

ОСОБЛИВОСТІ ПОГЛИНАННЯ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В БІОСИСТЕМАХ НА КВАНТОВО-ФІЗИЧНОМУ РІВНІ

С.Ю.Медведєв, В.Ф.Гедеон, С.О.Герзанич

Ужгородський державний університет, 294000, Ужгород, вул. Волошина, 54

Розроблена схема для теоретичного вивчення тих аспектів поглинання іонізуючого випромінювання в біосистемах, які обумовлені особливостями індивідуальних актів взаємодії частинок радіації з атомами біооб'єктів. Обговорено та проілюстровано розрахунками значення врахування фактора аномально великої величини ефективних перерізів фотоіонізації атомів важких елементів для рентгенодіагностики та радіобіології

Вступ

В сучасній радіобіології вивчення реакції біосистеми на дію проникаючої радіації в більшості випадків починається з рівня клітини [1]. Але первинні акти поглинання іонізуючого випромінювання відбуваються не на рівні клітин, а на рівні атомів. Це зумовлено тим, що характерні значення енергій зв'язку, які об'єднують атоми в молекули, а далі в макромолекули і клітини ($\sim 1\text{eV}$), на декілька порядків менші від значень енергій частинок проникаючої радіації. В даній роботі основна увага була зосереджена на електромагнітному випромінюванні в діапазоні $10^3 \div 10^7$ eV, тобто на рентгенівському і γ -випромінюванні. В цьому діапазоні електромагнітне випромінювання має чітко виражений корпускулярний характер і його слід розглядати як потік частинок - фотонів. При вторгненні такого потоку в біосистему фотони не "сприймають" клітини, біомолекули та інші мікроструктури біосистем як деякі цілісні системи атомів, об'єднаних силами взаємодії; ці об'єкти сприймаються як хаотична сукупність розрізнених атомів, які стохастично взаємодіють з фотонами опромінення. Якщо ж енергія фотонів набагато перевищує потенціал іонізації К-оболонки (I_K), то і сам атом вже не сприймається фотоном як система, а лише як сукупність майже вільних електронів, з якими фотони і вступають у взаємодію (комптон-ефект). Проте і в цьому випадку доцільно (і можливо, як

буде роз'яснено нижче) в якості вихідного структурного елемента біосистеми, який індивідуальним чином взаємодіє з фотонами первинного випромінювання, розглядати атом. Як відомо з квантової електродинаміки, кількісною характеристикою взаємодії фотона з атомом є ефективний переріз σ , який ми будемо використовувати в якості реперної величини. Важливою для багатьох проблем радіології обставиною є те, що ефективні перерізи дуже сильно розрізняються для атомів різних елементів. Ця відмінність залежить від енергії фотона і особливо різко проявляється у рентгенівському діапазоні. Справа в тому, що потенціали іонізації глибоких внутрішніх оболонок (К і L) деяких важливих в біологічному відношенні елементів лежать в рентгенівському діапазоні, (зокрема для йоду $I_K \approx 34$ keV). Тому для атомів таких елементів основним каналом енергопоглинання є фотоэффект, а не комптон-ефект, по якому відбувається взаємодія з атомами основної групи елементів біосистеми - киснем, воднем, вуглецем, азотом.

Відмітимо, що існуюче в сучасній радіобіології представлення про те, що переріз фотоэффекту пропорційний Z^5 (Z - порядковий номер елемента) є в більшості випадків занадто грубим спрощенням, а подекуди і просто помилковим. Завдяки досягненням сучасної фізики немає потреби використовувати такі грубі моделі - на сьогоднішній день накопичена обшир-

на інформація про залежність ефективних перерізів фотон-атомної взаємодії як від енергії фотона, так і від заряду ядра Z_e . Цю інформацію слід використати для цілей радіобіології. Одне із завдань даної роботи - дослідити можливості такого використання для вивчення особливостей первинного поглинання радіації в мікроструктурах біосистем.

Більш детально питання, що пов'язані з використанням перерізів σ , обговорюються в наступному розділі. Тут лише відмітимо, що вказана різка відмінність у перерізах σ плюс певна варіабельність елементного складу підсистем біосистеми, обумовлюють суттєву нерівномірність в структурному та просторовому розподілі енергопоглинання біосистемою. Ця важлива обставина залишається прихованою від нашого погляду, коли ми користуємося такою, по суті інтегральною, характеристикою, як "поглинена доза" (частіше всього розрізняють лише дози, поглинені в гетерогенних тканинах). Дана величина, яка є результатом сумування величезної кількості індивідуальних актів взаємодії іонізуючого випромінювання з атомами біосистеми (навіть при максимально можливій локалізації дози) нічого не говорить про розподіл поглиненої енергії по мікроструктурах (клітинах, біомолекулах т.і.) розглядуваної частини біосистеми. Якщо при вивченні медико-біологічних процесів, ініційованих поглиненими фотонами, використовується в якості вхідної інформації лише величина поглиненої дози (нехай навіть при максимально повному описанні випромінювання - інтенсивності, енергії фотонів, геометрії пучка т.і.), то таке вивчення приречене залишатися лише на феноменологічному рівні. Для більш глибокого розуміння вказаних процесів традиційно використовувану вхідну інформацію слід доповнити відомостями про структурний розподіл первинного поглинання радіації - з урахуванням квантових особливостей взаємодії частинок радіації з атомами біосистеми. Вивчення такого розподілу є одним із завдань даної роботи.

Другою особливістю первинного поглинання, яка обумовлена вищевказаною різкою відмінністю перерізів фотон-атомної взаємодії є певна чутливість макроскопічних характеристик поглинання (зокрема поглиненої дози) до зміни елементного складу тканин та органів. Для вивчення цієї чутливості в даній роботі використовується чисельне імітаційне моделювання, методика якого описана в розділі 2. Виявлені ситуації, в яких вказана чутливість стає суттєвою. В розділі 3 наведено результати, які ілюструють різке збільшення поглинання (в кілька разів) при відносно малому збільшенні (соті долі процента) парціальних концентрацій певного важкого елемента. Зрозуміло, що цей факт потрібно враховувати при використанні рентгенівського та гама-випромінювання як для отримання інформації про стан внутрішніх органів (рентгенодіагностика), так і при безпосередньому впливі на клітини злоякісних новоутворень (променева терапія). Обговорена важливість цієї обставини для вдосконалення рентгенодіагностики та підвищення інформативності променевої терапії.

Методика

1.1. Ефективні перерізи та поглинальна здатність

Основною метою даного розділу є отримання і аналіз співвідношень, які виражають інтегральні характеристики поглинання радіації (поглинена доза, масові та лінійні коефіцієнти ослаблення випромінювання, оптична густина тканини, фактор переходу рентген-рад т.ін.) через ефективні перерізи фотон-атомної взаємодії. Енергетичні залежності цих перерізів для різних елементів якраз і містять інформацію про квантово-фізичні особливості взаємодії фотонів з атомами біосистеми.

