Формализм эндогенных поляризационно-голографических управляющих процессов в организмах

Тертышный Г.Г., Гаряев П.П., Аксенов В.А., Леонова Е.А., Фомченков С.В.

Резюме

Предлагается физико-математическая модель, которая описывает версию поляризационно-голографической калибровки потенциальных пространственно-временных динамических процессов высших биосистем в ходе их развития и во взрослом состоянии. Модель не распространяется на случаи, когда происходят амплитудные и амплитудно-фазовые процессы, основанные на дифракции с большой степенью рассеивания интенсивности объектной волны.

В наших работах [22,23] были даны двух- и трехмерные модели биоголографического управления построением пространственной структуры многоклеточных организмов в процессе эмбриогенеза. В первом приближении при условии относительно стационарных состояний в биосистемах (финальные стадии морфогенезов), эти модели достаточно реалистичны. Однако в живых организмах статика и динамика парадоксально совмещены. Взрослый организм пространственно относительно статичен в макро масштабе и существенно меняется в этом плане только на стадиях глубокого старения. Вместе с тем, эта статика обеспечивается внутренней пространственно-временной динамикой метаболических процессов на микроуровне организации биосистем. Это обусловлено тем, что процесс метаболизма является мобильной совокупностью биохимико-биофизических пространственно-временных преобразований микроструктуры организма. С учетом не стационарности структуры биосистем предлагается более развитая модель эндогенных информационных поляризационно-голографических управляющих процессов в многоклеточных организмах, реализуемых прежде всего на уровне генома. Модель отображает биоголографический аспект метаболизма в целом и поэтому включает в себя биоморфогенез в качестве его частного случая. Модель использует существующий физико-математический формализм для поляризационной голографии [1-21], но экстраполирует его на вероятные эндогенные аналогичные процессы в генетическом аппарате многоклеточных организмов.

В основу модели заложены также наши экспериментальные исследования с использованием специального двух поляризационного He-Ne лазера (λ = 632,8нм), имеющего две ортогональные, связанные между собой, оптические моды [23,26]. При взаимодействии лазерного пучка такого квантового генератора с веществом (в режиме динамического голографирования) происходят акты одновременной записи-считывания неизвестной ранее информации о динамических вращательно-колебательных процессах на оптическом и атомно-молекулярном уровнях. Особенно интересны полученные таким путем сведения о генетических структурах и/или о живых клетках. Все информационные структуры организмов, включая ДНК, РНК и белки, обладают оптической активностью, то есть способностью вращать плоскость поляризации света и дихроичностью – разностью поглощений право- и лево поляризованного света. Модуляции поляризации, коррелирующие с функциональным состоянием того или иного метаболита, выступают как уникальное по своей емкости вместилище информации о метаболизме и его динамике. И вместе с тем – это канал межклеточных фотонных биознаковых контактов [22-27]. Такие особенности процессов, в поляризационно-голографическом варианте, по-видимому, присущи работе генома как биокомпьютера [25,27]. Это позволяет моделировать их с использованием упомянутого лазера. Он способен к поляризационно-голографической записи, считыванию, дистантной передаче и введению волновой командной генетико-метаболической информации от одной биосистемы к другой. Кроме того, такой лазер осуществляет конверсию зондирующих биосистему фотонов в широкополосный электромагнитный спектр с частотами от 2ω до 0 по механизмам локализации-делокализации фотонов. При этом, видимо, сохраняется квантово нелокальная (телепортационная) поляризационная связь по всему набору частот, включая радиоволновые [23]. Использование такого лазера как считывающе-передающую фотонно-радиоволновую систему, имитирующую аналогичные волновые биокомпьютерные знаковые нелокальные процессы межклеточных коммуникаций [25], дало возможность осуществить дальнюю волновую передачу управляющей генетико-метаболической информации от биосистемы-донора к биосистеме-акцептору [26]. В свете этого факта представляется существенным попытаться дать версию более тонкого формализма биознаковых фотоннно-поляризационно-голографических процессов в хромосомном аппарате высших биосистем, тем более, что радиоволновой эквивалент этих процессов обладает ярко выраженными морфогенетическими потенциями [26]. Этот формализм и является основным предметом настоящей статьи.

