

Ю.Ф. ЗАБАШТА, М.М. ЛАЗАРЕНКО, Л.Ю. ВЕРГУН, О.С. СВЕЧНИКОВА,  
І.Ю. ДОРОШЕНКО, Л.А. БУЛАВІН

Київський національний університет імені Тараса Шевченка,  
фізичний факультет, кафедра молекулярної фізики  
(Просп. Глушкова, 6, Київ 03022)

## ЛОКАЛЬНІ КОЛИВАННЯ ТА СТРУКТУРНІ ДЕФЕКТИ ХРЯЩОВОЇ ТКАНИНИ

УДК 538.9, 539.2

Аналізуються моделі типу “ланцюг в термостаті”, тобто ті моделі, на яких ґрунтується статистична фізика макромолекул. Відмічається, що ці моделі ігнорують наявність коливального теплового руху. Пропонується модель цього ж типу, названа пружно-сегментальною, в якій існування згаданого руху враховане. Цей рух зводиться до вигинних коливань, локалізованих в межах сегмента. Отримано формулу для вільної коливальної енергії та деформації, спричиненої локальними коливаннями. Запропонована модель використовується при вивченні впливу локальних коливань на поведінку дефектів, які можуть виникати в хрящовій тканині. Розглянуто можливий механізм, завдяки якому під дією локальних коливань відбувається зникнення дефектів.

*Ключові слова:* хрящова тканина, дефекти, макромолекула, вільна коливальна енергія.

### 1. Вступ

За визначенням (див., наприклад, [1–3] та ін.), макромолекула – це молекула, що складається з великої (порядка  $10^3$  і більше) кількості атомних груп (ланок), які, з'єднуючись між собою ковалентними хімічними зв'язками, утворюють полімерний ланцюг.

Граф макромолекули наведено на рис. 1, а, де в ролі вершин графа є ланки, а в ролі ребер графа – хімічні зв'язки між ланками.

Термін “макромолекула” та “ланцюг” є синонімами. Для макромолекули виконується нерівність

$$\frac{L_m}{b_m} \gg 1, \quad (1)$$

де  $L_m$  – контурна довжина ланцюга,  $b_m$  – розмір ланки.

Зважаючи на нерівність (1), прийнято (див., наприклад, [1–3] та ін.) розглядати макромолекулу

Цитування: Забашта Ю.Ф., Лазаренко М.М., Вергун Л.Ю., Свечнікова О.С., Дорошенко І.Ю., Булавін Л.А. Локальні коливання та структурні дефекти хрящової тканини. *Укр. фіз. журн.* **71**, № 1, 49 (2026).

© Видавець ВД “Академперіодика” НАН України, 2026. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

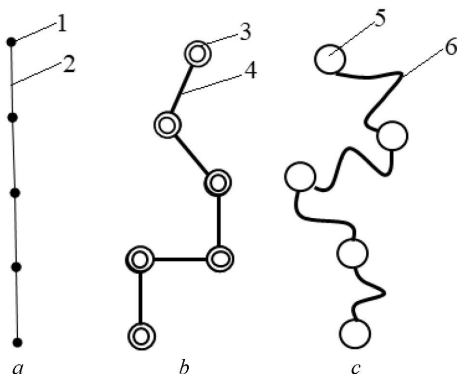
як термодинамічну систему. Як відомо (див., наприклад, [4] та ін.), статистична фізика ґрунтується на загальній моделі, яку умовно можна назвати “термодинамічна система в термостаті”. Частковим варіантом загальної моделі є модель “ланцюг в термостаті”, на якій ґрунтується статистична фізика макромолекул (див., наприклад, [1–3] та ін.). Розглянемо особливості цієї моделі. Відомо, що в адиабатичному наближенні (див., наприклад, [5] та ін.) термодинамічну систему можна розглядати як сукупність силових центрів – частинок.

Для конденсованих систем існує два типи теплового руху: коливальний та термоактивований. За визначенням, термоактивований є послідованістю термофлуктуаційних актів, в кожному з яких система переходить з одного локально-рівноважного стану в інший, долаючи енергетичний бар'єр. В процесі цього переходу група частинок (кінетична одиниця) здійснює стрибок так зване елементарне переміщення.

