

7. Штрубенхофф Х., Кандул С., Новые требования к сырью для биотопливной промышленности в ЕС: что нужно знать украинским аграриям: Доповідь// Стан та перспективи впровадження біопалива в Україні: науково-практична конференція. – 16 червня 2010 р. (Київ).
8. Самилін О.О., Цивенкова Н.М., Голубенко А.А. Сучасні енергоефективні технології використання відходів біомаси в сільському, лісовому та комунальному господарствах. – Вісник ЖНАЕУ №1.2009 – с.269-278.

Аннотация

ПРИМЕНЕНИЕ ГАЗОГЕНЕРАТОРНЫХ УСТАНОВОК ДЛЯ ЭНЕРГООБЕСПЕЧЕНИЯ ВАХТОВЫХ ПОСЕЛКОВ

Дьяконов В., Дьяконов О., Курченко Я, Фесенко Г.

Обоснованы и поданы результаты работы по созданию конструктивно-технологической схемы подготовки топлива для газифицированных двигателей путем разработки и внедрения в производство эффективных адаптивных способов.

Abstract

APPLICATION FOR ENERGY GAS GENERATORS CAMPS

V. Dyakonov, O. Dyakonov, I. Kurchenko, G. Fesenko

Justified and submitted the results of work on the creation of constructive-technological environment for the preparation of gasified fuel engines through the development and introduction of effective flexible ways.

УДК 537.874.7

НОВЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ФУНКЦИОНИРОВАНИИ КЛЕТОК В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ТЕРАПИЯ

Черепнев И.А. к.т.н., доц., Дьяконов В.И. к.т.н., доц.

*Харьковский национальный технический университет
сельского хозяйства имени Петра Василенко*

В статье приведены новые электрофизические модели клетки, которые позволяют оптимизировать параметры последовательности импульсов и осуществить моделирование обратной связи для управления генератором последовательности импульсов по текущему измерению отклика облучаемого биологического объекта.

Введение. Прогресс науки, развитие новых и развитие традиционных производственных технологий создали ряд серьезных угроз человечеству и

среде его обитания. Одним из самых важнейших для обеспечения жизнедеятельности человека и одновременно, наиболее уязвимых с точки зрения внешних факторов, является агропромышленный комплекс (АПК) и его важнейшая составляющая – животноводство. Заболевания сельскохозяйственных животных оказывают прямое и косвенное влияние на состояние продовольственной безопасности государства

Актуальность развития электромагнитной терапии животных непрерывно возрастает в связи с ростом заболеваемости среди сельскохозяйственных животных и недостатками обычной лекарственной терапии распространенных заболеваний, например, воспалительных, таких как пневмония. В настоящее время накоплен огромный опыт применения электромагнитных излучений разного типа для терапии и существуют развитые технологии разработки радиофизических устройств, необходимых для реализации терапевтических действий.

Существенно хуже обстоит дело с теоретическим обоснованием механизмов действия электромагнитного излучения на живые организмы, а без глубокого понимания механизмов терапевтических действий невозможно удовлетворить потребности АПК в быстром развитии электромагнитных технологий в животноводстве и создании современной технической базы таких технологий.

Изложению достижений в создании современного теоретического фундамента развития электромагнитных технологий терапии животных и посвящен этот доклад.

Как известно, основой жизни является клетка и ее функциональные возможности, поэтому, ясно, что для успешного развития электромагнитной терапии необходимо проанализировать, прежде всего, механизмы и модели клеточных процессов в электромагнитном поле, а также на основе этих моделей понять возможности управления физиологическими процессами в клетке и ее мембране. Возможность осуществления управления клеточными процессами является важнейшей стороной терапии, так как по своему определению именно процессы управления требуют для своего осуществления минимальной энергии внешних источников и могут рассматриваться по-настоящему экологически чистыми и низкоэнергетическими электромагнитными технологиями.

Все жизненно важные процессы в клетке и, в целом, животного определяются, прежде всего, термодинамическими соотношениями и законами переноса вещества (ионов) через мембраны клеток. Давно понятно, что живой организм есть открытая система и для его описания должна использоваться теория открытых систем. Однако для построения всех физических моделей клеток до сих пор используют распределения Гиббса и Максвелла, которые связаны с реализацией равновесных процессов, а неравновесные процессы могут быть описаны ими только в случае слабой неравновесности и локального равновесия. Надо отметить, что именно отклонение от локального равновесия и определяет особые свойства живого.

