починають вібрувати, а дипольні молекули обертаються з частотою прикладеного електричного поля. Рух іонів і молекул супроводжується тертям, а тертя генерує тепло. Тіло гріється зсередини, а температурні датчики, шкірні рецептори, розташовані на поверхневому шарі шкіри і тому не можуть сповіщати організм про тепло. Тіло обмінюється теплом з навколишнім середовищем за допомогою механізмів терморегуляції. Якщо механізми

терморегуляції розсіюють надлишок тепла і запобігають перегріванню, температура тіла залишається нормальною; в іншому випадку температура тіла підвищується і функції організму порушуються. Усі живі тканини за своїми властивостями можна поділити на багаті на воду (м'язи, шкіра), бідні на воду (жирова і кісткова тканини) та проміжні тканини (тканини мозку і кісткового мозку, легені).

Ці тканини відрізняються за складом іонів і полярних молекул. При однаковій напруженості поля коефіцієнт поглинання тканини, що містить більше води, приблизно в 60 разів вищий, ніж у тканини, що містить менше води. В результаті відбиття електромагнітних хвиль, що падають на живі організми, на межі розділу між тканинами з високим і низьким вмістом води можуть виникати стоячі хвилі. Вони спричиняють появу так званих гарячих точок. Результатом цього ефекту є локальне запалення або руйнування (опіки) шкіри та підлеглих тканин. Ці опіки зазвичай більш глибокі (опіки четвертого ступеня) [69].

Тканини з поганим кровообігом і терморегуляцією, такі як очі, жовчний міхур, шлунково-кишковий тракт і яєчка, більш чутливі до перегріву. Опромінення очей викликає помутніння кришталика (катаракту), а розвиток катаракти є одним з небагатьох специфічних уражень, викликаних електромагнітними полями у високочастотному діапазоні. Взаємодія електромагнітного випромінювання з навколишнім середовищем людини не обмежується тепловими ефектами; вплив електромагнітного випромінювання також проявляється при дуже низьких інтенсивностях, коли нагрівання тканин стає непереконливим або навіть повністю неможливим. При впливі на людину електромагнітного випромінювання нетеплової інтенсивності найбільш суттєво змінюється функціонування центральної нервової системи та інших систем (гіпоталамо-гіпофізарно-ендокринної, імунобіологічної, крові, кровотворення). При цьому виділяють комплекс симптомів, що включає три основні синдроми: астеничний, астенопоетичний і гіпоталамічний.

Астеничний синдром розвивається на ранніх або легких стадіях і проявляється підвищеною втомлюваністю, занепадом фізичних сил і втратою здатності витримувати тривалі фізичні та розумові навантаження; астеновегетативний синдром розвивається при помірній інтенсивності опромінення; гіпоталамічний синдром розвивається на ранніх стадіях і проявляється підвищеною втомлюваністю, занепадом фізичних сил і втратою здатності витримувати тривалі фізичні та розумові навантаження.

Характеризується головним болем, дратівливістю, слабкістю, порушеннями сну, періодичними болями в серці та аритміями, артеріальною гіпотензією та гіпертензією, нейрогуморальними рухами, зміненою клінічною гематограмою та іншими симптомами дисфункції вегетативної нервової системи.

Гіпоталамічні синдроми найбільш виражені при інтенсивному одноразовому або хронічному впливі. Постраждалі найчастіше скаржаться на підвищену або знижену збудливість, порушення сну, втрату пам'яті, біль у серці, тривожність, підвищену пітливість і тремтіння пальців рук. Клінічними та біологічними проявами цього синдрому є вегето-судинні, імунні, ендокринні та метаболічні (харчові) зміни [71].

Ці симптоми найчастіше є наслідком нейромодуляторних порушень, а не "локального" ураження органів. Найчастішим проявом ураження гіпоталамуса є вегето-судинна дистонія та пов'язані з нею інші дисфункції організму. При впливі на біологічні об'єкти, в тому числі і на людину, модульованими електромагнітними полями необхідно враховувати можливість виникнення резонансних ефектів. Особливо неприємною є частота модуляції 6,16 Гц, яка відповідає біоритмам людського мозку і є більш інтенсивною, ніж інші ритми електричної активності в мозку здорової людини.

Гранично допустимий рівень (ГДР) електромагнітного випромінювання - це значення, при якому щоденний (за винятком вихідних), але не менше 40 годин на тиждень вплив протягом робочого періоду не повинен викликати захворювань або відхилень у стані здоров'я, які можна виявити сучасними методами. У діапазоні частот від 10 кГц до 30 кГц оцінка та нормування ЕМП здійснюється індивідуально за напруженістю електричного поля (Е, В/м) та магнітного поля (Н, А/м) залежно від часу впливу.

Допустимі значення напруженості електричного та магнітного полів для впливу протягом всієї зміни становлять 500 В/м та 50 А/м відповідно; допустимі значення напруженості електричного та магнітного полів для часу впливу до 2 годин за зміну - 1000 В/м та 100 А/м відповідно [7].

Частота від 30 кГц до 300 ГГц Вплив радіочастотного електромагнітного випромінювання (ЕМВ) на людину в діапазоні частот від 30 кГц до 300 ГГц оцінюється окремо для:

- 1) тих, чия робота або навчання вимагає перебування в місцях впливу джерел радіочастотного електромагнітного випромінювання;
- 2) тих, чия робота або навчання не вимагає перебування в місцях впливу джерел радіочастотного електромагнітного випромінювання;
- 3) тих, хто перебуває в житлових, громадських будівлях, офісних будівлях, приміщеннях, житлових кварталах, місцях масового відпочинку на працівників та студентів, осіб віком до 18 років, вагітних жінок та інших осіб, які зазнають впливу зовнішнього радіочастотного електромагнітного випромінювання в місцях, де вони не зобов'язані перебувати.

Для першої групи (персонал, який обслуговує радіочастотні електромагнітні джерела) нормування базується на енергетичному впливі, який визначається напруженістю електромагнітного поля та часом його впливу на людину, а для другої групи (населення) - на величині напруженості поля [57]. Напруженість електромагнітних полів у діапазоні частот: - від 30 кГц до 300 МГц оцінюється значеннями напруженості поля E , В/м та магнітного поля H , А/м, а від 300 МГц до 300 ГГц - густиною потоку енергії (ППЕ), Вт/м² [58].

РОЗДІЛ 5 МЕТОДИ ТА ЗАХОДИ ЗАХИСТУ ВІД ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Захист часом використовується, коли неможливо зменшити інтенсивність випромінювання іншими способами.

Захист відстанню застосовується, коли неможливо зменшити електромагнітне випромінювання іншими способами, в тому числі і захистом часом. Відстань, що відповідає гранично допустимому рівню інтенсивності випромінювання, визначається розрахунковим шляхом і перевіряється інструментально.