Тривалість  $\tau_S$  елементарного термофлуктуаційного акту визначається (див., наприклад, [6] та ін.) формулою

$$\tau_S = \tau_H \exp\left(\frac{\Delta F}{k_B T}\right), \quad (2)$$

де  $\Delta F = F_H - F_S$ ,  $\tau_S$  та  $\tau_H$  – середні значення часів перебування системи в станах, які характеризують



**Рис. 1.** Граф (а) та моделі макромолекули: сегментальна (b), модель “намистинок” (c). 1 – ланка, 2 – хімічний зв’язок, 3 – шарнір, 4 – сегмент, 5 – силовий центр (“намистинка”), 6 – безтілесна нитка

ться вільними енергіями  $F_H$  та  $F_S$ ,  $T$  – температура,  $k_B$  – стала Больцмана. Локально-рівноважний стан, який характеризується вільною енергією  $F_S$  встановлюється в області скінченного розміру. Час  $\tau_S$  за порядком величини дорівнює часові встановлення цього стану [6]. Величина  $F_S$  визначається формулою

$$F_S = U_S + F_{VS}, \quad (3)$$

де  $U_S$  – потенціальна енергія цієї області при  $T = 0$ ,  $F_{VS}$  – вільна енергія коливань, локалізованих в цій області. Температура в згаданій області  $T$  встановлюється внаслідок взаємодії згаданих локальних коливань з делокалізованими коливаннями, які відіграють роль термостата [7, 8].

В якій мірі модель “ланцюг в термостаті” узгоджується з викладеною вище загальною схемою теплового руху?

Моделі ланцюга типу “ланцюг в термостаті”, які фігурують в статистичній фізиці макромолекул, умовно можна розділити на дві групи. Структурною одиницею першої групи є сегмент, завдяки чому і назва моделі “сегментальна модель”. Сегментом називають ділянку ланцюга, протягом якої зберігається кореляція в розташуванні ланок. Сегментальна модель є послідовність шарнірно з’єднаних між собою сегментів (рис. 1, b). Довжина  $\ell$  сегмента за порядком величини збігається з радіусом кореляції в розташуванні ланок. Сегмент вважається абсолютно жорстким. Це означає, що  $\ell$  служить просторовим масштабом сегментальної

моделі. Цю властивість сегмента можна пояснити таким чином. Сегмент відіграє роль кінетичної одиниці. Це означає, що до початку його переміщення має встановитися стан локальної рівноваги, час встановлення якої становить  $\tau_S$ . Саме за цей час встановлюється і кореляція між ланками, з яких складається сегмент. То ж час  $\tau_S$  виступає в ролі часового масштабу сегментальної моделі. Оскільки в моменти часу, які розділені інтервалом  $\tau_S$ , сегмент знаходиться в стані локальної рівноваги, то при застосуванні часової шкали з масштабом  $\tau_S$  сегмент рухається як єдине ціле, тобто, поводить себе як абсолютно жорстке утворення. Отже, сегментальна модель являє собою послідовність жорстких сегментів, з’єднаних за допомогою шарнірів. Очевидно, що в такій ідеалізованій моделі коливання неможливі.

Структурною одиницею моделей другої групи є силовий центр. Така модель являє собою сукупність таких центрів, з’єднаних безтілесною ниткою (рис. 1, c). Звідси назва: “модель намистинок”. Очевидно, що безтілесність нитки виключає виникнення коливань в згаданій моделі.

Мета даної статті: запропонувати варіант моделі “ланцюг в термостаті”, в якому була б передбачена можливість виникнення в ланцюгові теплових коливань.

## 2. Пружно-сегментальна модель ланцюга: механізм локалізації теплових коливань

Модель, яку ми пропонуємо, відноситься до групи моделей, які були названі сегментальними. Принципова відмінність запропонованої моделі від інших полягає в тому, що тепер сегмент розглядається як пружний стержень. Це спонукає назвати модель пружно-сегментальною. Ланцюг тепер має вигляд послідовності пружних стержнів і, по суті, стає хвилеводом. Взагалі кажучи, орієнтація сегментів у просторі може бути довільною. Завдяки цьому хвилі, що поширюються в ланцюгові, зазнають розсіяння при переході з одного сегмента в інший. Хвилі, для яких виконується умова

$$\Lambda \leq 2\ell, \quad (4)$$

(де  $\Lambda$  – довжина хвилі) зазнають настільки інтенсивного розсіяння, що практично повністю відби-

ваються від кінців сегмента, локалізуючись при цьому в його межах.

