

PACS numbers: 78.70.Gq, 81.40.Wx, 82.40.Np, 82.50.-m, 83.60.Np, 83.85.Jn, 87.15.hp

Радиационно-стимулированная динамика конформационного состояния молекул NADH в приповерхностных слоях дистиллята воды

М. А. Заболотный, Ю. М. Барабаш*, О. П. Дмитренко, Н. П. Кулиш,
Э. Л. Мартинчук**, А. И. Костина, Ю. Ю. Сидельникова

*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко,
физический факультет,
ул. Владимирская, 64,
01033 Киев, Украина*

**Институт физики НАН Украины,
просп. Науки, 46,
03650, ГСП, Киев-39, Украина*

***Технический центр НАН Украины,
ул. Покровская, 13,
04070 Киев, Украина*

Исследовались спектры капиллярных волн дистиллята воды и водного раствора NADH, их динамика под воздействием электромагнитного излучения миллиметрового диапазона. По поведению капиллярных волн выяснено, что под действием электромагнитного излучения вязкость приповерхностного слоя дистиллята воды и раствора NADH увеличивается. Предполагается возможность радиационно-стимулированного структурирования воды и управления конформационным состоянием молекул NADH.

Досліджувалися спектри капілярних хвиль дистилляту води і водного розчину NADH, їх динаміка під дією електромагнетного випромінення міліметрового діапазону. За поведінкою капілярних хвиль з'ясовано, що під дією електромагнетного випромінення в'язкість приповерхневого шару дистилляту води і розчину NADH збільшується. Передбачено можливість радіаційно-стимульованого структуривання води і керування конформаційним станом молекул NADH.

The spectra of capillary waves of distilled water and aqueous NADH as well as their dynamics under millimetre-range electromagnetic radiation are studied. As shown from the behaviour of capillary waves, under the action of electromagnetic radiation, viscosity of the subsurface layer of distillate water and NADH solution increases. The possibility of radiation-induced water structurization and control of the conformational state of NADH

molecules is supposed.

Ключевые слова: NADH, дистиллированная вода, капиллярные волны, конформационное состояние, вязкость.

(Получено 18 июня 2010 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема создания молекулярных и биологических тестов в настоящее время достаточно актуальна. Востребованность тестирующих технологий обусловлена: 1) разнообразным техногенным (в том числе и электромагнитным) загрязнением окружающей среды и вызванной этим необходимостью оперативного контроля параметров среды, 2) развитие новых фармацевтических, молекулярных и нанотехнологий повышает требование к химической чистоте и структурной однородности создаваемых изделий. Перспективными в этом направлении показали себя технологии, основанные на использовании биологических молекул, селективность активности которых позволяет использовать их в качестве первичных рецепторов изменений контролируемых параметров. Одна из возможных реализаций такого подхода базируется на использовании молекул NADH, структурная формула которого приведена на рис. 1.

Проведенные экспериментальные исследования [1, 2, 3, 4] позволили сделать вывод о существенной зависимости реакционных, люминесцентных и транспортных свойств молекул NADH от их конформационного состояния. В нейтральных водных растворах NADH образует как минимум два конформационных состояния. Одна из конформаций молекулы является открытой (см. рис. 1), её скелет (рибоза — дифосфат-рибоза) вытянут, другая конформация — закрытой (скелет свернут, а два гетероцикла, адениновый и никотинамидный, расположены параллельно и взаимодействуют друг с другом) [3].

В зависимости от конкретного типа процесса определяющим является наличие и концентрация NADH того или иного конформа-

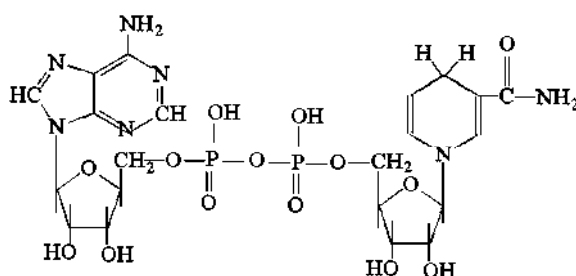


Рис. 1. Структурная формула никотинамидадинуклеотида (NADH).