Екранування джерел випромінювання. Екранування виконується у вигляді камер, шаф і кожухів, виготовлених з металевих листів або сітки. Екран послаблює ЕМП, оскільки товщина екрану створює електричне поле в протилежному напрямку. Екрани можуть бути сітчастими або суцільними. Для забезпечення довговічності екрани зазвичай виготовляють з листового матеріалу з високою електропровідністю (алюміній, мідь, латунь, сталь або пермалой) і товщиною не менше 0,5 мм.

Екранування робочих місць використовується, коли неможливо екранувати обладнання. Це досягається шляхом влаштування кабін або екранів, покритих поглинаючим матеріалом (гума, пінополістирол, поліуретан або спеціальна гума). Екрануючим матеріалом для оглядового вікна є скло, покрите плівкою діоксиду олова (SnO_2), яка відбиває електромагнітне випромінювання приблизно на 30 дБ [72].

Зменшення випромінювання самого джерела досягається за допомогою спеціального радіобладнання: поглиначів потужності, антенних еквівалентів, дільників напруги або атенюаторів.

Якщо інші методи неможливі, слід використовувати засоби індивідуального захисту. Існують наступні з них:

- Індивідуальні щитки з металізованого матеріалу.
- Захисні окуляри ОРЗ-5 для роботи з радіостанціями, виготовлені зі скла, покритого плівкою з діоксиду олова;
- Капюшони, халати та комбінезони з металізованої бавовняної або паперової тканини, які виконують роль сітчастих екранів.

Всі елементи захисного одягу повинні мати надійні електричні з'єднання та бути заземленими.

Організаційні методи захисту.

- Розміщуйте обладнання належним чином (у приміщенні з міцними стінами та стелею);
- Не допускайте до роботи молодь до 18 років, а також осіб із захворюваннями серця, крові, нервової системи та очей;
- Проводити щорічні медичні огляди та надавати додаткову відпустку або скорочений робочий день;

- Встановлення оптимального робочого часу для обслуговуючого персоналу.

Засоби захисту для персоналу, який працює в зоні електромагнітного поля 50 Гц.

Захист працівників від несприятливого впливу електричних полів повинен забезпечуватися виконанням організаційних, інженерно-технічних, лікувально-профілактичних заходів. Організаційні заходи передбачають вибір раціональних режимів праці для працівників, які здійснюють обслуговування електроустановок, обмеження місць і часу перебування працівників у зоні впливу електромагнітних полів частотою 50 Гц. Реалізація цих заходів передбачена чинними нормативно-правовими актами і здійснюється на безоплатній основі [70-72].

Інженерно-технічні заходи включають раціональне розміщення обладнання та використання екранованих засобів захисту. Раціональне розташування обладнання та конструктивних елементів (опор, порталів тощо) над розподільчим пристроєм може бути визначено на етапі проектування електроустановки або реалізовано під час реконструкції всієї підстанції або окремих компонентів. Вибір висоти підвісу струмоведучої частини, кроку фазних ліній і відстані між фазними лініями ґрунтується не тільки на умовах забезпечення електричної міцності повітряного проміжку, але й на забезпеченні взаємної компенсації електричних полів різних фаз і зниженні напруженості поля в зоні обслуговування персоналу.

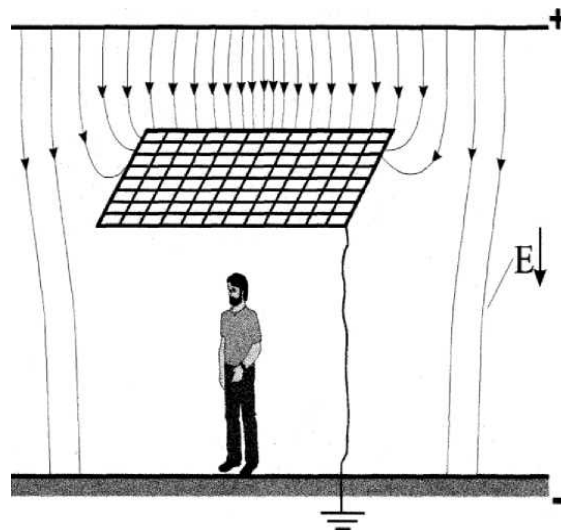


Рисунок 5.1 - Принцип дії екрануючих козирків

До захисних засобів, що застосовуються при експлуатації електроустановок надвисокої напруги, відносяться екрануючі козирки,

козирки, перегородки, переносні екрануючі пристрої та екрануючі комплекти (костюми) [64, 65]. Слід зазначити, що захисні властивості екрануючих пристроїв ґрунтуються на їхній ефективності щодо зменшення напруженості та спотворення електричного поля в просторі поблизу заземленого електроустановки (рис. 5.1).

Всі екрануючі пристрої повинні бути спроектовані таким чином, щоб напруженість поля на робочому місці не перевищувала 5 кВ/м. Ця вимога повинна виконуватися як влітку, так і взимку. Необхідно враховувати рівень снігу, в цьому випадку люди під екраном можуть перебувати на відстані до 0,6 м від землі.

Ефективність екрануючого пристрою слід перевіряти експериментально за напруженістю залишкового поля і коефіцієнтом екранування в місці його використання. Коефіцієнт екранування - це величина, яка описує захисні властивості екрану. Для даної точки він визначається як відношення максимального модуля вектора напруженості поля в цій точці до встановлення екрануючого пристрою E_1 до максимального модуля вектора напруженості поля в цій же точці після встановлення екрануючого пристрою E_2 , тобто

$$K_E = \frac{|\bar{E}_1|}{|\bar{E}_2|} \quad (5.1)$$

Екрануюча пластина виготовлена з металу. Висота встановлення екрануючого пристрою визначається з урахуванням висоти робочого місця. Екранний пристрій повинен бути приєднаний до заземлювального провідника або безпосередньо заземлений за допомогою болтового або зварювального з'єднання з об'єктом (обладнанням, машиною), що має заземлювальний провідник.

Метал, з якого виготовлено екрануючий пристрій, повинен мати антикорозійне покриття. Відстань від екранованого об'єкта до активної частини обладнання повинна бути не менше відстані, зазначеної в Правилах улаштування електроустановок [73]. Екрановані козирки є одним з найефективніших засобів захисту персоналу, який працює на відкритих розподільчих пристроях. Вони виконуються у вигляді паралельних ліній у проходах між високовольтним обладнанням і пішохідними доріжками (рис. 5.2).