2. Основные соотношения неравновесной термодинамики клеток.

В рамках термодинамического подхода покажем, что при учете конечности числа состояний системы и термостата распределение Гиббса модифицируется (см. [1]).

В рамках термодинамического подхода во втором разделе показано, что при учете конечности числа состояний системы и термостата распределение Гиббса модифицируется.

Действительно, пусть система клетки Σ_1 и термостат Σ_2 содержат, соответственно, N_1 и N_2 степеней свободы (частиц), и описываются каноническими переменными x_1 и x_2 . Будем предполагать, что

$$N_2 \gg N_1. \quad (1)$$

Предположим, что набор канонических переменных термостата x_2 состоит из совокупности координат q_2 и совокупности всех импульсов термостата p_2 и представим энергию термостата в виде суммы кинетической и потенциальной энергий

$$H(x_2) = K_2(p_2) + U_2(q_2).$$

Общую систему (систему клетки Σ_1 и термостат) мы можем считать изолированной, и поэтому для нее справедливо микроканоническое распределение

$$w(x_1, x_2) = \frac{1}{\Omega(E)} \delta(E - H(x_1, x_2)), \quad (2)$$

где гамильтониан общей системы складывается из гамильтонианов обеих подсистем и энергии взаимодействия $U_{12}(x_1, x_2)$:

$$H(x_1, x_2) = H_1(x_1) + H_2(x_2) + U_{12}(x_1, x_2) \quad (3)$$

Очевидно, что интересующая нас фазовая плотность вероятности изучаемой системы по теореме сложения вероятностей есть

$$w(x_1) = \int_{(x_2)} w(x_1, x_2) dx_2. \quad (4)$$

Предположим, что существует предел $\frac{E}{N_1 + N_2} = \frac{3}{2}T$ (T -термодинамическая температура) и выполняются неравенства $U_{12} \ll H_1, H_2$ и $H_1(x_1) \ll E$.

Тогда после прямого вычисления интеграла (4):

$$w(x_1) \approx \frac{1}{\Omega(E)} \int_{(x_2)} \delta(E - H_1(x_1) - K_2(p_2) - U_2(q_2)) dq_2 dp_2. \quad (5)$$

и интегрирования по импульсным переменным dp_2 термостата функцию $w(x_1)$ можно записать в виде:

$$w(x_1) = \frac{1}{\Omega(E)} \int_{(q_2)} \Omega_k(E - H_1(x_1) - U_2(q_2)) dq_2, \\ \Omega_k(E) = \frac{1}{\Omega(E)} \int_{(p_2)} \delta(E - K_2(p_2)) dp_2. \quad (6)$$

Величина $\Omega_k(E)$ является производной от объема $\Gamma_k(E)$, заключенного в гиперповерхность заданной кинетической энергии, т.е.:

$$\Omega_k(E) = \frac{d\Gamma_k(E)}{dE}, \quad \Gamma_k(E) = \int_{(K_2(p_2) \leq E)} dp_2. \quad (7)$$

Вычислив многомерные интегралы в (7), получим соотношения $\Omega_k(E) = bE^{\frac{3N_2-1}{2}}$ и $b = \frac{3N_2}{2}a$, с помощью которых выражение (6) преобразуется к виду:

$$w(x_1) = \frac{b}{\Omega(E)} \int_{(q_2)} (E - H_1(x_1) - U_2(q_2))^{\frac{3N_2-1}{2}} dq_2. \quad (8)$$

Если ввести обозначения $\frac{1}{1-q} = \frac{3N_2}{2} - 1$, $E = \frac{1}{1-q}T$, $B(E, q) = \frac{bE^{\frac{1}{1-q}}}{\Omega(E)}$,

то функцию распределения можно представить в виде:

$$w(x_1) = D(T, q) \exp_q \left(-\frac{H_1(x_1)}{T} \right), \\ D(T, q) = B(T, q) \int_{(q_2)} \left(1 - (q-1) \frac{U_2(q_2)}{T - (q-1)H_1(x_1)} \right)^{\frac{1}{q-1}} dq_2. \quad (9)$$

В этой форме использовано q -обобщение экспоненциальной функции $\exp_q(x)$, имеющее обратную к ней функцию $\ln_q(x)$:

$$\exp_q(x) = (1 + (1-q)x)^{\frac{1}{1-q}}, \quad \ln_q(x) = \frac{x^{1-q} - 1}{1-q}. \quad (10)$$

которые переходят, соответственно, в обычную экспоненту и обычный логарифм при стремлении их параметра q к единице.