При вивченні дії рентгенівського та γ -випромінювання на організм враховують три такі основні процеси:

- 1) фотоіонізацію атомів (фотоэффект);
- 2) комптонівське розсіювання фотонів на електронах (комpton-ефект);

3) процес утворення пар “електрон-позитрон”, $\gamma \rightarrow e^- + e^+$, в полі ядра.

Ефективні перерізи цих процесів будемо позначати відповідно $\sigma_f, \sigma_e, \sigma_p$.

Під поняттям “поглинальної здатності” в даній роботі ми будемо розуміти наступне.

Нехай на біосистему діє монохроматичне електромагнітне випромінювання, тобто потік фотонів з енергією ε і інтенсивністю I . Поглинальною здатністю (ПЗ) α -ої підсистеми біосистеми будемо називати коефіцієнт пропорційності між інтенсивністю I та величиною первинно поглиненої енергії (в од. часу) α -ою підсистемою:

$$W_\alpha = \sigma_\alpha I. \quad (1)$$

Ясно, що ПЗ σ_α має розмірність площі. Якщо виділена α -ва підсистема не дуже велика (а в даній роботі мова йде про мікроструктури і мікрооб’єкти), то ПЗ σ_α дорівнює сумі ефективних перерізів взаємодії фотонів з атомами, що входять в дану підсистему. Підкреслимо, що ми працюємо в рамках наближення, згідно якого фотони взаємодіють з атомами як з ізольованими системами. Зробимо ще одне уточнення. Із співвідношення (1) і трактування ПЗ σ_α як сумарного перерізу фотон-атомної взаємодії випливає, що величина W_α - це сумарна енергія всіх фотонів, які за одиницю часу провзаємодіяли (в одному з трьох вищезгаданих процесів) з атомами α -ої підсистеми. Саме в цьому розумінні використовуватиметься в даній роботі поняття “поглинута енергія”. Таким чином, W_α - фактично величина енергії, на яку зменшується енергія первинного пучка (за од. часу) за рахунок взаємодії з атомами α -ої підсистеми. При використанні поняття “поглинена енергія” в більш загальноприйнятому змісті, від величини W_α слід було б відняти енергію вторинних фотонів, які утворюються в когерентному і некогерентному розсіюванні (при комптон-ефекті), а також енергію, затрачену фотонами на роботу виходу фотоелектро-

на з атома [2]. Але такий підхід до визначення поняття “поглинена енергія” має певні недоліки. Зокрема, якщо віднімати енергію, яка забирається вторинними фотонами, то слід було б і в “приходній частині” враховувати енергію, яка вноситься в α -ву підсистему вторинними фотонами, що випромінюються іншою частиною біосистеми. Віднімати ж енергії зв’язку електронів зовсім некоректно - адже це вклад в енергію “перебудови” атомно-молекулярного субстрату біосистеми, що призводить до виникнення певного біохімічного дисбалансу. Ми не будемо давати тут детального аналізу поняття “поглинена енергія” - оскільки це виходить за рамки даної роботи, а будемо користуватись простим і ясным означенням величини W_α , яке було наведене вище.

Якщо нас цікавить енергія E_α , поглинена α -ою системою за час від t_1 до t_2 , то співвідношення (3) потрібно проінтегрувати по часу t :

$$E_\alpha = \int_{t_1}^{t_2} W_\alpha(t) dt = \int_{t_1}^{t_2} \sigma_\alpha(t) I(t) dt \quad (2)$$

У співвідношенні (2) враховано, що змінюватись в часі може не тільки інтенсивність I , але й ПЗ σ_α - внаслідок зміни елементного складу α -ої підсистеми.

Якщо α -ва підсистема біосистеми містить $N_i^{(\alpha)}$ атомів i -го елемента, то відповідна парціальна ПЗ

$$\sigma_i^{(\alpha)} = N_i^{(\alpha)} \sigma_i,$$

де σ_i - переріз взаємодії фотонів з атомами i -го елемента.

$$\sigma_\alpha = \sum_i \sigma_i^{(\alpha)},$$

то ПЗ α -ої підсистеми можна представити у виді:

$$\sigma_\alpha = \sum_i N_i^{(\alpha)} \sigma_i. \quad (3)$$

З врахуванням визначення ПЗ (3) розподіл поглинання енергії по атомах кожного i -го елемента в α -ій системі обчислюється за формулою:

$$R_i^{(\alpha)} = \sigma_i^{(\alpha)} / \sigma_\alpha \cdot 100\% = \frac{1}{1 + \sum_{k \neq i} S_{ik}^{(\alpha)}} \cdot 100\%, \quad (4)$$

$$\text{де } S_{ik}^{(\alpha)} = \frac{N_k^{(\alpha)} \sigma_k}{N_i^{(\alpha)} \sigma_i} \quad (5)$$

Якщо в якості α -ої підсистеми розглядається молекула, то R_i^α визначає розподіл енергопоглинання в молекулі по групах атомів, які відносяться до певного хімічного елементу. Цей розподіл змінюється із зміною енергії фотона E . В роботах [3-7] обчислені розподіли R_i^α для деяких біологічно важливих молекул. Звертає на себе увагу різко виражена нерівномірність у розподілі поглинення енергії по хімічних елементах. Наприклад, при $E=30$ кеВ один атом заліза в молекулі гемоглобіну (ГЕМ) $C_{34}H_{31}N_4O_4Fe$ приймає на себе біля 75% енергопоглинання; чотири атоми йоду в молекулі тироксину $C_{15}H_{11}O_4NJ_4$ (гормон щитовидної залози) приймає на себе біля 98% первинного поглинання радіації (при $E \approx 40$ кеВ). Ця нерівномірність обумовлена, як видно з (4), (5), згадуваною вище різкою відмінністю перерізів фотон-атомної взаємодії σ_i .

Для випадку, коли в якості α -ої підсистеми розглядається клітина (як система молекул), доцільно розраховувати розподіл поглинання не тільки по групах i -вих атомів, але і по молекулах. Для цього треба попередньо по формулі (3) розрахувати ПЗ кожної групи молекул, які входять в дану клітину, а потім застосувати формули (4), (5), в яких під σ_i треба вже розуміти ПЗ молекул i -го сорту, а $N_i^{(\alpha)}$ - кількість i -вих молекул в одній клітині. Поки що цю задачу можна поставити лише в принциповому плані: для її практичної реалізації потрібна детальна інформація про молекулярний склад клітини.

Більш реальною на сьогоднішній день є задача розрахунку масових та лінійних коефіцієнтів i , з їх допомогою, визначення розподілу поглинання радіації по групах елементів у тканинах і органах.

Із визначення масового коефіцієнту (МК) $\mu(\vec{r}, t)$, випливає, що МК є не що інше як ПЗ одиниці маси - в даній точці $\vec{r}=(x, y, z)$, в даний момент часу t (ясно, що термін "точка" в даному контексті означає локалізацію деякого мікрооб'єкту, який

оточує математичну точку (x, y, z) ; аналогічно треба розуміти вираз "момент часу").