ционного состояния. Так, при связывании в нуклеотидном ингибиторном центре глекогенфосфоорилазы принимают участие молекулы NADH закрытой (свернутой) конформации [4]. При связывании молекулы NADH наблюдается незначительное деформирование ее конформационного состояния — при сохранении свернутой формы гетероциклические основания перестают быть компланарными. Плоскости гетероциклических оснований связанной в ингибиторном центре NADH, составляют угол 98° . Особенности процессов конформационных переходов в молекулах NADH, находящихся в растворе, существенно зависят от характеристик растворителя (в случае воды — от кислотности, концентрации и типа растворенного газа, температуры, наличия силовых полей). Известно, что свойства воды в малых объемах (то есть в присутствии силовых полей, создаваемых молекулами ограничивающих жидкость стенок) существенно отличаются от свойств объемов воды, находящихся вдали от поверхностей фазового раздела при неизменных давлении и температуре. Отметим, что функционирование биомолекул реализуется чаще всего в малых объемах — порядка биоклетки.

Возможность определения влияния электромагнитного излучения (в том числе миллиметрового диапазона, слабо поглощаемого водой) на конформационное состояние NADH открывает возможность использования NADH в качестве люминесцентных датчиков предраковых патологий [2]. С другой стороны, исследование влияния электромагнитного излучения на чувствительные к нему молекулы NADH позволяет разрабатывать методики минимизации деструктивных последствий облучения. Таким образом, исследование закономерностей фотостимулированных конформационных переходов молекул NADH представляет как теоретический [5, 6] так и прикладной интерес.

Изучению этого вопроса посвящена настоящая работа, экспериментальная часть которой основана на использовании зависимости реологических характеристик жидкой среды, содержащей растворенные в ней твердые наночастицы фиксированного объема от формы бионаночастиц [4]. Целью работы являлось экспериментальное исследование особенностей конформационных переходов в молекулах NADH, находящихся в водном растворе, обусловленных слабым (не вызывающим регистрируемые изменения температуры образца) электромагнитным излучением оптического и миллиметрового диапазона и разработка феноменологической модели, описывающей экспериментальные данные. Экспериментальная информация об особенностях динамики реологических параметров водных растворов NADH была получена с помощью исследования зависимости частоты колебаний от значения волнового вектора капиллярных волн на свободной поверхности образца. Такой метод дает возможность определять значения вязкости и поверхностного

натяжения при различных величинах эффективного объема (т.е. области локализации непрерывных линий тока частиц) [5] деформируемой среды. Частота колебаний капиллярных волн определялась с помощью метода оптического гетеродинамирования [7, 8].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Измерения параметров выполняли с помощью метода оптического гетеродинамирования [7, 8]. Блок-схема установки представлена на рис. 2.

Исходный лазерный пучок под малым углом θ падает на поверхность исследуемого раствора, сохраняя гауссов профиль. Поляризатор 3 устанавливает электрический вектор электромагнитного излучения параллельно поверхности раствора. Падающий свет зеркально отражается поверхностью раствора (опорный пучок α), рассеиваясь на Фурье-компонентах поверхностных волн (измерительный пучок β). Интенсивность света, рассеянного поверхностью раствора (пучок 5) достаточна лишь в пределах узкого диапазона углов ($\partial\theta = 10$ мрад) около направления опорного пучка α , что позволяет измерять капиллярные волны с пространственной длиной волны в диапазоне 10–100 лин./мм. Выбор капиллярной волны с заданной пространственной частотой задается путем перемещения фотоприемника 8 в плоскости перпендикулярной к направлению опорного пучка. Опорный пучок α попадает на фотоприемник 8 без изменения своей частоты, смешивается в дальней волновой зоне с измерительным пучком β , частота, которого изменяется в соответствии с эффектом Доплера.

