

Радиофизическая модель резонансных явлений в липидных мембранах клеток

Вологодский государственный университет, Вологда

Резюме. Представлена радиофизическая модель резонансных явлений, протекающих в мембранах клеток живых организмов. В основу данной модели положено явление преобразования квазистационарного электрического поля, содержащегося в мембране, в энергию акустоэлектрических колебаний, которые возбуждаются в виде встречных волн и распространяются по некоторому пути вдоль мембраны. Модель позволяет извлечь скрытую информацию о резонансных характеристиках мембраны: длину пути, количество длин волн, укладывающихся по этому пути, а также потери энергии при изменении резонансной частоты. Установлено, что для каждого резонанса существует свой путь движения волн. При этом модель встречных акустоэлектрических волн позволяет установить различные пути распространения волн не только при различных резонансах, но и определить длину волны в липидной мембране клетки. Эта длина волны значительно отличается от расчетной. Показана изменчивость положения в пространстве вектора электрической поляризации акустоэлектрических волн. Выявлено, что для биологической активации клеток внешним электромагнитным излучением воздействующая электромагнитная волна должна иметь вращающуюся, круговую поляризацию, желательна в трехмерном пространстве. Радиофизическая модель позволяет изучить такие важные характеристики многорезонансных систем (биологических и технических), как изменение добротности и потери энергии при изменении резонансной частоты.

Ключевые слова: радиофизическая модель, резонансные явления, многорезонансные системы, электромагнитное излучение, квазистационарное электрическое поле, вектор электрической поляризации, мембрана клетки.

Введение. В исследованиях по резонансным явлениям в мембранах клеток были обнаружены многорезонансные явления при воздействии на клетки электромагнитным излучением (ЭМИ) миллиметрового диапазона длин волн [3]. Зависимость изменения N/N_0 у мышей от длины волны показана на рисунке 1, где N_0 – исходный уровень (количество) кариоцитов (на животных нет воздействий ЭМИ и рентгеновского облучения).

Цель исследования. Не вдаваясь в механизмы восстановления количества клеток при действии ЭМИ, объяснить резонансную суть явления на основе радиофизической модели.

Результаты и их обсуждение. 1. Построение модели. Будем полагать, что мембрана клетки имеет сферическую форму. Такая форма не является обязательной, однако упрощает нахождение длины периметра (сечения) мембраны по пути распространения акустоэлектрической волны. Акустоэлектрическая волна порождается ударами в мембрану белковых молекул, имеющих электрический заряд. Разновидности белковых молекул, их роль и природа электрического заряда достаточно полно изучены А.Г. Муляр [4]. В точке удара порождаются левая и правая волны: E_n, E_n , – распространяющиеся со скоростью V против и по часовой стрелке соответственно (рис. 2). На фазовой плоскости модули векторов левой и правой волн равны половине модуля суммарного вектора при резонансе ($f=f_{рез}$):

$$E_a = \frac{1}{2} E_{\Sigma}; \quad E_n = \frac{1}{2} E_{\Sigma}.$$

При резонансе левая и правая волны, пройдя путь $L = \pi d$, где d – диаметр клетки, в точке возбуждения B складываются в фазе, то есть угол α между векторами E_a и E_n равен нулю.

Итак, условие резонанса:

$$\alpha = 0. \quad (1)$$

Количество длин волн N по периметру L мембраны клетки связано с длиной волны Λ_N в мембране выражением:

$$\Lambda_N = \frac{L}{N}. \quad (2)$$

С другой стороны,

$$\Lambda_N = \frac{V}{f_N}, \quad (3)$$

где V – скорость распространения акустоэлектрических колебаний в липидной мембране клетки; f_N – резонансная частота, при которой по периметру L укладывается N длин волн.

Резонансная частота f_N находится на основании экспериментальной зависимости [3] (см. рис. 1):

$$f_N = f_{рез} = \frac{c}{\lambda_{рез}}, \quad (4)$$

где $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с – скорость распространения электромагнитных волн в вакууме (это же значение скорости принимают при расчете длины волны в среде, заполненной воздухом, то есть когда относительная диэлектрическая проницаемость $\epsilon \approx 1$); $\lambda_{рез}$ – длина