Введемо в розгляд декартову систему координат із осями 1, 2, 3, направивши вісь 1 уздовж осі стержня. Через  $\mathbf{W}$  позначимо зміщення частинок стержня. Як відомо (див., наприклад, [9] та ін.), в стержні можуть поширюватись три типи хвиль: поздовжня, для якої коливальним зміщенням є компонента  $W_1$ , та дві вигинні хвилі, для яких коливальними зміщеннями є компоненти  $W_2$  та  $W_3$ .

### 3. Теплова деформація ланцюга, спричинена локальними коливаннями

Збудження теплових коливань призводить до деформації сегментів, яку прийнято називати тепловою.

Позначимо через  $l_0$  довжину сегмента за температури  $T_0$ . При підвищенні температури до деякого значення  $T$  стан сегмента, якому відповідає його довжина  $l_0$ , стає нерівноважним, а сегмент прагне перейти в рівноважний стан, в якому довжина сегмента дорівнює  $l_T$ . Величину деформації сегмента визначатимемо рівністю

$$\xi = l_0 - l_T. \quad (5)$$

Як відомо (див., наприклад, [10] та ін.), в полімерному ланцюгові реалізується три типи коливань: валентні, пов'язані зі зміною довжини валентних зв'язків, деформаційні, пов'язані зі зміною валентних кутів, та крутильні, викликані поворотами зв'язків один відносно одного. Згадані коливання характеризуються нерівностями

$$K_\varphi \ll K_\alpha \ll K_l, \quad (6)$$

де  $K_l$ ,  $K_\alpha$ ,  $K_\varphi$  – силові сталі валентних, деформаційних та крутильних коливань відповідно.

В поширенні поздовжньої хвилі беруть участь переважно силові константи  $K_l$  та  $K_\alpha$ , на відміну від вигинних хвиль, поведінка яких визначається переважно силовою константою  $K_\varphi$ . Позначимо через  $Q$  вигинну жорсткість стержня, через  $h$  його товщину. Вочевидь, вигинна жорсткість стержня  $Q$ , окрім  $K_\varphi$ , має також залежати від товщини стержня  $h$ , тобто, має бути функцією

$$Q = Q(K_\varphi, h). \quad (7)$$

Вигляд цієї функції визначимо, використовуючи розмірності величин. Згідно з [9]  $Q$  має розмірність  $\text{Нм}^2$ , розмірність  $K_\varphi$  –  $\text{Н/м}$ . Таким чином, з точністю до сталого множника порядку одиниці маємо рівність

$$Q \approx K_\varphi h^3. \quad (8)$$

В прийнятій моделі сегмент-одновимірний об'єкт, що являє собою сукупність частинок, розташованих в лінію. То ж товщина стержня, який служить моделлю сегмента – не що інше, як розмір частинки. Згідно з нерівностями (6) поздовжня жорсткість сегмента суттєво перевищує його поперечну жорсткість. Це дозволяє вважати, що деформація  $\xi$  зумовлена виключно вигинними коливаннями. При збудженні в сегменті вигинних коливань довжина сегмента зменшується. Це скорочення можна розглядати як наслідок дії на сегмент стискаючої сили

$$\xi P = q, \quad (9)$$

де  $q$  – коефіцієнт пружності сегмента.

Як уже згадувалось, в прийнятій моделі ланцюга, сегменти з'єднані між собою шарнірами. Згідно з теорією пружності (див., наприклад, [9] та ін.) в цьому випадку для частот  $\omega_n$  вигинних коливань має місце формула

$$\omega_n = \omega_{0n} \sqrt{1 - Pa_n} \quad (n = 1, 2, \dots, M - 1), \quad (10)$$

де  $M$  – кількість частинок у сегменті.

В формулі (10) прийнято позначення

$$\omega_{0n} = n^2 \pi^2 \sqrt{\frac{Q}{ml_0^4}}, \quad (11)$$

$$a_n = \frac{l_0^2}{n^2 \pi^2 Q}, \quad (12)$$

де  $m$  – маса, віднесена до одиниці довжини.