Запишем векторный дифракционный интеграл Кирхгофа в параксиальном приближении [10], описывающий волновое, например фотонное поле, сформированное нестационарным фрагментом биоструктуры. Такое фотонное поле может излучаться жидкокристаллическим континуумом хромосом (ЖКХ). Вид такого излучения может выражаться следующим соотношением:

$$\mathrm{E}_{ob}(\mathrm{x,y,z},\omega,\mathrm{t}) \approx \frac{i}{2\pi c}\int\limits_{S_0}\int\limits_{T_0}\frac{\omega}{r}E_{ob}(x_{0,}y_{0,}z_{0,}t_0)\exp\iota\omega[(t-t_0)-\frac{1}{c}r]dt_0 dS_0, \qquad (1)$$

где c - скорость света; $\omega-$частота; x_0, y_0, z_0, t_0 и x, y, z, t – соответственно пространственно-временные координаты точки фрагмента ЖКХ и точки наблюдения; r – расстояние между этими точками; S_0, T_0 - пространственно-временной интервал, занимаемый ЖКХ; $dS = dx_0, dy_0$.

В уравнении (1) $\mathrm{E}_{ob}(x_0, y_0, z_0, t_0)$ - распределение амплитуды поля за ЖКХ. Это поле имеет место для каждой поляризационной моды, которые между собой ортогональны и независимы до тех пор, пока не произойдет поворот плоскостей их первоначальных положений векторов поляризованных одночастотных и несколько смещенных по частоте друг относительно друга волн со средней частотой ω_0, распространяющихся вдоль оси z, с вектором Джонса [11]. Напомним, что для хромосом характерна высокая оптическая активность, выражающаяся в дисперсии оптического вращения и круговом дихроизме, что является необходимым условием применения формализма.

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_{0x}\exp-\frac{i\omega_0 z}{c}\begin{pmatrix}1\\ \iota\varepsilon\end{pmatrix}, \quad 0 \le \varepsilon = \frac{E_{0y}}{E_{0x}} \le 1 \qquad (2)$$

Поле $\mathbf{E}_0$ проходит через нестационарный фрагмент ЖКХ с матрицей Джонса

$$\mathrm{M}_{ob}(x_0, y_0, z_0, t_0) = \begin{pmatrix}\hat{m}_{11}(x_0, y_0, z_0, t_0) & \hat{m}_{12}(x_0, y_0, z_0, t_0)\\ \hat{m}_{21}(x_0, y_0, z_0, t_0) & \hat{m}_{22}(x_0, y_0, z_0, t_0)\end{pmatrix}$$

Для упрощения будем считать, что нестационарность ЖКХ не является функцией частоты просвечивающего света [12,13].

Обе поляризационные моды когерентного света деполяризуются гено-знаковой нестационарностью рассматриваемого ЖКХ, рассмотренной ранее [22], и частично эллиптически поляризуются. При этом они могут интерферировать с образованием спекл-структуры, а суммарная их интенсивность «перетекает» из моды в моду по пути, постулированному в [24]. Это в свою очередь приводит к модуляции радиоволн, образующихся из хромосомных фотонов по механизму их делокализации [23].

В соответствии с [14], модифицированный вектор Джонса каждой из прошедших ортогонально поляризованных волн непосредственно за объектом может быть представлен в виде частично когерентных ортогональных компонент эллиптической поляризации

$$\mathbf{E}_{ob}(x_0, y_0, z_0, t_0) = [\hat{E}_{Ax} M_{ob}(x_0, y_0, z_0, t_0)\begin{pmatrix} 1 \\ i\varepsilon \end{pmatrix} \oplus \hat{E}_{By} M_{ob}(x_0, y_0, z_0, t_0)\begin{pmatrix} i\varepsilon \\ 1 \end{pmatrix}]\exp i\omega t_0, \qquad (3)$$

где $\varepsilon = {E_{Ay}}/{E_{Ax}} = {E_{Bx}}/{E_{By}}$; $0 \le \varepsilon \le 1$; $\oplus$ – знак некогерентного суммирования амплитуд, который в [14] введен для частично поляризованного света; $\hat{E}_A$ – комплексная амплитуда компоненты одного базиса; $\hat{E}_B$ – комплексная амплитуда компоненты другого, ортогонального ему и некогерентного.

