

ЭФФЕКТИВНОСТЬ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ПОЛЕЙ НА КЛЕТОЧНЫЕ МЕМБРАНЫ И СИСТЕМЫ ИТЕРИРУЕМЫХ ФУНКЦИЙ

Черепнев И.А., к.т.н., доц.

*Харьковский национальный технический университет сельского хозяйства
имени П. Василенко.*

Предложена модель эволюции динамики потенциалов клеточных мембран под воздействием последовательности электромагнитных импульсов на основе системы итерируемых функций. Показано, что воздействие сложной последовательности низкоэнергетических импульсов намного более эффективно, чем воздействие регулярной последовательности импульсов с большой амплитудой. Предложен способ реализации эффективного воздействия на биологические объекты.

Актуальность проблемы. В различных технологических процессах сельскохозяйственного производства достаточно широко используются электромагнитные технологии. Процессы сушки, дезинфекции, изготовление сублимированных продуктов, уничтожение насекомых - вредителей основываются на применении, как правило, высокоэнергетических сверхвысокочастотных электромагнитных излучений (ЭМИ).

Однако, тепловое воздействие ЭМИ на биологические объекты в терапевтических целях, может привести к нарушению нормальных условий жизнедеятельности живого организма и поэтому необходимо рассмотреть теоретические основы достижения цели лечения с использованием низкоэнергетического воздействия.

Анализ исследований. Обычно при исследовании сложных процессов в колебательных системах используется формализм на основе нелинейных дифференциальных уравнений или отображений. В случае воздействия случайных сил и возмущений часто используется подход на основе стохастических дифференциальных уравнений. Однако для сложных систем более эффективно было бы рассмотреть вместо непрерывных моделей эволюции дискретные модели на основе отображений, но с учетом влияния внешних случайных воздействий.

Использование управляемой последовательности импульсов приводит к расширению спектра электромагнитного поля и его фрактальных характеристик и обеспечивает эффективное воздействие на биологические клетки в результате попадания области их резонансных частот в область спектра излучения, действующего на клетки при одновременном формировании эволюции энтропии собственного излучения клетки и уменьшении напряженностей полей, необходимых для этого эффекта. Воздействие на биологические клетки осуществляется в результате облучения объекта

сложномодулированной последовательностью наносекундных импульсов, выходящих из полупрозрачного торца линии, являющейся устройством формирования последовательности импульсов с заданной фрактальной размерностью и спектром. Регулярная последовательность наносекундных импульсов вводится в устройство формирования последовательности от источника наносекундных импульсов, через СВЧ разъем. Устройство формирования управляемой последовательности импульсов, представляет собой передающую линию, нагруженную на диод (например, Диод Ганна).

Система итерируемых функций. Математическим аппаратом, осуществляющим такой подход, может служить формализм СИФ [1].

В своей простейшей версии, определение СИФ представляет собой множество аффинных преобразований $T := \{T_i |_{i=1, \dots, N}\}$, которые отображают подмножество Ω d -мерного действительного пространства в себя:

$$T_i(r) = M_i r + Y_i, \quad (1)$$

где $r \in \Omega$ - d -мерный вектор, M_i - некоторая определенная квадратная матрица (размерности $d \times d$) и Y_i - определенный вектор. Дополнительным является требование того, чтобы преобразования были сжимающими, т.е. чтобы якобианы $J_i = |\det M_i|$ были меньше 1. Каждому преобразованию ставится в соответствие вектор вероятности p_i , так что $\sum_{i=1}^N p_i = 1$.

Эволюция, описываемая СИФ, происходит следующим образом. Выбираем точку $r_0 \in \Omega$ и выбрав с вероятностью p_i преобразование T_i , вычисляем $r_1 = T_i(r_0)$.

Итерируя эту процедуру, мы генерируем на каждом шаге новую точку в Ω :

$$r_k = T_{j(k)}(r_{k-1}), \quad (2)$$

Функция $T_{j(k)}$ выбирается случайным образом - в соответствии с данным вероятностным вектором $p = (p_1, p_2, \dots, p_N)$ из N преобразований T_i . Обычное дискретное преобразование $f: \Omega \rightarrow \Omega$ является предельным случаем СИФ с вырожденным вектором вероятности преобразований $p = (p_i = 1, p_j = 0, j \neq i)$.