Отже

$$\mu(\vec{r}, t) = \sum_i v_i(\vec{r}, t) \sigma_i \quad (6)$$

де $v_i(\vec{r}, t)$ - кількість i -вих атомів в одиниці маси. Ці числа можна визначити таким чином. Нехай у тканині (органі) маси M міститься маса m_i атомів з атомною масою A_i . Числа $\xi_i = m_i/M, i=1, 2, 3, \dots$ будемо називати масовим розподілом хімічних елементів у даній тканині (органі). Ясно, що набір чисел $\{\xi_i\}$ задовольняє умові нормування:

$$\sum_i \xi_i = 1.$$

Числа v_i зв'язані з ξ_i очевидним співвідношенням:

$$v_i = N_A \xi_i / A_i \quad (7)$$

де N_A - число Авогадро.

Детальна інформація про масові розподіли $\{\xi_i\}$ для тканин і об'ємів "умовної людини" міститься в [8].

Величину $\mu_i(\vec{r}, t) = v_i(\vec{r}, t) \sigma_i$ природньо називати парціальним МК. Розподіл поглинання енергії по i -вих атомах в даній тканині або органі визначається формулами:

$$R_i(\vec{r}, t) = \frac{\mu_i(\vec{r}, t)}{\mu(\vec{r}, t)} \cdot 100\% = \frac{1}{1 + \sum_{k \neq i} S_{ik}(\vec{r}, t)} \cdot 100\% \quad (8)$$

де $S_{ik} = (v_k/v_i) \cdot (\sigma_k/\sigma_i) = (\xi_k A_i \sigma_k) / (\xi_i A_k \sigma_i)$,

$$(9)$$

$n_i(\vec{r}, t)$ - парціальна концентрація i -вих атомів.

Аналогічно лінійний коефіцієнт (ЛК) $\chi_i(\vec{r}, t)$ є не що інше, як ПЗ одиниці об'єму:

$$\chi(\vec{r}, t) = \sum_i n_i(\vec{r}, t) \sigma_i \quad (10)$$

Оскільки $n_i = v_i \rho$, де ρ - густина тканини, то

$$\chi = \mu \rho \quad (11)$$

Величину $\chi_i(\vec{r}, t) = n_i(\vec{r}, t) \sigma_i$ будемо називати парціальним ЛК. Ясно, що розподіл $R_i(\vec{r}, t)$ можна обчислювати і за допомогою ЛК:

$$R_i(\vec{r}, t) = \frac{\chi_i}{\chi} \cdot 100\%. \quad (12)$$

Знаючи МК і ЛК можна, при заданій інтенсивності визначити, відповідно, поглинуту дозу $D_i(\vec{r}, t)$ (за одиницю часу) і потужність об'ємної густини поглиненої енергії $U_i(\vec{r}, t)$:

$$D(\vec{r}, t) = \mu(\vec{r}, t) I, \quad U(\vec{r}, t) = \chi(\vec{r}, t) I. \quad (13)$$

Використовуючи масові коефіцієнти, можна визначити фактори переходу рентген-рад для різних енергій фотонів опромінення:

$$f = 0.869 \frac{\mu}{\mu_0} \left(\frac{rad}{r} \right), \quad D(rad) = f \cdot D_{exp}(r), \quad (14)$$

де μ_0 – МК повітря, а $D_{exp}(r)$ – експозиційна доза (в рентгенах).

Із формул(8), (9) видно, що розподіл $R_i(\vec{r}, t)$ не залежить від густини $\rho(\vec{r}, t)$ (тобто маси одиниці об'єму тканини). Підкреслимо, що мова іде не про просторовий розподіл поглинання, а про структурне, поелементне поглинання енергії в даному місці тканини або (органа). Цей розподіл, як видно з (9) визначається двома факторами: а) відносним розподілом парціальних концентрацій, n_k/n_i і б) відносним значенням перерізів σ_k/σ_i . Відмітимо, що порівняно невеликі варіації кількості важких атомів, які мають великі перерізи в рентгенівському діапазоні, можуть призводити до суттєвих змін розподілів R_i і помітно змінювати МК і ЛК, а значить і чисел Хаунсфільда, які характеризують оптичну густину тканини [3-7].

Зробимо декілька зауважень відносно трьох основних процесів взаємодії, які традиційно розглядаються в радіобіології - фотоіонізації, комптонівського розсіювання і утворення пар електрон + позитрон. Останній процес можливий лише при енергіях фотона, які перевищують порогове значення $E_{пор} = 2mc^2 = 1.02 \text{ MeV}$ (m - маса спокою електрона). Ефективний переріз утворення пари зростає із зростанням енергії фотона, а при даній енергії він пропорційний Z^2 [9]. Відмітимо, що вклад цього процесу в сумарний переріз починає

переважати лише при дуже великих енергіях фотонів $E \geq 20 \text{ MeV}$ [10].

Порогом фотоэффекту на тій чи іншій оболонці атома є потенціал іонізації даної оболонки. Для найнижчої К-оболонки і елементів з $Z \gg 1$, $I_K \approx Z^2 \cdot 13.6 \text{ eV}$. Таким чином, для важких елементів порогові значення К-оболонки (а для дуже важких навіть L і М-оболонки) лежать в рентгенівському діапазоні. При наближенні енергії фотона до порогового значення нової, більш глибокої оболонки, переріз атомного фотоэффекту різко зростає. На жаль, резонансний характер поведінки ефективного перерізу фотоэффекту в радіобіології практично не враховується. Відмітимо, що використовуване в радіобіології наближення $\sigma_f \sim Z^5$ справедливе лише в діапазоні $\epsilon \gg I_K$ і лише для важких елементів ($Z \gg 1$), але в цій області енергій переріз фотоіонізації знехтувано малий в порівнянні з перерізом комптон-ефекту.

