

Квантованные состояния ядра биологической клетки

Михаил Батанов-Гаухман

к.т.н., доцент каф. 207 Института № 2 “Авиационные и ракетные двигатели и энергетические установки” ФГБОУВО «Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)», Волоколамское шоссе, д.4, г. Москва, 125993, alsignat@yandex.ru, ORCID iD [0000-0002-8179-6113](https://orcid.org/0000-0002-8179-6113))

Дата: 14 августа 2020

Аннотация: В данной статье: а) На примере ядра биологической клетки, находящейся в состоянии интерфазы, показано, что хаотическое движение органелл в среднем может быть упорядоченным и иметь дискретный набор возможных усредненных состояний. Данные усредненные состояния ядра описываются решениями обобщенного стационарного уравнения Шредингера; б) Высказано предположение о том, что среди дискретного набора возбужденных состояний ядра биологической клетки имеются такие состояния, которые препятствуют проникновению генетического материала (РНК и/или ДНК) вирусов через ядерные поры в кариоплазму. Предложены способы введения ядра клетки в возбужденное состояние. Не исключено, что данный способ воздействия на ядро и/или другие органеллы клетки окажется эффективным способом борьбы с вирусной инфекцией, в том числе с COVID-19; в) Математическое описание возбужденных состояний органелл биологической клетки направлено на утверждение новой «статистической» интерпретации квантовой механики.

Ключевые слова: ядро биологической клетки, возбужденное состояние органелл биологической клетки, хаотическое движение органелл, подавление вирусной инфекции, интерпретация квантовой механики.

03.65.–w (Quantum mechanics)

05.30.–d (Quantum statistical mechanics)

Сокращения (Abbreviations)

БК – биологическая клетка;

ПАВ – плотность амплитуды вероятности;

ПМЭ – полная механическая энергетичность;

ФПРВ – функция плотности распределения вероятности.

1 Введение

Как известно, органеллы внутри биологической клетки (БК) (рис. 1а) находятся в постоянном хаотическом движении [16,17,18]. Но возможно в этом хаосе есть порядок? Гипотезы, высказанные в данной статье, предлагают ответ на этот вопрос.

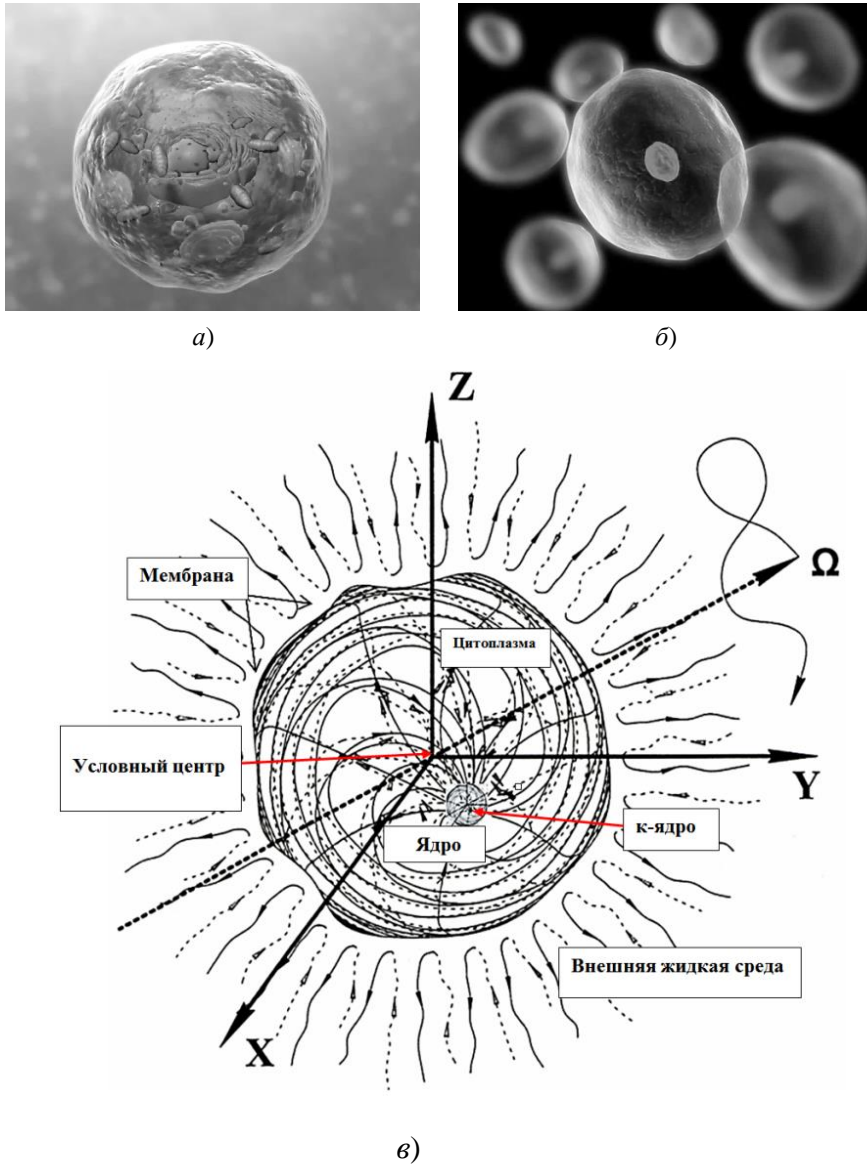


Рис. 1. Эукариотическая клетка: а) хаотически блуждающие органеллы внутри биологической клетки; б) биологическая клетка с выделенным ядром; в) модель биологической клетки с хаотически блуждающим центром масс ядра (который назван к-ядром) в окрестности условного центра

Сосредоточим внимание только на ядре биологической клетки (рис. 1 б, в), поскольку оно является наиболее заметной органеллой.

Все последующие выводы, сделанные в этой статье относительно ядра БК, касаются любых других внутриклеточных двумембранных органелл (митохондрий, пластидов и т.д.) и некоторых одномембранных органоидов (лизосом, вакуолей, секреторных пузырей и т.д.), находящихся в подобных физических условиях.

2 Модель биологической клетки с хаотически блуждающим ядром

Рассмотрим живую эукариотическую биологическую клетку в период между ее делением (т.е. в состоянии интерфазы).

Проследим за поведением клеточного ядра (рис. 1 б, в и рис. 2), которое имеет вид шарообразного тела со следующими параметрами:

- радиусом порядка

$$r_n \approx 3 \text{ мкм} \approx 0,003 \text{ мм} \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ м}, \quad (1)$$

- массой порядка

$$m_n \approx 6 \cdot 10^{-9} \text{ мг} \approx 6 \cdot 10^{-15} \text{ кг}, \quad (2)$$

- областью возможного появления, ограниченного клеточной мембраной, т.е. размерами БК с радиусом порядка

$$r_c \approx 25 \text{ мкм} \approx 0,025 \text{ мм} \approx 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}. \quad (3)$$

Центр масс ядра БК обозначим материальной точкой с массой m_n , и будем называть данную точку «к-ядром» (рис. 1 в и рис. 2).

Предположим, что состояние интерфазы рассматриваемой клетки длится бесконечно долго, т.е. будем полагать, что БК в течение длительного времени не меняется. При этом к-ядро непрерывно хаотически блуждает во время всего периода наблюдений в окрестности условного центра (рис. 1 в и 2) под действием множества не связанных между собой силовых факторов.

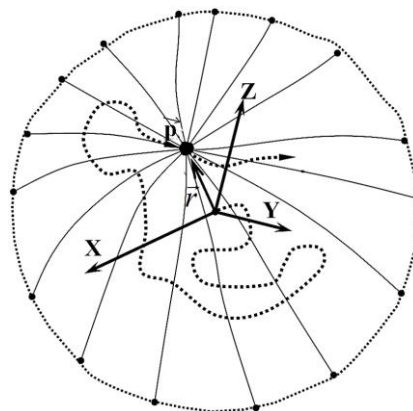


Рис. 2. Центр масс ядра БК (т.е. материальная точка, условно названная к-ядром) непрерывно хаотически блуждает в окрестности условного «центра» биологической клетки, таким образом, что ее полная механическая энергия E всегда остается постоянной ($E = \text{const}$)

В рамках рассматриваемой модели такое непрерывное хаотическое движение к-ядра обусловлено неизменностью ее полной механической энергии E

$$E = T(x, y, z, t) + U(x, y, z, t) = const, \quad (4)$$

где $T(x, y, z, t)$ – кинетическая энергия к-ядра, связанная со скоростью его движения;

$U(x, y, z, t)$ – потенциальная энергия к-ядра, связанная с упругими свойствами цитоплазмы, стремящейся вернуть к-ядро в условный центр (рис. 1в и 2).