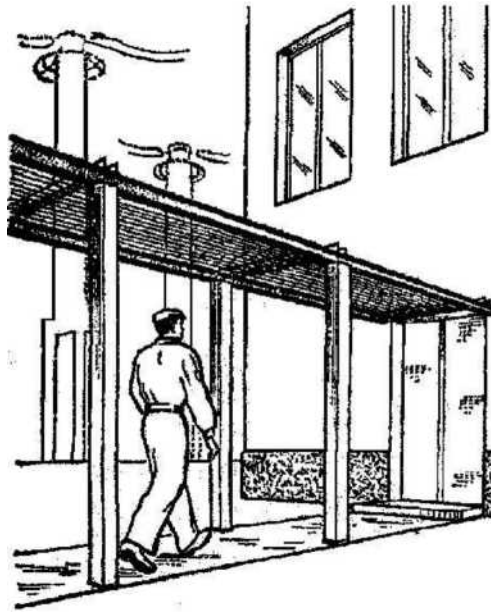


Рисунок 5.2 - Екрануючі козирки, що перекривають проходи до будівель

Козирки складаються зі сталевих прутків або сталевих тросів чи дротів діаметром 5-8 мм, натягнутих паралельно один одному з інтервалом 10-20 см. Рекомендується встановлювати козирки на висоті від 2,3 до 2,5 м над рівнем землі в проходах і розподільних пристроях, де проводиться огляд обладнання. Відстань від голови людини до козирка має бути не менше 30 см. Ширина навісу повинна бути не менше 1,5 м, а довжина залежить від розміру зони, що захищається. Захисний козирок складається з металевої сітки з розміром вічок 50 x 50 мм або менше, закріпленої на кутовій сталевій рамі.

Вони встановлюються над робочою зоною, де проводяться роботи з контролю та обслуговування. Встановлюються в розподільчих шафах або шафах керування повітряними вимикачами, приводами роз'єднувачів та іншим обладнанням або пристроями, що потребують регулярного технічного обслуговування. Ширина козирка повинна бути не менше ширини об'єкта, що обслуговується, а довжина виступаючої частини - не менше 1 м. Козирки слід встановлювати на висоті 2,5 м над землею.

Щитову перегородку слід встановлювати вертикально, точно посередині між сусідніми комірками повітряного вимикача. Ці перегородки виготовляються з металевої сітки або сталевих прутків, прикріплених до сталевій рами відповідного розміру, яка кріпиться до спеціальних опор за допомогою розкосів. Нижній край перегородки повинен бути піднятий над землею на висоту 2-3 м, щоб не перешкоджати проходу людей або транспортних засобів [74].

Довжина і висота перегородки повинні бути не менше довжини і висоти повітряного вимикача з урахуванням всіх струмопровідних елементів. Переносні екрануючі пристрої (тимчасові пристрої) призначені для захисту персоналу, який виконує певні роботи протягом тривалого часу на ділянках електроустановки, не захищених стаціонарними екрануючими пристроями. На рисунку 5.3 показано приклад використання тимчасового обладнання.

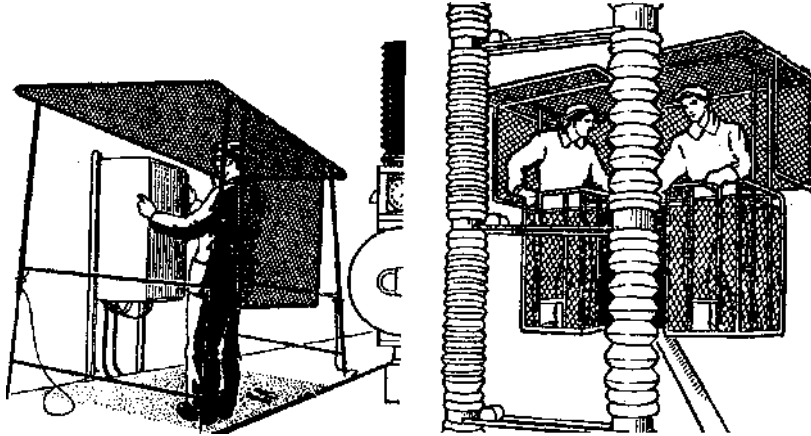


Рисунок 5.3 - Приклад використання тимчасового обладнання

Для захисту населення від електричних полів повітряних ліній електропередач встановлюються санітарно-захисні зони (СЗЗ). Санітарно-захисні зони повітряних ліній електропередач - це території вздовж траси ПЛ, де напруженість електричного поля перевищує 1 кВ/м.

У межах СЗЗ забороняється - Житлові будинки, громадські будівлі, стоянки і зупинки всіх видів транспорту, об'єкти автосервісу, склади нафти і нафтопродуктів - операції з паливом, проведення ремонту машин і механізмів. На ділянках, де можуть перебувати люди, напруженість поля можна зменшити шляхом: - перенесення будинків подалі від ліній електропередач; - використання екрануючих пристроїв або інших засобів зменшення напруженості поля. Сільськогосподарські угіддя, розташовані в СЗЗ повітряних ліній електропередач, рекомендується використовувати для вирощування культур, які не потребують ручної праці.

Машини і механізми з повітряним приводом, що знаходяться в санітарно-захисній зоні ПЛ, повинні бути заземлені. Як заземлювальний пристрій може використовуватися металевий ланцюг, приєднаний до рами або кузова і контактує з землею. Машини і механізми без металевих кабін, що використовуються для виконання сільськогосподарських робіт в санітарно-захисній зоні ПЛ вище 750 кВ, повинні бути забезпечені екраном для зниження напруженості електричного поля в зоні роботи оператора машини. Металеві дахи будівель, розташованих в межах СЗЗ повітряних ліній електропередач 330-500 кВ, повинні бути заземлені щонайменше у двох точках. Опір заземлення не нормується.

Напруженість поля будівель, розташованих в СЗЗ ПЛ 330-500 кВ з неметалевими дахами, можна зменшити, встановивши на дахах цих будівель заземлені металеві сітки. Напруженість поля відкритих ділянок у цій зоні можна зменшити шляхом встановлення екранних перегородок (залізобетонних парканів, пристроїв для екранування кабелів), а також висаджуванням дерев і чагарників висотою не менше 2 м.

У санітарно-захисній зоні ПЛ слід встановлювати дроти для підвішування винограду, хмелю тощо, ортогонально до осі повітряної лінії. Кожен провідник повинен бути заземлений щонайменше в трьох точках. Опір заземлення не нормується [75].

При виконанні будівельно-монтажних робіт в СЗЗ ЛЕП довгі металеві предмети (наприклад, труби, кабелі, лінії зв'язку) повинні бути заземлені щонайменше в двох точках, а також в робочій зоні. Опір заземлення не нормується.

На перехрестях доріг з повітряними лініями електропередач повинні бути встановлені дорожні знаки, що забороняють зупинку транспортних засобів в СЗЗ цієї лінії; здійснюється захист населення від несприятливого впливу магнітних полів частотою 50 Гц:

- Видалення джерел МП з житлової забудови;
- розробляються спеціальні інженерно-технічні рішення для зниження рівнів МП від існуючих джерел до ГДР. Зниження рівнів МП 50 Гц від локалізованих джерел можна забезпечити за допомогою екранів з високопроникних матеріалів або за допомогою активної компенсації рівнів МП 50 Гц. Зниження рівнів МП 50 Гц в будівлях від джерел, зумовлених струмами витoku та несиметричними струмами в металевих конструкціях будівель, включаючи кабельні лінії та системи трубопроводів, забезпечується шляхом усунення струмів витoku та несиметрії струмів.

