

УДК 621.384.4: 581.141

**ТЕОРЕТИЧНІ АСПЕКТИ ДІЇ ЕНЕРГІЇ ОПТИЧНОГО
ВИПРОМІНЮВАННЯ НА СТРУКТУРИ БІОЛОГІЧНИХ ОБ'ЄКТІВ**

Л.С. Червінський, доктор технічних наук

О.І. Романенко, асистент

Я.М. Луцак, аспірант

Національний університет біоресурсів і природокористування України

І.П. Назаренко, доктор технічних наук

Таврійський державний агротехнологічний університет

e-mail: AlexeyR@ukr.net

Проведено теоретичне дослідження взаємодії фотонів оптичного випромінювання з електронами опромінюваних структур на основі законів квантової біофізики

Ключові слова: *фотони, електрони . квантова фізика, взаємодія*

Результативність застосування електромагнітної енергії, зокрема оптичного випромінювання, при опромінюванні біологічних об'єктів залежить від розуміння механізму взаємодії цієї енергії із сприймаючими структурами опромінюваного об'єкту.

Мета досліджень – дослідити механізм дії енергії оптичного випромінювання на біологічні тіла, що опромінюються.

Матеріали та методика досліджень. В дослідженні використовуються постулати та закони квантової механіки та теоретичної біофізики.

Результати досліджень. Згідно законів квантової фізики взаємодію енергії електромагнітного поля з структурами (електронами атомів чи молекул опромінюваного тіла) прийнято описувати квантами енергії. Енергія кванта обернено пропорційна довжині хвилі його розповсюдження λ . [1, 4] Хвильовий характер розповсюдження в просторі електромагнітного випромінювання, як правило, представляється у вигляді диференціального рівняння суперпозиції плоских хвиль

$$A = \sqrt{\frac{4\pi c^2}{V}} \sum_{k\lambda} u_{k\lambda} (q_{k\lambda} e^{i(kr-\omega t)} + q_{k\lambda}^* e^{-i(kr-\omega t)}), \quad (1)$$

де $u_{k\lambda}$ – одиничний вектор поля, об'ємний коефіцієнт світлової хвилі $\sqrt{\frac{4\pi c^2}{V}}$, $q_{k\lambda}$ і $q_{k\lambda}^*$ – амплітуди взаємоперпендикулярних плоских хвиль, а індекс λ відповідає двом станам поперечної поляризації. Вищевикладені положення дозволяють перейти до квантування електромагнітного поля, замінивши класичні амплітуди $q_{k\lambda}$ і $q_{k\lambda}^*$ операторами $q_{k\lambda}$ і $q_{k\lambda}^f$, які зручно записати у вигляді

$$q_{k\lambda} = C_k b_{k\lambda} \quad \text{та} \quad q_{k\lambda}^f = C_k b_{k\lambda}^f, \quad (2)$$

де C_k – дійсні нормувальні множники.

Вирази для енергії та імпульса електромагнітного поля оптичного спектру тепер можна записати як

$$\begin{aligned} W &= \sum_{k\lambda} \omega^2 C_k^2 (b_{k\lambda} b_{k\lambda}^f + b_{k\lambda}^f b_{k\lambda}), \\ P &= \sum_{k\lambda} \omega k C_k^2 (b_{k\lambda} b_{k\lambda}^f + b_{k\lambda}^f b_{k\lambda}). \end{aligned} \quad (3)$$

Використовуючи положення статистики Бозе оператори $b_{k\lambda}$ і $b_{k\lambda}^f$ можна узгодити перестановочним співвідношенням

$$b_{k\lambda} b_{k\lambda}^f - b_{k\lambda}^f b_{k\lambda} = \delta_{k\lambda} \delta_{\lambda\lambda'}, \quad (4)$$

При цьому слід зазначити, що всі інші комбінації цих операторів комутативні.

В силу приведених перестановочних співвідношень власні значення операторів $b_{k\lambda}$ і $b_{k\lambda}^f$, що позначаються нижче через $N_{k\lambda}$, мають бути цілочисельними:

$$N_{k\lambda} = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (5)$$

при цьому власні значення операторів $b_{k\lambda}$ та $b_{k\lambda}^f$ будуть рівні $N_{k\lambda} + 1$

Якщо врахувати сталу Планка і записати нормувальний множник у вигляді

$$C_k = \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega}}, \quad (6)$$

то вирази для енергії та імпульсу електромагнітного поля оптичного діапазону (3) в квантованому вираженні приймуть вигляд

$$W = \sum_{k\lambda} \frac{\hbar\omega}{2} (b_{k\lambda} b_{k\lambda}^f + b_{k\lambda}^f b_{k\lambda}),$$

$$P = \sum_{k\lambda} \hbar k (b_{k\lambda} b_{k\lambda}^f + b_{k\lambda}^f b_{k\lambda}). \quad (7)$$

Або виводячи визначення енергії поля через сумарну кількість квантів можна записати

$$W = \sum_{k\lambda} \hbar\omega \left(N_{k\lambda} + 1/2 \right) \quad \text{та} \quad P = \sum_{k\lambda} \hbar k (N_{k\lambda} + 1/2). \quad (8)$$

За виразом (8) можемо інтерпретувати величину $N_{k\lambda}$, як число квантів в стані з квантовими числами k і λ , (причому в зазначеному стані кожен квант має енергію $\hbar\omega$, а його імпульс, спрямований вздовж вектора $\hbar k$ дорівнює за величиною $\hbar k = \hbar\omega/c$).