Таким образом, квазистационарное распределение системы частиц клетки, возникающее при взаимодействии с термостатом, имеющим конечное число частиц, оказывается квазистепенным и соответствует неэкстенсивным состояниям с большими корреляциями. Такое же распределение возникает и при сильной неравновесности клетки, когда благодаря внешним электромагнитным полям возникают потоки в фазовом пространстве клетки.

В основе колебаний мембранного потенциала, возникающих при возбуждении клеток лежат изменения ионной проницаемости мембраны, а транспорт веществ через биологические мембраны – необходимое условие нормального функционирования организма в целом.

Нарушение транспорта веществ через биомембраны приводит к различным патологиям. С точки зрения термодинамики активный перенос удерживает организм в неравновесном состоянии и, тем самым, поддерживает его нормальное функционирование.

Для адекватного описания работы мембран необходимо проводить последовательный учет неравновесности и открытости системы на основе соотношений (9) и (10), с которыми неразрывно связано модифицированное выражение для энтропии клетки с числовым параметром q [2]:

$$S_q = -\sum_i p_i^q \ln_q(p_i) = \frac{1 - \sum_i p_i^q}{q-1}. \quad (11)$$

Если $q \rightarrow 1$, то q -энтропия переходит в стандартную энтропию Больцмана. Такое выражение для энтропии согласуется с решением кинетических уравнений для распределения вероятностей P_i , описывающих клетку с потоками ионов через мембраны под воздействием электромагнитных полей [3-4].

Степенные асимптотики этих решений позволяют связать выражение для параметра неэкстенсивности в зависимости от потока энергии P (или частиц) в фазовом пространстве

$$q = \sqrt{1 + \alpha_p k_\omega \frac{|P|}{P_T}}. \quad (12)$$

Здесь: $\alpha_p \approx 1$ безразмерный коэффициент, $k_\omega = \frac{\omega_{\max} - \omega_{\min}}{\omega_{\max} + \omega_{\min}}$ – коэффициент широкополосности действующего излучения, P_T – поток диссипации из системы, $P \approx |E^2| c_g$, c_g – групповая скорость.

Соотношение (12) показывает, что эффективность низкоэнергетического воздействия растет с ростом широкополосности воздействия. Под внешним широкополосным электромагнитным воздействием, которое приводит к масштабной инвариантности макроскопических величин вместо распределения Гиббса необходимо использовать статистические распределения со степенной асимптотикой (9).

Воспользовавшись соотношениями (11) и (9) мы получаем модифицированное соотношение Нернста для электрохимического потенциала:

$$\varphi_{МП}(q) = \frac{RT}{F} \ln_q \frac{[K^+]_{out}}{[K^+]_{in}} = \frac{RT}{F} \ln_q \frac{[Cl^-]_{in}}{[Cl^-]_{out}}. \quad (13)$$

При этом параметр неэкстенсивности будет зависеть от параметров внешнего электромагнитного поля в соответствии с соотношением (12). На рис. 1 изображена поверхность, отражающая зависимость отношения потенциала на мембране под воздействием полей к потенциалу без воздействия от величины отношения концентраций $z = \frac{[Cl^-]_{in}}{[Cl^-]_{out}}$ и термодинамического параметра q .