Використання представлення про комптонівське розсіяння також потребує уточнення. Про більш-менш чистий комптон-ефект можна говорити лише для енергій фотона, які набагато перевищують енергії зв'язку електронів в атомі, в тому числі на К-оболонці. Оскільки значення $I_K \approx Z^2$, то інтервали енергій, при яких можна говорити про більш-менш чистий комптон-ефект сильно відрізняються для легких та важких атомів. Наприклад, при $E=1 \text{ keV}$ фотони взаємодіють з атомами водню молекули води переважно по комптон-ефекту, а атомами кисню - по фотоэффекту. Якщо умова $\epsilon \gg I_K$ не виконується, то значна частина імпульсу фотона може передатися іону віддачі і в цьому випадку правильніше говорити про некогерентне розсіяння фотона на зв'язаному електроні. В цьому процесі енергія та імпульс первинного фотона розподіляються у відповідності до релятивістських законів збереження енергії та імпульсу трьома частинками: вторинним фотоном, електроном та іоном віддачі. Тому, при відсутності умови $\epsilon \gg I_K$ уже немає тієї кореляції між енергією вторинного фотону ϵ' і ку-

том розсіювання θ , котра описується відомою формулою Комптона. Це саме сто-сується і залежності зміни довжини хвилі $\Delta\lambda$ від кута розсіяння. При некогерентно-му розсіюванні фотону з енергією зв'язку I отримуємо із законів збереження енергії-імпульсу:

$$\varepsilon' = \varepsilon \frac{1 - a - \gamma(2 - a)}{1 - a + \frac{\varepsilon}{mc^2}(1 - \cos\theta)}, \quad (15)$$

$$\Delta\lambda = \Lambda \frac{1 - \cos\theta + \gamma^2 \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{2} \right)}{1 - a - \gamma \left(1 - \frac{a}{2} \right)}, \quad (16)$$

де $\gamma = \frac{I}{\varepsilon}$, $a = \frac{I}{mc^2}$, $\Lambda = \frac{h}{mc}$ - комптонівська довжина хвилі електрона.

Формули (15) і (16) переходять у формули чистого комптон-ефекту

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon}{1 + \frac{\varepsilon}{mc^2}(1 - \cos\theta)}, \quad \Delta\lambda = \Lambda(1 - \cos\theta)$$

лише за умов $\gamma \rightarrow 0$ (тобто $\varepsilon \gg I$) і $a \ll 1$ ($I \ll mc^2$).

Отже, фото- і комптон-ефект є двома граничними випадками вказаного загального процесу обміну енергії первинного фотону при його некогерентному розсіянні на електроні. В першому випадку енергія вторинного фотона прямує до нуля, а в другому - до нуля прямує імпульс іона віддачі. Таке уточнення природи розсіювання фотона на зв'язаних електронах особливо важливе, якщо розглядаються подальші етапи розподілу поглинання енергії (чого в даній роботі не робиться).

Відмітимо також, що з допомогою одних лише перерізів σ_i можна отримувати певну інформацію про можливі наслідки опромінення (без знання розподілу концентрацій $n_i(\vec{r}, t)$). Дійсно, із визначення перерізу σ_i випливає, що величина $P_i = \sigma_i I$, де I - густина потоку фотонів, представляє собою імовірність того, що один із атомів провзаємодіє (в одиницю часу) з фотоном. Іншими словами, P_i представляє собою частку "уражених" радіацією і-вих атомів. Величини P_i , на відміну від тих,

що розглядалися раніше: ПЗ, МК, ЛК, розподіли P_i залежать не тільки від енергії фотона, а і від інтенсивності. Щоб позбутися цієї залежності, можна працювати з відносними величинами, виражаючи частку P_i в частках якого-небудь елемента, наприклад водню, P_H . Величину

$$\tilde{\sigma}_i = \frac{P_i}{P_k} = \frac{\sigma_i}{\sigma_k}, \quad (17)$$

слід інтерпретувати як відношення частки уражених при опроміненні і-вих атомів до частки уражених атомів водню. Зрозуміло, що в області переважання комптон-ефекту $\tilde{\sigma}_i \approx z_i$, в області переважання ефекту утворення пари "електрон + позитрон" $\tilde{\sigma}_i \approx z_i^2$. Для області переважання фото-ефекту, всупереч традиційним представленням сучасних радіобіологів, не існує ніякої закономірності типу $\tilde{\sigma}_i \approx z_i^k$, в чому можна переконатися, обчислюючи відносні ефективні перерізи фотоіонізації із даних роботи [10]. Визначальною обставиною у випадку фото-ефекту є співвідношення енергії фотона з потенціалом іонізації певної оболонки атома.

Відмітимо, що символом σ_k в даній роботі позначається сумарний переріз трьох вищевказаних процесів: фото-ефекту, комптон-ефекту та народження пар "електрон - позитрон".

1.2. Оптична густина тканини. Рентгенівська комп'ютерна томографія.

Починаючи з 70-х років інтенсивно розвиваються методи, засновані на реконструктивній комп'ютерній томографії досліджуваної частини організму. Зокрема, в рентгенівській комп'ютерній томографії (РКТ) вимірюється послаблення первинного потоку рентгенівського випромінювання, яке проходить через шар досліджуваної тканини. Такі вимірювання проводяться для певного числа напрямів, які визначаються векторами $\vec{\ell}_n$ (в більшості випадків всі вектори $\vec{\ell}_n$ лежать в одній площині). Ці послаблення визначаються в кінці кінців лінійними коефіцієнтами $\chi(\vec{r})$ (часову залежність ми тут опускаємо

- задача і без того надто складна). Якщо позначити інтенсивність пучка “на вході” через I_0 , а того, що пройшов по “променю” через $I(\vec{\ell}_n)$, то:

$$I(\vec{\ell}_n) = I_0 \exp\left[- \int_{L_n} \chi(\vec{r}) d\vec{r}\right]. \quad (18)$$

Маючи достатньо великий набір вимірювань $I(\vec{\ell}_n)$, можна за допомогою інверсії Радона знайти розподіл $\chi(\vec{r})$ для шару досліджуваної тканини. Ця складна математична задача розв’язується з допомогою закладених у комп’ютерну частину КТ програм. Результати видаються у вигляді т.з. чисел Хаунсфілда:

$$HF(\vec{r}) = \left[\frac{\chi(\vec{r})}{\chi_b} - 1 \right] \cdot 1000, \quad (19)$$

де χ_b - ЛК води (χ_b не залежить від \vec{r} , але залежить, як і $\chi(\vec{r})$ від енергії фотона). Числа $HF(\vec{r})$ називають також “оптичною густиною за шкалою Хаунсфілда”. Відхилення $HF(\vec{r})$ (тобто $\chi(\vec{r})$) в деякому мікрооб’ємі тканини від того значення, яке відповідає її нормальному стану, служить основою для постановки певного діагнозу. Але що означає перевищення значення оптичної густини HF (а значить і χ) в даному місці над тим значенням, яке відповідає нормальній тканині? Рентгенодіагностика відповідає на це питання однозначно: в даному місці збільшилася густина тканини $\rho(\vec{r})$. Але з точки зору квантових уявлень про природу ПЗ, обговорених вище, - це лише найбільш імовірна причина збільшення HF . Можлива гіпотетична ситуація, коли збільшення оптичної густини HF відбувається без зміни густини ρ (або навіть при її зменшенні). Справа в тім, що наведена вище відповідь базується на припущенні, що поглинання радіації при РКТ здійснюється лише шляхом комптонівського розсіювання. Дійсно, у цьому випадку $\chi(\vec{r}) = n_e(\vec{r})\nu_e$, $\chi_b = n_e^B \sigma_e$, де σ_e - переріз комптонівського розсіювання фотона на електроні, а $n_e(\vec{r})$ і n_e^B - концентрації електронів у тканині і воді, відповідно. Тому, в припущенні про домінування комптон-ефекту, оптична густина