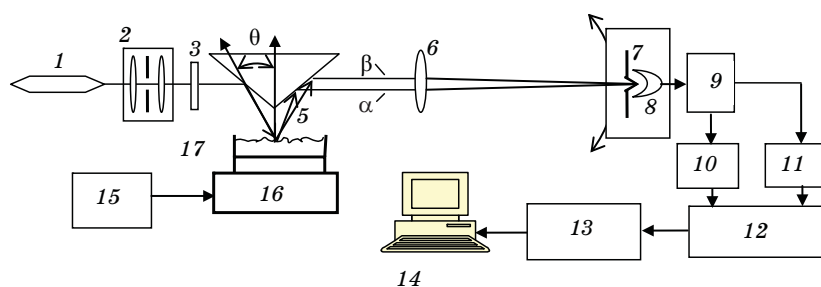


Рис. 2. Блок-схема установки по исследованию спектров капиллярных волн 1 — лазер ЛГ-79; 2 — коллиматор; 3 — поляризатор; 4 — отражающая призма; 5 — лучи лазера ($\alpha\beta$), отраженные от поверхности раствора; 6 — Фурье-линза; 7 — диафрагма; 8 — фотоприемник с двумя детекторами; 9 — предварительный усилитель; 10 — активный заграждающий фильтр высоких частот (пропускание 0–200 Гц); 11 — активный полосовой фильтр (полоса пропускания 300–10000 Гц); 12 — электронный делитель; 13 — аналого-цифровой преобразователь (10 бит, ± 5 В, $\tau = 40$ мксек); 14 — компьютер; 15 — блок питания терморегулятора; 16 — устройство термостатирования кюветы раствора; 17 — кювета с раствором.

На поверхности фотоприемника с квадратичной характеристикой эти пучки смешиваются, образуя динамическую интерференционную картину. Фотоприемником 8 измерялась интенсивность опорного пучка, амплитуда биений частот пучков ($\alpha\beta$) света, значение частоты биений и их зависимость от угла рассеяния.

В качестве исследуемых образцов использовались свежий бидистиллят воды и водный раствор NADH. Концентрация NADH не превышала 5 весовых процентов, что приводило к независимости характеристик спектров капиллярных волн от концентрации NADH. Образцы предварительно выдерживались в темноте на установке в течение двух часов. Оптическая схема собрана на голографическом столе с виброзащитным основанием. Мощность лазера составляла 7,5 мВт на длине волны 630 нм, диаметр луча на поверхности жидкости составлял $3 \cdot 10^{-3}$ м (на уровне 0,7 максимальной интенсивности). Фокусирующая линза имела фокус 1,00 м, диаметр луча в области перетяжки составлял $0,5 \cdot 10^{-3}$ м. Область перетяжки находилась на расстоянии 1,5 м от поверхности жидкости. Фотоприемное устройство было собрано на базе двух фотодиодов ФД-256, с микросхемами КР544УД1А, с апертурой $0,5 \cdot 10^{-3}$ м. Измерительная кювета представляла медный цилиндр высотой $15 \cdot 10^{-3}$ м, с внешним диаметром $35 \cdot 10^{-3}$ м. Устройство термостатирования кюветы было собрано на элементе Пельтье и обеспечивало измерение абсолютного значения температуры с точностью $\pm 0,25^\circ\text{C}$ в диапазоне от 4°C до 38°C . С фотоприемника 8 через фильтры 10, 11 сигнал поступал на делитель. На вход числителя цифрового делителя поступал сигнал, пропорциональный интенсивности интерференционной картины. На вход знаменателя цифрового делителя поступал сигнал, пропорциональный интенсивности света в опорном пучке. Таким образом выполнялась нормировка сигнала для разных Фурье-компонент поверхностных волн раствора. Аналого-цифровой преобразователь 13 оцифровывал сигнал и вводил в ПК 14. Алгоритм обработки сигнала заключался в стандартном автокорреляционном анализе сигнала, использовании быстрого Фурье-преобразования и получении спектра плотности мощности для разных Фурье-компонент поверхностных волн раствора. В качестве источника электромагнитного излучения (ЭМИ) использовали генератор Г-142 с гибким диэлектрическим волноводом и He-Ne-лазер (ЛГ-79), с мощностью излучения 15 мВт. Мощность излучения ЭМИ на выходе волновода составляла 1 мВт на частоте 60 ГГц, волновод устанавливался на расстоянии 0,5–1 см. от поверхности образца, длительность облучения составляла 1–10 минут.

3. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЖИДКОСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН

Динамика свободной поверхности жидкости определяется флуктуа-

ционно-диссипативными процессами [9]. Они приводят к возникновению тепловых гидродинамических флуктуаций формы свободной поверхности жидкости, зависящих от свойств среды (в рассматриваемом случае — раствора наночастиц в однородной жидкости). Возникающие флуктуационные деформации свободной поверхности образца можно рассматривать [10] как результат суперпозиции распространяющихся по ней поверхностных капиллярных волн. Динамика волн достаточно хорошо [9, 11] описывается системой уравнений Навье–Стокса и непрерывности, которую в случае малых и пологих деформаций свободной поверхности слоя жидкости (амплитуда деформаций (h) намного меньше пространственной длины волны (λ)) и двумерного движения можно представить в виде [11]:

$$\frac{\partial v_x(x, y, t)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p(x, y, t)}{\partial x} + \frac{\eta}{\rho} \Delta v_x(x, y, t), \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_y(x, y, t)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p(x, y, t)}{\partial y} + \frac{\eta}{\rho} \Delta v_y(x, y, t), \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_x(x, y, t)}{\partial x} + \frac{\partial v_y(x, y, t)}{\partial y} = 0. \quad (3)$$

Здесь использованы следующие обозначения: $v_x(x, y, t)$, $v_y(x, y, t)$ — компоненты вектора скорости частиц жидкости в точке с координатами x , y в момент времени t , $p(x, y, t)$ — гидродинамическое давление; η — динамическая вязкость жидкости, ее ρ — плотность, ось OY направлена по нормали к свободной поверхности деформируемой среды, а ось OX — расположена на ее свободной поверхности.

В качестве граничных условий используются:

$$\left. \frac{\partial v_x(x, y, t)}{\partial y} \right|_{y=h(x, t)} + \left. \frac{\partial v_y(x, y, t)}{\partial x} \right|_{y=h(x, t)} = 0, \quad (4)$$

$$P(x, y, t) \Big|_{y=h(x, t)} - 2\eta \left. \frac{\partial v_y(x, y, t)}{\partial y} \right|_{y=h(x, t)} + T_M \frac{\partial^2 h(x, t)}{\partial x^2} = 0, \quad (5)$$

$$h(x, t) = \int_0^t v_y(x, y=0, t) dt; \quad (6)$$

T_M — коэффициент поверхностного напряжения.

При формулировке задачи (1)–(6) учтено, что размеры пространственных неоднородностей, определяемые размерами молекул NADH, намного меньше λ . Это позволяет использовать для описания особенностей кинетики капиллярных волн усредненную локальную вязкость, которая в случае реализации ньютоновской

жидкости в виде суспензии, существенно зависит от формы взвешенных частиц [9]. В случае эллипсоидальной формы (с полуосями эллипсоида a [отн. ед.]) частицы для описания вязкости суспензии можно использовать следующую параметризацию [9]:

$$\eta = \eta_0(1 + \gamma\phi). \quad (7)$$

Здесь ϕ — отношение объема частиц, взвешенных в объеме V жидкости к величине V , γ — параметр, зависящий от значения отношения — a/b . (При $a/b = 0,1$ $\gamma = 8,04$, $a/b = 0,2$ $\gamma = 4,71$, $a/b = 0,5$ $\gamma = 2,85$, $a/b = 1$ $\gamma = 2,5$.)

Сформулированная задача является линейной, поэтому в рамках этой модели можно считать, что отдельные гармоники поверхностных волн не взаимодействуют друг с другом. Рассматривая поведение одной из поверхностных гармоник с длиной волны λ в случае, когда λ намного меньше толщины образца, учитывая, что значение v_x , v_y экспоненциально убывают по мере удаления от свободной поверхности жидкости, решение системы (1–3) можем выбрать в следующем виде, являющимся действительным вариантом известных комплексных соотношений [9]:

$$v_x(x, y, t) = \left(-\frac{k}{\rho\alpha} C_1 \exp(kz) + C_2 \beta \exp(k\beta z) \right) \cos(kx) \exp(\alpha t), \quad (8)$$