В биологической системе в составе ЖКХ (при наличии только одной поляризационной компоненты) используем в качестве гипотетической опорной волну, прошедшую, например, через бесконечно узкий временной затвор, имеющий δ-образную характеристику временного пропускания. Такой затвор полностью деполяризует изначально поляризованную волну [14]. Полученная позади затвора волна обладает сплошным спектром во всем диапазоне с равномерно распределенной спектральной плотностью, а модифицированный вектор опорной волны имеет вид ортогонального базиса эллиптической поляризации:

$$\mathbf{E}\text{оп} = [E_{0x} \exp i\varphi \begin{pmatrix} 1 \\ \iota\varepsilon \end{pmatrix} \oplus E_{0x} \exp i\left(\phi - \frac{\pi}{2}\right)\begin{pmatrix} \iota\varepsilon \\ 1 \end{pmatrix}]\exp i\omega\left(t - \frac{1}{c}z\right), \qquad (4)$$

где $\varepsilon = {E_{0y}}/{E_{0x}}$, E_{0x}, E_{0y} – амплитуды; φ, ϕ – соответственно начальные фазы двух взаимно некогерентных компонент.

Для нашего случая, где используется иногда сразу две поляризационные компоненты, не требуется вышеуказанного допущения о наличии бесконечно узкого временного затвора и тогда суммарное поле в плоскости поляризационной голограммы имеет вид:

$$\mathbf{E}_{\Sigma}(x, y, z, t) = \mathbf{E}_{op} + \mathbf{E}_{ob} \qquad (5)$$

$$\mathbf{E}_{\Sigma}(x,y,z,t)=\{E_{0x}\exp i\varphi \exp i\omega\left(t-\frac{1}{c}z\right)+\frac{i}{2\pi c}\iint\limits_{S_0T_0}\frac{\omega}{r}$$

$$\hat{E}_{Ax}M_{ob}(x_0,y_0,z_0,t_0)\exp i\omega\left[(t-t_0)-\frac{1}{c}r\right]dS_0dt_0\}\begin{pmatrix}1\\ i\varepsilon\end{pmatrix}\oplus$$

$$\left\{E_{0x}\exp i\left(\phi-\frac{\pi}{2}\right)\exp i\omega\left(t-\frac{1}{c}z\right)+\frac{i}{2\pi c}\iint\limits_{S_0T_0}\frac{\omega}{r}\hat{E}_{By}M_{ob}(x_0,y_0,z_0,t_0)\exp i\omega\left[(t-t_0)-\frac{1}{c}r\right]dS_{0_0}dt_0\right\}\begin{pmatrix}i\varepsilon\\ 1\end{pmatrix}.$$

Реальная часть последнего уравнения (5) представляет напряженность электрического вектора суммарной волны [16].

$$\mathrm{Re}\,(\mathbf{E}_{\Sigma}) = \mathbf{p}\ \cos\omega t + \mathbf{g}\ \sin\omega t, \qquad (6)$$

Параметры суммарного эллипса **p** и **g** определяются через компоненты эллипса поляризации каждого из базисов А и В, как в работе [14]

$$\mathbf{p} = \mathrm{Re}(\mathbf{E}_{\Sigma})_A \oplus \mathrm{Re}(\mathbf{E}_{\Sigma})_B = \mathbf{p}_A \oplus \mathbf{p}_B$$

$$\mathbf{g} = \mathrm{Im}(\mathbf{E}_{\Sigma})_A \oplus \mathrm{Im}\,(\mathbf{E}_{\Sigma})_B = \mathbf{g}_A \oplus \mathbf{g}_B \qquad (7)$$

Эндогенная биологическая регистрация поля суммарной волны (5) в составе ЖКХ, как базовом элементе ДНК-волнового биокомпьютера [25], предполагает наличие в организмах поляризационно-чувствительной среды [17,18], которая, так же как и нестационарный фрагмент биологического объекта, например ЖКХ, спектрально-неселективен во всем диапазоне действующих частот.

За счет поляризационных характеристик индуцирующего света [19,20] в светочувствительной регистрирующей среде ЖКХ наводятся фотоанизотропия и фотогиротропия. Для описания векторного фотоотклика поляризационно-чувствительной среды в работах [19,20,21] введены функции изотропной $\hat{s}$, анизотропной $\hat{v}_L$ - и гиротропной $\hat{v}_G$ - реакций, которые постоянны для всех частот действующего излучения. Используя матрицы Джонса [8,11] и правила их построения [20] для случая частично поляризованного индуцирующего излучения, для результирующей матрицы Джонса получаем

$$M = \exp(-2i\chi d\hat{n}_0).\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}, \qquad (8)$$