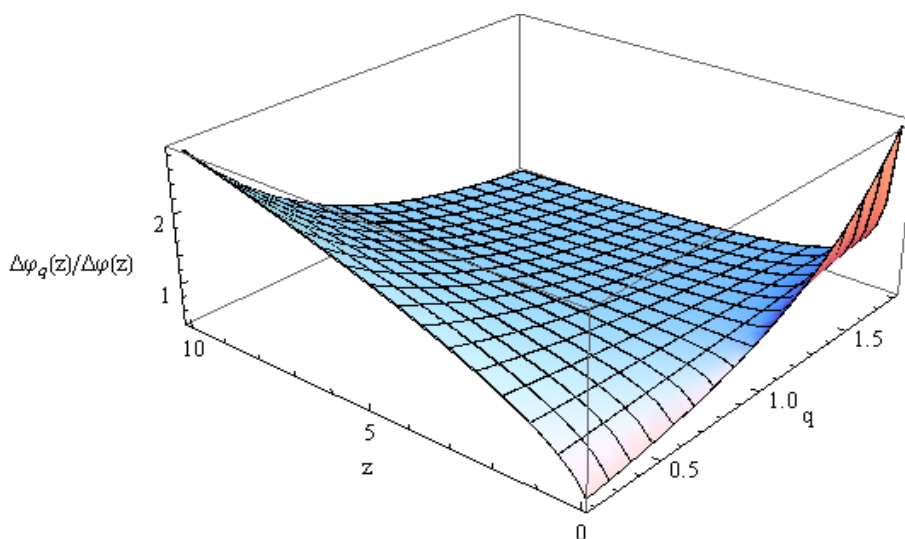


Рис. 1. Зависимость отношения потенциала на мембране под воздействием полей к потенциалу без воздействия

Видна существенная зависимость потенциала от внешнего электромагнитного воздействия на клетку. Выбором биотропных параметров можно управлять мембранным потенциалом, т.е. обеспечивать основу терапии животного.

3. Законы переноса ионов через мембраны.

Важным моментом для терапии является не только величина потенциала, а и направление транспорта ионов через клеточную мембрану. Перенос вещества определяется законом сохранения его потока в дифференциальной форме для плотности $\rho(\vec{r}, t)$, который в простейшем случае одномерной эволюции вдоль радиуса имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho(r, t) + \frac{\partial j_r}{\partial r} = 0, \quad (14)$$

где j_r – поток вещества вдоль координаты r .

Обычно предполагается справедливым закон Фика, который линейно связывает поток с градиентом плотности $j_r = -\kappa \frac{\partial \rho(r,t)}{\partial r}$, что вместе с (14) приводит к параболическому уравнению диффузии и, следовательно, к бесконечной скорости распространения вещества (точнее, – к отсутствию фронта при распространении волны плотности по веществу). Еще Максвелл обратил внимание на то, что при сильно нестационарных процессах необходимо учитывать релаксацию потока вещества (или энергии) между столкновениями и записал более общее соотношение для потока, учитывающее его изменение с характерным временем τ_j :

$$\tau_j \frac{\partial j_r}{\partial t} + j_r = -\kappa \frac{\partial \rho}{\partial r} . \quad (15)$$

В уравнении, которое написал Максвелл, характерное время релаксации потока τ_j было константой и имело порядок времени между столкновениями молекул.

Это соотношение вместе с законом сохранения вещества (14) приводит уже к гиперболическому уравнению для плотности (так называемому гиперболическому уравнению диффузии) и, следовательно, – к появлению конечной скорости распространения энергии и фронтов у волны плотности, распространяющейся по веществу.

В клетке величина τ_j , прежде всего, зависит от таких электрофизических ее параметров, как индуктивность $L_D(t)$, сопротивление $R_D(t)$, емкость $C_D(t)$ и их зависимости от времени $\tau_j = \tau_j(L_D(t), R_D(t), C_D(t))$. Зависимость электрофизических параметров клетки от времени определяется динамикой процессов взаимодействия клетки с внешним электромагнитным полем. С учетом этих зависимостей уравнение для потока вещества через мембрану клетки можно записать в виде, удобном для оценок:

$$j_r = -\kappa \frac{\partial \rho}{\partial r} - \tau_j(L_D(t), R_D(t), C_D(t)) \frac{\partial j_r}{\partial t} . \quad (16)$$

Соотношение направления потока и градиента плотности определяется основным неравенством термодинамики необратимых процессов Пригожина [3] и для производства энтропии σ_s имеет вид:

$$\sigma_s = j_r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\rho(r,t)} \right) \geq 0 , \quad (17)$$

Из неравенства (17) в условиях малости второго слагаемого в правой части уравнения (16) следует, что направление потока энергии и градиента плотности противоположны. Учет релаксации потока делает допустимым

существование потока в сторону увеличения плотности.