Энергии $T(x, y, z, t)$ и $U(x, y, z, t)$ к-ядра являются случайными функциями времени и места его положения относительно условного центра, но эти энергии плавно перетекают друг в друга таким образом, что их сумма (т. е. полная механическая энергия к-ядра E) всегда остается постоянной ($E = const$).

Из данного условия вытекает, что хаотическая траектория движения к-ядра может рассматриваться как трехмерный стационарный случайный процесс.

Скорость хаотического движения к-ядра невелика по сравнению со скоростью света, поэтому каждое мгновение оно обладает кинетической энергией

$$T(x, y, z, t) = \frac{p_x^2(x, y, z, t) + p_y^2(x, y, z, t) + p_z^2(x, y, z, t)}{2m_n},$$

или кратко

$$T(p_x, p_y, p_z, t) = \frac{p_x^2(t) + p_y^2(t) + p_z^2(t)}{2m_n}, \quad (5)$$

где $p_x(t)$, $p_y(t)$, $p_z(t)$ – мгновенные значения компонент импульса блуждающего к-ядра.

Вид потенциальной энергии к-ядра $U(x, y, z, t)$ конкретизируется ниже.

Действие S , рассматриваемого к-ядра, в нерелятивистской механике определено следующим образом [1]

$$S(t) = \int_{t_1}^{t_2} [T(p_x, p_y, p_z, t) - U(x, y, z, t)] dt + Et.$$

Для упрощения выкладок рассмотрим одномерный вариант действия

$$S(t) = \int_{t_1}^{t_2} [T(p_x, t) - U(x, t)] dt + Et, \quad (6)$$

не ограничивая при этом общности заключений, поскольку в случае трех измерений увеличивается только число интегрирований.

Из-за сложности хаотического движения к-ядра нас будет интересовать не само действие (6), а его усреднение [2,3]

$$\bar{S} = \int_{t_1}^{t_2} [\overline{T(p_x, t)} - \overline{U(x, t)}] dt + \bar{E}t. \quad (7)$$

Усредненные кинетическую и потенциальную энергии блуждающего к-ядра представим в виде [2,3]

$$\overline{T(p_x, t)} = \frac{1}{2m_n} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(p_x) p_x^2 dp_x, \quad \overline{U(x, t)} = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x) U(x) dx, \quad (8)$$

где $\rho(p_x)$ – функция плотности распределения вероятности (ФПРВ) p_x , т.е. проекции импульса к-ядра на ось x ;

$\rho(x)$ – ФПРВ места нахождения проекции к-ядра на ось x (рис.1в и 2).

Подставляя (8) в (7), получим усредненное действие постоянно хаотически блуждающего к-ядра [2,3]

$$\bar{S} = \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \frac{1}{2m_n} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(p_x) p_x^2 dp_x - \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x) U(x) dx \right\} dt + \bar{E}t. \quad (9)$$

Еще раз отметим, что данное усредненное действие к-ядра получено при условии, что биологическая клетка в среднем остается неизменной в течение всего времени наблюдения. При этом все усредненные характеристики хаотического движения к-ядра остаются постоянными.

3 Обобщенное уравнение Шредингера для непрерывно блуждающего к-ядра

Представим усредненное действие (9) в координатном виде. Для этого выполним следующие операции [2,3]:

1] Запишем ФПРВ $\rho(x)$ в виде произведения двух плотностей амплитуды вероятности (ПАВ) $\psi(x)$:

$$\rho(x) = \psi(x) \psi(x), \quad \text{при условии} \quad \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x) \psi(x) dx = 1. \quad (10)$$

В квантовой физике ПАВ $\psi(x)$ называют «волновой функцией».

2] Представим усредненную кинетическую энергию к-ядра в виде [2,3]

$$\bar{T} = \frac{1}{2m_n} \overline{p_x^2} = \frac{1}{2m_n} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(p_x) p_x^2 dp_x = \frac{\hbar^2}{2m_n} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x) \frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} dx. \quad (11)$$

3] Представим усредненную потенциальную энергию к-ядра в виде

$$\bar{U} = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x) U(x) dx = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x) U(x) \psi(x) dx. \quad (12)$$

4] Представим полную механическую энергию к-ядра в виде [2,3]

$$E = \bar{E} = \int_{-\infty}^{\infty} i\hbar \psi(x) e^{iEt/\hbar} \frac{\partial \psi(x) e^{-iEt/\hbar}}{\partial t} dx = const, \quad (13)$$

где \hbar – приведенная постоянная Планка ($\hbar = h/2\pi$).

Подставляя выражения (11), (12) и (13) в (9), получим запись усредненного действия хаотически блуждающего к-ядра в координатном виде [2,3]

$$\bar{S} = \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \frac{\hbar^2}{2m_n} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x) \frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} dx - \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x) U(x) \psi(x) dx + \int_{-\infty}^{\infty} i\hbar \psi(x) e^{iEt/\hbar} \frac{\partial \psi(x) e^{-iEt/\hbar}}{\partial t} dx \right\} dt. \quad (14)$$

Меняя в (14) порядок интегрирования получим функционал усреднённого действия

$$\bar{S} = \int_{t_1}^{t_2} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\hbar^2}{2m_n} \psi(x,t) \frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial x^2} + \psi(x,t)^2 [E - U(x)] + i\hbar \psi(x,t) \frac{\partial \psi(x,t)}{\partial t} \right) dx dt. \quad (15)$$

Экстремаль $\psi(x,t)$ функционала (15) определяется уравнением Эйлера – Пуассона [2,3]

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x,t)}{\partial t} = \frac{3\hbar^2}{2m_n} \frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial x^2} + 2[E - U(x)] \psi(x,t). \quad (16)$$

Обобщение уравнения (16) на три измерения, имеет вид [2]

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x,y,z,t)}{\partial t} = \frac{3\hbar^2}{2m_n} \nabla^2 \psi(x,y,z,t) + 2[E - U(x,y,z,t)] \psi(x,y,z,t), \quad (17)$$

где $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа.

В случае, когда волновая функция не зависит от времени, т.е. когда $\psi(x,y,z,t) = \psi(x,y,z)$, уравнение (17) принимает вид [2]

$$-\frac{3}{2} \frac{\hbar^2}{2m_n} \nabla^2 \psi(x, y, z) + U(x, y, z) \psi(x, y, z) = E \psi(\vec{r}), \quad (18)$$

который с точностью до коэффициента 3/2 совпадает со стационарным (времени - независимым) уравнением Шредингера [4,5,6].

Введем обозначения [2]:

$$\varepsilon_n = E/m_n \quad (19)$$

- назовем эту безмассовую величину «полной механической энергетичностью» к-ядра;

$$u_n(x, y, z) = U(x, y, z)/m_n \quad (20)$$

- назовем эту безмассовую величину «потенциальной энергетичностью» к-ядра.

С учетом (19) и (20) уравнение (18) можно представить в виде

$$\frac{3\hbar^2}{4m_n} \nabla^2 \psi(x, y, z) + m_n[\varepsilon_n - u_n(x, y, z)] \psi(x, y, z) = 0, \quad (21)$$

Поделим обе части уравнения (21) на \hbar

$$\frac{3\hbar}{4m_n} \nabla^2 \psi(x, y, z) + \frac{m_n}{\hbar} [\varepsilon_n - u_n(x, y, z)] \psi(x, y, z) = 0, \quad (22)$$

и учтем, что имеет место связь между отношением \hbar/m_n и основными характеристиками стационарного случайного процесса (рис. 3), в котором участвует блуждающее к-ядро БК [2,3]

$$\frac{\hbar}{m_n} = \frac{2\sigma_{nr}^2}{\tau_{nr}} = \eta_{nr}, \quad (23)$$

где

$$\sigma_{nr} = \frac{1}{3} \sqrt{\sigma_{nx}^2 + \sigma_{ny}^2 + \sigma_{nz}^2} \quad (24)$$

– среднеквадратичное отклонение хаотически блуждающего к-ядра от условного центра (рис. 2 и 3);

$$\tau_{nr} = \frac{1}{3} (\tau_{nx} + \tau_{ny} + \tau_{nz}) \quad (25)$$

– усредненный интервал автокорреляции рассматриваемого стационарного случайного процесса (рис. 3).

