

Л.А. БУЛАВІН, Л.Ю. ВЕРГУН, Ю.Ф. ЗАБАШТА, К.О. ОГОРОДНІК

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет
(Просп. Академіка Глушкова, 2/1, Київ 03127)

РОЗЧИНИ САХАРИДІВ ПІД ДІЄЮ МАГНІТНОГО ПОЛЯ

УДК 538.955

Встановлено факт виникнення флуктуації інтенсивності розсіяння світла в водному розчині глюкози концентрацією 5% при дії магнітного поля. Показано, що цей ефект є наслідком виникнення в розчині турбулентного руху.

Ключові слова: водний розчин глюкози, магнітне поле, турбулентність.

1. Вступ

Однією з актуальних проблем сучасної медичної фізики є питання про фізичний механізм взаємодії магнітного поля з організмом. Як відомо, магнітне поле може суттєво впливати на стан організму. Однак з точки зору фізики цей факт залишається незрозумілим, бо майже вся біоорганіка відноситься до класу діаманітних речовин.

Наблизитись до розуміння тих складних процесів, які відбуваються в організмі під дією магнітного поля, можна вивчаючи дію магнітного поля на більш прості фізичні системи, з яких складається організм. До таких систем належать розчини. Свою увагу ми зупинили на розчинах глюкози, зважаючи на їх важливу роль у функціонуванні організму.

В літературі щодо впливу магнітного поля на фізичні властивості розчинів висловлюються полярно протилежні думки. З одного боку, взагалі відкидають можливість такого впливу, посиляючись, як і у випадку, коли йшлося про організм в цілому, на діаманетизм водних розчинів (див., наприклад, [1]). З іншого боку, існує певна кількість експериментальних даних, які дозволяють зробити висновок про те, що магнітне поле впливає на властивості водних розчинів (див., наприклад, [2]

та ін.). На сьогодні, переконливої молекулярної моделі, яка б обґрунтувала згаданий вплив, не запропоновано: обмежуються лише міркуванням на якісному рівні.

Метою даної роботи є вивчення дії магнітного поля на розчини.

2. Обговорення експерименту.

Модель явища

Для реалізації поставленої задачі досліджувалось розсіяння світла водним розчином глюкози. Досліджуваною рідиною заповнювалась кювета циліндричної форми, яка була розташована всередині катушки Гельмгольца. Виміри проводились за допомогою нефелометра НФМ-4. Було отримано залежності інтенсивності розсіяння світла від часу. Типову залежність наведено на рис. 1, b , де $\alpha = \frac{I}{I_0}$ – відносна інтенсивність розсіяння, I_0 – інтенсивність розсіяння в момент часу $t = 0$ (початок вимірів), I – інтенсивність розсіяння в момент $t > 0$. На рис. 1, a показана часова залежність індукції B магнітного поля для даного експерименту.

Як видно із наведених рис. 1, a і b , до прикладення магнітного поля інтенсивність в межах похибки експерименту залишається сталою величиною. Однак, починаючи з моменту прикладення поля інтенсивність розсіяння світла збільшилась, і на залежності спостерігаються флуктуації, що сут-