$$v_y(x, y, t) = \left(-\frac{k}{\rho\alpha} C_1 \exp(kz) + C_2 \exp(k\beta z) \right) \sin(kx) \exp(\alpha t), \quad (9)$$

$$p(x, y, t) = \rho C_1 \exp(kz) \sin(kx) \exp(\alpha t), \quad (10)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, $\alpha = \delta - i\omega$ — комплексная величина, мнимая часть которой определяет частоту колебаний, а действительная — их затухание, $\beta = \sqrt{1 + \alpha\rho/(\eta k^2)}$, C_2 — постоянная, связанная с параметром C_1 соотношением (4), из которого следует:

$$C_2 = \frac{2k}{\rho\alpha(1 + \beta^2)} C_1. \quad (11)$$

Остающаяся неизвестная C_1 не может быть определена, что математически обуславливается однородным характером сформулированной задачи, а физически — некаузальным характером флуктуационных сил, являющихся причиной возникновения волновых возмущений свободной поверхности жидкости. Учет неиспользованного граничного условия (5) позволяет получить дисперсионное уравнение, являющееся аналогом известного соотношения [9] и

связывающее α и k :

$$\rho\alpha + \frac{2\eta k^2}{1+\beta^2} - \frac{T_M k^3}{\alpha} \frac{1-\beta^2}{1+\beta^2} = 0. \quad (12)$$

Аналитическое решение уравнения (11) может быть найдено только при использовании теории возмущений. В частности, в случае слабовязкой жидкости [9] его можно представить в виде

$$\omega \approx \omega_0 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{2\eta k^2}{\rho\omega_0} \right)^2 \right], \quad (13)$$

$$\delta = -2 \frac{\eta}{\rho} k^2 + \left(\frac{\eta k^2}{\rho} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{(2\omega_0)^{\frac{1}{2}}}, \quad (14)$$

где $\omega_0^2 = T_M k^3 / \rho$. При получении (13) и (14) был учтен вклад двух первых порядков малости. Необходимость учета второго порядка малости по сравнению с анализом, приведенном в [9], обуславливалась тем, что безразмерный параметр $\omega\rho/(\eta k^2)$, по которому производится разложение при анализе (12), достигает для воды значения 0,3, это обуславливает необходимость учета нескольких порядков разложений. Соотношения (6), (8), (12) определяют функциональный вид амплитуды рельефа образующегося на свободной поверхности образца:

$$h(x, t) = \frac{2k(1-\beta^2)}{\rho\alpha^2(1+\beta^2)} C_1 \sin(kx) \exp(\delta t - i\omega t). \quad (15)$$

Для определения величины C_1 (и тем самым амплитуды волн) необходимо использовать [9] дополнительную информацию о механизме возбуждения поверхностных волн.

При экспериментальном исследовании динамики капиллярных волн на свободной поверхности жидкости, учтем [8], что при освещении ее лазерным пучком с интенсивность света рассеянного в телесном угле Ω , определяется величиной среднеквадратичного смещения элемента колеблющейся поверхности жидкости:

$$\frac{dI}{d\Omega} = I_0 \frac{q^4}{(4\pi)^2} \langle \tilde{h}^2 \rangle(\tilde{\omega}, k) \cos^3(\theta), \quad (16)$$

где I_0 — интенсивность отраженного излучения, определяемая для плоской поверхности с помощью формул Френеля; θ — угол падения света; q — волновое число падающего света, знак $\langle \dots \rangle$ обозначает проведение операции усреднения. Величина $\langle \tilde{h}^2 \rangle(\tilde{\omega}, k)$ зависит от

ω , δ , k и является временным Фурье-преобразованием [8] автокорреляционной функции $\langle h(k, t)h(k, t + \tau) \rangle$ ($\tilde{\omega}$ — сопряженная t переменная), которое с учетом соотношения (15), можно представить в следующем виде:

$$\langle \tilde{h}^2 \rangle(\tilde{\omega}, k) = \left(\frac{k(1 - \beta^2)}{\rho\alpha^2(1 + \beta^2)} \right)^2 \langle C_1^2 \rangle \frac{1}{(\tilde{\omega} - \omega)^2 + \delta^2}. \quad (17)$$