В запропонованій моделі локально-рівноважний стан, про який йшлося у вступі – це стан підсистеми коливань, локалізованих у сегменті. Приписувати цій підсистемі певне значення вільної енергії можна лише у випадку, коли виконується нерівність  $M \gg 1$ . То ж запропоновану модель можна використовувати лише стосовно жорстколанцюгових полімерів.

Користуючись загальною формулою, якою визначається вільна енергія у фізиці твердого тіла

(див., наприклад, [5] та ін.), запишемо вільну коливальну енергію сегмента  $F_{VS}$  у вигляді

$$F_{VS} = 2k_B T \sum_{n=1}^{M-1} \ln 2sh \frac{\hbar\omega_n}{2k_B T}, \quad (13)$$

де  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  – стала Планка. Поява множника 2 в правій частині цієї формули пов'язана з існуванням в сегменті двох вигинних хвиль. Вважаючи виконаною умову

$$\frac{\hbar\omega_n}{2k_B T} \ll 1, \quad (14)$$

перепишемо формулу (13) у вигляді

$$F_{VS} = 2k_B T \sum_{n=1}^{M-1} \ln \frac{\hbar\omega_n}{k_B T}. \quad (15)$$

Підставляючи рівність (10) у формулу (15), отримуємо

$$F_{VS} = 2k_B T \sum_{n=1}^{M-1} \ln \frac{\hbar\omega_{0n}}{k_B T} + F'_{VS}, \quad (16)$$

де прийнято позначення

$$F'_{VS} = k_B T \sum_{n=1}^{M-1} \ln(1 - Pa_n). \quad (17)$$

Вважаючи справедливою нерівність

$$Pa_n \ll 1. \quad (18)$$

перепишемо формулу (17) у вигляді

$$F'_{VS} = -k_B T P \sum_{n=1}^{M-1} a_n. \quad (19)$$

Підставляючи вираз (12) у формулу (19), отримуємо

$$F'_{VS} = -k_B T P \frac{l_0^2}{\pi^2 Q} \sum_{n=1}^{M-1} \frac{1}{n^2}. \quad (20)$$

Розрахувавши наближено суму ряду

$$\sum_{n=1}^{M-1} \frac{1}{n^2} \approx \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} = \frac{\pi^2}{6}, \quad (21)$$

перепишемо формулу (20) у вигляді

$$F'_{VS} = -k_B T P \frac{l_0^2}{6Q}. \quad (22)$$

Прирошення вільної енергії  $F'_S$  сегмента, пов'язане з силою  $P$ , визначається формулою

$$F'_S = U'_S + F'_{VS}, \quad (23)$$

де  $U'_S$  – природження потенціальної енергії сегмента, викликане дією сили  $P$ .

Маючи на увазі формули (9) та (22) та очевидну нерівність

$$\xi/l_0 \ll 1, \quad (24)$$

перепишемо рівність (23) у вигляді

$$F'_S = \frac{1}{2} q^2 - k_B T q \frac{l_0^2}{6Q}. \quad (25)$$

З умови рівноваги сегмента

$$\xi \left. \frac{\partial F'_S}{\partial} \right|_T = 0 \quad (26)$$

знаходимо рівноважне значення  $\xi = \xi_T$ , пов'язане з локальними коливаннями,

$$\xi_T = \frac{k_B T l_0^2}{6Q}. \quad (27)$$

Відповідно для відносної теплової деформації сегмента

$$\varepsilon = \frac{l - l_0}{l_0}, \quad (28)$$

з урахуванням рівностей (5) та (27) маємо формулу

$$\varepsilon = -\beta T, \quad (29)$$

де прийнято позначення

$$\beta = \frac{k_B l_0}{6Q}. \quad (30)$$

Оцінимо значення  $\beta$ . Значення  $K_\varphi \approx 3,4 \frac{H}{\text{м}}$  запозичуємо із [10]. Приймаючи значення  $h = 3 \cdot 10^{-10}$  м,  $\frac{l_0}{h} = 30$  і використовуючи формули (8) та (30), отримуємо  $\beta = 2,2 \cdot 10^{-4}$  1/град.

Таким чином, згідно із формулою (29) при підвищенні температури внаслідок збудження теплових коливань довжина сегментів, а отже, і контурна довжина ланцюга, мають зменшуватись.