HF уже не залежить від перерізу взаємодії (а значить і енергії фотона ϵ) і визначає варіабельність концентрації електронів $n_e(\vec{r})$ у тканині:

$$HF(\vec{r}) = \left[\frac{n_e(\vec{r})}{n_e^B} - 1 \right] \cdot 1000. \quad (20)$$

Оскільки $n_e(\vec{r})$ практично пропорційна густині $\rho(\vec{r})$, то збільшенню HF однозначно відповідає збільшення $\rho(\vec{r})$. Однак, при характерних для РКТ значеннях енергії фотона 30÷100 кеВ припущення про переважаючий вклад комптон-ефекту над фотоелементом справедливе лише для деяких елементів (зокрема для H, O, C, N). Але для таких елементів як P, Ca, Cl і особливо йоду та важких металів, переважним у цій області є фотоелемент. Тому тканини, які містять такі елементи у великих концентраціях (наприклад щитовидна залоза), а також у випадку забруднення тканин важкими елементами, формула (20) і висновок з неї (вищезгаданий діагноз рентгенодіагноста) стають суттєво неточними. Як показали розрахунки [3-7], оптична густина щитовидної залози при переході від 30 до 40 кеВ зменшилась на 90 од. HF , що свідчить про неправомірність для цієї тканини представлення про те, що числа HF визначають концентрацію електронів.

Тому бажано перейти в формулі (22) від ЛК до МК, враховуючи те, що $\chi = \mu\rho$:

$$HF(\vec{r}) = \left[\frac{\mu(\vec{r})}{\mu_B} \frac{\rho(\vec{r})}{\rho_B} - 1 \right] \cdot 1000, \quad (21)$$

де μ_B і ρ_B - МК та густина води.

Із (21) видно, що зміна $HF(\vec{r})$ може викликатися не лише зміною густини $\rho(\vec{r})$, але і зміною елементного складу тканини в даному місці, тобто МК $\mu(\vec{r})$. Неважко змодельовати ситуацію, коли ця зміна відбувається в такий спосіб, що $\mu(\vec{r})$ збільшується при фактично незмінному значенні $\rho(\vec{r})$ (або навіть при зменшенні ρ). Приклади такої числової імітації наведені нижче, в наступних розділах. Інформація про перерізи бралася з [10].

Таким чином, збільшення HF може бути обумовлене не тільки збільшенням гус-

тини тканини, але й попаданням до неї невеликої кількості атомів з великими перерізами σ_i . Неврахування цієї можливості - одне з можливих джерел помилок діагнозу, який ставиться на основі РКТ-дослідження. Щоб виробити більш точні методи діагностики, отримані в РКТ дані бажано доповнювати інформацією про варіації значень μ при змінах атомного складу тканини. Таку інформацію можна отримувати з допомогою чисельного комп'ютерного моделювання. Це значно збільшило б діагностичну інформативність рентгенівських комп'ютерних томограм, отримання яких супроводжується високими дозовими навантаженнями на пацієнта, з-за необхідності вимірювати достатньо великий набір функцій $I(\vec{\ell}_n)$. Тому потрібно шукати альтернативні способи, зокрема з використанням імітаційного чисельного моделювання, в якому варіюється елементний склад тканини. Використаний нами простий спосіб такої імітації полягає в наступному.

Нехай в силу певних обставин змінилася концентрація i -го елемента:

$\nu_i \rightarrow \nu_i + \Delta \nu_i$. Тоді зміняться і характеристики (6, 11-14), причому ця зміна залежить від енергії фотона і особливо різко проявляється в околі іонізації K - і L -оболонки даного елемента. Енергетичну залежність такої зміни природньо визначати коефіцієнтом збільшення поглинання випромінювання.

$$K = \frac{\mu + \Delta \mu}{\mu}; \quad \Delta \mu = \Delta \nu_i \sigma_i. \quad (22)$$

Цей коефіцієнт залежить як від величини добавки $\Delta \nu_i$, так і від енергії фотонів ε . З (4) витікає, що коефіцієнт K показує, в скільки разів збільшується поглинена доза і фактор переходу "рентген-рад" у вказаних обставинах. Крім того, знаючи K можна, використовуючи (21), визначити відповідну зміну оптичної густини. З формули (22) видно, що помітна відмінність коефіцієнту K від одиниці настає в тих випадках, коли відносна концентрація добавки $\Delta \nu_i / \nu$ є одного поряд-

ку з відношенням σ / σ_i , де σ - середнє значення перерізу:

$\sigma = \sum \nu_i \sigma_i / \nu$, $\nu = \sum \nu_i$. В припорогових областях перерізи σ_i можуть на кілька порядків перевищувати середні перерізи σ . Тому навіть при порівняно малому значенні концентрацій ТЕ (соті долі проценту) може наступити помітне (в кілька разів) збільшення поглинутої дози.

У випадку зумисної зміни хімічного складу тканини - при введенні РКП - отримувана попередня інформація про зміну поглинання радіації може бути використана для оптимізації рентгенодіагностичних процедур. В наступному розділі в якості ілюстрації ми наводимо результати використання описаного підходу для випадку введення в кров рентгеноконтрастного препарату - ОМНІПАКу.

Таким чином, імітуючи зміни чисел μ_i та енергії фотонів ε , можна вивчати залежність зміни поглинання радіації в тих чи інших тканинах або органах як від концентрації домішок, так і від енергії фотонів опромінення.

Аналогічним чином можна імітувати зміну поглинання радіації в макромолекулах, обумовлену попаданням в них атомів важких елементів (см. нижче мал.1).

Результати та обговорення

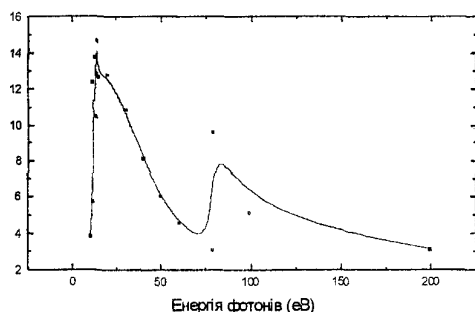
Наведені в таблицях 1 і 2 результати розрахунків розподілів R_i^a ілюструють різко виражену нерівномірність у поглинанні радіації окремими елементами багатоатомних молекул у випадку, коли в їх склад входять атоми важких елементів. Так, на чотири атоми йоду в 35-атомній молекулі тироксину приходиться (при $\varepsilon=30$ кеВ) 98% первинного енергопоглинання; на один атом заліза в 74-атомній молекулі гемоглобіну приходиться три четверті такого поглинання.