Зниження рівнів МП 50 Гц від віддалених джерел (у тому числі повітряних і кабельних ліній електропередач) на житлових територіях і всередині житлових і громадських будівель забезпечується застосуванням контурних екранів і оптимальним розташуванням джерел МП. Власники джерел МП 50 Гц, будівель і територій, на яких розташовані ці джерела, повинні забезпечити проведення інструктажу працівників і населення повинні проходити навчання з питань забезпечення гігієнічних та епідеміологічних вимог електромагнітної безпеки.

Контролювати напруженість високочастотних електромагнітних полів. Контролювати рівень ЕМІ на робочому місці.

Контроль необхідно здійснювати на робочих місцях персоналу, який обслуговує генеруюче, передавальне та випромінююче обладнання, наприклад, на виробничих об'єктах, радіо- і телевізійних центрах, радіолокаційних станціях і фізіотерапевтичному обладнанні [70-73].

Не підлягають контролю джерела електромагнітних випромінювань, що використовуються у виробничих приміщеннях, якщо вони не

працюють у відкритих хвилеводах, антенах або інших елементах, призначених для випромінювання в простір, і максимальна потужність за паспортними даними не перевищує - 5,0 Вт - у діапазоні частот від 30 кГц до 3 МГц - 2,0 Вт - у діапазоні частот від 3 МГц до 30 МГц - 0,2 Вт - у діапазоні частот від 30 МГц до 300 ГГц.

Контроль рівнів радіочастотних ЕМІ у виробничих умовах здійснюється наступним чином. - під час проектування, введення в експлуатацію та перепроєктування джерел РЧ ЕМП та технологічного обладнання, що їх містить - під час організації нових робочих місць - під час проведення спеціальної оцінки умов праці на робочих місцях Контроль рівнів РЧ ЕМП може здійснюватися за допомогою розрахункових методів та/або вимірювань на робочих місцях.

На етапі проектування рівень ЕМП може бути визначений розрахунковими методами. Розрахунки повинні проводитися відповідно до затверджених методичних рекомендацій і враховувати наступні технічні параметри радіопередавального обладнання - потужність передавача; - режим випромінювання; - коефіцієнт підсилення антени; - втрати енергії в антенно-фідерному тракті; - нормовані значення діаграми спрямованості у вертикальній і горизонтальній площині (крім антен НВЧ, ДВЧ і ВЧ діапазонів); - зона огляду антени; - висота антени від поверхні землі; та інші. На діючих об'єктах моніторинг РЧ ЕМІ здійснюється переважно шляхом інструментальних вимірювань; вимірювання рівнів РЧ ЕМІ слід проводити після того, як працівники покинули контрольовану зону, на максимальній потужності, що використовується, для всіх режимів роботи обладнання [65-70].

Вимірювання слід проводити на висоті 0,5, 1,0 і 1,7 м від опорної поверхні для працівників, які стоять, і 0,5, 0,8 і 1,4 м для працівників, які сидять, залежно від робочого положення. Під час вимірювання фіксуються максимальні значення Е і Н або ЗІЗ для кожного робочого місця. Якщо руки працівника піддаються локальному опроміненню, інтенсивність РЧ ЕМП слід додатково контролювати лише на рівні посередині між кистю та передпліччям.

Інтенсивність РЧ ЕМП, що генерується обертовими та скануючими антенами, слід контролювати на робочому місці та в місцях тимчасового розміщення персоналу при всіх робочих значеннях кута нахилу антени. Для оцінки рівня РЧ ЕМП використовуються спрямовані (однокоординатні) та ненаправлені (всеспрямовані) детектори з ізотропними (трикоординатними) сенсорами. використовуються прилади.

Для вимірювання інтенсивності РЧ ЕМІ в діапазоні частот до 300 МГц використовується обладнання, призначене для визначення ефективного значення напруженості електричного та/або магнітного поля з допустимою відносною похибкою не більше $\pm 30\%$.

Для вимірювання рівнів радіочастотних ЕМІ в діапазоні частот >300 МГц використовується обладнання, призначене для визначення середнього значення густини потоку енергії з допустимою відносною похибкою не більше $\pm 40\%$ в діапазоні частот вище 300 МГц і не більше $\pm 30\%$ в діапазоні частот вище 2 ГГц. Вимірювання забороняється проводити за наявності атмосферних опадів, а також при температурі і вологості, що перевищують максимальні робочі параметри засобу вимірювальної техніки. Результати вимірювань повинні бути оформлені у вигляді протоколу або карти, що поєднує карту розподілу рівнів електричного, магнітного та електромагнітного полів з кресленням обладнання та приміщення, де проводились вимірювання.

Вимірювання напруженості РЧ ЕМП в житлових і громадських будівлях слід проводити в приміщеннях, які можуть бути пасивними ретрансляторами ЕМП і в яких прилади, що є джерелами РЧ ЕМП, повністю відключені, як і металеві вироби, в найближчій до джерела точці приміщення (балкон, лоджія, біля вікна), де джерело ЕМП Це слід робити, коли джерело ЕМП працює на повну потужність. Мінімальна відстань до металевих виробів визначається в інструкції з експлуатації вимірювальної машини. У житлових приміщеннях зовнішні радіочастотні ЕМП слід вимірювати при відкритих вікнах. Захист від радіочастотних електромагнітних полів [75].

Для захисту населення від впливу радіочастотних електромагнітних полів, що генеруються передавальними радіотехнічними засобами (радіолокаційними, радіопередавальними, телевізійними станціями, наземними станціями супутникового зв'язку та іншими об'єктами), встановлені санітарно-захисні зони та зони обмеження забудови.

Санітарно-захисна зона - територія, що прилягає до технічної території об'єкта передачі, зовнішня межа якої визначається ГДК ЕМП на висоті 2 м над поверхнею землі. Заборонена зона - територія, на якій інтенсивність ЕМІ перевищує ГДР на висоті понад 2 м над поверхнею землі.

Зовнішня межа цієї зони визначається максимальною висотою будівлі, що будується, на висоті верхнього поверху, де інтенсивність ЕМІ не перевищує ГДК. Обидві вищезазначені зони визначаються розрахунковим шляхом і перевіряються шляхом вимірювання напруженості електромагнітного поля.

Відповідальність за розрахунки та вимірювання несе власник бездротового об'єкта [71]. У санітарно-захисних зонах і зонах обмежень забороняється будівництво всіх видів житла, стаціонарних і профілактичних лікувально-оздоровчих закладів, дитячих садків, загальноосвітніх шкіл, пансіонатів та інших будівель, призначених для цілодобового перебування людей.