где

$$M_{11,22} = 1 - \frac{i\chi d}{2\hat{n}_0}\left[\hat{s}(I_1 + I_2)_A + \hat{s}(I_1 + I_2)_B \pm \hat{\nu}_L \cos 2\theta_A.(I_1 - I_2)_A \pm \hat{\nu}_L \cos 2\theta_B.(I_1 - I_2)_B\right],$$

$$M_{12,21} = -\frac{i\chi d}{2\hat{n}_0}\left[\hat{\nu}_L \sin 2\theta_{A..}(I_1 - I_2)_A + \hat{\nu}_L \sin 2\theta_B.(I_1 - I_2)_B \mp i\hat{\nu}_G(I_\pm - I_\mp)_A \mp i\hat{\nu}_G(I_\pm - I_\mp)_B\right].$$

В (8) $\chi = {}^{2\pi}\!/_{\lambda}, \lambda -$длина исходной просвечивающей эндогенной волны (например, фотонное излучение хромосом in vivo); d - толщина регистрирующей ЖКХ; $\hat{n}_0$ - комплексный коэффициент преломления ЖКХ в исходном, необлученном состоянии; $(I_1 + I_2)_A$ и $(I_1 + I_2)_B$ - первый параметр Стокса, $(I_1 - I_2)_A$ и $(I_1 - I_2)_B$ - второй параметр Стокса, $(I_\pm - I_\mp)_A$ и $(I_\pm - I_\mp)_B$ - четвертый параметр Стокса для A и B компонент; θ_A и θ_B - углы ориентации большой оси эллипса поляризации соответственно для A- и B- компонент, отсчитываемые против часовой стрелки относительно оси x.

Выразив в (8) параметры Стокса через параметры $\mathrm{p}_A, \mathrm{p}_B, \mathrm{g}_A, \mathrm{g}_B$ [8], для матрицы голограмм, представленной в виде суммы трех матриц, во всем диапазоне действующих частот получим

$$M = M_0 + M_{-1} + M_{+1}, \qquad (9)$$

где M_0 - матрица, описывающая недифрагированный пучок,

$$M_0 \approx \exp(-2i\chi d\hat{n}_0)\left[1 - \frac{i\chi d\hat{s}}{\hat{n}_0}\left(1 + \varepsilon^2\right)E_{0x}^2\right]\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \;; \qquad (10)$$

M_{-1} - матрица, описывающая мнимое изображение,

$$M_{-1} \approx \frac{\chi d}{4\pi c\hat{n}_0}\exp(-2i\chi d\hat{n}_0)\begin{pmatrix} (M_{-1})_{11} & (M_{-1})_{12} \\ (M_{-1})_{21} & (M_{-1})_{22} \end{pmatrix} \qquad (11)$$

с матричными элементами

$$(M_{-1})_{11,22} = \iiint\limits_{S_0T_0\Omega} \frac{\omega}{r}\{\hat{E}_{Ax}[(\hat{s} \pm \hat{\nu}_L)(\hat{m}_{11} + i\varepsilon\hat{m}_{12}) - i\varepsilon(\hat{s} \mp \hat{\nu}_L)(\hat{m}_{21} + i\varepsilon\hat{m}_{22})]E_{0x}\exp - i\varphi + \hat{E}_{By}$$

$$\times[(\hat{s} \mp \hat{\nu}_L)(\hat{m}_{22} + i\varepsilon\hat{m}_{21}) - i\varepsilon(\hat{s} \pm \hat{\nu}_L)(\hat{m}_{12} + i\varepsilon\hat{m}_{11})]E_{0x}\exp - i(\phi - \frac{\pi}{2})\}$$

$$\exp i\frac{\omega}{c}z\exp - i\omega(t_0 + \frac{1}{c}r)d\omega dt_0 dS_0,$$

$$(M_{-1})_{12,21} = \iiint\limits_{S_0T_0\Omega} \frac{\omega}{r}\{\hat{E}_{Ax}[(\hat{\nu}_L \pm \hat{\nu}_G)(\hat{m}_{21} + i\varepsilon\hat{m}_{22}) - i\varepsilon(\hat{\nu}_L \mp \hat{\nu}_G)(\hat{m}_{11} + i\varepsilon m_{12})]$$

$$\times E_{0x}\exp - i\varphi + \hat{E}_{By}[(\hat{\nu}_L \mp \hat{\nu}_G)(\hat{m}_{12} + i\varepsilon\hat{m}_{11}) - i\varepsilon(\hat{\nu}_L \pm \hat{\nu}_G)(\hat{m}_{22} + i\varepsilon\hat{m}_{21})]$$

$$\times \quad E_{0x}\exp - i(\phi - \frac{\pi}{2})\}\exp i\frac{\omega}{c}z\exp - i\omega(t_0 + \frac{1}{c}r)d\omega dt_0 dS_0;$$