Таблиця 1. Розподіл енергопоглинання в молекулі-тироксину

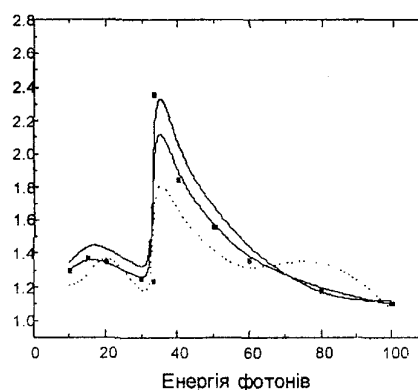
Атомний склад	$\varepsilon = 30 \text{ кеВ}$		$\varepsilon = 1 \text{ МеВ}$	
	$N_i^\alpha \sigma_i$, барн	R_i^α , %	$N_i^\alpha \sigma_i$, барн	R_i^α , %
H ₁₁	6.6	0.1	2.3	3.0
C ₁₅	74.8	1.1	19.1	24.3
N	6.9	0.1	1.5	1.9
O ₄	38.6	0.5	6.8	8.6
J ₄	71200	98.2	48.8	6
	$\sigma_\alpha = 7250 \text{ барн}$		$\sigma_\alpha = 78.4 \text{ барн}$	

Таблиця 2. Розподіл енергопоглинання в молекулі гемоглобіну (гем).

Атомний склад	$\varepsilon = 30 \text{ кеВ}$		$\varepsilon = 1 \text{ МеВ}$	
	$N_i^\alpha \sigma_i$, барн	R_i^α , %	$N_i^\alpha \sigma_i$, барн	R_i^α , %
H ₃₁	18.5	1.8	6.5	9.6
C ₃₄	170.0	16.5	43.2	53.6
N ₄	27.5	2.7	5.9	8.7
O ₄	38.6	3.8	6.8	9.9
Fe	756.0	74.9	5.6	8.2
	$\sigma_\alpha = 1010 \text{ барн}$		$\sigma_\alpha = 68.0 \text{ барн}$	



Мал.1. Збільшення імовірності враження фрагменту молекули ДНК C₃₉H₄₄O₂₄N₁₄P₄ при попаданні в нього одного атома платини.



Мал.2. Збільшення поглинання іонізуючого випромінювання в мікроб'ємах печінки при забрудненні їх атомами свинцю.

Мал.1 ілюструє суттєве збільшення долі вражених при опроміненні фрагментів молекул ДНК при попаданні в них одного атома платини. Таке попадання може мати місце, наприклад, при таких процедурах хіміотерапії, які використовують платідами. Різкі збільшення поглинання іонізуючого випромінювання при енергіях 15 і 75 кеВ обумовлені включенням в фотоіонізацію *L* і *K*-оболонки платини, відповідно. Цим, на нашу думку, можна пояснити деяке збільшення терапевтичного ефекту при використанні в комплексній хіміко-променевої терапії препаратів, що містять платину. Наявність подібних піків поглинання відкриває можливість певного

управління променевими реакціями організму. Таким чином, наявність важких атомів в складі біологічно важливих молекул перетворює їх в "мішені", суттєво збільшуючи імовірність їх враження. Треба також прийняти до уваги, що при іонізації *K*-оболонки важкого елемента утворений іон знаходиться в сильно збудженому стані. Одним з імовірних результатів розпаду такого «перезбудженого» стану є утворення багатозарядного іона, який своїм сильним полем руйнує «рідну» молекулу. Цю обставину бажано враховувати при розв'язанні питання про порівняльну роль прямої і опосередкованої (через радіоліз води) вражаючої дії радіації.

В табл.3 наведено процентний розподіл первинного енергопоглинання по групах атомів щитовидної залози. Продемонстровані суттєві зміни цього розподілу а також значень МК і чисел HF при локальному збільшенні концентрацій йоду в щитовидній залозі до 0.05%. Тут і нижче числа в дужках відносяться до випадку імітаційної зміни хімічного складу тканини.

На мал.2 показані результати зміни поглинання радіації в крові та її фрагментах (плазмі та формених елементах) при попаданні в кров йоду в кількості 56 г на 5.5 л крові. Суттєве збільшення енергопоглинання при 34 keV зумовлено включенням в фотоіонізацію вкладу К-оболонки йоду.

Таблиця 3. Зміна поглинання радіації в щитовидній залозі при збільшенні концентрації атомів йоду в ній до 0.05%

Хімічний елемент	n_i 10^{18} г^{-1}	$e = 30 \text{ кеВ}$		$e = 40 \text{ кеВ}$	
		$n_i s_i$, $10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$	R_b , %	$n_i s_i$, $10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$	R_b , %
H	66300	3.96	8.5 (7.2)	3.84	12.2 (7.2)
O	27200	26.3	56.4 (47.8)	18.2	58.0 (34.1)
C	4410	2.20	4.7 (4.0)	1.80	5.7 (3.4)
N	97.8	0.07	0.14 (0.12)	0.05	0.2 (0.1)
Cl	417	6.49	13.9 (10.6)	3.00	9.5 (5.6)
P	150	1.26	2.7 (2.3)	0.60	1.9 (1.1)
Na	81.2	0.22	0.5 (0.40)	0.12	0.4 (0.2)
K	191	4.16	8.9 (7.6)	1.84	5.8 (3.4)
Ca	54.5	1.46	3.1 (2.7)	0.64	2.0 (1.2)
J	2.9 (50)	0.51 (8.9)	1.1 (16.2)	1.33 (23.3)	4.2 (43.6)

Масовий коеф., $\text{см}^2/\text{г}$: 0.466 (0.550) 0.315 (0.534)
 Оптична густина HF: + 349 (+606) + 259 (+1134)

В табл. 4 наведені результати розрахунків трьох характеристик: коефіцієнту підсилення контрастності, оптичної густини (в од. Хаунсфілда) і фактора переходу «рентген - рад», які характеризують збільшення енергопоглинання при введенні в кров ОМНПАКу в різних концентраціях. Результати наведені для діапазону опромінення 10÷100 кеВ. Дані про концентрації йоду при різних медичних показаннях взяті з [11]. Коефіцієнт підсилення контрастності розраховувався за тим же принципом, що і коефіцієнт К на мал.1.

Для більшої наглядності, деякі з результатів табл.4 представлені графічно на мал. 3, 4. Мал. 3 демонструє залежність зміни оптичної густини крові при введенні в неї ОМНПАКу від енергії фотонів. На мал. 4 наведена залежність коефіцієнту

К від концентрації атомів йоду при енергіях фотонів 30, 34, 60 та 100 кеВ. В наближенні, що використовується нами, енергопоглинання збільшується лінійно зі збільшенням відносної концентрації забрудненості тканини, причому кут нахилу лінії суттєво залежить від енергії опромінення. Тангенс цього кута рівний відношенню ефективного перерізу взаємодії фотона з атомом елемента, що добавляється (в даному випадку йоду) до середнього перерізу, який має зміст «МК на один атом» (звичайно, при однаковому масштабуванні координатних осей).