#### 4. Механізм утворення дефектів та регенерація хрящової тканини: вплив локальних коливань

Розглянемо приклад застосування запропонованої моделі. Існує клас полімерних систем, які називають гідрогелями (див., наприклад, [11] та ін.). Вони складаються з полімера і води, причому полімерні ланцюги утворюють каркас. До таких систем відносять (див., наприклад, [12] та ін.) хрящову тканину людського організму. Полімери, що входять до складу хрящової тканини – це колаген (10–12%) та протеоглікани (7–8%). Практично вся інша частина тканини припадає на воду [12]. Відомо [12], що колагенові ланцюги утворюють волокна, між якими розташовуються ланцюги протеогліканів. Варіант структури хрящової тканини, запропонований в [13], зображено на рис. 2.

В медичній літературі (див., наприклад, [14] та ін.) ідеться про пошкодження (дефекти) тканини, які виникають під дією зовнішнього навантаження. Конкретний вигляд дефекту залишається невизначеним. Розглянемо можливий механізм утворення таких дефектів.

В теорії пружності [15] побутує модель “циліндрична оболонка з пружним наповнювачем”. Використаємо цю модель для опису поведінки волокна, вважаючи товщину стінки оболонки рівною  $h$  – товщині ланцюга.

Називатимемо таку модель оболонковою. Її наведено на рис. 3, *a*, де товстими лініями зображено ланцюги, а пунктирною лінією обмежено ділянку, зайняту пружним наповнювачем (таким наповнювачем вважатимемо ланцюги, розташовані всередині оболонки).

Нехай уздовж осі волокна діє стискаюча сила  $P_1$ , і нехай ця сила сягає порогового значення, при якому циліндрична форма оболонки втрачає стійкість. В момент втрати стійкості, коли деформації залишаються малими і їх можна обчислювати, використовуючи лінійну теорію пружності, поряд з циліндричною формою, стає можливою хвиляста форма, значення  $P_1$  є точкою біфуркації [15]. Схематично хвилясту форму оболонки зображено на рис. 3, *b*.

Повернімося до пружно-сегментальної моделі. Як видно з рис. 3, *b*, хвиляста форма оболонки для ланцюгів, які входять до складу оболонки, означає утворення “горбів”. Як уже згадувалось,

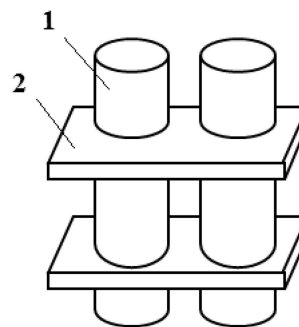


Рис. 2. Схема структури хрящової тканини: 1 – колагенові волокна, 2 – протеогліканові прошарки (пластини)

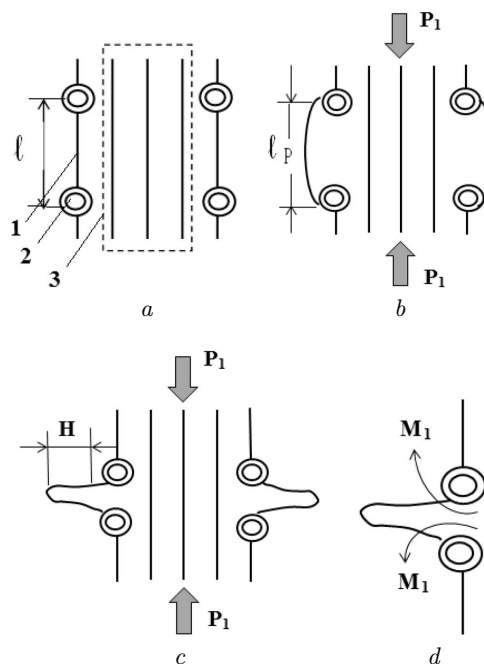


Рис. 3. Оболонкова модель волокна: *a* – недеформоване волокно (1 – сегмент, 2 – шарнір, 3 – пружний наповнювач), *b* – волокно в момент втрати стійкості, *c* – утворення дефекту в волокні, *d* – вигинні моменти, що виникають в дефекті при підвищенні температури

ця модель являє собою послідовність сегментів, з’єднаних шарнірами (на рис. 3, *b* шарніри зображено подвійними кружальцями). Шарнір не передає вигинаючого моменту, то ж довжина ділянки ланцюга, на якій має утворитись “горб” відстань між кінцями сегмента зменшується і стає рівною  $l_p$  (рис. 3, *в*).