© Л.А. БУЛАВІН, Л.Ю. ВЕРГУН, Ю.Ф. ЗАБАШТА,
К.О. ОГОРОДНІК, 2016

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2016. Т. 61, № 7

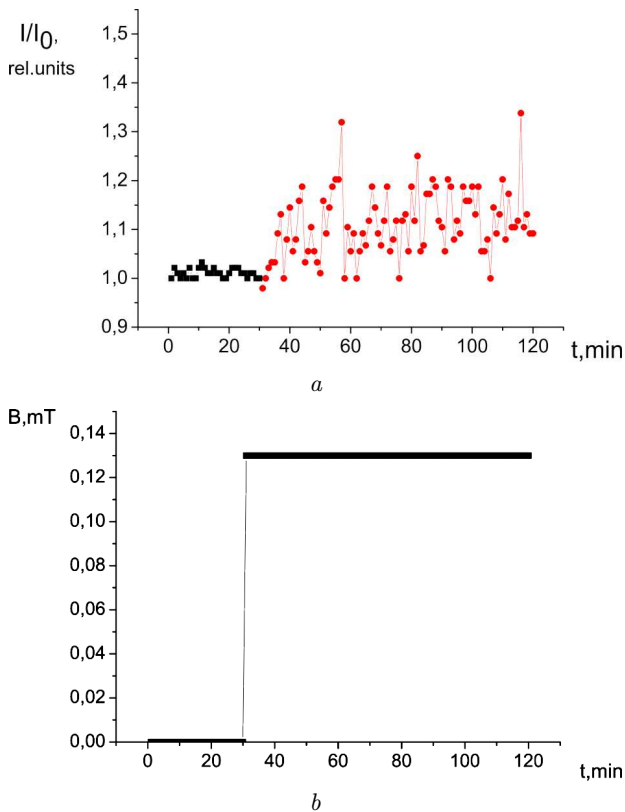


Рис. 1. Залежність магнітної індукції B (а) та відносної інтенсивності розсіяння (б) від часу t (концентрація водного розчину глюкози 5%)

тево перевищують випадкові відхилення, пов'язані із можливими похибками експерименту.

Проведений експеримент, на нашу думку, однозначно свідчить про існування впливу магнітного поля на структуру розчину.

Тепер, впевнившись у впливі магнітного поля, розглянемо можливий механізм виникнення спостережених флуктуацій інтенсивності, що виникають при включенні магнітного поля.

Позначимо через \mathbf{H} напруженість зовнішнього магнітного поля. Включення цього поля призводить до намагніченості речовини, яку характеризують деяким вектором \mathbf{P} . Обидві згадані величини, як відомо (див., наприклад, [3]), зв'язує співвідношення

$$\mathbf{P} = \chi \cdot \mathbf{H}, \tag{1}$$

де χ – тензор магнітних сприйнятливостей.

За своїм фізичним змістом намагніченість \mathbf{P} – це магнітний момент одиниці об'єму. Іншими словами, \mathbf{P} – макроскопічний параметр. Останнє означає, що \mathbf{P} характеризує деяку область, де встановлюється локальна рівновага. Таку область прийнято (див., наприклад, [3]) називати фізичним нескінченно малим об'ємом. Задля скорочення домовимось називати її блоком. Кожен із блоків характеризується значенням χ , а отже, і значенням величини \mathbf{P} . Цю обставину виразимо, вводячи функції $\chi(\mathbf{x})$ і $\mathbf{P}(\mathbf{x})$, де \mathbf{x} – радіус-вектор центра інерції блока.

Тоді магнітний момент блока є

$$\mathbf{m}(\mathbf{x}) = \mathbf{P}(\mathbf{x})w(\mathbf{x}), \tag{2}$$

де $w(\mathbf{x})$ – об'єм блока, відповідно до формули (1) набуває вигляду

$$\mathbf{m}(\mathbf{x}) = \chi(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{H}w(\mathbf{x}). \tag{3}$$

Будемо розрізняти ізотропні та анізотропні блоки. Для перших χ – тензор нульового рангу (скаляр χ), для других χ – тензор другого рангу. Домовимось називати далі анізотропний блок кластером.

При включенні магнітного поля на кластер починає діяти зовнішній механічний момент:

$$\mathbf{M}_m(\mathbf{x}) = \mathbf{m}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{H}. \tag{4}$$

Очевидно, що для ізотропного блока такий момент відсутній.

Нехай кластер має осьову симетрію. Позначимо головні значення тензора χ через χ_{\parallel} та χ_{\perp} , через φ – кут між вектором \mathbf{H} та головною віссю, що відповідає головному значенню χ_{\parallel} . Згідно з формулою (4) маємо

$$|\mathbf{M}_m(\varphi)| = \chi_a H^2 w \cos \varphi \sin \varphi, \tag{5}$$

де $\chi_a = \chi_{\parallel} - \chi_{\perp}$.

Як ми бачимо, включення магнітного поля призводить до виникнення в рідині механічних моментів. Відповідно, якщо рідина до включення поля знаходилась у стані спокою, то ці моменти повинні спричинити рух в рідині.

Який характер має цей рух?