Величина $\langle C_1^2 \rangle$ определяется особенностями флуктуационной генерации капиллярных волн. Объединяя соотношения (16) и (17), получаем:

$$\frac{dI}{d\Omega} = I_0 \frac{q^4}{(4\pi)^2} \left(\frac{k(1 - \beta^2)}{\rho\alpha^2(1 + \beta^2)} \right)^2 \langle C_1^2 \rangle \frac{1}{(\tilde{\omega} - \omega)^2 + \delta^2} \cos^3(\theta). \quad (18)$$

Из соотношения (17) видно, что величина δ определяет полуширину плотности спектральной мощности капиллярных волн свободной поверхности жидкости; ω — положение точки максимума плотности спектральной мощности капиллярных волн на оси временных частот, измеряя ω , δ и используя соотношения (13) и (14), определяют эффективную вязкость и поверхностное натяжение суспензии, реализующуюся при волновом движении с частотой ω и волновым вектором k .

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследовались спектры капиллярных волн дистиллята воды и водного раствора NADH, их динамика под воздействием электромагнитного излучения миллиметрового диапазона. Результаты исследований приведены на рис. 3, 4.

На них представлены спектры капиллярных волн образцов дистиллята воды и водного раствора NADH до их облучения. Из них видно, что частота колебаний капиллярных волн и полуширина зависимости $h(\omega)$ существенно увеличиваются при уменьшении длины капиллярной волны. Выбор температуры измерений определялся тем, что при ней амплитуда волн была достаточной для регистрации (при уменьшении температуры амплитуда убывает, а конечность радиуса кривизны свободной поверхности образца не сильно влияла на точность измерений).

Представленные на них данные в совокупности с использованием соотношений (13)–(15) позволяют определить вязкость приповерхностного слоя жидкого образца и его коэффициент поверхностного натяжения.

Результаты обработки данных исследований влияния экспони-

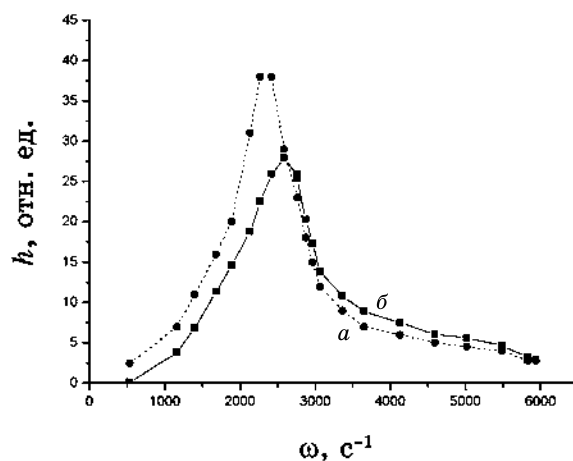


Рис. 3. Зависимость амплитуды капиллярных волн на поверхности дистиллята воды от частоты колебаний для двух длин волн (0,034 см — кривая *a*, 0,029 см — *б*) при $t = 20^\circ\text{C}$.

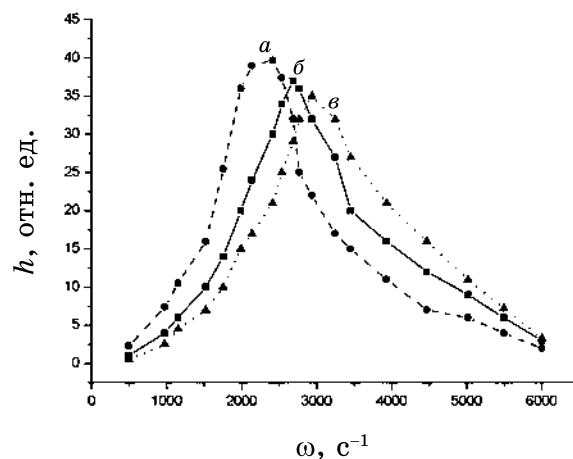


Рис. 4. Зависимость амплитуды капиллярных волн на поверхности водного раствора NADH от частоты для трех длин волн (0,034 см — кривая *a*, 0,029 см — *б*, 0,24 см — *в*) при $t = 20^\circ\text{C}$.