Теплові коливання, локалізовані в межах сегмента, сприяють втраті стійкості циліндричною

формою, фактично знижуючи порогове значення  $P_1$ , згідно з теорією пружності. Головну роль в такому сприянні відіграє коливання з довжиною хвилі  $\Lambda = 2l$  – коливання з найбільшою амплітудою. Завдяки цій обставині сегмент і набуває форми, зображеної на рис. 3, *b*.

Однак процес не обмежується малими деформаціями. В дійсності, втрата стійкості супроводжується великими деформаціями, так що форму сегмента, зображену на рис. 3, *b*, слід розглядати як проміжну. Такі великі деформації розраховуються за допомогою нелінійної теорії пружності [15].

Кінцеву форму сегмента можна уявити, користуючись якісними міркуваннями. Як уже згадувалось, проміжна форма, зображена на рис. 3, *b*, утворилась завдяки тому, що відстань між кінцями сегмента зменшилась від  $l$  до  $l_P$ . Для отримання кінцевої форми ця відстань має зменшуватись далі. Таке зменшення продовжитиметься до тих пір, допоки протилежні частини сегмента не зустрінуться, утворивши ділянку довжиною  $H$  (рис. 3, *c*), де згадані частини з'єднуються між собою міжланцюговими зв'язками. Завдяки цим зв'язкам після припинення дії сили  $P_1$  волокно продовжує зберігати форму, зображену на рис. 3, *c*, у волокні виникає дефект.

Одним із засобів лікування пошкодженої хрящової тканини є використання аплікації теплоносіїв (парафін, озокерит, грязелікування) (див., наприклад, [14] та ін.). Під дією теплоносіїв підвищується температура в пошкодженій області. Вважається, що завдяки цьому розширюються периферичні судини, підсилюється гемодинаміка і лімфовідтік, активується метаболізм, що сприяє регенерації хрящової тканини.

Як відомо авторам, про молекулярний механізм регенерації в літературі не йдеться. Ґрунтуючись на моделі дефекта, зображеній на рис. 3, *c*, можна уявити такий механізм регенерації. Підвищення температури в області пошкодження призводить до збільшення інтенсивності локальних теплових коливань в цій області і, зокрема, в сегменті, де розташовується дефект. При цьому контурна довжина ділянки ланцюга, що відповідає згаданому сегменту має зменшитись, як того вимагає формула (29). Внаслідок такого зменшення в ланцюгові виникають вигинаючі моменти  $M_1$  (див., рис. 3, *d*), які прагнуть розірвати міжмолекулярні зв'язки, що існують на ділянці довжиною  $H$ . Пі-

сля розриву цих зв'язків сегмент повертається в своє вихідне нормальне положення, зображене на рис. 3, *a*.

Таким чином, локальні теплові коливання стосовно дефектів відіграють двояку роль. З одного боку, при дії на волокно стискаючої сили ці коливання сприяють втраті стійкості, яка закінчується утворенням дефектів. З іншого ж боку, за відсутності зовнішньої сили та підвищення температури локальні коливання сприяють зникненню дефектів, стимулюючи тим самим регенерацію хрящової тканини.

## 5. Висновки

Статистична фізика макромолекул ґрунтується на моделі “ланцюг в термостаті”, де існування коливального теплового руху ігнорується. Варіант цієї моделі, запропонований в даній статті і названий пружно-сегментальною моделлю, дозволяє врахувати існування такого руху. Відмітна риса запропонованої моделі полягає в тому, що в ній сегмент розглядається як пружний стержень. В цій моделі сегмент полімерного ланцюга – це ділянка ланцюга, де існує локальна рівновага. Вільна енергія цього локально-рівноважного стану дорівнює сумі потенціальної енергії частинок при температурі  $T_0$  та вільної енергії коливань, локалізованих в сегменті. Локалізація відбувається внаслідок розсіяння теплових хвиль на кінцях сегмента. Вільна коливальна енергія визначається, в основному, вигинними хвилями, завдяки чому при збудженні теплових коливань сегмент зазнає скорочення.