Было доказано [2], что последовательность r_0, r_1, r_2, \dots притягивается к подмножеству нулевого объема $F \subset \Omega$ которое, в общем случае, имеет фрактальную структуру. В действительности, $F \subset \Omega$ может быть точно разделено на N кусков F_i , каждый из которых является образом целого аттрактора $F \subset \Omega$ для преобразования T_i :

$$F_i = T_i(F), \quad (3)$$

Как образ полного множества, каждый F_i может быть снова разделен на N кусков:

$$F_{ji} = T_j(F_i) = T_j(T_i(F)), \quad (4)$$

Эта процедура делает понятной самоподобную структуру $F \subset \Omega$, которая может быть охарактеризована фрактальной размерностью D_f .

Рассмотрим динамику классической колебательной системы ядра с эффективным потенциалом $V(r)$ под периодическим ударным воздействием с периодом воздействия τ и энергией $W_{imp} = A \cos\left(q \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - n\tau)\right)$ [3]. Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид:

$$H(t) = \frac{p^2}{2M} + V(r) + W_{imp}, \quad (5)$$

Как давно известно, динамика такой системы может быть сведена к рассмотрению двумерного отображения [3]:

$$\begin{aligned} \bar{I} &= I + KV(\theta), \\ \bar{\theta} &= \theta + \bar{I} \pmod{2\pi}, \end{aligned} \quad (6)$$

Это отображение связано с хорошо изученным стандартным отображением (отображением Чирикова). А именно, отображение (6) совпадает со стандартным при $V(\theta) \approx \sin(\theta)$, где наличие и развитость хаоса определяется параметром K . Достаточно развитый «сепаратрисный» хаос имеет место при $K \approx 1$. Параметр K является, в рамках нашего подхода, «силовой» характеристикой внешнего воздействия на систему. Вид фазовой плоскости системы (6) показан на Рис. 1 (а).

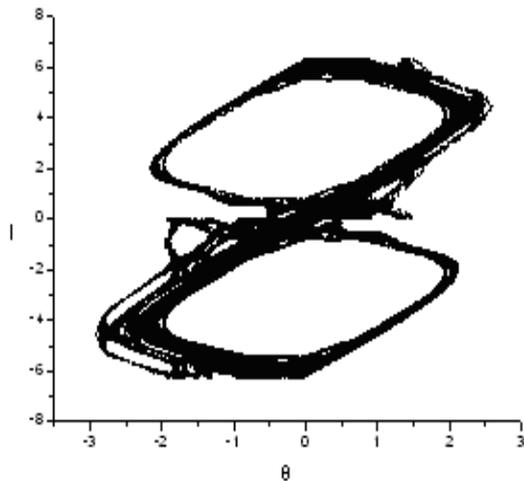


Рис. 1 (а). Вид фазовой плоскости при воздействии на колебательную систему ядра периодической последовательности импульсов с достаточно большой интенсивностью ($K \sim 1$)

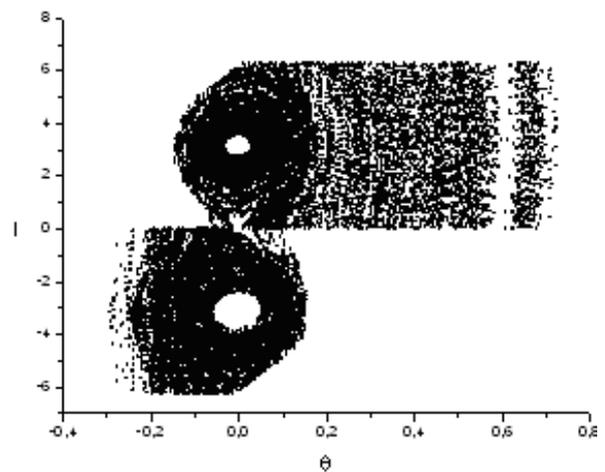


Рис. 1 (б). Фазовая плоскость колебательной системы ядра, находящейся под воздействием сложно-модулированной последовательности импульсов малой амплитуды ($K=0.01$).

Рассмотрим теперь случай колебательной системы клетки, подвергающейся воздействию аperiodической последовательности импульсов, представленной соответствующей бинарной последовательностью (Рис. 2).