Для захисту громадських та промислових будівель огорожувальні конструкції та дахи можуть бути виконані з матеріалів з високими радіоекрануючими властивостями (наприклад, залізобетону) або, за необхідності, огорожувальні конструкції можуть бути покриті заземленою сіткою.

Крім прямого випромінювання, небезпечним є також вторинне електромагнітне випромінювання, що повторно випромінюється конструктивними елементами будівлі, комунікаціями, внутрішньою проводкою тощо, тому мережі повинні бути закриті діелектричними (наприклад, дерев'яними) коробами, щоб запобігти прямому доступу до цих елементів.

Санітарно-епідеміологічні висновки видаються окремо на місце розташування передавального радіоелектронного засобу та його експлуатацію. Захист працівників від впливу радіочастотних ЕМП здійснюється організаційними, інженерно-технічними, лікувально-профілактичними заходами та використанням засобів індивідуального захисту. Організаційні заходи включають вибір раціональних режимів роботи обладнання та обмеження місця і часу перебування персоналу в зоні впливу РЧ ЕМП (захист відстанню і часом).

Захист часом - це обмеження часу перебування персоналу в робочій зоні. Застосовується, коли інтенсивність випромінювання не може бути знижена до прийняттого рівня [76].

Максимально допустимий робочий час зазначається в інструкціях з техніки безпеки та технологічній документації, а відповідні попередження розміщуються над джерелами РЧ ЕМІ або в безпосередній близькості від них. Скорочення часу впливу повинно бути підтверджено технічною та адміністративною документацією та/або результатами хронометражу.

Захист відстанню передбачає збільшення відстані між випромінювачем і персоналом. Відстань, що відповідає максимально допустимій інтенсивності опромінення, визначається розрахунком і підтверджується обладнанням. Увага! Знак електромагнітних полів (рис. 5.4) [72].



Рисунок 5.4 - Знак «Увага! Електромагнітне поле»

Інженерно-технічні заходи включають зменшення потужності випромінювання самого джерела випромінювання, екранування джерела, екранування робочої зони, маркування зон та огороження. Зменшення потужності випромінювання самого ДІВ можна досягти за допомогою спеціальних пристроїв, таких як поглиначі потужності, антенні еквіваленти, атенюатори, спрямовані відгалуження, бронзові прокладки між фланцями і фланці дроселів.

Екранування джерел випромінювання використовується для зменшення інтенсивності радіочастотних ЕМІ на робочому місці або для огороження небезпечних зон випромінювання. Екрани можуть бути відбиваючими або поглинаючими, стаціонарними або переносними. Матеріали, розміри і конструкція екрана визначаються технічними умовами технологічного процесу, характеристиками обладнання, що підлягає екрануванню, необхідною ефективністю екранування і допустимими втратами екрана. Екрани часто виготовляють у вигляді герметичних камер, шаф і кожухів (рис. 5.5).

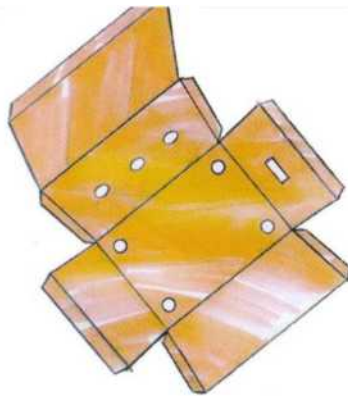


Рисунок 5.5 - Екран, виконаний у вигляді замкнутої камери (розгортка)

Як правило, в якості екранного матеріалу для світловідбиваючих екранів використовують металеві листи. Однак у багатьох випадках замість металу економічно вигідно використовувати дротяну сітку, фольгований матеріал або стільникові решітки. Ефект електромагнітного екранування при використанні дротяної сітки залежить від діаметра дроту і кроку осередків.

Фольговані матеріали товщиною 0,01-0,5 мм включають алюміній, латунь і цинк, переважно алмазні матеріали. Екрани, що поглинають радіохвилі, виготовляються з матеріалів, які відповідають таким вимогам: максимальне поглинання електромагнітних хвиль у широкому діапазоні частот, мінімальне відбиття, відсутність емісії шкідливих речовин, пожежна безпека, невеликі розміри і легка вага. Захисні матеріали, засновані на принципі поглинання радіохвиль, застосовуються в аналогових вільних просторах з антенними навантаженнями, для покриття

внутрішніх поверхонь корпусів і місць з'єднань апаратури, що генерує і підсилює ЕМІ, де інші захисні матеріали не можуть бути використані через можливе порушення технологічних процесів, а також для заповнення зазорів між частинами хвилеводних конструкцій, які можуть бути з'єднані зварюванням або пайкою [74-76].

Матеріали, що поглинають радіохвилі, можна розділити на матеріали, які перетворюють електромагнітну енергію в теплову за рахунок індукції розсіяних струмів, магнітного гістерезису і високочастотних діелектричних втрат, і матеріали інтерференційного типу, які послаблюють електромагнітні хвилі за рахунок інтерференції (рис. 5.6). Залежно від робочого діапазону розрізняють матеріали вузького та широкого діапазону.

Радіопоглинаючий матеріал на неопромінюваній стороні зазвичай покривається радіорефлекторним матеріалом, що покращує ефективність загальної радіозахисної конструкції. Радіопоглинаючі матеріали включають еластичні і жорсткі шари пінопласту, тонкі листи, сипучі або ливарні суміші і спеціальні покриття. Провідні добавки, такі як сажа, активоване вугілля і карбонільне залізо, вводяться в матеріал для перетворення електромагнітної енергії в теплову і надання йому властивостей поглинання.

Струмопровідні добавки спричиняють втрати (індуковані вихрові струми перетворюються на теплову енергію). Основними поглиначами є синтетичні матеріали, такі як гума, поролон, полістирол і фарба. Зменшення коефіцієнта відбиття поглинаючих матеріалів досягається двома основними способами. Один з них полягає в тому, щоб структурувати і формувати матеріал таким чином, щоб збільшити активну поверхню, перед якою приймається випромінювання, наприклад, зробити матеріал волокнистим або зі складною поверхнею, вкритою пірамідами або конусами.

На таких поверхнях хвилі багаторазово відбиваються від нерівностей і сумарна енергія, що передається матеріалу, набагато більша, ніж при падінні на гладку плоску поверхню.

Матеріали, виготовлені таким чином, мають широкосмуговий діапазон, але низьку щільність, а також схильні до ерозії, впливу води і пилу. Товщина пропорційна довжині хвилі.