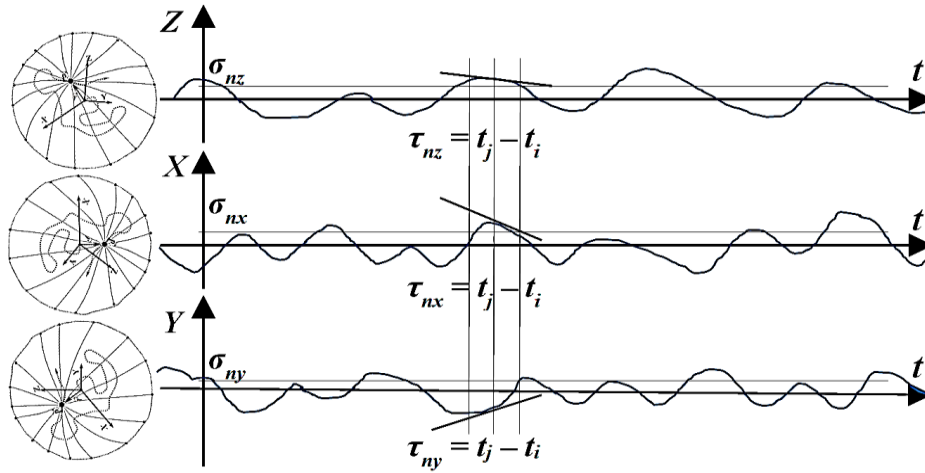


Рис. 3. Стационарные случайные процессы изменения проекций на оси X, Y и Z одного и того же к-ядра, хаотически блуждающего в окрестности условного центра, здесь σ_{ni} , τ_{ni} – среднеквадратичные отклонения и интервалы автокорреляции, соответствующих стационарным случайным процессам [2,3]

С учетом (23) выражение (22) принимает вид

$$\frac{3}{4}\eta_{nr}\nabla^2\psi(x, y, z) + \frac{1}{\eta_{nr}}[\varepsilon_n - u_n(x, y, z)]\psi(x, y, z) = 0. \quad (26)$$

В результате несложных преобразований из выражения (26) получаем [2]

$$\nabla^2\psi(x, y, z) + \frac{2}{\eta_{nr1}^2}[\varepsilon_n - u_n(x, y, z)]\psi(x, y, z) = 0, \quad (27)$$

где

$$\eta_{nr1} = \sqrt{\frac{3}{2}\eta_{nr}} = \sqrt{\frac{3}{2}\frac{2\sigma_{nr}^2}{\tau_{nr}}} \quad (28)$$

– масштабный параметр исследуемого трехмерного случайного процесса.

Выражение (27) будем называть обобщенным времени-независимым уравнением Шредингера [2].

В одномерном случае уравнение (27) приобретает вид

$$\frac{\partial^2\psi(x)}{\partial x^2} + \frac{2}{\eta_{nx1}^2}[\varepsilon_n - u_n(x)]\psi(x) = 0. \quad (29)$$

где

$$\eta_{nx1} = \sqrt{\frac{3}{2}\eta_{nx}} = \sqrt{\frac{3}{2}\frac{2\sigma_{nx}^2}{\tau_{nx}}} \quad (30)$$

– масштабный параметр исследуемого одномерного случайного процесса.

Уравнение (27) позволяет определить усредненные стационарные состояния хаотически блуждающего к-ядра БК, при условии, что клетка не изменяется в течение всего времени наблюдения. При этом остаются неизменными и основные характеристики исследуемого трехмерного случайного процесса: $\sigma_{nr} = \text{const}$, $\tau_{nr} = \text{const}$.

4 Ядро биологической клетки в окружении упруго-напряженной цитоплазмы

Рассмотрим случай, когда при удалении к-ядра от условного центра (рис. 1в и 2) в окружающей его цитоплазме возникают упругие "натяжения", которые стремятся вернуть к-ядро в данный центр.

Отметим, что цитоплазма клетки - это вязкая жидкость (т.е. концентрированный водный раствор белков и других веществ), в которой присутствует упругая сетка полимерного вещества [19].

Рассмотрим случай, когда упругие натяжения цитоплазмы σ_v в среднем увеличиваются пропорционально удалению к-ядра от условного центра

$$\sigma_v(x) \approx k_u x, \quad (31)$$

где $k_u = K_u/m_n$ – безмассовый коэффициент упругого натяжения цитоплазмы.

В этом случае усредненная потенциальная энергетичность к-ядра может быть приближенно представлена в виде

$$u_n(x) \approx \int k_{ux} x dx = \frac{1}{2} k_{ux} x^2. \quad (32)$$

Подставляя (32) в уравнение (29), получим известное в квантовой механике уравнение "одномерного квантового гармонического осциллятора"

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + \frac{2}{\eta_{nx1}^2} \left[\varepsilon_n - \frac{k_{ux} x^2}{2} \right] \psi(x) = 0. \quad (33)$$

или

$$\varepsilon_n \psi(x) = -\frac{\eta_{nx1}^2}{2} \frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + \frac{k_{ux} x^2}{2} \psi(x). \quad (34)$$

Исследование данного известного уравнения приводит к следующему дискретному ряду собственных значений полной механической энергетичности к-ядра [7,8,9]:

$$\varepsilon_{nk} = \eta_{n1} \sqrt{k_{ux}} \left(k + \frac{1}{2} \right), \quad (35)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$ – главное квантовое число;

$\sqrt{k_{ux}} = \omega_{n0} = 2\pi f_{n0}$ – собственная угловая частота «одномерного квантового гармонического осциллятора».

Каждому дискретному значению полной механической энергетичности ε_{nk} (35) соответствует собственная волновая функция, являющаяся одним из решений уравнения (34) [7,8]:

$$\psi_{nk}(x) = \frac{1}{\sqrt{k!}} \left(\frac{\sqrt{k_{ux}}}{\sqrt{2\eta_{nx1}}} \right)^k \left(r - \frac{\eta_{nx1}}{\sqrt{k_{ux}}} \frac{d}{dx} \right)^k \left(\frac{\sqrt{k_{ux}}}{\pi\eta_{nx1}} \right)^{1/4} \exp \left\{ -\frac{\sqrt{k_{ux}} x^2}{2\eta_{nx1}} \right\}, \quad (36)$$

где согласно (23) и (30)

$$\eta_{nx1} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\hbar}{m_n} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{2\sigma_{nx}^2}{\tau_{nx}} \quad (37)$$

– масштабный параметр исследуемого стационарного случайного процесса (рис. 3).