Наведені в даній роботі результати демонструють високу чутливість поглинаючої здатності до зміни хімічного складу структурних частин біосистеми в тих

Таблиця 4. Зміна поглинальної здатності крові при введенні в неї розчину ОМНІПАКУ ($C_{19}H_{26}N_3O_9J_3$) в залежності від енергії фотонів.

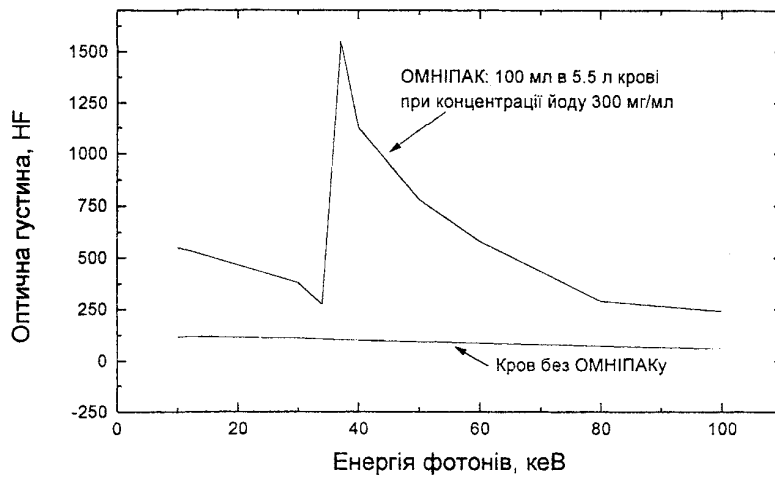
1	Показання	Концентрація , мг йоду на мл	Об'єм мл	q_{om} $10^{18}г^{-1}$	Коефіцієнт підсилення контрастності крові з введеним ОМНІПАКОМ						
					10 кеВ	30 кеВ	33 кеВ	34 кеВ	40 кеВ	60 кеВ	100 кеВ
2	Масовий коефіцієнт «чистої» крові, $см^2/г$				5.37	0.372	0.345	0.331	0.267	0.205	0.171
	Числа Хаунсфілда для «чистої» крові				$см^2/г$	$см^2/г$	$см^2/г$	$см^2/г$	$см^2/г$	$см^2/г$	$см^2/г$
	Фактор переходу «рентген - рад» для «чистої» крові				-	-	-	-	-	-	-
3	УРОГРАФІЯ										
	дорослі	300	40	7.80	1.15	1.12	1.08	1.54	1.41	1.18	1.06
		350	80	18.2	1.36	1.27	1.19	2.26	1.96	1.44	1.14
4	АРТЕРІОГРАФІЯ										
	дуги аорти	300	30	5.85	1.12	1.09	1.06	1.40	1.31	1.14	1.05
		300	40	7.80	1.28	1.12	1.08	1.54	1.41	1.18	1.06
	селективна церебральна	300	5	0.98	1.02	1.01	1.01	1.07	1.05	1.02	1.01
		300	10	1.96	1.04	1.03	1.02	1.14	1.10	1.05	1.02
	периферична	300	30	5.85	1.12	1.09	1.06	1.40	1.31	1.14	1.05
		350	50	11.4	1.23	1.17	1.12	1.79	1.60	1.27	1.09
5	ФЛЕБГРАФІЯ										
	нижніх кінцівок										
		240	20	3.12	1.06	1.05	1.03	1.22	1.16	1.07	1.02
		300	100	19.5	1.38	1.29	1.21	2.35	2.03	1.47	1.15
6	КАРДІОАНГІО- ГРАФІЯ, дорослі										
	атріографія	300	30	5.85	1.12	1.09	1.06	1.40	1.31	1.14	1.05
		350	60	13.7	1.27	1.20	1.14	1.95	1.72	1.33	1.18
	коронарографія	350	4	0.91	1.02	1.01	1.01	1.06	1.05	1.02	1.01
		350	8	1.82	1.04	1.03	1.02	1.13	1.10	1.04	1.02
7	ДСА										
	внутріартеріальна ін'єкція	140	1	0.09	1.00	1.00	1.00	1.01	1.00	1.00	1.00
		300	15	2.92	1.06	1.04	1.03	1.20	1.15	1.07	1.02
	внутрішвенна ін'єкція	300	20	3.9	1.08	1.06	1.04	1.27	1.40	1.09	1.03
		350	60	13.7	1.27	1.20	1.14	1.95	1.72	1.33	1.11
8	КТ-підсилення	140	100	9.1	1.18	1.14	1.10	1.63	1.48	1.22	1.07
		140	400	36.4	1.72	1.54	1.38	3.52	2.92	1.87	1.29
		240	100	15.6	1.31	1.23	1.16	2.08	1.82	1.37	1.12
		240	250	39.0	1.77	1.58	1.41	3.70	3.06	1.93	1.31
		300	100	19.5	1.38	1.29	1.21	2.35	2.03	1.47	1.15
		300	200	39.0	1.77	1.58	1.41	3.70	3.06	1.93	1.31
		350	100	22.8	1.45	1.34	1.24	2.58	2.20	1.55	1.19
		350	150	34.1	1.67	1.51	1.30	3.36	2.81	1.82	1.27

Табл.4 Продовження.