Действительно, для случая больших скоростей нарастания потока (когда в выражении (16) можно оставить лишь второе слагаемое в правой части) термодинамическое неравенство (17) можно записать в виде:

$$\sigma_s = \frac{1}{\rho^2} \tau_j (L_D(t), R_D(t), C_D(t)) \frac{\partial j_r}{\partial t} \frac{\rho}{\partial r} \geq 0, \quad (18)$$

откуда и следует совпадение направления градиента плотности и потока как условие, определяющее направление эволюции процесса.

Из этих неравновесных термодинамических соотношений следует, что процессы с самосогласованным обострением мощности внешних электромагнитных полей в клетках (обострением, самоорганизующимся в результате развития электродинамических процессов) приводят к тому, что термодинамически выгодной становится взрывное движение вещества против градиента плотности, т.е. в сторону противоположную направлению потока при пассивном транспорте.

Полученные соотношения позволяют управлять типом колебания мембранного потенциала в зависимости от биотропных параметров, приложенного к мембране потенциала.

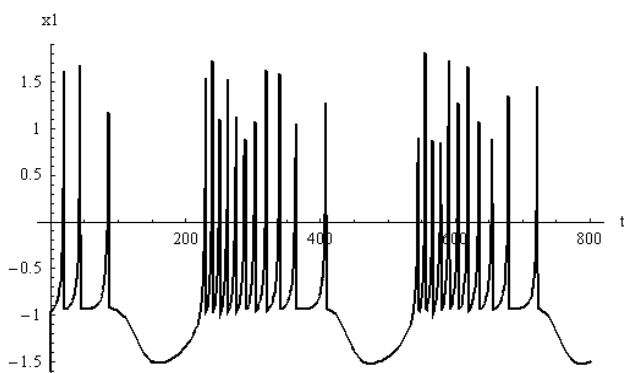


Рис. 2 – Реализация потенциала клетки при средних значениях электрофизических параметров клетки

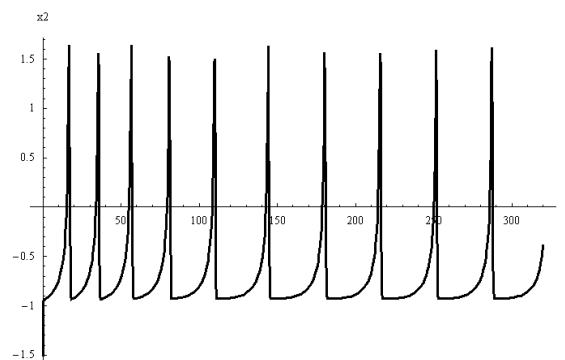


Рис.3 – Регулярные колебания потенциала мембраны клетки при воздействии на нее изменяющейся разности потенциалов

4. Радиофизические модели клетки в электромагнитных полях.

Стандартная эквивалентная схема клетки (см. рис. 4а) не содержит возможность многочастотных колебаний потенциала клетки, которые наблюдаются экспериментально.

Внешняя мембрана клетки состоит из двойного липидного слоя с емкостью порядка 10^{-6} Ф/см² и сопротивлением превышающим сопротивление цитоплазмы.

Для цитоплазмы величина диэлектрической проницаемости порядка диэлектрической проницаемости воды ($\epsilon \approx 81$), при сопротивлении порядка 100 $\Omega \cdot \text{см}$, время релаксации диэлектрической проницаемости порядка 0,7 нс. Мембрана клетки моделируется емкостью, а цитоплазма сопротивлением,

проводимость мембраны моделируется, зависящим от напряжения резистором.

Указанный выше характер импедансов для различных компонентов тока и потенциалов в клетки являются справедливыми лишь при определенных характерных временах изменения токов (их частот).

В общем случае каждый из указанных элементов цепи имеет целый набор «паразитных» составляющих импеданса, приводящих к резонансному характеру зависимости импеданса элементов цепи от частоты (см. Рис. 5.).