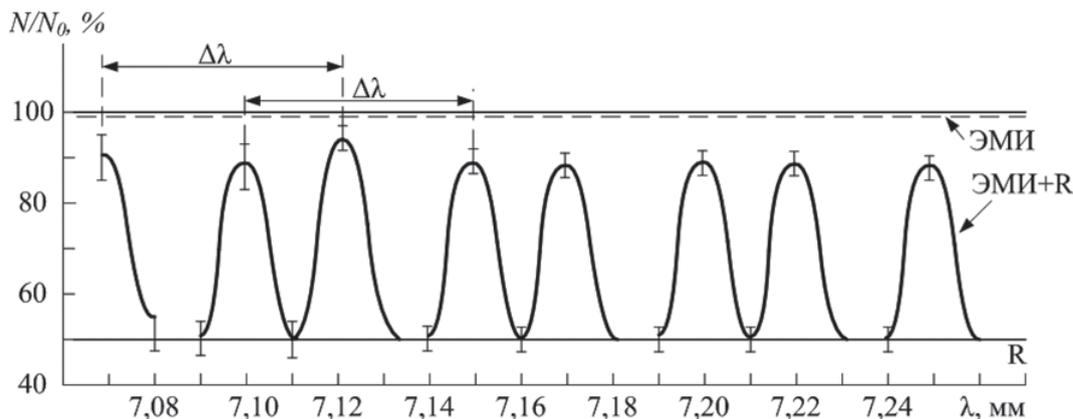


Рис. 1. Зависимость изменения от длины волны (λ) числа хариоцитов N/N_0 у мышей после воздействия на них ЭМИ и последующего рентгеновского облучения [3]: линия R – уровень отношения N/N_0 после рентгеновского облучения мышей; линия ЭМИ – уровень отношения N/N_0 после воздействия ЭМИ (данный уровень практически совпадает с исходным уровнем); линия ЭМИ+R – отношение N/N_0 после рентгеновского облучения мышей, предварительно облученных ЭМИ

ЭМВ при резонансе, определяемая по графику (см. рис. 1).

Резонансные частоты воздействия внешнего ЭМИ и акустоэлектрических колебаний, вызванных этим воздействием, равны. Это объясняется тем, что процессы на клеточном уровне при воздействии ЭМИ навязываются этим же излучением. Подобный процесс наблюдается в пассивных электрических цепях: при подключении к цепи источника гармонических (синусоидальных) колебаний в цепи устанавливаются процессы, частота которых равна частоте изменения тока внешнего источника, но с некоторым отклонением начальной фазы. Начальная фаза зависит от реакции цепи на ток, протекающий в цепи. При резонансе между напряжением на клеммах цепи и протекающим током нет разности в начальных фазах.

Приравнивая правые части выражений (2) и (3), получаем:

$$\frac{L}{N} = \frac{V}{f_N} \tag{5}$$

Для резонанса, при котором по периметру L укладывается $(N+1)$ длин волн, имеем:

$$\frac{L}{N+1} = \frac{V}{f_{N+1}} \tag{6}$$

Таким образом, имеют место два уравнения (5) и (6) с двумя неизвестными N и L . Совместное решение этих линейных уравнений дает следующие выражения для расчета N и L :

$$N = \frac{f_N}{f_{N+1} - f_N} = \frac{f_N}{\Pi} \tag{7}$$

$$L = \frac{V}{f_{N+1} - f_N} = \frac{V}{\Pi} \tag{8}$$

где $\Pi = f_{N+1} - f_N$ – полоса частот между двумя соседними резонансными частотами, определяемыми по экс-