Вище викладене обґрунтування дозволяє нам розглядати електромагнітне поле (зокрема його частину – оптичне випромінювання) як потік фотонів (оптичні кванти називають фотонами) відповідної енергії у просторі.

Обґрунтуємо взаємодію цих фотонів із сприймаючими структурами, що опромінюються (тобто електронами атомів біологічних об'єктів, що знаходяться в просторовому середовищі даного оптичного поля при їх опроміненні).

У класичній теорії Максвелла взаємодія речовини (електрона) з випромінюванням описується виразом [2, 3]

$$H' = \frac{1}{c} \int (A \cdot j) d^3x, \quad (9)$$

де A – векторний потенціал поля випромінювання, а j – щільність електричного струму речовини на яку діє поле. У теорії квантованих полів векторний потенціал, згідно виразів (7) та (8) записується у вигляді

$$A = \sum_{k\lambda} \sqrt{\frac{2\pi c \hbar}{kV}} u_k^{(\lambda)} (b_{k\lambda} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + b_{k\lambda}^f e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}) \quad (10)$$

Вираз для щільності електричного струму можна написати, скориставшись результатами квантування електромагнітного поля за Шредінгером

$$\psi = \sum_n c_n u_n(r), \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 u_n + V u_n = E_n u_n. \quad (11)$$

де ψ – хвильова функція електромагнітного поля в сферичних координатах (r) ; u_n – одночасткова хвильова функція (характеристика фотона).

Підставивши у (9) вирази (10) та (11) після обчислень отримаємо формулу для визначення щільності електричного струму через хвильову функцію Шредінгера

$$j = -\frac{e\hbar}{2mi} (\psi^\dagger \nabla \psi - \nabla \psi^\dagger \cdot \psi). \quad (12)$$

Поскілки заряд електрона дорівнює $(-e)$ можемо записати

$$j = -\frac{e\hbar}{2mi} \sum_n \sum_{n'} (u_{n'}^\dagger \nabla u_n - u_n \nabla u_{n'}^\dagger) c_{n'}^\dagger c_n. \quad (13)$$

Тут u_n і $u_{n'}^\dagger$ – одночасткові хвильові функції, явний вид яких можна знайти шляхом вирішення рівняння (13). Величини c_n і $c_{n'}^\dagger$ є операторами стану, і підкоряються перестановочним співвідношенням Бозе [3, 4]

$$\begin{aligned} c_n c_{n'}^\dagger + c_{n'}^\dagger c_n &= \delta_{nn'}, \\ c_n c_{n'} + c_{n'} c_n &= 0. \end{aligned} \quad (14)$$

При цьому постулюється, що поглинання фотона відбувається в процесі переходу електрону з початкового енергетичного стану n_i в кінцевий (збуджений) стан n_f . (В теорії квантованого «шредінгеровського» поля це означає, що електрон, що знаходиться в початковому стані n_i , «знищується», а замість нього «народжується» електрон в кінцевому стані n_f). У той же самий час відбувається народження фотона в стані (\hbar, λ) . Зазначений процес описується тим членом в енергії взаємодії (10), який містить добуток операторів

$$b_{\hbar\lambda}^\dagger c_{n_f}^\dagger c_{n_i} \quad (15)$$

Якщо підставити вирази (11) і (13) в енергію взаємодії (10), то легко переконатися, що в ній такий член дійсно є і його можна записати у вигляді

$$\langle f|H'|i\rangle b_{k\lambda}^f c_{n_f}^f c_{n_i}^i, \quad (16)$$

замінивши оператори і проаналізувавши вираз бачимо, що маємо звичайний матричний елемент переходу між початковим і кінцевим станами

$$\langle f|H'|i\rangle \frac{1}{c} \int \sqrt{\frac{2\pi c \hbar}{\hbar V}} \frac{e \hbar}{2m} i e^{-i k \cdot r} \cdot u_{k\lambda}^{(\lambda)} \left(u_{n_f}^* \nabla u_{n_i} - u_{n_i} \nabla u_{n_f}^* \right) d^3 x. \quad (17)$$

Ймовірність відбування такого переходу підтверджується «золотим правилом» квантованого поля

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} \rho_f |f|H'|i|^2. \quad (18)$$

В енергетичній шкалі щільність кінцевих станів ρ_f електронів повністю визначається енергією поглинутих ними фотонів:

$$\rho_f = \frac{\hbar^2 d k d \Omega_{k\lambda} V}{(2\pi)^3 \hbar c d k} = \frac{V}{8\pi^3 \hbar c} \hbar^2 d \Omega_{k\lambda}, \quad (19)$$

де $d \Omega_{k\lambda}$ – одиничний просторовий тілесний кут, під яким падає фотон; V – об'єм взаємодії фотонів з електронами.