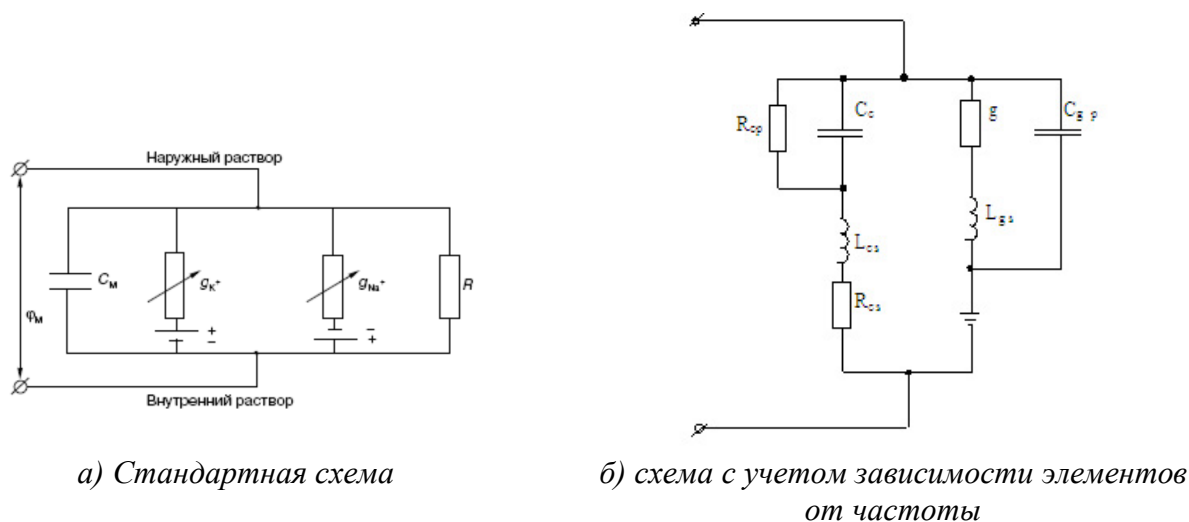


Рис. 4. Эквивалентные схемы клетки

Частота тока, проходящего по цепи, может непрерывно меняться со временем из-за нелинейных эффектов либо из-за действия внешнего сигнала.

Предложим эквивалентную схему клетки при действии импульсного широкополосного сигнала (см. рис. 4б), которая учитывает реальное изменение параметров элементов схемы в разных частотных областях. Рассмотрев гармонические решения с заданными частотами уравнения Кирхгоффа для этой эквивалентной схемы можно получить, что вместо одной частоты появляются целые серии собственных частот у клетки:

$$\omega = n\omega_1 + k\omega_2 + m\omega_3, \quad \omega_1 \approx \frac{1}{\sqrt{L_{cs}C_c}}, \quad \omega_2 \approx \frac{1}{\sqrt{L_{eff}C_{eff}}}, \quad \omega_3 \approx \frac{1}{\sqrt{L_{gs}C_{gp}}}, \quad (19)$$

Для того чтобы импульсный широкополосный сигнал обязательно нашел одну из собственных частот клетки, длительность внешнего импульса воздействия на клетку должна удовлетворять следующему соотношению:

$$\omega_1 < \frac{2\pi}{\tau_p} < \omega_3. \quad (20)$$

Спектр колебаний для эквивалентной схемы (рис. 4б) показан на рис. 6. Спектр колебаний обладает резонансными частотами, которые лежат как в области и 1.2-3 ГГц так и в области 40-60 ГГц и хорошо согласуется с экспериментом. Если последовательность используемых радиоимпульсов имеет спектр, покрывающий диапазон резонансных частот клеток, то воздействие на

клеточные структуры растений и животных, естественно, имеет высокую эффективность.