Перейдемо до континуального наближення, розглядаючи блок як математичний нескінченно малий об'єм $d\mathbf{x}$ – окіл точки \mathbf{x} . При цьому кластер перетворюється в точкову особливість – зосереджений момент. Таку особливість прийнято називати центром обертання (див., наприклад, [4]). Для

щільності $\rho_{\mathbf{m}}$ центрів обертання маємо вираз

$$\rho_{\mathbf{m}} = \sum_J \mathbf{M}_{\mathbf{m}}(\phi^{(J)})\delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}^{(J)}), \quad (6)$$

де $\delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}^{(J)})$ – дельта-функція, $\mathbf{X}^{(J)}$ – радіус-вектор j -го центра обертання.

За наявності згаданих центрів у системі задача про визначення характеру руху, викликаного останніми, зводиться до розв'язку рівняння руху в'язкої рідини з такими центрами, що має вигляд

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \operatorname{div} \sigma + \rho_f, \quad (7)$$

де ρ – густина, \mathbf{v} – швидкість, p – тиск, σ – тензор в'язких напружень, ρ_f – щільність об'ємних сил.

Позначаючи через $\mathbf{f}^{(J)}$ значення, якого набуває величина ρ_f при $\mathbf{x} = \mathbf{X}^{(J)}$, записуємо для визначення $\mathbf{f}^{(J)}$ вираз

$$d(\mathbf{M}_{\mathbf{m}}(\phi^{(J)})\delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}^{(J)})) = d\mathbf{x} \times \mathbf{f}^{(J)}. \quad (8)$$

Задачі, подібні до сформульованої вище, зустрічаються в теорії полімерних розчинів, в теорії суспензій. Там строгий розв'язок таких задач вважається безнадійною справою, і натомість застосовується наближений метод Озеена (див., наприклад, [3]). Головну роль в цьому методі відіграє тензор Озеена $\mathbf{T}(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$, який за допомогою співвідношення

$$\mathbf{v}'(\mathbf{x}) = \mathbf{T}(\mathbf{x}, \mathbf{x}')\mathbf{F}(\mathbf{x}'), \quad (9)$$

визначає збурення швидкості $\mathbf{v}'(\mathbf{x})$ в точці \mathbf{x} , створене силою $\mathbf{F}(\mathbf{x}')$, яка діє в точці \mathbf{x}' . Завдяки цьому збуренню на центр в точці \mathbf{x} діє додаткова сила, її називають силою гідродинамічної взаємодії.

Запишемо для нашого випадку аналогічне співвідношення

$$\boldsymbol{\omega}'(\mathbf{x}) = \mathbf{S}(\mathbf{x}, \mathbf{X}')\mathbf{M}(\mathbf{X}'), \quad (10)$$

вводячи в розгляд тензор $\mathbf{S}(\mathbf{x}, \mathbf{X}')$, який визначає збурення кутової швидкості $\boldsymbol{\omega}'(\mathbf{x})$ в точці \mathbf{x} , створене моментом $\mathbf{M}(\mathbf{X}')$, який діє в точці \mathbf{X}' .

Далі будемо аналізувати поведінку окремого кластера. Рівняння його руху записуємо у вигляді

$$I \frac{d^2\varphi}{dt^2} = \mathbf{M}, \quad (11)$$

де I – момент інерції кластера, \mathbf{M} – механічний момент, що діє на кластер.

Механічний момент запишемо у вигляді суми

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_{\mathbf{NH}} + \mathbf{M}_{\mathbf{H}}, \quad (12)$$

в якій перша складова $\mathbf{M}_{\mathbf{NH}}$ не пов'язана, а друга $\mathbf{M}_{\mathbf{H}}$ – пов'язана із гідродинамічною взаємодією. Задля зручності першу складову будемо називати власним моментом, а другу – моментом взаємодії.

Для власного моменту маємо вираз

$$\mathbf{M}_{\mathbf{NH}} = \mathbf{M}_{\mathbf{m}} + \mathbf{M}_{\mathbf{E}} + \mathbf{M}_{\mathbf{V}}, \quad (13)$$

де $\mathbf{M}_{\mathbf{E}}$ і $\mathbf{M}_{\mathbf{V}}$ – моменти, викликані пружною та в'язкою реакцією оточення.