Враховуючи те, що молекулами сприймаються лише фотони, енергія яких відповідає енергетичним рівням збудження електрона

$$E_i - E_f = \hbar \omega, \quad (20)$$

де E_i, E_f – енергетичні рівні основного і збудженого стану молекули, що опромінюється, то матричний елемент (16) можна записати у вигляді

$$\langle f|H'|i\rangle = \frac{e}{c} i \sqrt{\frac{2\pi c \hbar}{\hbar V}} \omega \langle f|u_{k\lambda}^{(\lambda)} \cdot r|i\rangle, \quad (21)$$

Відповідно до виразу (11) матрицю можна замінити інтегралом одночасткових хвильових функцій, що характеризують енергію фотонів при їх взаємодії з електронами

$$\langle f|u_{k\lambda}^{(\lambda)} \cdot r|i\rangle = \int u_{n_f}^* (u_{k\lambda}^{(\lambda)} \cdot r) u_{n_i} d^3 x. \quad (22)$$

Після підстановки виразів (21) і (22) в формулу (18) отримуємо остаточний вираз для визначення ймовірності збудження молекул опромінюваного тіла фотонами даного електромагнітного поля

$$P_{k\lambda} = \frac{d \Omega_{k\lambda}}{2\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\omega^2}{c^2} |\langle f|u_{k\lambda}^{(\lambda)} \cdot r|i\rangle|^2. \quad (23)$$

Останній вираз можна представити у більш звичній формі, ввівши замість ω частоту випромінювання $\nu = \omega/2\pi$

Тоді вираз (23) можна записати як

$$P_{\lambda, \lambda} = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{4\pi^2 \nu^2}{c^2} d\Omega_{\lambda} |\langle f | u_{\lambda}^{(\lambda)} \cdot r | i \rangle|^2. \quad (24)$$

Матричний елемент, що фігурує у виразі можна записати у вигляді добутку

$$\langle f | u_{\lambda}^{(\lambda)} \cdot r | i \rangle = (u_{\lambda}^{(\lambda)} \cdot r_{if}), \quad (25)$$

Висновки

Аналіз виразу (25) показує, що ліва частина рівняння є характеристикою електромагнітного поля і визначає напрямок вильоту і поляризацію випромінюваного фотона, а за правою частиною можна визначати внутрішні параметри опромінюваного атома. Тобто дані викладки підтверджують можливість математично обґрунтувати ймовірність протікання фотофізичних реакцій збудження атомів чи молекул опромінюваної речовини оптичним випромінюванням на основі врахування спектрального складу випромінювання та будови молекул опромінюваного тіла. Що буде показано в подальших теоретичних дослідженнях.

Список літератури

1. Дубров А.П. Действие ультрафиолетовой радиации на растения / А.П. Дубров. – М.: Изд-во АН СССР, 1963.– 124 с.
2. Жилинский Ю.М. Электрическое освещение и облучение. / Ю.М. Жилинский, В.Д. Кумин // М.: Колос, 1982, 272 с.
3. Леман В.М. Курс светокультуры растений: учеб. пособие для с.-х. вузов. / В.М. Леман. // [2-е изд., перераб. и доп.]. – М.: Высш. шк., 1976. – 271 с.
4. Червінський Л.С. Електричне освітлення та опромінення: Посібник / Л.С. Червінський, Л.О. Сторожук // К.: ТОВ "Аграр Медіа Груп", 2011. – 214 с.

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ДЕЙСТВИЯ ЭНЕРГИИ
ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СТРУКТУРЫ
БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ**

Л. Червинский, А.И. Романенко, Я.М. Луцак, И.П. Назаренко

A theoretical study of the interaction of photons with electrons optical radiation irradiated structures based on the laws of quantum biophysics.

Ключевые слова: фотоны, электроны. квантовая физика, взаимодействие.

**THEORETICAL ASPECTS OF OPTICAL RADIATION ENERGY
ACTION ON STRUCTURE BIOLOGICALLY OBJECTS**

L. Chervynskyy, A. Romanenko, J. Lutsak, I. Nazarenko

A Study teoretycheskoe photon optical radiation interaction with electrons obluchаемых structures based on laws kvantovoy byofyzyky

Keywords: photons, electrons, quantum physics, interaction, cooperation.