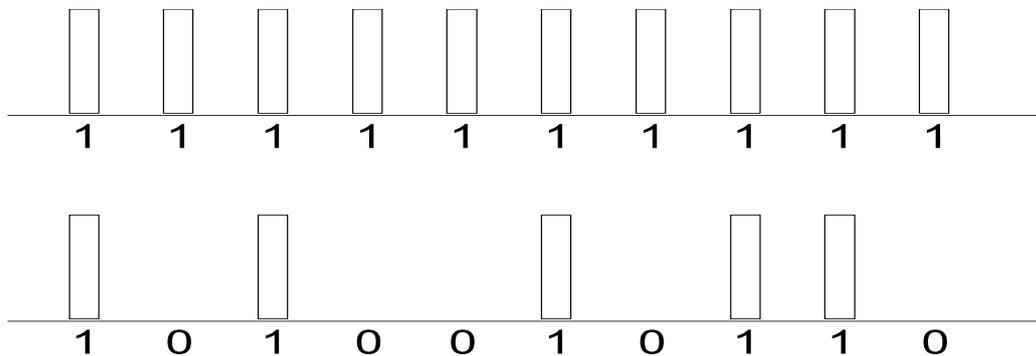


Рис. 2. Последовательности импульсов: а) периодическая и б) сложно-модулированная (фрактальная) последовательность импульсов.

Присутствие импульса обозначено 1, а его отсутствие 0.

Эта последовательность представляет собой “прореженный” вариант последовательности в первом случае. Легко показать, что при этом мы переходим к системе из двух отображений:

$$\begin{aligned} \bar{I} &= I + KV(\theta); \\ \bar{\theta} &= \theta + \bar{I}(\text{mod } 2\pi); \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \bar{I} &= I; \\ \bar{\theta} &= \theta + \bar{I}(\text{mod } 2\pi), \end{aligned} \quad (8)$$

где отображение (7) имеет место в случае “1”, а (8) - в случае “0”.

Таким образом, мы получаем СИФ, в которой вектор вероятностей отображений определяется структурой внешнего сигнала [4-5].

На Рис. 1b изображен странный аттрактор, полученный в ходе эволюции такой СИФ при $K \approx 0.01$, где бинарная последовательность генерировалась с помощью аттрактора Лоренца.

Следует отметить, что в случае периодической последовательности импульсов при таком значении силового параметра никакой хаотический режим возникнуть не может и значения действия ДС находятся в узком интервале значений.

Таким образом, видно, что в колебательной системе клетки гораздо более эффективным путем стохастизации «раскачивания» его действия является использование аperiodического сложного воздействия с малой энергией, нежели силовой метод, использующий периодические последовательности с очень большими энергиями.

Описанный выше эффект является основой эффективных методов управления колебательной системой с помощью относительно слабых внешних

воздействий, представляющих комбинацию регулярных и стохастических сил.

О технической реализации эффективного воздействия электромагнитных колебаний на биологические объекты.

Управление фрактальной размерностью последовательности импульсов наиболее просто осуществляется в рамках системы итерируемых функций в нелинейной передающей линии [3]. Это управление может быть реализовано с помощью изменения импеданса отражающих стенок линии.

Последовательность импульсов из генератора попадает в передающую линию, в которой стенки изготовлены с использованием нелинейного материала импеданс, которого зависит от внешнего управляющего магнитного поля.

В результате переотражения от стенок линии, последовательность импульсов имеет фрактальную размерность, значение которой управляется внешним током.

Колебания тока i и напряжения u в этой электрической цепи из длинной линии с туннельным диодом описывается системой телеграфных уравнений, которая в предположении нулевых потерь имеет вид:

$$\begin{aligned} i_s + Cu_t &= 0, \\ u_s + Li_t &= 0, \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь s - координата точки в линии, t - время, L и C - удельная индуктивность и емкость линии. Граничные и начальные условия имеют вид:

$$\begin{aligned} u(0,t) &= 0; \quad i(l,t) = g(u(l,t) + E); \\ i(s,0) &= i_0(s); \quad u(s,0) = u_0(s) \end{aligned}, \quad (10)$$

В этих соотношениях $i = g(u)$ - вольт - амперная характеристика диода, E - напряжение смещения, $i_0(s), u_0(s)$ - начальные распределения тока и напряжения в линии.

Предположим, что рабочая область ВАХ лежит вблизи малых значений напряжения и почти линейна т.е.:

$$g(u) = k_4 \frac{k_1 u + k_2 \left(\frac{u}{k_3}\right)^4}{1 + k_2 \left(\frac{u}{k_3}\right)^4} \approx \alpha u + \beta, \quad (11)$$

Динамика значений тока импульса на входе линии с диодом может быть представлена, как последовательность значений, i_k определяемая линейным отображением однозначно связанным с характеристикой диода. А именно:

$$i_{k+1} = Ji_k + b_k, \quad J = \frac{\alpha z - 1}{\alpha z + 1}, \quad b_k = 2 \frac{\alpha E_k + \beta}{\alpha z + 1}, \quad k = 1, \dots, N, \quad (12)$$

Здесь $z = \sqrt{\frac{L}{C}}$ - удельный импеданс линии и учтено, что в моменты прихода импульса на диод, он может находиться в одном из N состояний, различающихся небольшим сдвигом смещения, а после прихода в начало

линии снова отражается к концу.