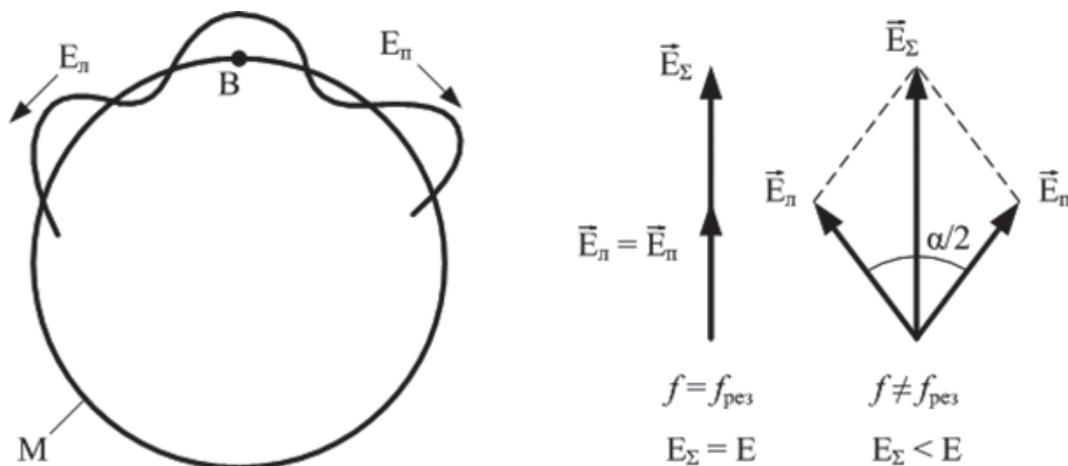


Рис. 2. Возбуждение волн в мембране: В – точка возбуждения; E_n – левораспространяющаяся и E_π – правораспространяющаяся волны с амплитудами $1/2 E$; при резонансе амплитуда суммарная равна E ; при $f \neq f_{\text{рез}}$ амплитуда суммарного поля $E < E$; М – контур мембраны клетки

периментально полученной зависимости (спектру), в частности представленной в работе [3].

Рассмотрим два соседних резонанса (см. рис. 1):

$$\lambda_1 = 7,10 \text{ мм} = 0,710 \text{ см}; \lambda_2 = 7,12 \text{ мм} = 0,712 \text{ см}.$$

Для них резонансные частоты

$$f_1 = \frac{c}{\lambda_1} = \frac{3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}}{0,71 \text{ см}} \approx 4,22535 \cdot 10^{10} \text{ Гц} = 42,2535 \text{ ГТц};$$

$$f_2 = \frac{c}{\lambda_2} = \frac{3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}}{0,712 \text{ см}} \approx 4,21348 \cdot 10^{10} \text{ Гц} = 42,1348 \text{ ГТц}$$

Полоса частот

$$\Pi = (4,22535 - 4,21348) \cdot 10^{10} = 0,01187 \cdot 10^{10} = 1,187 \cdot 10^8 \text{ Гц}.$$

Тогда на основании формул (7) и (8), находим:

$$N_{1,2} = \frac{f_N}{\Pi} = \frac{f_1}{\Pi} = \frac{4,22535 \cdot 10^{10}}{1,187 \cdot 10^8} = 356;$$

$$L_{1,2} = \frac{V}{\Pi} = \frac{400 \text{ м/с}}{1,187 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}} = 337 \cdot 10^{-8} \text{ м} = 3,37 \text{ мкм}.$$

Диаметр клетки кардиоцита у мыши

$$d = \frac{L}{\pi} = \frac{3,37}{\pi} \approx 1,1 \text{ мкм},$$

что в 20...30 раз меньше диаметра той же клетки у человека. Это различие вызвано большим объемом переноса кислорода и азота у человека. Вероятно, и количество кардиоцидных клеток у человека больше, чем у мышей.

В расчетах скорость распространения акусто-электрических волн в липидной мембране клетки V принята за 400 м/с.

2. Проверка и уточнение модели. Предложенная модель должна соответствовать резонансным явлениям в мембране клетки, то есть на основании модели можно построить функциональную зависимость, приведенную на рисунке 1. С целью доказать, что модель применима, рассмотрим другие два соседних резонанса:

$$f_3 = \frac{c}{\lambda_3}; f_4 = \frac{c}{\lambda_4}; \lambda_3 = 7,15 \text{ мм}; \lambda_4 = 7,17 \text{ мм};$$

$$f_3 = \frac{3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}}{0,715 \text{ см}} \approx 4,19580 \cdot 10^{10} \text{ Гц}; f_4 = \frac{3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}}{0,717 \text{ см}} \approx 4,18410 \cdot 10^{10} \text{ Гц};$$

$$\Pi = f_3 - f_4 = (4,1958 - 4,1841) \cdot 10^{10} \text{ Гц} = 1,17 \cdot 10^8 \text{ Гц};$$

$$N_{3,4} = \frac{f_3}{\Pi} = \frac{4,1958 \cdot 10^{10}}{1,17 \cdot 10^8} = 359;$$

$$L_{3,4} = \frac{V}{\Pi} = \frac{400}{1,17 \cdot 10^8} \approx 342 \cdot 10^{-8} \text{ м} = 3,42 \text{ мкм}.$$