M_{+1} - матрица описывающая действительное изображение

$$M_{+1} \approx -\frac{\chi d}{4\pi c\hat{n}_0}\exp(-2i\chi d\hat{n}_0)\begin{pmatrix} (M_{+1})_{11} & (M_{+1})_{12} \\ (M_{+1})_{21} & (M_{+1})_{22} \end{pmatrix} \qquad (12)$$

с матричными элементами

$$(M_{+1})_{11,22} = \iiint\limits_{S_0T_0\Omega} \frac{\omega}{r}\{\hat{E}^*_{Ax}[(\hat{s} \pm \hat{\nu}_L)(\hat{m}^*_{11} - i\varepsilon\hat{m}^*_{12}) + i\varepsilon(\hat{s} \mp \hat{\nu}_L)(\hat{m}^*_{21} - i\varepsilon\hat{m}^*_{22})]E_{0x}\exp i\varphi + \hat{E}^*_{By}$$

$$\times[(\hat{s} \mp \hat{\nu}_L)(\hat{m}^*_{22} - i\varepsilon m^*_{21}) + i\varepsilon(\hat{s} \pm \hat{\nu}_L)(\hat{m}^*_{12} - i\varepsilon\hat{m}^*_{11})]$$

$$\times E_{0x}\exp i(\phi - \frac{\pi}{2})\}\exp - i\frac{\omega}{c}z\exp i\omega(t_0 + \frac{1}{c}r)d\omega dt_0 dS_0,$$

$$(M_{+1})_{12,21} = \iiint\limits_{S_{00}T_0\Omega} \frac{\omega}{r}\{\hat{E}^*_{Ax}[(\hat{\nu}_L \pm \hat{\nu}_G)(\hat{m}^*_{21} - i\varepsilon\hat{m}^*_{22}) +$$

$$i\varepsilon(\hat{\nu}_L \pm \hat{\nu}_G)(\hat{m}^*_{11} - i\varepsilon\hat{m}^*_{12})]E_{0x}\exp i\varphi + \hat{E}^*_{By}[(\hat{\nu}_L \pm \hat{\nu}_G)(\hat{m}^*_{12} - i\varepsilon\hat{m}^*_{11}) + i\varepsilon(\hat{\nu}_L \mp \hat{\nu}_G)(\hat{m}^*_{22} - i\varepsilon\hat{m}^*_{21})]$$

$$\times E_{0x}\exp i(\phi - \frac{\pi}{2})\}\exp - i\frac{\omega}{c}z\exp i\omega(t_0 + \frac{1}{c}r)d\omega dt_0 dS_0.$$

Здесь $\hat{m}_{ij} \equiv \hat{m}_{ij}(x_0, y_0, z_0, t_0)$ - зависящие от координат и времени элементы двумерной матрицы нестационарного фрагмента ЖКХ. Исходя из условия отбора оптимальных гомеостатических состояний в биологических объектах, соотношения между функциями реакции среды могут быть следующими:

$$\hat{s} = \hat{v}_L, \qquad \hat{v}_L = -\hat{v}_G, \tag{13}$$

и выражения (11) и (12) значительно упрощаются. В работе [8] отмечено, что условия (13) выполняются с большой точностью для очень большого класса поляризационно – чувствительных сред.

При выполнении условий (13) матрицы M_{-1} и M_{+} имеют следующий вид:

$$M_{-1} \approx \frac{\chi d\hat{v}_L}{2\pi c\hat{n}_0}\exp(-2i\chi d\hat{n}_0)\iiint\limits_{S_0T_0\Omega}\frac{\omega}{r}M_{ob}P\exp -i\omega[t_0 + \frac{1}{c}(r-z)]d\omega dt_0 dS_0, \tag{14}$$

$$M_{+1} \approx \frac{\chi d\hat{v}_L}{2\pi c\hat{n}_0}\exp(-2i\chi d\hat{n}_0)\iiint\limits_{S_0T_0\Omega}\frac{\omega}{r}P^* M_{ob}^* \exp i\omega[t_0 + \frac{1}{c}(r-z)]d\omega dt_0 dS_0, \tag{15}$$

В (14) и (15) выделена матрица ЖКХ M_{ob}, а через P обозначена следующая матрица

$$P = \begin{pmatrix} \hat{a} + \varepsilon^2\hat{b} & -i\varepsilon(\hat{a}-\hat{b}) \\ i\varepsilon(\hat{a}-\hat{b}) & \varepsilon^2\hat{a}+\hat{b} \end{pmatrix},$$

где

$$\hat{a} = \hat{E}_{Ax}E_{0x}\exp -i\varphi \qquad \hat{b} = \hat{E}_{By}E_{0x}\exp -i(\phi - \frac{\pi}{2}) \ ;$$

P^*, M_{ob}^* - эрмитово сопряженные матрицы.