рования в течение 10 минут миллиметровым излучением слоев дистиллята воды и водного раствора NADH приведены на рис. 5 и рис. 6 соответственно.

Из приведенных на рис. 5 данных видно, что вязкость приповерхностного слоя (с толщиной порядка 0,015–0,05 см) дистиллята воды под действием электромагнитного облучения возрастает на величину порядка 3%. При уменьшении времени экспонирования до 2 ми-

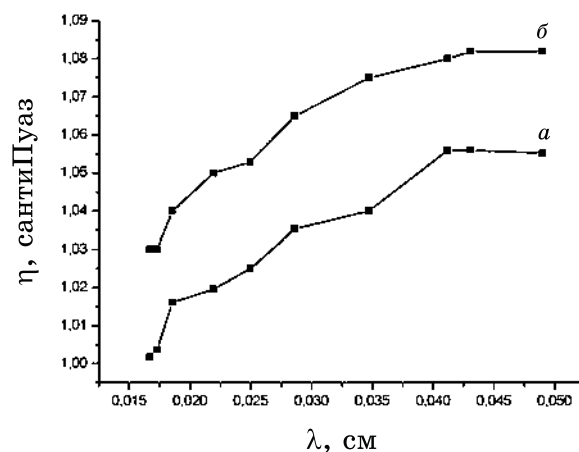


Рис. 5. Зависимость вязкости от длины капиллярной волны на поверхности дистиллята воды до (кривая — *a*) и после (*б*) экспонирования образца.

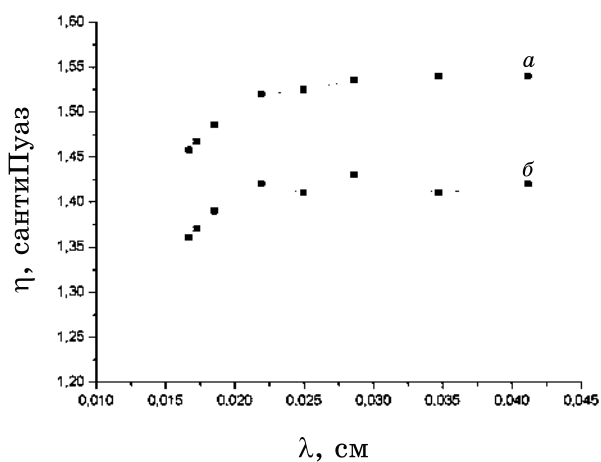


Рис. 6. Зависимость вязкости от длины капиллярной волны на поверхности раствора NADH в дистилляте воды до (кривая *a*) и после (*б*) экспонирования образца.

нут величина изменения вязкости под действием облучения уменьшается до $\sim 1\%$, что сравнимо с точностью измерений (разброс данных при выполнении повторяющихся измерений). Такой характер поведения вязкости исключает возможность чисто теплового результата действия излучения.

Наличие нетривиальной зависимости вязкости дистиллята воды от длительности воздействия и интенсивности миллиметрового излучения может свидетельствовать либо о влиянии излучения на

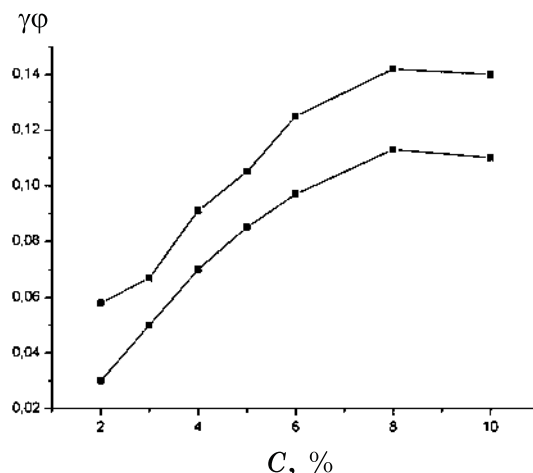


Рис. 7. Зависимость индуцированного мм-излучением изменения произведения параметра формы молекулы NADH в водном растворе (γ) и относительного объема (ϕ) растворенных частиц взвеси от весовой концентрации NADH.