У этих функций одинаковые якобианы $J = \frac{\alpha z - 1}{\alpha z + 1} < 1$ и разные смещения b_k . Последовательность значений токов представляет собой множество с фрактальной размерностью:

$$D_f = \frac{\ln(N)}{|\ln(J)|} \quad (13)$$

Пусть w_t - порог воздействия, w_s - интенсивность источника излучения, то для воздействия на клетки должно выполняться условие:

$$W_{target} > W_t \quad (14)$$

Дополнительными параметрами сигнала является изменяющаяся со временем средняя частота повторения импульсов ν_{rep} , фрактальная или корреляционная размерность D_f последовательности импульсов источника.

При определении граничных значений параметров способа необходимо учитывать такие факторы, как скорость диссипации энергии в биологических объектах, которая характеризовалась характерной частотой диссипации - ν_{dis} и шириной полосы пропускания биологической ткани - $\Delta\omega_{bio}$, а также параметры последовательности воздействующих импульсов - эффективная ширина спектра воздействующих импульсов $\Delta\omega_s$ и фрактальная размерность последовательности импульсов D_f .

Превышение ν_{rep} над ν_{dis} приводит к накоплению энергии в биологических объектах и в соотношении для определения эффективности воздействия возникает вместо w_s величины W_{effs} :

$$W_{effs} = \frac{\nu_{rep}}{\nu_{dis}} W_s \quad (15)$$

Увеличение ширины полосы излучения источника $\Delta\omega_s$ приводит к появлению эффективного множителя, уменьшающего порог воздействия на биологические объекты. Величина эффективного порога воздействия W_{teff} вызвана активационными процессами в клетках и обычно определяется экспоненциальной зависимостью.

Выводы. Таким образом, для предлагаемого способа воздействия мощность источника для эффективного воздействия резко снижается, а эффективность воздействия на биологические объекты повышается.

Список использованных источников:

1. C. P. Calderon and T. A. Kwenbe, Math. Biosciences 103, 97 (1991);
2. C Tsallis, J. Stat. Phys. 52, 479 (1988);
3. E. M. F. Curado and C Tsallis, J. Phys. A 24, L69 (1991);

4. V.E. Novikov, S.V. Adamenko, N.N. Bogolubov, Self-organization and nonequilibrium structures in the phase space, International Journal of Modern Physics B, Vol. 22, No. 13 (2008) 2025-2045, World Scientific Publishing Company;
5. V.E. Novikov, Quantum analysis of oscillatory processes in fractal media, International Journal of Modern Physics B, Vol. 22, No. 22 (2008) 3923-3929, World Scientific Publishing Company;

Аннотация

ЕФЕКТИВНІСТЬ НИЗЬКОЕНЕРГЕТИЧНОГО ВПЛИВУ ІМПУЛЬСНИХ ПОЛІВ НА КЛІТИННІ МЕМБРАНИ І СИСТЕМИ ІТЕРІРУЕМИХ ФУНКЦІЙ

Черепнев І.А.

Запропоновано модель еволюції динаміки потенціалів клітинних мембран під впливом послідовності електромагнітних імпульсів на основі системи ітерированих функцій. Показано, що вплив складної послідовності низько енергетичних імпульсів набагато більш ефективно, ніж вплив регулярної послідовності імпульсів з великою амплітудою. Запропоновано спосіб реалізації ефективного впливу на біологічні об'єкти.

Abstract

EFFICIENCY OF LOW-ENERGY INTERFERENCE OF PULSE ELECTROMAGNETIC FIELDS ON CELLULAR MEMBRANES AND SYSTEMS OF ITERATED FUNCTIONS

I. Cherepnev

The model of evolution of dynamics of potentials of cellular membranes under the interference of sequence of electromagnetic impulses on the basis of system of iterated functions is offered. It is shown, that influence of difficult sequence low-energy impulses much more effectively, than influence of regular sequence of impulses with the big amplitude. The way of realisation of effective influence on biological objects is offered.