Выпишем несколько собственных волновых функций (36), описывающих различные усредненные состояния постоянно хаотически блуждающего к-ядра, отклонение которого от условного центра приводит к упругим натяжениям окружающей его цитоплазмы (рис. 1в и 2), [7,8,9]

$$\psi_{n0}(x) = \frac{1}{\sqrt{a_0\sqrt{\pi}}} \exp \left\{ -\frac{x^2}{2a_0^2} \right\}, \quad \text{при } k = 0; \quad (38)$$

$$\psi_{n1}(x) = \frac{1}{\sqrt{2a_0\sqrt{\pi}}} \frac{2x}{a_0} \exp \left\{ -\frac{x^2}{2a_0^2} \right\}, \quad \text{при } k = 1; \quad (39)$$

$$\psi_{n2}(x) = \frac{1}{\sqrt{8a_0\sqrt{\pi}}} \left(\frac{4x^2}{a_0^2} - 2 \right) \exp \left\{ -\frac{x^2}{2a_0^2} \right\}, \quad \text{при } k = 2, \quad (40)$$

где
$$a_0 = \sqrt{\frac{\eta_{nx1}}{\sqrt{k_u}}}. \quad (41)$$

Вид квадрата модуля $|\psi_{nk}|^2$ собственных волновых функций ψ_{nk} (38) – (40) представлен на рис. 5 [7,8,9]

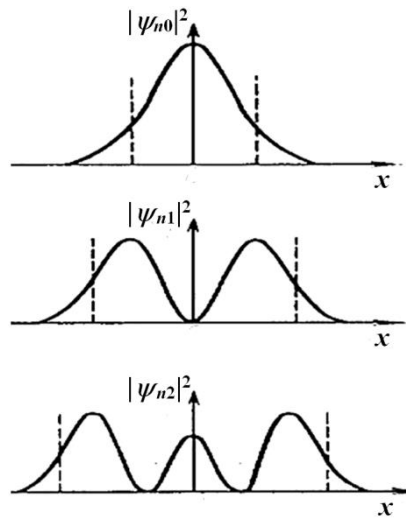


Рис. 5. Функции плотности распределения вероятности $|\psi_{nk}|^2$ возможного места нахождения к-ядра в окрестности условного центра [7,8]. Прерывистыми линиями отмечены возможные границы БК в зависимости от степени возбуждения к-ядра

Из ФПРВ, показанных на рис. 5, следует, что при $k = 0$ наиболее вероятное место нахождения к-ядра совпадает с условным центром. Тогда как в первом возбужденном состоянии, т.е. при $k = 1$, к-ядро в основном находится в районе сферы с радиусом порядка $r_c/2$. Во втором возбужденном состоянии, т.е. при $k = 2$, к-ядро с наибольшей вероятностью может находиться, как в центре биологической клетки, так и в сферической области близкой к ее периферии.

Из выражения (35) следует, что при $k = 0$ полная механическая энергетичность к-ядра не равна нулю

$$\varepsilon_{n0} = \frac{\eta_{n1}}{2} \sqrt{k_u}, \tag{42}$$

при этом к-ядро непрерывно хаотически блуждает возле условного центра так, что ФПРВ обнаружить его в этой области описывается гауссовой функцией

$$|\psi_{n0}(x)|^2 = \frac{1}{a_0 \sqrt{\pi}} \exp\left\{-\frac{x^2}{a_0^2}\right\} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{nx}^2}} \exp\left\{-\frac{x^2}{2\sigma_{nx}^2}\right\}. \tag{43}$$

Из ФПРВ (43), с учетом (41), следует

$$\sigma_{nx} = \frac{1}{\sqrt{2}} a_0 = \sqrt{\frac{\eta_{nx1}}{2\sqrt{k_u}}}. \quad (44)$$

С учетом (30) из (44) следует, что безмассовый коэффициент упругого натяжения цитоплазмы k_u обратно пропорционален квадрату усредненного коэффициента автокорреляции исследуемого случайного процесса τ_{nx} :

$$k_u = \frac{3}{2} \frac{1}{\tau_{nx}^2}. \quad (45)$$

С другой стороны k_u , как известно [7,8], пропорционален собственной частоте колебаний данного «одномерного квантового гармонического осциллятора» $k_u = (2\pi f_{n0})^2$ [смотрите выражение (35)].

Предположим, что для хаотически блуждающего к-ядра коэффициент автокорреляции случайного процесса $\tau_{nx} \approx 3 \cdot 10^{-3}$ с, тогда согласно (45) и (35) его собственная частота колебаний (т.е. дрожания) приближенно равна

$$f_{0x} \approx \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{2\pi\tau_{nx}} \approx 64 \text{ Гц}. \quad (46)$$

Это означает, что на ядро биологической клетки могут эффективно (резонансно) воздействовать внешние колебательные процессы с частотой порядка $f_m \approx f_{0n} \approx 64$ Гц.

Если считать, что скорость распространения звуковых колебаний в цитоплазме биологической клетки приближенно равна $v_v \approx 1500$ м/с (это средняя скорость распространения звуковых колебаний в мягких тканях тела человека), то длина волны звукового колебания, способного скачкообразно изменить усредненное состояние к-ядра, приближенно равна

$$\lambda_{vn} = \frac{v_v}{f_{0n}} \approx \frac{1500}{64} \approx 23,4 \text{ м}. \quad (47)$$

Частота (46) и длина волны (47) – это предварительные (априорные) оценки характеристик эффективного возбуждающего воздействия на ядро рассматриваемой биологической клетки. Более детальные и уточняющие сведения о возмущениях, способных эффективно влиять на усредненные состояния ядра и других подобных органелл биологической клетки, могут быть получены в результате экспериментов.

5 Хаотически дрожащее к-ядро – трехмерный квантовый гармонический осциллятор

К-ядро хаотически блуждает в трехмерном объеме цитоплазмы, окруженном мембраной (рис. 1в и 2). В качестве математической модели его поведения следует рассматривать квантовый трехмерный гармонический осциллятор. В этом случае обобщенное уравнение Шредингера имеет вид [7,11]

$$\varepsilon_n \psi(x, y, z) = -\frac{\eta_{nx1}^2}{2} \frac{\partial^2 \psi(x, y, z)}{\partial x^2} + \frac{k_{ux}x^2 + k_{uy}y^2 + k_{uz}z^2}{2} \psi(x, y, z). \quad (48)$$

Это уравнение решается методом разделения переменных, т.е. ищется решение в следующем виде [7,11]

$$\psi(x, y, z) = \psi(x)\psi(y)\psi(z). \quad (49)$$

При этом из уравнения (48) получается система уравнений [7,11]

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + \frac{2}{\eta_{nx1}^2} [\varepsilon_{nx} - \frac{k_{ux}x^2}{2}] \psi(x) = 0, \quad (50)$$

$$\frac{\partial^2 \psi(y)}{\partial y^2} + \frac{2}{\eta_{ny1}^2} [\varepsilon_{ny} - \frac{k_{uy}y^2}{2}] \psi(y) = 0, \quad (51)$$

$$\frac{\partial^2 \psi(z)}{\partial z^2} + \frac{2}{\eta_{nz1}^2} [\varepsilon_{nz} - \frac{k_{uz}z^2}{2}] \psi(z) = 0, \quad (52)$$

$$\varepsilon_n = \varepsilon_{nx} + \varepsilon_{ny} + \varepsilon_{nz}. \quad (53)$$

Каждое из этих уравнений аналогично уравнению для одномерного гармонического осциллятора (33), поэтому получаем три набора дискретных значений механической энергетичности [8]

$$\varepsilon_{nxk} = \eta_{nx1} \sqrt{k_{ux}} \left(k_x + \frac{1}{2} \right), \quad \varepsilon_{nyk} = \eta_{ny1} \sqrt{k_{uy}} \left(k_y + \frac{1}{2} \right), \quad \varepsilon_{nzk} = \eta_{nz1} \sqrt{k_{uz}} \left(k_z + \frac{1}{2} \right), \quad (54)$$

которым соответствуют собственные волновые функции вида (36) [8]:

$$\psi_{nk}(x) = \frac{1}{\sqrt{k!}} \left(\sqrt{\frac{k_{ux}}{2\eta_{nx1}}} \right)^k \left(x - \frac{\eta_{nx1}}{\sqrt{k_{ux}}} \frac{d}{dx} \right)^k \left(\frac{\sqrt{k_{ux}}}{\pi\eta_{nx1}} \right)^{1/4} \exp \left\{ -\frac{\sqrt{k_{ux}}}{2\eta_{nx1}} x^2 \right\}, \quad (56)$$

$$\psi_{nk}(y) = \frac{1}{\sqrt{k!}} \left(\sqrt{\frac{k_{uy}}{2\eta_{ny1}}} \right)^k \left(y - \frac{\eta_{ny1}}{\sqrt{k_{uy}}} \frac{d}{dy} \right)^k \left(\frac{\sqrt{k_{uy}}}{\pi\eta_{ny1}} \right)^{1/4} \exp \left\{ -\frac{\sqrt{k_{uy}}}{2\eta_{ny1}} y^2 \right\}, \quad (57)$$

$$\psi_{nk}(z) = \frac{1}{\sqrt{k!}} \left(\sqrt{\frac{k_{uz}}{2\eta_{nz1}}} \right)^k \left(z - \frac{\eta_{nz1}}{\sqrt{k_{uz}}} \frac{d}{dz} \right)^k \left(\frac{\sqrt{k_{uz}}}{\pi\eta_{nz1}} \right)^{1/4} \exp \left\{ -\frac{\sqrt{k_{uz}}}{2\eta_{nz1}} z^2 \right\}. \quad (59)$$