Следует отметить в работе [21] оригинальный подход к решению проблемы реконструкции изображения, которым воспользуемся и мы применительно к морфогенетическому моделированию.

При условии эндогенного освещения полученной голограммы реконструирующей эндогенной или экзогенной по отношению к биосистеме неполяризованной волной с комплексными амплитудами

$$E'_{0x}\exp i\varphi', E'_{0y}\exp i\phi'(\varepsilon' = E'_{0y}/E'_{0x}) \text{ и частотой } \omega'$$

$$E_{rec} = [E'_{0x}\exp i\varphi'\begin{pmatrix}1\\ i\varepsilon'\end{pmatrix} \oplus E'_{0x}\exp i(\phi' - \frac{\pi}{2})\begin{pmatrix}i\varepsilon'\\ 1\end{pmatrix}]\exp i\omega'(t' - \frac{1}{c}z) \tag{16}$$

прошедшая через биологическую голограмму волна формируется в виде

$$E(x', y', z', t') = \frac{i}{2\pi c}\int_S \frac{\omega'}{r'} M E_{rec} \exp - i\frac{\omega'}{c} r' dS, \tag{17}$$

где S - размер фрагмента голограммы ЖКХ; r' - расстояние между точкой на поверхности голограммы и точкой наблюдения.

Затем, последовательно подставляя в (17) выражения для матриц (10), (14) и (15), определим сформированные голограммой нулевое, мнимое и действительное изображения. И только теперь определим, какую эндогенную и/или экзогенную волну для организма необходимо использовать в качестве реконструирующей, чтобы получить в мнимом виде восстановление нужного нам фрагмента волнового образа формирующейся биосистемы. Для этого необходимо определить собственные векторы и соответствующие им собственные значения матрицы P. Оказывается, что с точностью до постоянного множителя собственные векторы матрицы P суть $\begin{pmatrix}1\\ i\varepsilon\end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix}i\varepsilon\\ 1\end{pmatrix}$ с соответствующими собственными значениями

$$(1+\varepsilon^2)\hat{a} \quad \text{и} \quad (1+\varepsilon^2)\hat{b}.$$

Отсюда следует, что восстановление следует проводить волной, идентичной использованной при записи опорной волной. А так как, вероятно, в биосистемах на уровне ЖКХ запись и восстановление происходят или одновременно, или с соблюдением последнего условия, то реконструированное мнимое изображение соответствует истинному, и оно не подвержено никаким искажениям. Последнее принципиально важно для сохранения волновых образов-векторов морфогенеза, компенсирующих физиолого-биохимическую мобильность биосистемы в целом и ее ЖКХ, в частности. Тем не менее, нестационарность образов будет иметь место, но на больших временных отрезках при старении организма и его патологических состояниях, например, в случае канцерогенеза.

Для прошедшей без дифракции волны [21] нулевое изображение имеет вид:

$$E_0 \approx \exp(-2id\hat{n}_0\chi)[1-\frac{id\hat{s}\chi}{\hat{n}_0}(1+\varepsilon^2)E_{0x}{}^2][E_{0x}\exp i\varphi\begin{pmatrix}1\\ i\varepsilon\end{pmatrix}\oplus E_{0x}\exp i(\phi-\frac{\pi}{2})\begin{pmatrix}i\varepsilon\\ 1\end{pmatrix}]\exp i\omega(t'-\frac{1}{c}z'), \quad (18)$$