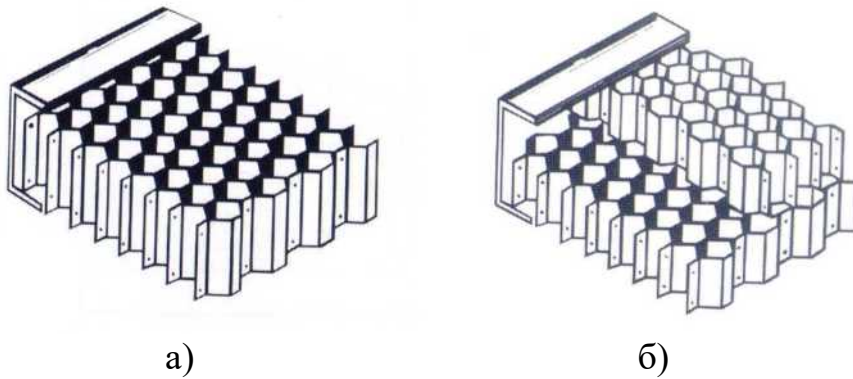
Рисунок 5.6 - НВЧ поглиначі (пірамідальні пустотілі радіопоглинаючі матеріали для безлужних камер великих розмірів та випробувань на електромагнітну сумісність)

У випадку з матеріалами інтерференційного типу, поглинаючі матеріали товщиною в чверть довжини хвилі наклеюються на металеву ложку або решітку. Коли такий матеріал розміщується на шляху випромінювання, електромагнітні хвилі частково відбиваються від матеріалу, частково проходять крізь нього, частково поглинаються матеріалом, відбиваються від металевої ложки, частково знову поглинаються, щоб досягти передньої поверхні, відбиваються від матеріалу і частково випромінюються в повітря.

В результаті, хвилі, випромінювані матеріалом, мають фазову зміну на 180° порівняно з хвилями, відбитими від передньої поверхні поглинаючого матеріалу, і включають в себе хвильову інтерференцію. Поєднуючи відбивну здатність від передньої поверхні з поглинальною здатністю матеріалу, можна звести до мінімуму відбиття хвиль від таких матеріалів. Поглинальна здатність залежить від властивостей матеріалу: 69 для гуми, поролону та інших радіопоглинальних матеріалів на їх основі становить $0,155 \dots 0,465 \text{ Вт/см}^2$, матеріали на основі поліуретану досягають $1,3 \text{ Вт/см}^2$, а пінокерамічні матеріали - $7,75 \text{ Вт/см}^2$ [77].

Останнім часом комбінують кераміку та метал. Екрани у вигляді стільникових решіток використовуються для захисту вентиляційних отворів захисних кожухів обладнання (рис. 5.7, а) до сантиметрового

діапазону випромінювання. Ефективність екранування комірчастих решіток залежить від співвідношення глибини і ширини комірок. Якщо потрібна особливо висока ефективність екранування, рекомендується використовувати комірчасті решітки з комірками, що перетинаються (рис. 5.7, б).



а) б)
Рисунок 5.7 - Екрани у вигляді стільникових решіток із звичайними (а) і з комірками, що перетинаються (б)

Перевагами стільникових решіток є невелика вага, високі захисні властивості та низький опір вентиляції. Для захисту корпусів і кришок захисної оболонки ДІВ від витоків використовується м'який захисний матеріал, верхній шар якого складається з металізованої тканини, а внутрішній наповнювач - з м'якого пористого матеріалу, наприклад, поролону (рис. 5.8).

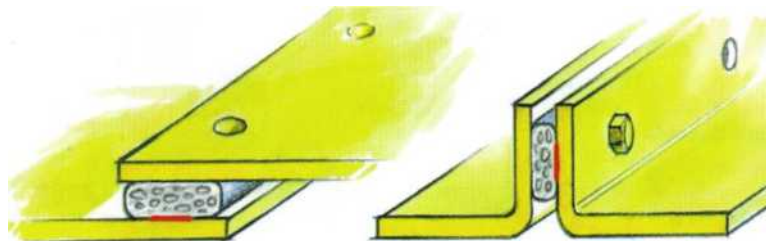


Рисунок 5.8 - Екранування нещільностей корпусу апаратури

Екранування робочого місця використовується, коли екранування обладнання неможливе. Це досягається шляхом встановлення кабін або екранів, покритих поглинаючими матеріалами. Скло, покрите напівпровідниковим діоксидом олова, використовується як захисний матеріал для вікон і приладових панелей.

Засоби індивідуального захисту (ЗІЗ) слід використовувати, коли інші методи запобігання впливу радіочастотних ЕМІ неможливі. ЗІЗ включають халати, комбінезони, капюшони і захисні окуляри. ЗІЗ виготовляються зі спеціальних тканин або шляхом введення в тканину

тонких металевих ниток для утворення сітки, або шляхом хімічної металізації (з розчину) грубих тканин різної структури і щільності. Захист очей забезпечують напівмаски з мідної або латунної сітки, або окуляри ГРЗ-05 (окуляри радіочастотного захисту), виготовлені зі спеціального скла з провідним шаром діоксиду олова [77].

ВИСНОВОК

Взаємодія електромагнітного випромінювання з матеріалами є однією з традиційних актуальних галузей фізики і має численні технологічні застосування, включаючи появу нових матеріалів і розробку способів використання випромінювання в постійно розширюваному діапазоні довжин хвиль.

Наприклад, важливо вивчати взаємодію складних композитних матеріалів і застосовувати їх у захисних цілях. Розробка надійних теоретичних моделей таких процесів, як це викладено в монографії та рекомендовано у великій літературі, дасть змогу проектувати високоякісні захисні екрани та маніпулювати робочими параметрами в різних спектральних діапазонах.