Вважаючи кут φ малим, розкладемо функцію (5) у ряд по степенях φ , обмежившись членом першої степені,

$$\mathbf{M}_{\mathbf{m}} = \chi_{\mathbf{a}} H^2 \varphi. \quad (14)$$

Для моменту, викликаного пружною реакцією оточення, записуємо

$$\mathbf{M}_{\mathbf{E}} = -\alpha \varphi, \quad (15)$$

де α – ефективний коефіцієнт пружності.

За визначенням, момент $\mathbf{M}_{\mathbf{V}}$, який викликаний в'язкою реакцією оточення, є непарною функцією $\frac{d\varphi}{dt}$. Тому розклад цієї функції в ряд по степенях $\frac{d\varphi}{dt}$, якщо обмежитись першими двома членами розкладу, має вигляд

$$\mathbf{M}_{\mathbf{V}} = -\beta \frac{d\varphi}{dt} - \gamma \frac{d\varphi}{dt} \frac{d\varphi}{dt} \frac{d\varphi}{dt}, \quad (16)$$

де β і γ – ефективні коефіцієнти внутрішнього тертя першого та третього порядків.

Зберігаючи другий доданок в розкладі (16), ми тим самим приписуємо системі дисипативну нелінійність.

Момент взаємодії представимо у вигляді

$$\mathbf{M}_{\mathbf{H}}(\mathbf{X}^{(p)}) = -\beta \boldsymbol{\omega}'(\mathbf{X}^{(p)}). \quad (17)$$

Підставляючи вираз (10) у формулу (17), отримуємо

$$\mathbf{M}_{\mathbf{H}}(\mathbf{X}^{(p)}) = -\beta \sum_{j \neq p} \mathbf{S}(\mathbf{X}^{(p)}, \mathbf{X}^{(j)}) \mathbf{M}_{\mathbf{NH}}(\mathbf{X}^{(j)}). \quad (18)$$

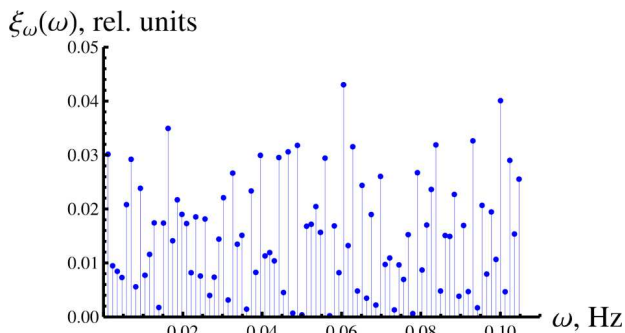


Рис. 2. Фур'є-спектр інтенсивності розсіяного світла водного розчину глюкози концентрацією 5% при дії магнітного поля індукцією 0,13 мТл

Рівняння руху (11) після підстановки відповідних значень моментів набуває вигляду

$$\begin{aligned}
 I \frac{d^2 \varphi(\mathbf{X}^{(p)})}{dt^2} &= -\alpha \varphi(\mathbf{X}^{(p)}) + \chi_a H^2 \varphi(\mathbf{X}^{(p)}) - \\
 &- \beta \frac{d\varphi(\mathbf{X}^{(p)})}{dt} - \gamma \frac{d\varphi(\mathbf{X}^{(p)})}{dt} \frac{d\varphi(\mathbf{X}^{(p)})}{dt} \frac{d\varphi(\mathbf{X}^{(p)})}{dt} + \\
 &+ \beta \sum_{j \neq p} \mathbf{S}(\mathbf{X}^{(p)}, \mathbf{X}^{(j)}) \{ \alpha \varphi(\mathbf{X}^{(j)}) - \chi_a H^2 \varphi(\mathbf{X}^{(j)}) + \\
 &+ \beta \frac{d\varphi(\mathbf{X}^{(j)})}{dt} + \gamma \frac{d\varphi(\mathbf{X}^{(j)})}{dt} \frac{d\varphi(\mathbf{X}^{(j)})}{dt} \frac{d\varphi(\mathbf{X}^{(j)})}{dt} \}. \quad (19)
 \end{aligned}$$

Формули (11) і (19) дозволяють зробити якісні висновки про характер руху, який збуджує в системі магнітне поле.