а мнимое и действительное изображения соответственно представляются в виде

$$E_{-1}(x',y',z',t') \approx \frac{id\hat{\nu}_L\chi}{(2\pi c)^2\hat{n}_0}\exp(-2id\hat{n}_0\chi)E_{0x}^2(1+\varepsilon^2)$$

$$\int\limits_S\int\limits_{S_0}\int\limits_{T_0}\int\limits_{\Omega}\frac{\omega^2}{r'r}[\hat{E}_{Ax}M_{ob}(x_0,y_0,z_0,t_0)\begin{pmatrix}1\\ i\varepsilon\end{pmatrix}\oplus\hat{E}_{By}M_{ob}(x_0,y_0,z_0,t_0)\begin{pmatrix}i\varepsilon\\ 1\end{pmatrix}]\times$$

$$\exp i\omega[(t'-t_0)-\frac{1}{c}(r'+r)]d\omega dt_0 dS_0 dS, \quad (19)$$

$$E_{+1}(x',y',z',t') \approx -\frac{id\hat{\nu}_L\chi}{(2\pi c)^2\hat{n}_0}\exp(-2id\hat{n}_0\chi)E_{0x}^2\int\limits_S\int\limits_{S_0}\int\limits_{T_0}\int\limits_{\Omega}\frac{\omega^2}{r'r}[P_A^*M_{ob}^*(x_0,y_0,z_0,t_0)\begin{pmatrix}1\\ i\varepsilon\end{pmatrix}\oplus P_B^*$$

$$\times M_{ob}^*(x_0,y_0,z_0,t_0)\begin{pmatrix}i\varepsilon\\ 1\end{pmatrix}]\exp i\omega[(t'+t_0)-\frac{1}{c}(r'-r+2z)]d\omega dt_0 dS_0 dS, \quad (20)$$

где

$$P_A^* = \exp i\varphi P^*, \qquad P_B^* = \exp i(\phi-\frac{\pi}{2})P^*.$$

Интегралы, входящие в (19) и (20), в работе [21] решены в линейном приближении для расстояний r и r' и для бесконечно больших областей интегрирования $S, S_0, T_0, \Omega.$. Интегралы по S и Ω имеют характер соответственно пространственной и временной δ-функции. Окончательные выражения, полученные аналогично работе [6], приводят к следующим выражениям для сформированных пространственно-временной поляризационной голограммы. Для сформированного мнимого изображения при $z' = z_0$ из (19) имеем

$$E_{-1}(x',y',z',t') \approx -\frac{2\pi i\chi d\hat{\nu}_L}{\hat{n}_0}\exp(-2i\chi d\hat{n}_0)E_{0x}^2(1+\varepsilon^2)[\hat{E}_{Ax}M_{ob}(x',y',z',t')$$
$$\times\begin{pmatrix}1\\ i\varepsilon\end{pmatrix}\oplus\hat{E}_{By}M_{ob}(x',y',z',t')\begin{pmatrix}i\varepsilon\\ 1\end{pmatrix}]. \qquad (21)$$

Анализ последнего соотношения показывает, что с точностью до множителя в нем отображено полное восстановление как пространственно-временной структуры, так и поляризационных характеристик поля его нестационарной объектной волны, например, через ЖКХ. Эти фотонные и/или радиоволновые динамичные структуры, вероятно, используются многоклеточными организмами для собственной организации в своих пространстве-времени, поскольку эти структуры-образы полностью сохраняет истинный калибровочный масштаб без искажений, накладываемых не стационарностью биосистем, и воспроизводят их его в адекватных для развивающегося и взрослого организма измерениях. По реконструированным волновым градиентам считанных поляризационных голограмм осуществляется 4-мерная организация метаболических потоков, клеточной архитектоники и морфогенетических движений в ходе эмбриогенеза, а также частичная регенерации биосистем при их повреждениях. Иными словами, происходит калибровка динамичного потенциального пространства-времени биосистемы, что мы обосновывали и ранее [22].

Из (20) для действительного изображения при $z' = 2z - z_0$ имеем

$$E_{+1}(x',y',z',t') \approx -\frac{2\pi i\chi d\hat{\nu}_L}{\hat{n}_0}\exp(-2i\chi d\hat{n}_0)E_{0x}^2[P_A^* M_{ob}^*(x',y',z',\frac{2z}{c}-t')$$
$$\times\begin{pmatrix}1\\ i\varepsilon\end{pmatrix}\oplus P_B^* M_{ob}^*(x',y',z',\frac{2z}{c}-t')\begin{pmatrix}i\varepsilon\\ 1\end{pmatrix}]. \qquad (22)$$

Из (22) следует, что на расстоянии $z' = 2z - z_0$, симметрично мнимому изображению (19) относительно голограммы, формируется изображение с псевдоскопической пространственной структурой объектного фрагмента поля ЖКХ. При этом происходит обращение его временного профиля с временной задержкой, вызванной прохождением светом расстояния $2z = z' + z_0$, равного расстоянию от точки наблюдения до действительного изображения, с преобразованием состояния поляризации, определяемым видом матриц P_A^* и P_B^*.