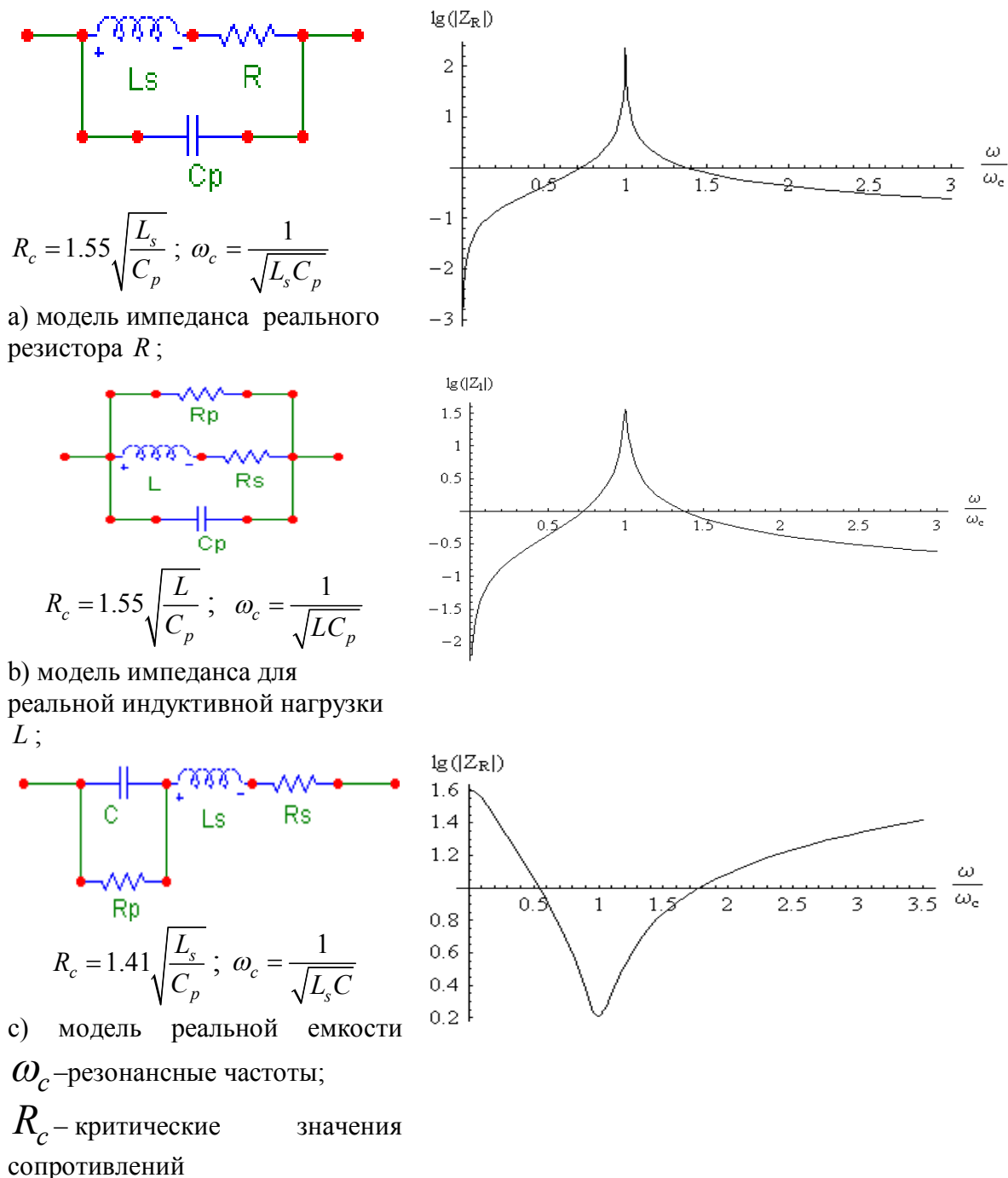


Рис. 5 – Зависимость импеданса элементов цепи от частоты

Если длительность импульса τ_p много больше указанного значения, то для клетки такой импульс влияет так же, как квазипостоянное электрическое поле и могут эффективно перенормировать параметры клетки на время своего действия.