Локальні коливання відіграють позитивну роль в процесі регенерації хрящової тканини. До складу останньої входять волокна, які складаються з колагенових ланцюгів. Під дією стискаючої сили, направленої уздовж осі волокна, в цих ланцюгах можуть утворюватись дефекти, що є наслідком втрати стійкості циліндричної формою волокна. Стосовно таких дефектів локальні коливання відіграють двояку роль. З одного боку, при дії стискаючої сили ці коливання сприяють згаданій втраті стійкості, а з іншого боку, при закінченні дії зовнішньої сили скорочення ланцюгів, спричинене локальними коливаннями, сприяє зникненню дефектів, і відповідно регенерації пошкодженої хрящової тканини.

1. P.J. Flory. *Statistical Mechanics of Chain Molecules* (Interscience Publishers, 1969) [ISBN-13: 978-0-470-26495-9, ISBN: 0-470-26495-0].
2. P.-G. de Gennes. *Scaling Concepts in Polymer Physics* (Cornell University Press, 1979) [ISBN-13: 978-0-8014-1203-5, ISBN: 0-8014-1203-X].
3. Yu.F. Zabashta, V.I. Kovalchuk, O.S. Svechnikova, S.V. Kondratenko, S.O. Alekseev, A.V. Brytan, L.Yu. Vergun, L.A. Bulavin. Features of network formation in solutions of rigid-chain polymers. *Ukr. J. Phys.* **68**, 132 (2023).
4. R. Balescu. *Equilibrium and Nonequilibrium Statistical Mechanics* (Wiley-Interscience Publication, 1975) [ISBN-10: 0471046000, ISBN-13: 978-0471046004].
5. J.M. Ziman. *Principles of the Theory of Solids* (Cambridge University Press, 1979) [ISBN: 9780521297332].
6. M.M. Lazarenko, Y.F. Zabashta, O.M. Alekseev, S.A. Alekseev, K.S. Yablochkova, L.Y. Vergun, L.A. Bulavin. Thermally activated processes: The underlying mechanism of activated state formation. *RSC Adv.*, **14**, 39242 (2024).
7. Ю.Ф. Забашта. Коливальна релаксація в кристалічних полімерах. *УФЖ* **30**, 112 (1985).
8. L.A. Bulavin, Yu.F. Zabashta. Local Maxwellian distribution in fluids. *Ukr. J. Phys.* **57**, 1156 (2012).
9. C. Lorbach, W.J. Fischer, A. Gregorova, U. Hirn, W. Bauer. Pulp fiber bending stiffness in wet and dry state measured from moment of inertia and modulus of elasticity. *BioResources* **9**, 5511(2014).
10. S. Krimm, C.Y. Liang, G.B.B.M. Sutherland. Infrared spectra of high polymers. II. Polyethylene. *J. Chem. Phys.* **25**, 549 (1956).
11. D.B. Stein. *Handbook of Hydrogels – Properties, Preparation, and Applications* (Nova Science Publishers, Inc., 2009).
12. J. Eschweiler *et al.* The biomechanics of cartilage – an overview. *Life* **11**, 302 (2021).
13. Yu.F. Zabashta, V.I. Kovalchuk, O.S. Svechnikova, L.Yu. Vergun, L.A. Bulavin. Deformation and the structure of cartilage tissue. *Ukr. J. Phys.* **69**, 329 (2024).
14. О.А. Бур'янов та ін. *Остеоартроз* (“Ленвіт”, 2009) [ISBN: 978-966-8995-31-6].
15. О.М. Гузь. *Стійкість трьохвимірних деформованих тіл* (Наукова думка, 1971).  
Одержано 25.07.25

Yu.F. Zabashta, M.M. Lazarenko, L.Yu. Vergun,  
O.S. Svechnikova, I.Yu. Doroshenko, L.A. Bulavin

#### LOCAL VIBRATIONS AND STRUCTURAL DEFECTS IN CARTILAGINOUS TISSUE

Models of the “chain in a thermostat” type, i.e., models on which the statistical physics of macromolecules is based, have been analyzed. It has been noted that these models ignore vibrational thermal motion. A model of the same type, referred to as the elastic-segmental and where the existence of this motion is taken into account, has been proposed. This motion is reduced to bending vibrations localized within a segment. Formulas for the free vibrational energy and deformation caused by local vibrations have been obtained. The proposed model is used to study the influence of local vibrations on the behavior of defects that can arise in cartilaginous tissue. A possible mechanism by which defects disappear under the influence of local vibrations has been considered.

*Keywords:* cartilaginous tissue, defects, macromolecule, free vibrational energy.