флуктуационные процессы, определяющие свойства капиллярных волн, либо о возможном структурировании дистиллята воды, зависящем от свойств излучения.

Рисунок 6 иллюстрирует изменение вязкости приповерхностных слоев 5% раствора NADH в дистилляте воды под действием миллиметрового излучения при температуре 20°C. Видно, что под действием электромагнитного излучения вязкость раствора уменьшается. Такое влияние облучения миллиметровым электромагнитным излучением на вязкость раствора контрастирует влиянием этого же фактора на вязкость дистиллята воды. Возможным объяснением этого результата может быть предположение, что под действием облучения: а) меняется конформационное состояние молекул NADH, например, форма молекулы становится ближе к сферической, и изменяется параметр γ (формула (7)), б) уменьшается толщина слоя связанных с NADH молекул воды, что приводит к уменьшению эффективного объема ϕ (7) взвешенных в воде частиц (см. рис. 7).

5. ВЫВОДЫ

1. Среднее значение вязкости слоя дистиллята воды, расположенного у границы с воздушной средой, в диапазоне толщин слоя 0,034–0,020 см зависит от значения толщины слоя, уменьшаясь при его уменьшении.
2. Воздействие электромагнитного излучения (мощность 10^{-4} Вт/см²,

частота 60 ГГц, в течение 5–20 мин.) на дистиллят воды приводит к увеличению значений средней вязкости приповерхностного слоя, расположенного у границы с воздушной средой. Изменения значений вязкости этого слоя и поверхностного натяжения растворов зависит от пространственной частоты капиллярных волн. Это позволяет высказать предположение о возможности радиационно стимулированного: 1) структурирования воды в граничащем с воздушной средой слое; 2) изменении конформации молекул NADH или толщины окружающей их гидратной оболочки молекул связанной воды. В случае концентрации NADH 3–5% весовых процентов изменение вязкости раствора достигало 10–14%, вязкость слоя дистиллята воды при этом увеличивалась на 2–3 процента.

3. Показана возможность управления конформационным состоянием молекул NADH, находящихся в граничащих с воздушной средой слоях дистиллята воды с помощью электромагнитного излучения, что дает возможность изменять оптические и биологические характеристики молекул NADH.

4. В рамках модели слабовязкой несжимаемой ньютоновской жидкости с учетом двух порядков малости получено дисперсионное уравнение, определяющее связь между частотой капиллярных волн и их длиной волны.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. X. A. Аршакян, С. В. Пушкарев, Е. С. Половников, Ю. П. Мешалкин, *Бюллетень СО РАМН*, **123**, № 1: 30 (2007).
2. R. A. Lipson, E. J. Baldes, and A. M. Olsen, *J. Nat. Cancer Inst.*, **26**: 1 (1961).
3. А. П. Демченко, *Люминесценция и динамика структуры белков* (Киев: Наукова думка: 1988).
4. С. В. Клинов, Н. А. Чеботарева, Б. Н. Курганов, Ж. И. Литвак, Т. А. Жилина, Н. Д. Пекель, В. М. Березовский, *Биоорганическая химия*, **11**, № 2: 196 (1985).
5. L. N. Christophorov, A. R. Holzwarth, and V. N. Kharkyanen, *Ukr. J. Phys.*, **48**, No. 7: 672 (2003).
6. М. А. Заболотный, Е. А. Андреев, Ю. М. Барабаш, Э. Л. Мартинчук, В. Н. Харкянен, *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии*, **6**, № 1: 277 (2008).
7. А. Л. Дмитриев, *Оптические системы передачи информации* (Санкт-Петербург: 2007).
8. L. B. Shih, *Rev. Sei. Instrum.*, **55**, No. 5: 716 (1984).
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, 738 (1986).
10. В. Кляцкин, Д. Гурарий, *Успехи физ. наук*, **169**, № 2: 171 (1999).
11. В. Г. Левич, *Физико-химическая гидродинамика* (Москва: Изд. АН СССР: 1952).
12. В. И. Сухарев, Н. Л. Векшин, *Биоорганическая химия*, **26**, № 10: 723 (2000).