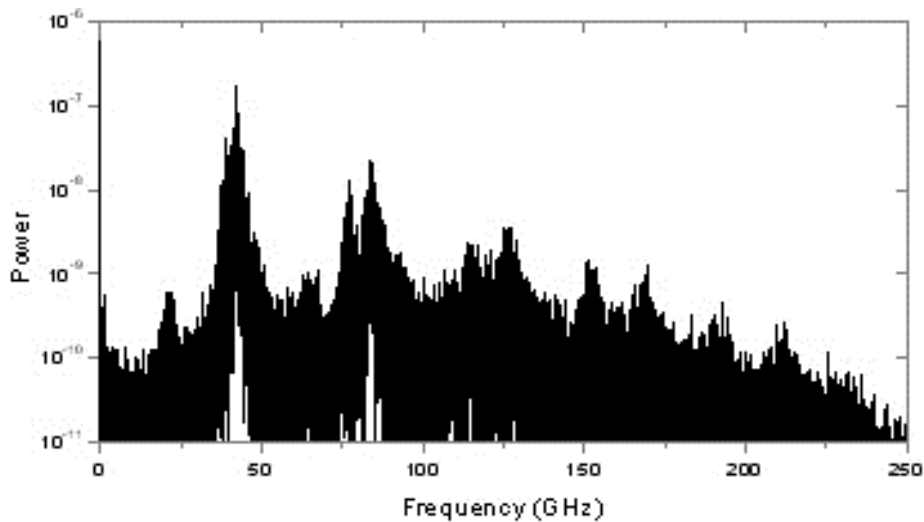


Рис. 6 – Спектр колебаний потенциала в эквивалентной схеме на рис. 4б

Если импульсы имеют короткую длительность (по сравнению с временами внутренней релаксации схемы), то последовательность таких импульсов явно перекрывает диапазон резонансных частот и может перевести клетку из одного стационарного состояния в другое.

5. Выводы:

1. Построенные на основе неравновесной термодинамики модели функционирования клеток позволяют в широких пределах изменять потенциал клетки с помощью выбора параметров последовательности импульсов (в частности, ширины полосы электромагнитного поля), действующей на клетку.

2. Электрофизические модели, соответствующие как широкополосности воздействия, так и резонансным частотам клеток, позволяют разработать процесс оптимизации параметров импульсов и осуществить моделирование обратной связи для управления генератором последовательности по текущему измерению отклика облучаемого биологического объекта.

3. В качестве отклика могут служить как инфракрасное излучение, так и потенциалы в биологически активных точках.

Список использованных источников

1. 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;
2. C Tsallis, J. Stat. Phys. 52, 479 (1988);
3. Гленсдорф П., Пригожин И., Термодинамическая структуры, устойчивости и флуктуаций.-М.: Мир, 1973, 478 с.;
4. И.А. Черепнев, В.Е. Новиков Неравновесная термодинамика состояния биологических мембран. Системы управління, навігації та зв'язку Міністерство промислової політики України ДП «ЦНДІ» навігації і управління. – Вип. 4(16). – 2010. С. 197- 206.

Анотація

НОВІ ТЕОРЕТИЧНІ УЯВЛЕННЯ ПРО ФУНКЦІОНУВАННЯ КЛІТИН В ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПОЛЯХ І ЕЛЕКТРОМАГНІТНА ТЕРАПІЯ

Черепнев І., Д'яконов В.

У статті наведено нові електрофізичні моделі клітини, які дозволяють оптимізувати параметри послідовності імпульсів і здійснити моделювання зворотного зв'язку для управління генератором послідовності імпульсів по онлайн вимірюванню відгуку опромінюється біологічного об'єкта.

Abstract

NEW THEORETICAL IDEAS ABOUT THE FUNCTIONING OF THE CELLS IN THE ELECTROMAGNETIC FIELDS AND ELECTROMAGNETIC THERAPY

I. Cherepnev , V. D'yakonov

The article presents new electrical cell model that optimize the pulse sequence parameters and implement simulation control feedback pulse sequence generator for online measurement of the biological response of the irradiated object.

УДК 331.452

ВИКОРИСТАННЯ ВИПАДКОВИХ МАРКОВСЬКИХ ПРОЦЕСІВ ДЛЯ ОЦІНКИ РИЗИКУ ВИНИКНЕННЯ НЕБАЖАНИХ ПОДІЙ НА ВИРОБНИЦТВІ

Ткаченко І.О., ас. каф.

Харківський національний університет міського господарства імені О.М. Бекетова

У статті розглядаються основні принципи оцінки ризику виникнення небажаних подій на виробництві, використовуючи теорію випадкових марковських процесів з дискретним числом станів та безперервним часом при збіганні в просторі та часі помилок двох незалежних осіб на прикладі оцінки ризику травмування електрослюсаря при проведенні ремонтних робіт. Ризик, виробничий травматизм, небажана подія, імовірність, марковські процеси,

Визначення ризику виникнення небажаних подій на виробництві дуже складна для практичного рішення проблема. Тому що при аналізі даних щодо аварійних ситуацій та випадків травмування працівників на виробництві не враховується випадкова природа виникнення подій, складність їх прогнозування в умовах невизначеності та присутність фактора раптовості. Відсутність об'єктивної інформації щодо помилок людини, які призводять до