При этом дискретным значениям полной механической энергетичности

$$\varepsilon_{nk} = \varepsilon_{nxk} + \varepsilon_{nyk} + \varepsilon_{nzk} \quad (60)$$

соответствуют волновые функции вида

$$\psi_{nk}(x, y, z) = \psi_{nk}(x)\psi_{nk}(y)\psi_{nk}(z). \quad (61)$$

Предположим, что биологическая клетка является шарообразным (т.е. сферически симметричным) образованием. Это соответствует изотропному трехмерному гармоническому осциллятору с параметрами $\eta_{nr1} = \eta_{nx1} = \eta_{ny1} = \eta_{nz1}$ и $k_{ur} = k_{ux} = k_{uy} = k_{uz}$. В этом случае полная механическая энергетичность к-ядра может принимать дискретный ряд значений [7]

$$\varepsilon_{nN} = \eta_{nr1} \sqrt{k_{ur}} \left(N + \frac{3}{2} \right), \quad (62)$$

где $N = k_x + k_y + k_z$, $N = 1, 2, 3, \dots$ – называют кратностью вырождения [7].

Однако, перемножая волновые функции (ПВ) (56) – (59), обнаруживаем, что нельзя записать $\psi_{nk}(x)\psi_{nk}(y)\psi_{nk}(z) = \psi_{nk}(r)$. В квантовой механике это означает, что невозможно возбудить к-ядро во всех трех направлениях X , Y и Z одновременно [7]. То есть следует ожидать, что при попытках перевести ядро БК из одного усредненного состояния в другое более возбужденное усредненное состояние, могут возникать дополнительные квантовые эффекты.

6 Усредненный момент скорости к-ядра

Дополнительные эффекты в случае изотропного трехмерного квантового гармонического осциллятора возникают из-за того, что во время хаотического движения к-ядра в окрестности условного центра, оно постоянно меняет направление своего движения (рис. 1в и 2). Поэтому к-ядро в каждый момент времени обладает моментом импульса

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}, \quad (63)$$

где \vec{r} – радиус вектор от условного центра до к-ядра (рис. 2);

$\vec{p} = m_n \vec{v}$ – мгновенное значение импульса к-ядра.

При этом возможные средние значения момента импульса к-ядра могут принимать только дискретный ряд значений (т.е. квантуются), как будет показано ниже.

Представим векторное уравнение (63) в компонентном виде

$$L_x = yp_z - zp_y, \quad L_y = zp_x - xp_z, \quad L_z = xp_y - yp_x. \quad (64)$$

Усредним данные компоненты

$$\bar{L}_x = y\bar{p}_z - z\bar{p}_y, \quad \bar{L}_y = z\bar{p}_x - x\bar{p}_z, \quad \bar{L}_z = x\bar{p}_y - y\bar{p}_x. \quad (65)$$

Воспользуемся координатным представлением усредненных компонент импульса [2,3]

$$\bar{p}_x = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(p_x) p_x dp_x = -i\hbar \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x) \frac{\partial \psi(x)}{\partial x} dx = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x) \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right) \psi(x) dx \equiv \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x) \psi(x) dx, \quad (66)$$

$$\bar{p}_y = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(p_y) p_y dp_y = -i\hbar \int_{-\infty}^{\infty} \psi(y) \frac{\partial \psi(y)}{\partial y} dy = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(y) \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial y} \right) \psi(y) dy \equiv \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial y} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \psi(y) \psi(y) dy, \quad (67)$$

$$\bar{p}_z = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(p_z) p_z dp_z = -i\hbar \int_{-\infty}^{\infty} \psi(z) \frac{\partial \psi(z)}{\partial z} dz = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(z) \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial z} \right) \psi(z) dz \equiv \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial z} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \psi(z) \psi(z) dz. \quad (68)$$

Подставляя (66) – (68) в (65), с учетом (10), получим квантово-механические операторы [8]

$$\hat{L}_x = \frac{\hbar}{i} \left(y \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial y} \right), \quad \hat{L}_y = \frac{\hbar}{i} \left(z \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial z} \right), \quad \hat{L}_z = \frac{\hbar}{i} \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right). \quad (69)$$

Поделим обе части выражений (69) на m_n

$$\frac{\hat{L}_x}{m_n} = \frac{\hbar}{m_n i} \left(y \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial y} \right), \quad \frac{\hat{L}_y}{m_n} = \frac{\hbar}{m_n i} \left(z \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial z} \right), \quad \frac{\hat{L}_z}{m_n} = \frac{\hbar}{m_n i} \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right). \quad (70)$$

С учетом (23), имеем

$$\hat{l}_x = \frac{\eta_n}{i} \left(y \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial y} \right), \quad \hat{l}_y = \frac{\eta_n}{i} \left(z \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial z} \right), \quad \hat{l}_z = \frac{\eta_n}{i} \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right), \quad (71)$$

где $\hat{l}_x, \hat{l}_y, \hat{l}_z$ – компоненты оператора момента скорости к-ядра, т.к.

$$\vec{l} = \frac{\vec{L}}{m_p} = \vec{r} \times \vec{v}. \quad (72)$$

В сферической системе координат безмассовые операторы (71) имеют вид [8]

$$\begin{aligned} \hat{l}_x &= \frac{\eta_n}{i} \left(\sin \varphi \frac{\partial}{\partial \theta} - \operatorname{ctg} \theta \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right), \\ \hat{l}_y &= \frac{\eta_n}{i} \left(\cos \varphi \frac{\partial}{\partial \theta} - \operatorname{ctg} \theta \sin \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right), \\ \hat{l}_z &= \frac{\eta_n}{i} \frac{\partial}{\partial \varphi}. \end{aligned} \quad (73)$$

Оператор квадрата модуля момента скорости к-ядра равен [8]

$$\hat{l}^2 = \hat{l}_x^2 + \hat{l}_y^2 + \hat{l}_z^2 = -\eta_n^2 \nabla_{\theta, \varphi}^2, \quad (74)$$

где

$$\nabla_{\theta, \varphi}^2 = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}. \quad (75)$$

Данный оператор, связанный с усредненным моментом скорости к-ядра, будет использован ниже.

7 Изотропный трехмерный гармонический осциллятор

Обобщенное уравнение Шредингера (48) для изотропного трехмерного гармонического осциллятора можно представить в виде [8]

$$\nabla^2 \psi(r) + \frac{2}{\eta_{nr1}^2} \left[\varepsilon_n - \frac{k_u r^2}{2} \right] \psi(r) = 0, \quad (76)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ – расстояние от условного центра до к-ядра (рис. 2);

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\nabla_{\theta, \varphi}^2}{r^2} \quad (77)$$

– оператор Лапласа в сферических координатах, при этом оператор $\nabla_{\theta, \varphi}^2$ задается выражением (75).

При подстановке (77) в уравнение (76) и разделении переменных

$$\psi(r, \theta, \varphi) = R(r)Y(\theta, \varphi), \quad (78)$$

получается уравнение [8,9]

$$\frac{1}{R(r)} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial R(r)}{\partial r} \right) + \frac{2}{\eta_{nl}^2} r^2 \left[\varepsilon_n - \frac{k_u r^2}{2} \right] = - \frac{1}{Y(\theta, \varphi)} \nabla_{\theta, \varphi}^2 Y(\theta, \varphi). \quad (79)$$

Решениями данного уравнения являются волновые функции [12]

$$\psi_{klm}(r, \theta, \varphi) = R_k(r)Y_{lm}(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2}{\pi} \left(\frac{\sqrt{k_u}}{2\eta_{nl}} \right)^3 \frac{2^{k+2l+3} k!}{(2k+2l+1)!!} \left(\frac{\sqrt{k_u}}{2\eta_{nl}} \right)^l} r^l \exp \left\{ - \frac{\sqrt{k_u} r^2}{2\eta_{nl}} \right\} L_l^{(l+1/2)} \left(2 \sqrt{\frac{\sqrt{k_u}}{2\eta_{nl}}} r^2 \right) Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad (80)$$

где $L_l^{(l+1/2)} \left(2 \sqrt{\frac{\sqrt{k_u}}{2\eta_{nl}}} r^2 \right)$ – обобщенные полиномы Лагерра; (81)

$$Y_{lm}(\theta, \varphi) = (-1)^m \left[\frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!} \right]^{\frac{1}{2}} e^{im\varphi} P_m(\cos\theta) - \text{сферические гармонические функции}; \quad (82)$$

$$P_m(\cos\theta) = \frac{d}{2^l l!} (1-\xi^2)^{m/2} \frac{d^{l+m}}{d\xi^{l+m}} + (\xi^2 - 1)^l - \text{присоединенные функции Лежандра}; \quad (83)$$

$$\xi = \cos\theta;$$

l – орбитальное квантовое число;

m – периферийное квантовое число.