Як видно з цих формул, при $\mathbf{M}_H = 0$, тобто, за відсутності гідродинамічної взаємодії, в системі реалізуються затухаючі нелінійні коливання, і за певний час у системі встановлюється рівноважний стан, що відповідає $\varphi = 0$, коли всі магнітні моменти зорієнтовано в напрямку зовнішнього поля. Іншими словами, при $\mathbf{M}_H = 0$ в системі реалізується ламінарний рух.

З цих формул також видно, що однакові за виглядом доданки під символом суми $\mathbf{S}(\mathbf{X}^{(p)}, \mathbf{X}^{(j)})$ та поза цим символом мають різні знаки. Наприклад, доданок $\beta \frac{d\varphi(\mathbf{X}^{(j)})}{dt}$ має під символом суми знак "+". Це означає, що відповідна енергія, замість того, аби бути поглинутою термостатом, за рахунок гідродинамічної взаємодії надається даному p -му кластерові з боку інших кластерів. Іншими словами, гідродинамічна взаємодія забезпечує існування оберненого зв'язку в системі.

Якого характеру набуде рух при врахуванні гідродинамічної взаємодії?

Тут все залежить від співвідношення між власним моментом і моментом взаємодії. Якщо співвідношення між згаданими моментами таке, що виконується нерівність $Re < Re_{cr}$, де Re_{cr} – критичне для даної системи значення числа Рейнольдса, то рух залишається ламінарним. Невелике перевищення критичного значення призводить до появи періодичного руху – в системі виникають незатухаючі автоколивання кластерів.

За подальшого збільшення числа Рейнольдса виникають все нові і нові нестійкі коливальні моди – рух стає багато періодичним. В сценарії виникнення турбулентності, запропонованим Л.Д. Ландау [3], такий рух ототожнюється із турбулентним.

Магнітна анізотропія кластерів супроводжується анізотропією діелектричною. Відповідно згаданий рух кластерів викликає флуктуації анізотропії, що є причиною спостереженої в експерименті хаотичної поведінки інтенсивності. Характерною ознакою останнього за цим сценарієм є наявність в фур'є-спектрі згаданого руху неспіврозмірних частот.

Як відомо [3], існують і інші сценарії турбулентності, зокрема, сценарій, пов'язаний із подвоєнням частот. Для перевірки, якому сценарієві відповідає залежність на рис. 1, *b*, був розрахований фур'є-спектр цієї функції, який зображений на рис. 2.

Як видно з рис. 2, ні про які подвоєні частоти мови йти не може, що заставляє віддати перевагу сценарієві Л.Д. Ландау.

3. Висновок

Згідно з даним експериментом турбулентність виникає при малих значеннях магнітної індукції порядку 10^{-4} Тл, тобто при дії магнітного поля ламінарний рух практично не виникає – Re_{cr} при дії магнітного поля має мале значення. Як можна пояснити цей факт?

Як відомо, зародження турбулентності починається з утворення вихорів. Центри ж обертання, про які йшла мова, уже за визначенням є тими елементарними вихорами, які збурюють рідину, не даючи можливості для формування ламінарного руху. Тому логічно, що турбулізація рідини відбувається практично без проходження через стадію ламінарного руху.

Проведене дослідження дозволяє нам стверджувати, що під дією магнітного поля в розчині виникає турбулентний рух. На нашу думку, цей ефект логічно назвати магнітогідродинамічною нестійкістю. Він приводить до збільшення інтенсивності розсіяного світла в розчинах при дії на них магнітного поля.

1. М.В. Волькенштейн, *Фізика і біологія* (Наука, Москва, 1980).
2. Ф.Р. Черников, *Биофизика* **31**, 596 (1986).
3. Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц, *Гидродинамика* (Наука, Москва, 1988).

4. В. Кеч, П. Теодореску, *Введение в теорию обобщенных функций с приложениями в технике* (Мир, Москва, 1978).

Одержано 29.02.16

*L.A. Bulavin, L.Yu. Vergun,
Yu.F. Zabashita, K.O. Ogorodnik*

SACCHARIDE SOLUTIONS
UNDER THE MAGNETIC FIELD ACTION

S u m m a r y

Fluctuations in the intensity of light scattering in a 5-% aqueous solution of glucose under the action of a magnetic field are registered. The effect is shown to result from the emergence of the turbulent motion in the solution.