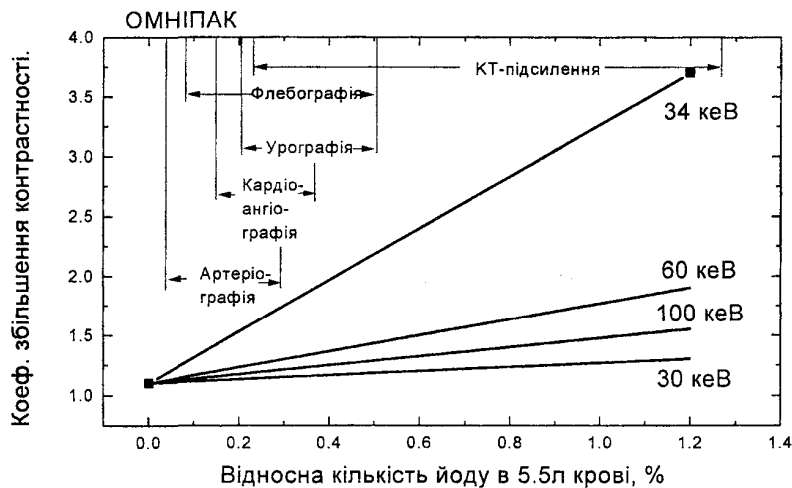
1	Числа Хаунсфілда для крові з введеним ОМНПАКом							Фактори переходу «рентген - рад» для крові з введеним ОМНПАКом						
	10 кеВ	30 кеВ	33 кеВ	34 кеВ	40 кеВ	60 кеВ	100 кеВ	10 кеВ	30 кеВ	33 кеВ	34 кеВ	40 кеВ	60 кеВ	100 кеВ
2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	112	86.3	98.2	86.3	76.1	65.2	60.0	-	-	-	-	-	-	-
3	-	-	-	-	-	-	-	0.943	0.945	0.961	0.952	0.955	0.958	0.965
	279	217	186	673	517	257	124	1.08	1.06	1.04	1.47	1.35	1.13	1.06
4	512	380	307	1460	1110	534	208	1.28	1.20	1.14	2.15	1.87	1.38	1.10
	245	184	164	521	410	214	113	1.06	1.03	1.02	1.33	1.25	1.09	1.01
5	423	217	186	673	517	257	124	1.21	1.06	1.04	1.47	1.35	1.13	1.02
	134	97.2	109	162	130	86.5	70.6	0.96	0.95	0.97	1.02	1.00	0.98	0.97
6	156	119	120	238	183	118	81.2	0.98	0.97	0.98	1.09	1.05	1.01	0.98
	245	184	164	521	410	214	113	1.06	1.03	1.02	1.33	1.25	1.09	1.01
7	368	271	230	944	722	353	155	1.16	1.11	1.08	1.40	1.53	1.22	1.05
	179	141	131	325	248	140	81.2	1.01	0.99	0.99	1.16	1.11	1.03	0.98
8	534	401	328	1550	1180	566	219	1.30	1.22	1.16	2.24	1.94	1.41	1.11
	245	184	164	521	410	214	113	1.06	1.03	1.02	1.33	1.25	1.09	1.01
9	412	304	252	1120	851	417	251	1.20	1.13	1.10	1.86	1.64	1.27	1.14
	134	97.2	109	151	130	86.5	70.6	0.96	0.95	0.97	1.01	1.00	0.98	0.97
10	156	119	120	228	184	108	81.2	0.98	0.97	0.98	1.08	1.05	1.00	0.98
	111	86.3	109	97.2	76.1	65.2	60.0	0.94	0.95	0.96	0.96	0.96	0.96	0.97
11	179	130	131	304	238	138	81.2	1.00	0.98	0.99	1.14	1.10	1.03	0.98
	201	151	142	380	507	161	91.8	1.02	1.00	1.00	1.21	1.34	1.04	0.99
12	412	304	252	1120	851	417	177	1.20	1.13	1.10	1.86	1.64	1.27	1.07
	312	238	208	771	593	300	134	1.11	1.08	1.06	1.55	1.41	1.17	1.03
13	912	673	516	2820	2140	992	367	1.62	1.46	1.33	3.35	2.79	1.79	1.24
	456	336	274	1260	959	459	187	1.24	1.16	1.11	1.98	1.74	1.31	1.08
14	968	716	548	3200	2290	1060	389	1.67	1.49	1.36	3.52	2.92	1.85	1.26
	534	401	329	1550	1180	566	219	1.30	1.22	1.16	2.24	1.94	1.41	1.11
15	968	716	548	3200	2290	1060	389	1.67	1.49	1.36	3.52	3.44	1.85	1.26
	612	456	362	1800	1380	651	261	1.37	1.27	1.19	2.46	2.10	1.48	1.15
16	857	640	428	2650	2020	939	346	1.57	1.43	1.23	3.20	2.68	1.74	1.23

випадках, коли енергія фотонів близька до порогу фотоіонізації тієї чи іншої оболонки атома важких елементів. Підкреслимо, що всі наші розрахунки проводились для монохроматичного випромінювання. Цим пояснюються незвично великі значення коефіцієнтів зростання поглинання, оптичної густини та факторів переходу «рент-

ген-рад» біля порогів іонізації *K*- та *L*-оболонки йоду та платини, мал.1-3. При використанні випромінювання з “розмитим” спектром, різкі скачки в енергетичних залежностях кривих поглинання будуть, звичайно, згладжені з врахуванням статистичного розподілу енергії фотонів в пучку.



Мал.3. Збільшення оптичної густини крові при введенні ОМНІПАКу.



Мал.4. Збільшення поглинання радіації в крові як функція концентрації атомів йоду (при добавленні в кров ОМНІПАКу).

Результати даної роботи показують, однак, бажаність переходу до використання в рентгенодіагностиці випромінювань з високим ступенем моноенергетичності. В перспективі такі випромінювання можуть бути використані для суттєвого підвищення ефективності променевої терапії - шляхом насичення паталогічної

тканини атомами важких елементів з наступним опроміненням в околі порогу включення K - (або L -) оболонки даного елементу.

Нарешті зауважимо, що результати, отримані в даній роботі, можуть бути використані для побудови основ кількісної теорії радіобіологічних процесів.

1. С.П.Ярмоненко. Радиобиология человека и животных // Москва, 1988, 300 с.
2. М.Тюбиана, Ж.Дютрекс, А.Дютрекс, П.Жоке. Физические основы лучевой терапии и радиобиологии.// М., Медицина, 1969, 615с.
3. . С.Ю.Медведев, Ф.Ф.Теличко, В.Ф.Геденон. Радиационная биология. Радиоэкология., т.37, вып. 5., с.7-14 (1997).
4. . Ф.Ф.Теличко, С.Ю.Медведев, В.Ф.Геденон. Медицинская радиология и радиационная безопасность, т. 43, № 3, с. 5-13. (1998).
5. . С.Ю.Медведев, Ф.Ф.Теличко, В.Ф.Геденон. Медицинская физика, № 5, с.81-87, (1998)
6. . С.Ю.Медведев, Ф.Ф.Теличко Наукові праці ІЕФ"96. - Ужгород,1996. - С. 268- 272.
7. S.Yu.Medvedev, V.Gedeon. // Proceedings of the Symposium "Pathways and Consequences of the Dissemination of Pollutants in the Biosphere", Prague, May 21-23, 1998, p. 167-174.
8. . Человек. Медико-биологические данные. //Публикация №23 МКРЗ, М., 1972. 496 с.
9. . А.И.Ахиезер, В.Б. Берестецкий. Квантовая электродинамика. М., Наука, 1969, 623 с.
10. . Х.Сторм, Х.Израэль. Сечения взаимодействия гамма-излучения. //М., Атомиздат, 1973, 252 с.
11. . ОМНИПАК. Иогексол. Наиболее предпочтительное неионное рентгеноконтрастное средство// Рекламный проспект ф-мы "Никомед". 1994. С.12.

PECULIARITIES OF IONIZED RADIATION ABSORPTION IN BIOSYSTEMS AT THE QUANTATIVE PHYSICAL LEVEL

S.Yu. Medvedev, V.F.Gedeon , S.E.Gerzanich

Uzhgorod State University, 294000, Uzhgorod, Voloshin, 54

The method of determination of the γ -radiation absorption distribution in microstructures of a biosystems is proposed. A role of taking into consideration for radiology of a very big significance of photoionisation hard atoms effective cross-sections is discussed and illustrated by calculations.