В атомной квантовой физике число m называют «магнитным квантовым числом», но это название не подходит для квантовой физики биологической клетки и других аналогичных объектов микро- и макромиров. Поэтому в данной статье число m предложено называть «периферийным квантовым числом».

Волновые функции (80) соответствуют собственным значениям полной механической энергетичности к-ядра [12]

$$\varepsilon_{nkl} = \eta_{nr1} \sqrt{k_{ur}} \left(2k + l + \frac{3}{2} \right) = \eta_{nr1} \sqrt{k_{ur}} \left(N + \frac{3}{2} \right) \quad (84)$$

где $N = 2k + l$.

Квадраты модуля волновых функций (80) $|\psi_{klm}(r, \theta, \varphi)|^2$ (т.е. ФПРВ возможного места нахождения к-ядра внутри БК) при $\varphi = 0$ и различных значениях квантовых чисел k , l и m показаны на рис. 6.

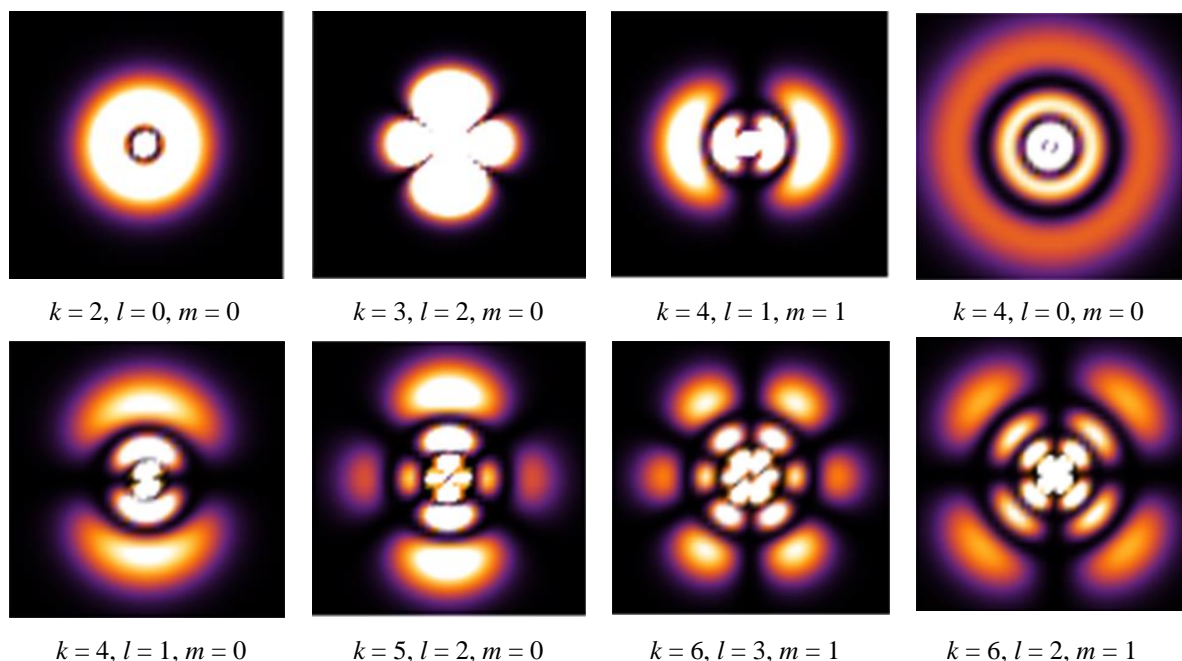


Рис. 6. Функции плотности распределения вероятности (ФПРВ) $|\psi_{klm}(r, \theta, \varphi)|^2$ возможного места нахождения к-ядра при $\varphi = 0$ и различных значениях квантовых чисел k , l и m . Чем светлее пятно, тем больше вероятность появления к-ядра в данной области. Расчеты выполнены с использованием выражения (80) [12] и представлены на веб-странице: https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/b/b3/2D_Spherical_Harmonic_Orbitals.png

Из рис. 6 видно, что каждому набору из трех квантовых чисел k , l и m соответствует уникальная пространственная конфигурация усредненного состояния хаотического дрожания к-ядра (т.е. ФПРВ места появления к-ядра внутри биологической клетки).

Как известно, имеется еще четвертое спиновое квантовое число s [5,6,7], которое в рассматриваемом случае, по своей видимости, связано с одним из двух возможных направлений вращения цитоплазмы внутри биологической клетки. Однако данный процесс в этой статье не рассматривается.

Чтобы экспериментально зафиксировать одну из пространственных конфигураций, показанных на рис. 6, необходимо:

- обеспечить отсутствие ощутимого влияния внешних и внутренних силовых факторов на биологическую клетку на весь период времени наблюдения за ядром БК.

- сделать видеозапись хаотического поведения ядра в течение длительного промежутка времени;

- учесть, что клетка в целом может участвовать в сложном броуновском и/или тепловом движении; эти движения необходимо устранить физически или исключить программным способом;

- учесть, что ядро биологической клетки может менять форму, и его внутреннее содержимое (кариоплазма, хроматин, ядрышко и др.) могут изменяться со временем; это приводит к размыванию границ пространственной конфигурации усреднённого состояния дрожания данной органеллы. Поэтому следует следить не за поведением всего ядра БК, а за хаотическим перемещением только его центра масс, который в этой статье условно назван к-ядром. Другими словами необходимо программным способом выявить центр масс ядра БК (т.е. к-ядра) и следить только за его перемещением.

- оцифрованную, программно-очищенную и математически обработанную видеозапись хаотического поведения к-ядра (т.е. центра масс БК) воспроизвести с большой скоростью, с отображением данного сильно ускоренного процесса на мониторе компьютера. Скорость воспроизведения движения к-ядра должна быть настолько большой, что данная точка «размазывается» по всей области наблюдения.

- если все вышеуказанные действия удастся выполнить с достаточно высокой разрешающей способностью видеоаппаратуры, максимально чисто и с исключением различных мешающих факторов и воздействий, то в соответствии с изложенной в данной статье гипотезой, на экране монитора должна выявляться конфигурация темных и светлых пятен (наподобие одной из конфигураций пятен, показанных на рис.7). При этом темное пятно на экране монитора должно означать, что в этом месте к-ядро появлялось чаще, чем в том месте, где образовалось светлое пятно.

Возможно, что конфигурация данных темно-светлых пятен окажется соответствующей одной из собственных волновых функций $\psi_{klm}(r, \theta, \varphi)$ (точнее ФПРВ $|\psi_{klm}(r, \theta, \varphi)|^2$)

изотропного трехмерного квантового гармонического осциллятора (т.е. негативу конфигураций, показанных на рис. 6).

С помощью звуковых колебаний с резонансной частотой (т.е. с частотой близкой к собственной частоте колебаний рассматриваемого изотропного трехмерного квантового гармонического осциллятора) повлиять на ядро БК, тем самым изменить усредненное состояние хаотического дрожания его центра масс (т.е. к-ядра). После этого следует повторить все вышеуказанные действия для выявления другой конфигурации темно-светлых пятен, соответствующих более возбужденному состоянию к-ядра.