Summary

Formalism of endogenous polarization/holographic managing processes in organisms

G.G.Tertishny, P.P.Gariaev, V.A.Aksenov, E.A.Leonova, S.V.Fomchenkov

The physical and mathematical model is offered which features the version space/time polarization/holographic calibration of higher biosystems potential dynamic structure during their development and in an adult state. The model is not spread to cases, when there are amplitude and amplitude/phase processes based on diffractions with a major degree of intensity scattering of an object wave.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Gabor D. // Proc. Roy. Soc. Ser. A197. 1949. Vol. 197.P.454-460.

[2] Денисюк Ю.Н. // ДАН СССР. 1962. Т. 144. № 6.С. 1275-1278.

[3] Зубов В.А., Крайский А.В., Кузнецова Т.И. // Письма в ЖЭТФ. 1971.Т.13.С.443-446.

[4] Зуйков В.А., Самарцев В.В., Усманов Р.Г. // Письма в ЖЭТФ.1980.Т.32 .С.293-298.

[5] Саари П.М., Каарли Р.К., Ребане А.К. // Квантовая электрон. 1985.Т.12.№4.С.672-682.

[6] Какичашвили Ш.Д., Какичашвили Е.Ш Письма в ЖТФ. 1998. Т.24. Вып. 11.с76-79.

[7] Какичашвили Ш.Д., // Опт. и спектр. 1972. Т. 33. Вып. 2. С.324-327.

[8] Какичашвили Ш.Д.,// Поляризационная голография. Л., 1989. 142 с.

[9] Какичашвили Ш.Д., Килосанидзе Б.Н. // ЖТФ. 1997. Т.67.Вып.6.С.136-139.

[10] Какичашвили Ш.Д. // Письма в ЖТФ.1994.Т.20.Вып.22.С.78-82.

[11] Jones R.C/ // JOSA.1941. Vol. 31. N7.P.488-499.

[12] Кирхгоф Р.Г. Избранные труды. М., 1988. 430 с.

[13] Kottler F. // Progress in Optics.1965.Vol.4.P. 283-313.

[14] Какичашвили Ш.Д.,// ЖТФ. 1995. Т.65. Вып.7.С. 200-204.

[15] Харкевич А.А. Спектры и анализ. М., 1962. 236 с.

[16] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1970. 855 с.

[17] Weigert F. // Verhandl. Deutschen Physik. Ges. 1919. Bd 21. S.479-483.

[18] Zocher H., Coper K. // Z.Phys. Chem., 1928.Bd 132. S.313-319.

[19] Какичашвили Ш.Д., // Опт. и спектр., 1982. Т. 52. Вып. 2. С. 317-322.

[20] Какичашвили Ш.Д., Килосанидзе Б.Н. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып.23. С. 6-9.

[21] Килосанидзе Б.Н., Какичашвили Е.Д., ЖТФ, 2000. Т. 70. Вып. 7. с. 65-69.

[22] Прангишвили И.В., Гаряев П.П., Тертышный Г.Г., Е.А.Леонова, А.В.Мологин, М.Р.Гарбер, // Датчики и Системы, 2000, № 2, с.2-8.

[23] Прангишвили И.В., Гаряев П.П., Тертышный Г.Г., Максименко В.В., Мологин А.В., Леонова Е.А., Мулдашев Э.Р.// Датчики и Системы, 2000, №9 (18), с.2-13.

[24] П.П. Гаряев, Волновой генетический код. Издатцентр. 1997, с.92-102.

[25] Peter P. Gariaev, Boris I. Birshtein, Alexander M. Iarochenko, Peter J. Marcer, George G. Tertishny, Katherine A. Leonova, Uwe Kaempf ., 2001, The DNA-wave biocomputer. “CASYS” – International Journal of Computing Anticipatory Systems (ed. D.M.Dubois), Liege, Belgium, v.10, pp.290-310.

[26] П.П.Гаряев, Е.А.Леонова, 2003, Странный мир волновой генетики. Журнал «Сознание и физическая реальность», №6, с.27-40.

[27] П.П.Гаряев, Г.Г.Тертышный, Е.А.Леонова, А.В.Мологин, 2000, Волновые биокомпьютерные функции ДНК. Журнал «Сознание и физическая реальность», т.5, №6, с.30-48.