Зміст пропонованої монографії присвячено вищезазначеним питанням. Читачам, яким необхідно знати більше про конкретні питання, викладені в монографії, рекомендується ознайомитися з великою літературою, наприклад, з технологій захисту.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Яворський Б. М., Детлаф А. А., Лебедев А. К. Довідник з фізики: для інженерів та студентів вищих навч. закладів / Т. : Навчальна книга-Богдан, 2005. 1034 с.
2. Опейда Й., Швайка О. Глосарій термінів з хімії. Ін-т фізико-органічної хімії та вуглехімії ім. Л. М. Литвиненка НАН України, Донецький національний університет. Донецьк: Вебер, 2008. 758 с.
3. Прохоров А. М. Физика. Большой энциклопедический словарь/Гл. ред. 4-е изд. Москва: Большая Российская энциклопедия, 1999. С. 874—876.
4. Петров Б.М. Электродинамика и распространение радиоволн. Москва: Гор. лин. Телеком, 2007. 558 с.
5. Фальковский О.И. Техническая электродинамика. Изд. 2-е. СПб.: Лань, 2009. 432 с.
6. Falkovich G., Gawedzki K., Vergassola M. Particles and fields in fluid turbulence. *Reviews of Modern Physics*. 2001. 73. P. 913-975.
7. Freund L.B. Dynamic Fracture Mechanics. Cambridge: Cambridge University Press, 1998. 300 p.
8. Marder M., Fineberg J. How things break. *Physics Today*. 1996. Pp. 24-29.
9. Proulx S.R., Phillips P.C. Network thinking in ecology and evolution. *Trends in Ecology and Evolution*. 2005. 20. P. 343-353.
10. Marcus P.S. Jupiter Great Red Spot And Other Vortices. *Annual Review Of Astronomy And Astrophysics*. 2000. 31. Pp. 523-573.
11. Corwin E.I., Jaeger H.M., Nagel S.R. Structural signature of jamming in granular media. *Nature* . 2005. 435. P. 1075-1078.
12. McCauley J.L. Dynamics of Markets: Econophysics and Finance. Cambridge. UK: Cambridge University Press, 2004. P. 364
13. Wildfires, complexity and highly optimized tolerance / Moritz M. et al. *Proceedings Of The National Academy of Sciences of The United States Of America* . 2005. 102. Pp. 17912-17917.
14. Gaspard P. Out-of-equilibrium nanosystems. *Progress Of Theoretical Physics Supplement*. 2006. 165. P. 33-56.
15. Local ionic and electron heating in single-molecule junctions. *Nature Nanotechnology* / Huang Z.F. et al. 2007. 2. P. 698-703.
16. Murty B.S. Novel materials synthesis by mechanical alloying/milling. *International Materials Reviews*. 1998. 43. Pp.101-141.
17. Drying-mediated selfassembly of nanoparticles / Rabani E. et al. *Nature* . 2003. 426. Pp. 271-274.
18. Jaeger H.M., Nagel S.R., Behringer R.P. Granular solids, liquids, and gases. *Reviews Of Modern Physics* .1996. 68. Pp. 1259-1273.

19. de Gennes P.G. Granular matter: a tentative view. *Reviews of Modern Physics*. 1999. 71. Pp. 374-S382.
20. Kadanoff L.P. Built upon sand: Theoretical ideas inspired by granular flows. *Reviews Of Modern Physic*. 1999. 71. Pp. 435-444.
21. Герасимов О.І. Фізика гранульованих матеріалів. Одеса: ТЕС, 2015. 264 с.
22. Герасимов О.І., Співак А.Я. Окремі задачі фізики м'якої матерії. Гельветика, 2020. 200 с.
23. Tightening (Compaction) of Bi-Component Micromechanical (Granular) System / Gerasymov O.I., Andrianova I.S., Spivak A.Y., Sidletska L.M., Kuryatnikov V.V., Kilian A.M. *Science and Innovation*. 2021. Vol. 17, No. 4. Pp. 79-88.
24. Kinetically driven self assembly of highly ordered nanoparticle monolayers / Bigioni T.P. et al. *Nature Materials*. 2006. 5. Pp. 265-270.
25. Morozov A.N., van Saarloos W. An introductory essay on subcritical instabilities and the transition to turbulence in visco-elastic parallel shear flows. *Physics Reports Review Section Of Physics Letters*. 2007. 447. Pp. 112-143.
26. Fisker J.L., Balsara D.S. The accretion and spreading of matter on white dwarfs. *New Astronomy Reviews*. 2006. 50. Pp. 509-515.
27. Jamming phase diagram for attractive particles / Trappe V. et al. *Nature* . 2001. 411. Pp. 772-775.
28. Palmer T.N. Extended-Range Atmospheric Prediction And The Lorenz Model. *Bulletin of The American Meteorological Society*. 1993. 74. Pp. 49-65.
29. Makse H.A. Testing the thermodynamic approach to granular matter with a numerical model of a decisive experiment. *Nature*. 2002. 415. Pp. 614-617.
30. Kadanoff L. Scaling And Dissipation In The Goy Shell-Model. *Physics Of Fluids* .2009. 7. P. 617-629.
31. Lewis G.S., Swinney H.L. Velocity structure functions, scaling, and transitions in high-Reynolds-number Couette-Taylor flow. *Physical Review E*. 1999. 59. Pp. 5457-5467.
32. Carlson J.M., Doyle J. Complexity and robustness. *Proceedings of The National Academy of Sciences of The United States of America*. 2002. Pp. 2538-2545.
33. Haxton T.K., Liu A.J. Activated dynamics and effective temperature in a steady state sheared glass. *Physical Review Letters* . 2007. 99. Pp. 345-350.
34. Speck T.U. Restoring a fluctuation-dissipation theorem in a nonequilibrium steady state. *Europhysics Letters*. 2006. 74. Pp. 391-396.

35. Breakup of air bubbles in water: Memory and breakdown of cylindrical symmetry / Keim N.C. et al. *Physical Review Letters*. 2006. 97. Pp. 14-17.
36. Эбелинг В. Образование структур при необратимых процессах. Москва: Мир, 2004. 256 с.
37. Хакен Г. Синергетика. Иерархия неустойчивостей в самоорганизующихся устройствах и системах. Москва: Мир, 1985. 405 с.
38. Хакен Г. Информация и самоорганизация. Москва: Мир, 1991. 320с.
39. Хакен Г. Тайны природы. Синергетика: учение о взаимодействии. Москва: Институт компьютерных исследований, 2003. 320 с.
40. Пригожин И. Введение в термодинамику необратимых процессов. Москва: Изд-во иностр. лит-ры, 1960.160 с.
41. Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах. Москва: Мир. 1979. 399 с.
42. Николис Г., Пригожин И. Познание сложного. Москва: Мир, 1990. 399 с.
43. Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. Введение в синергетику. Москва: Наука, 1990. 272 с.
44. Баблянец А. Молекулы, динамика и жизнь: Введение в самоорганизацию материи. Москва: Мир, 1990. 373 с.
45. Сугаков В.И. Введение в синергетику. Киев: КНУ, 1992.188 с.
46. Йосс Ж., Джозеф Д. Элементарная теория устойчивости и бифуркаций. Москва: Мир, 1983. 301 с.
47. Заславский Г.М., Сагдеев Р.З. Введение в нелинейную физику. Москва: Наука, 1988. 368 с.
48. Aoki Kazunori. Nonlinear Dynamics and Chaos in Semiconductors. Series in condensed matter physics. Bristol-Philadelphia. IoP, 2001.P. 580.
49. Качественная теория динамических систем второго порядка / Андронов А.А., Леонтович Е.А., Гордон И.И., Майер А.Г. Москва: Наука, 1966. 568 с.
50. Биркгоф Д. Динамические системы. Регулярная и хаотическая динамика. Ижевск, 1999. 408 с.
51. Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем. Москва: Наука, 1984. 272 с.
52. Мун Ф. Хаотические колебания. Москва: Мир, 1990. 312 с.
53. Шевченко С.Ю. Влияние электромагнитных полей энергетического оборудования на окружающую среду URL: http://archive.nbuv.gov.ua/portal/natural/Vcpi/Puem/2010_16/20.pdf (дата звернення 22.02.2023 р.)
54. Кураев Г.А., Войнов В.Б., Моргалев Ю.Н. Влияние электромагнитного излучения персональных компьютеров на