Рис. 7. Примеры возможных конфигураций темно-светлых пятен, которые могут быть выявлены в результате усреднения хаотического движения (дрожания) к-ядра внутри биологической клетки. Данные конфигурации пятен могут соответствовать собственным волновым функциям $\psi_{klm}(r, \theta, \varphi)$ (80) с различными наборами трех квантовых чисел k , l и m

Не исключено, что данные колебания необходимо возбуждать одновременно с двух противоположных концов каждого из трех взаимно-перпендикулярных направлений. Это позволит исключить возможность трансляционного смещения к-ядра из-за одностороннего воздействия.

Если основы квантовой физики органелл биологической клетки, изложенные в этой статье, окажутся верными, то квантовый переход к-ядра из одного усредненного состояния

в другое его состояние (т.е. скачкообразное изменение конфигурации темно-светлых пятен на экране монитора), должен происходить при передаче данному к-ядру дополнительной полной механической энергетичности

$$\Delta\varepsilon_n = \varepsilon_{nk} - \varepsilon_{nk+j}, \quad (85)$$

где ε_{nk} – полная механическая энергетичность к-ядра в состоянии k ;

ε_{nk+j} – полная механическая энергетичность к-ядра в состоянии $k+j$ (здесь $j = 1, 2, 3, \dots$).

В этом отношении квантовая биофизика ($\sim 10^{-3}$ см) ничем не должна отличаться от квантовой физики элементарных частиц ($\sim 10^{-13}$ см). Разница заключается только в масштабах рассматриваемых процессов, которые отличаются друг от друга примерно на 10 порядков. Между тем в современном научном сообществе нет сомнений, что квантовая механика применима для описания процессов в промежуточных масштабах, т.е. на молекулярном уровне ($\sim 10^{-8}$ см) [13,14,15]. Например, квантово-механическими методами описываются осцилляции атомной решетки (фононы), молекулярные вибрации и т.д.

8 Особенности перевода к-ядра в возбужденное состояние

Как было сказано в предыдущем пункте, для того, чтобы к-ядро перешло из одного стабильного состояния в другое нужно оказать на него такое силовое воздействие, которое придаст ему дополнительную полную механическую энергетичность $\Delta\varepsilon_n$ (85). Однако при этом данное воздействие не должно изменить состояние хаотического движения всей биологической клетки в целом.

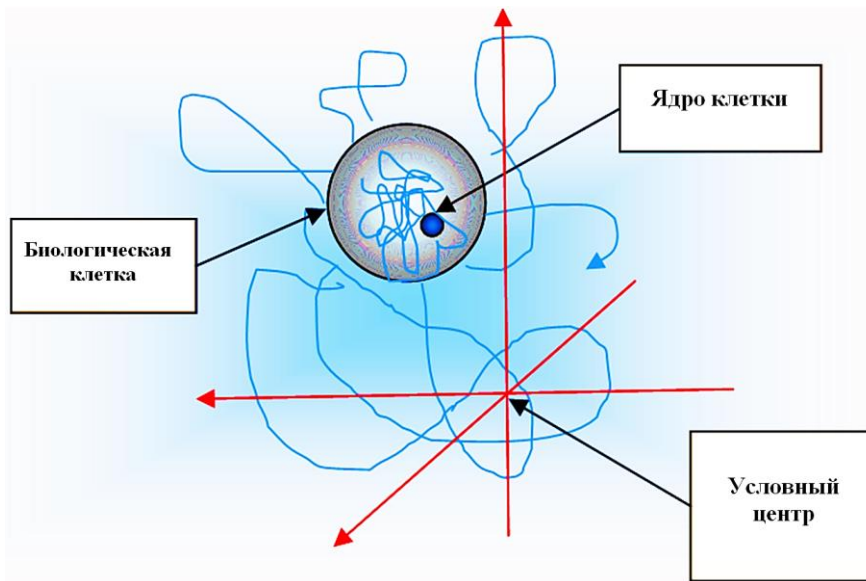


Рис. 8. Хаотически блуждающий центр масс биологической клетки (т.е. БК-ядро), внутри которой хаотически блуждает центр масс ее ядра (т.е. к-ядро)

Все, что было выше написано относительно хаотического поведения к-ядра БК, относится и к самой биологической клетке (отделенной от внешней среды клеточной мембраной). Клетку также можно представить в виде материальной точки и назвать ее БК-ядром. Данное БК-ядро также непрерывно хаотически блуждает (дрожит) в окрестности некоторого условного центра (рис. 8). Поэтому усредненное поведение БК-ядра точно так же может быть описано дискретным набором решений обобщенного уравнения Шредингера вида (27), но в этом случае вместо масштабного параметра η_n (23) в данное уравнение подставим масштабный параметр

$$\eta_c = \frac{2\sigma_{cr}^2}{\tau_{cr}}, \quad (86)$$

где

$$\sigma_{cr} = \frac{1}{3} \sqrt{\sigma_{cx}^2 + \sigma_{cy}^2 + \sigma_{cz}^2} \quad (87)$$

- среднеквадратичное отклонение хаотически блуждающего БК-ядра (т.е. центра масс всей биологической клетки) от условного центра расположения данной биологической клетки (рис. 8);

$$\tau_{cr} = \frac{1}{3}(\tau_{cx} + \tau_{cy} + \tau_{cz}) \quad (88)$$

- усредненный интервал автокорреляции стационарного случайного процесса, в котором непрерывно участвует хаотически блуждающий центр масс биологической клетки (рис. 8).

Предположим, что усредненные характеристики данного стационарного случайного процесса имеют величины порядка

$$\sigma_c \approx 2,3 \cdot 10^{-5} \text{ м} \quad \text{и} \quad \tau_c \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ с}. \quad (89)$$

Так же как в случае с к-ядром, собственная частота колебаний такого квантового гармонического осциллятора приблизительно равна

$$f_{0c} \approx \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{2\pi\tau_{nc}} \approx 4,8 \text{ Гц}. \quad (90)$$

Это еще означает, что на БК-ядро могут эффективно воздействовать звуковые гармонические колебания жидкой среды, окружающей биологическую клетку с длиной волны примерно равной

$$\lambda_{vc} = \frac{v_v}{f_{0c}} \approx \frac{1500}{4,8} \approx 312,5 \text{ м}. \quad (91)$$

При сравнении полученных оценок резонансных частот (46) и (90), а также длин волн возмущающих колебаний (47) и (91), обнаруживаем следующее. Чтобы изменить усредненное состояние только к-ядра, при этом БК-ядро оставить в прежнем состоянии, рекомендуется возбудить в окружающей их водной среде звуковые колебания в узком диапазоне частот $\Delta f_m \sim 10 \div 15 \text{ Гц}$ с несущей длиной волны порядка $\lambda_{vn} \sim 23,4 \text{ м}$.

Данные априорные характеристики возбуждающего воздействия на ядро (или на любую другую органеллу) БК могут быть уточнены в результате экспериментов.

9 Результаты

В данной статье высказана гипотеза, что во время интерфазы (т.е. когда живая биологическая клетка остается в неизменном, стабильном состоянии) некоторые частице-подобные органеллы клетки, хотя и двигаются по сложным (хаотическим) траекториям, но их полная механическая энергетичность и усредненная конфигурация движения остается неизменной. При этом дискретный набор возможных значений полной механической энергетичности (ПМЭ) органеллы ε_{nk} (в частности, ядра БК) и соответствующих им усредненных состояний $|\psi_{nk}|^2$, соответствует решениям обобщенного уравнения Шредингера (27).

Переход от одного усредненного состояния органеллы $|\psi_{nk}|^2$ в ее другое усредненное состояние $|\psi_{nk+j}|^2$ должен происходить при передаче данной органелле кванта (т.е. порции) ПМЭ $\Delta\varepsilon_n = \varepsilon_{nk} - \varepsilon_{nk+j}$. Данный квант ПЭМ может быть передан органелле посредством волновых (в частности, звуковых) возмущений окружающей ее жидкой среды с резонансной частотой f_m примерно равной собственной частоте колебаний данной органеллы ($f_m \approx f_{0n}$). Для того, чтобы возбудить только нужную органеллу (в частности, ядро БК), необходимо чтобы волновое (звуковое) возмущение было узконаправленным и с малым диапазоном частот. Например, для возбуждения ядра БК (т.е. для перевода его в другое усредненное состояние) априорные оценки частоты резонансного возмущения $f_m \sim 64$ Гц и диапазона возмущающих частот $\Delta f_m \sim 10 \div 15$ Гц.