- организм человека. URL:
[http://www.dc.tsu.ru/webdesign/tsu/Library.nsf/designobjects/vestnik269/\\$file/9_15Kuraev.pdf](http://www.dc.tsu.ru/webdesign/tsu/Library.nsf/designobjects/vestnik269/$file/9_15Kuraev.pdf) (дата звернення 22.02.2023 р.)
55. Савицкая Я.А., Паслен В.В. Влияние высокочастотных электромагнитных полей на организм человека. *Екологія та ноосферологія*. 2009. № 1, 2. Т. 20. С. 38–43.
56. Савицька Я.А., Пасльон В.В. Вплив високочастотних електромагнітних полів на живі організми. *Екологія та ноосферологія*. 2009. № 3, 4. Т. 20. С. 47–50.
57. Мартынюк В.С., Цейслер Ю.В., Темурьянц Н.А. Интерференция механизмов влияния слабых электромагнитных полей крайне низких частот на организм человека и животных. *Геофизические процессы и биосфера*. 2012. № 2. Т. 11. С. 16–39.
58. Тиханков Н.В., Тиханков Е.Н., Плешко Э.А. Информационные методы нейтрализации негативного влияния «электромагнитного смога». *Науковий вісник міжнародного гуманітарного університету: зб. наук. праць. Серія «Інформаційні технології та управління проектами»*. Одеса, 2012. № 4. С. 83–85.
59. Черный А.П., Никифоров В.В. Об электромагнитной совместимости электромеханических и биологических систем. *Інженерні та освітні технології в електротехнічних і комп'ютерних системах*. Кременчук: КрНУ, 2013. № 1 (1). С. 140–149. URL: <http://eetecs.kdu.edu.ua> (дата звернення 22.02.2023 р.)
60. Подобед І.М. Про протилежні властивості одного й того ж випромінювання та його вплив на працівника. *Проблеми охорони праці в Україні: зб. наук. праць*. Київ, 2012. № 23. С. 90–95.
61. Эйди У.Р., Дельгадо Х., Холодов Ю.А. Электромагнитное загрязнение планеты и здоровье. *Наука и человечество: международный ежегодник*. Москва, 1989. С. 10–18.
62. Bise W. Lower power radio-frequency and microwave effects on human electroencephalogram and behavior. *Physiol. Chem. and Physics*. 1978. Iss. 10. Pp. 387–398.
63. Бурлака Н.И., Гоженко С.С. Электромагнитное поля, его виды, характеристики, классификация и влияние на здоровье населения. *Актуальные проблемы транспортной медицины*. 2010. № 4. Т. 2 (22). С. 24–32.
64. Олешко Т.І. Системний підхід до впливу компонентів стільникового зв'язку на стан навколишнього середовища URL: http://archive.nbuv.gov.ua/portal/natural/mtit/2012_66/m66_st07.pdf (дата звернення 22.02.2023 р.)
65. Безверхая А.П. Гигиеническая оценка влияния электромагнитного излучения на организм человека и животных. *Гігієна населених місць: зб. наук. праць*. Київ, 2009. № 53. С. 228–231.

66. Грачев Н.Н. Медико-биологические аспекты воздействия ЭМИ
URL: http://grachev.distudy.ru/Uch_kurs/sredstva/Temp1_1/temp1_1_4.htm (дата звернення 22.02.2023 р.)
67. Нікітіна Н.Г., Баркевич В.А. Вплив електромагнітних випромінювань на здоров'я населення (науковий огляд). *Гігієна населених місць*: зб. наук. праць. Київ, 2007. № 50. С. 209–214.
68. Ковальова О.В. Вплив на організм людини електромагнітних полів антропогенного походження. *Вісник Запорізького національного університету*: зб. наук. праць. Біологічні науки. Запоріжжя. 2009. № 2. С. 96–104
69. Ковалева А.В. Влияние электромагнитных полей и излучений на биообъекты. Актуальні питання біології, екології та хімії: електронне наукове фахове видання. 2009. № 1. Т. 1. С. 64–85.
70. Ляшенко Г.А., Черепнев И.А., Полянова Н.В. Определение подходов к нормированию воздействия электромагнитного поля на окружающую среду. URL: http://archive.nbuu.gov.ua/portal/natural/Vkhdtusg/2010_101/Sz_05_101_2.pdf (дата звернення 22.02.2023 р.)
71. Руководства МКЗНИ по ограничению воздействия переменных электрических, магнитных и электромагнитных полей (до 300 ГГц) – URL: http://www.who.int/peh-emf/publications/I-CNIRP_Guidelines_rus_final.pdf (дата звернення 22.02.2023 р.)
72. Думанський В.Ю. ЛЕП – джерело електромагнітного поля, його гігієнічне значення та нормування в умовах населених місць. *Гігієна населених місць*: зб. наук. праць. Київ, 2010. № 56. С. 196–202.
73. Лапицкий В.Н., Мамайкина Ю.Л. Электромагнитные поля как экологический фактор загрязнения окружающей среды (обзор). *Науковий вісник Національного гірничого університету. Дніпропетровськ*, 2011. № 5. С. 120–125.
74. Электромагнитное загрязнение окружающей среды и защита населения от его влияния / Думанский В.Ю., Биткин С.В., Сердюк Е.А. и др. *Гігієна населених місць*: зб. наук. праць. Київ, 2011. № 58. С. 184–199.
75. Электромагнітне випромінювання на транспорті / Гоженко А., Євстаф'єв В., Білокриницький В., Скиба О. *Вісник Національної академії наук України*. 2007. № 12. С. 25–34.
76. Будянская Э.Н., Шишко Е.И. Вредные условия труда с визуальными дисплейными терминалами – как источники электромагнитных излучений. *Науковий вісник Херсонської державної морської академії*. 2012. № 1 (6). С. 198–210.
77. Сокол Т.С. Охрана труда: учеб. пособие. Минск: Дизайн ПРО, 2006. 304 с.

Наукове електронне видання

**ГЕРАСИМОВ Олег Іванович
ХУДИНЦЕВ Микола Миколайович
СІДЛЕЦЬКА Людмила Михайловна**

**ВЗАЄМОДІЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З
НАВКОЛИШНІМ СЕРЕДОВИЩЕМ**

Монографія

Видавець і виготовлювач

Одеський державний екологічний університет
вул. Львівська, 15, м. Одеса, 65016
тел./факс: (0482) 32-67-35
E-mail: info@odeku.edu.ua
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
ДК № 5242 від 08.11.2016