После того, как резонансная частота f_m и диапазон возмущающих частот Δf_m будут уточнены в результате экспериментальной проверки эффективности их воздействия на ядро одной БК, звуковое излучение с данными апостериорными характеристиками может быть направлено на весь организм или на один орган, что может привести к дополнительным коллективным квантовым эффектам.

При возвращении органеллы из возбужденного состояния $|\psi_{nk+j}|^2$ в состояние с меньшей ПЭМ $|\psi_{nk}|^2$, она должна излучить волновое возмущение в окружающую ее жидкую среду с энергетичностью порядка $\Delta\varepsilon_n \approx |\varepsilon_{nk+j} - \varepsilon_{nk}|$. То есть в этой статье выдвигается предположение, что квантовая биофизика во многом подобна квантовой субатомной, атомной и молекулярной физике.

10 Выводы

Искусственный перевод органеллы (в частности, ядра) БК в возбужденное состояние, может иметь практическое значение. Например, не исключено, что генетическому материалу (ДНК и/или РНК) вирусов будет сложнее проникать внутрь ядра БК через его ядерные поры, если оно находится в одном из возбужденных состояний (смотрите рис. 7). Поэтому возможно, что способ звукового или иного механического воздействия на ядро и/или другие органеллы клетки окажется эффективным способом борьбы с вирусной инфекцией, в том числе с COVID-19.

Вторым не менее важным аспектом, затронутым в данной статье, является дельнейшее обоснование и подтверждение «статистической интерпретации квантовой механики», основы которой были изложены в статьях автора [2,3,20], и заключается в следующем:

1] если любая частица (независимо от ее масштабом, будь то: электрон в атоме водорода, ядро биологической клетки, желток в яйце, муха в стеклянной банке, кончик ветки дерева, эмбрион в утробе матери, ядро в недрах звезды или планеты и т.д.) постоянно хаотически блуждает (дрожит, трепещет, шевелится) в окрестности условного центра, таким образом, что ее полная механическая энергия (точнее энергетичность) остается неизменной, то усредненное поведения центра масс такой частицы описывается обобщенным уравнением Шредингера (27) с масштабным параметром вида (28);

2] для того, чтобы зафиксировать усредненное состояние блуждающей частицы, необходимо в течение длительного промежутка времени вести видеозапись ее хаотического поведения, а затем воспроизвести эту запись с большой скоростью. При этом на экране монитора будет виден не сам движущийся центр масс такой частицы, а область размытых темно-светлых пятен, соответствующих функции плотности распределения вероятности нахождения частицы в различных участках данной области.

Предложенный метод выявления усредненной конфигурации того или иного дискретного состояния блуждающей частицы соответствует длительному сбору данных и статистической обработке экспериментальных наблюдений, поэтому такой подход назван «статистической» интерпретацией квантовой механики.

Необходимо отметить, что название «статистическая интерпретация квантовой механики» предложена академиком РАЕН Г.И. Шиповым.

Данный подход к трактовке квантовых явлений лишен многих недостатков копенгагенской, многомировой и многих других интерпретаций квантовой механики. При этом не менее важно констатировать, что квантовые эффекты присущи не только микромиру, но макромиру; только для получения усредненных характеристик хаотического поведения макроскопических объектов требуется значительно больше времени наблюдения.

Если, высказанная в данной статье гипотеза о подчинении хаотически блуждающего центра масс ядра БК законам квантовой физики подтвердится экспериментально, то это будет весомым вкладом в утверждение новой, «статистической» интерпретации квантовой механики.

11 Благодарности (Acknowledgements)

Статья посвящена моей супруге к.псх.н. Т.С. Леви. Благодарю за помощь А. Н. Маслова и А. Ю. Болотова. Во время подготовки рукописи ценные замечания высказали Д. Рид и к.ф.-м.н В.А. Лукьянов.

12 Сокращения и определения (Abbreviations and Definitions)

БК – биологическая клетка;

ПАВ – плотность амплитуды вероятности;

ПМЭ – полная механическая энергетичность;

ФПРВ – функция плотности распределения вероятности.

11 Конкурирующие интересы (Competing Interests)

Автор заявляет, что конкурирующие интересы отсутствуют.

12 Согласие на публикацию (Consent to publication)

Имеется разрешение на публикацию Московского авиационного института.

13 Этическое одобрение и согласие в участии (Ethics approval and consent to participate)

Не применимо (not applicable).

14 Финансирование (Funding)

Финансирование данной работы отсутствует.

15 Доступность данных и материалов (Availability of data and materials)

Данные, подтверждающие результаты этого исследования, могут быть получены у автора данной статьи по запросу в адрес: alsignat@yandex.ru и на сайте <http://metraphysics.ru/>.

16 Ссылки (References)

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. – М.: Наука, 1988, С. 237.
- [2] [Batanov-Gaukhman M. Derivation of Schrodinger's equation, v2, 2020,
<https://arxiv.org/abs/1702.01880>](#)
- [3] Батанов М. С. Вывод уравнения Шредингера для микроскопических и макроскопических систем (игра в «кости») "Инженерная физика" в №3, (2016)
- [4] Schrödinger, E. The interpretation of quantum mechanics: Dublin seminars (1949–1955) and other unpublished essays. Ox Bow Press. 1995, ISBN 9781881987086.
- [5] Griffiths, D. J. Introduction to Quantum Mechanics (2nd ed.), Prentice Hall, 2004, ISBN 978-0-13-111892-8
- [6] Nouredine Z. Quantum Mechanics: Concepts and Applications. John Wiley & Sons. 2009, ISBN 978-0-470-02678-6.
- [7] Бом Д. Квантовая теория. М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1965, С. 729.
- [8] Townsend, J. S. The One-Dimensional Harmonic Oscillator. A Modern Approach to Quantum Mechanics. University Science Books. 2012, pp. 247–250, 254–5, 257, 272. ISBN 978-1-891389-78-8.
- [9] Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики. – М.: Высшая школа, 1963, С. 620.
- [10] Матвеев А.Н. Атомная физика. – М.: Высшая школа, 1989, С. 439. ISBN 5-06-000056-7.

-
- [11] Ишмухаметов Б. Х., Кацнельсон М. И., Поликарпов А. Ф. Одноэлектронные задачи квантовой механики в классическом рассмотрении. – Екатеринбург: Уральский федеральный университет, 2018. <https://study.urfu.ru/>
- [12] Fradkin, D. M. Three-dimensional isotropic harmonic oscillator and SU3. *American Journal of Physics* **33** (3), 1965, 207–211. https://en.wikipedia.org/wiki/Quantum_harmonic_oscillator
- [13] Mahan, G.D. *Many particle physics*. New York: Springer, 1981. ISBN 978-0306463389.
- [14] Schrödinger, E. An Undulatory Theory of the Mechanics of Atoms and Molecules. *Physical Review*. **28** (6) 1926: 1049 – 1070. doi:10.1103/PhysRev.28.1049
- [15] Bransden B. H., Longman, Joachain, C. J., *Physics of Atoms and Molecules*. 1983, ISBN 0-582-44401-2
- [16] Cai G., Parrotta L., Cresti M. Organelle trafficking, the cytoskeleton, and pollen tube growth. *Journal of Integrative Plant Biology* **57**, 2015: 63– 78.
- [17] Lomakin A., Semenova I., Nadezhkina E., Akhmanova A., Rodionov V.I. Search and capture of membrane organelles by dynamic microtubules is required for initiation of dyne independent transport // *Mol. Biol. Cell. Suppl.* Vol. **18**, 2007, P. 192a.
- [18] Bayer E.M., Sparkes I., Vanneste S., Rosado A. 2017. From shaping organelles to signalling platforms: the emerging functions of plant ER-PM contact sites. *Current Opinion in Plant Biology* **40**: 89– 96.
- [19] Костерин О. Э. *Общая биология: Курс лекций для психологов. Учебное пособие.* – 2-е изд., испр. и доп. / Новосибирск: Новосиб. гос. ун-т., 2011.
- [20] Batanov-Gaukhman M. The Volumetric Diagrams of Elastic Scattering of Microparticles on Single-layer and Multilayer Statistically Uneven Surfaces <https://arxiv.org/abs/2007.13527>