Из расчетов следует, что

$$N_{1,2} \neq N_{3,4}; N_{3,4} - N_{1,2} = 359 - 356 = 3,$$

то есть количество длин волн возросло на 3. Эти три волны уложились на разности периметров:

$$L_{3,4} - L_{1,2} = (3,42 - 3,37) \text{ мкм} = 0,05 \text{ мкм}.$$

Из этой разности находим длину волны в мембране:

$$\Lambda = \frac{0,05}{3} \approx 0,0167 \text{ мкм}.$$

Сравним это значение длины волны с длиной, определяемой по формуле (3):

$$\Lambda^{(3)} = \frac{V}{f_3} = \frac{400 \text{ м/с}}{4,1958 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}} = 95,3334 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 0,00953 \text{ мкм}.$$

Различие в длинах акустоэлектрической волны указывает на то, что периметр L , по которому распространяются левая и правая акустоэлектрические волны, не представляет собой окружность в плоскости сечения сферы. Это более сложный путь, больший, чем $L = \pi d$. Такой результат ожидаемый, так как мембрана клетки – это неоднородная система. Неоднородности в мембране определяют ее резонансные частоты. Волны огибают их, то есть направление распространения энергии акустоэлектрических волн определяется из условий минимальных потерь энергии.

Другими словами, из всего возможного множества путей распространения $\{L_1, L_2, L_3 \dots L_i \dots L_n\}$ будет реализован некоторый путь L_i , распространяясь по которому акустоэлектрическая волна будет меньше всего расходовать энергию. В этом суть резонанса как в технических сверхвысокочастотных резонаторах, так и биологических резонаторах (мембранах клеток).

С подобными проблемами в разработке моделей встречаемся, например, при исследовании электрической проводимости в проводниках. В них путь движения электрона имеет существенное различие по сравнению с движением в вакууме при заданной разности потенциалов (напряжение U). В вакууме кинетическая энергия электрона:

$$W_k = \frac{m_e V^2}{2} = eU,$$

где m_e , e – масса и заряд электрона соответственно.

Откуда находим скорость электрона:

$$V = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}}.$$

Для того чтобы использовать эту модель движения электрона, например, для изучения проводимости в металлах, вводят эффективную массу электрона $m_e^* > m_e$. Эффективная масса учитывает взаимодействия электрона с полями атомов. При своем движении электрон «обходит» атомы, находящиеся в узлах кристаллической решетки.

Путь его движения L становится длиннее, а следовательно, скорость движения вдоль проводника будет меньше. Это учитывается эффективной массой электрона:

$$V = \sqrt{\frac{2eU}{m_e^*}}.$$

При исследовании резонансных свойств в мембранах клеток живых организмов подобное явление привело к неравенству длин контуров (путей) распространения акустоэлектрических волн для двух соседних резонансов. Очевидно, что это неравенство усилится при возрастании разности между резонансными частотами. Для того, чтобы модель исследования не усложнялась, введем в выражение (8) эффективную скорость распространения акустоэлектрических волн V по контуру в виде окружности $L = \pi d$. Очевидно, что $V < V_0$, где V_0 – реальная скорость распространения акустических волн.

Коэффициент замедления примем равным:

$$K_3 = \Lambda / \Lambda^{(3)} = \frac{0,0167}{0,00953} \approx 1,7524.$$

Тогда

$$V^* = \frac{1}{K_s} V = \frac{400 \text{ м/с}}{1,7524} \approx 228 \text{ м/с},$$

Определим вновь $L_{1,2}$ и $L_{3,4}$:

$$L_{1,2} = \frac{V^*}{\Pi} = \frac{228 \text{ м/с}}{1,187 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}} = 192,0809 \cdot 10^{-8} \text{ м} \approx 1,92 \text{ мкм};$$

$$L_{3,4} = \frac{V^*}{\Pi} = \frac{228 \text{ м/с}}{1,170 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}} = 194,8918 \cdot 10^{-8} \text{ м} \approx 1,95 \text{ мкм}.$$

Определим разность

$$L_{3,4} - L_{1,2} = 1,95 - 1,92 = 0,03 \text{ мкм}.$$

На этой разности укладывается три длины волны. Следовательно, длина волны

$$\lambda = \frac{0,03}{3} = 0,01 \text{ мкм}.$$

Найдем длины волн для резонансных частот f_3 и f_4 :

$$\lambda^{(3)} = \frac{V}{f_3} = \frac{400 \text{ м/с}}{4,1958 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}} = 0,00953 \text{ мкм};$$

$$\lambda^{(4)} = \frac{V}{f_4} = \frac{400 \text{ м/с}}{4,18410 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}} = 0,00956 \text{ мкм}.$$

Таким образом, длины волн $\lambda^{(3)}$ и $\lambda^{(4)}$, рассчитанные для реальной скорости распространения акустической волны в липидной мембране клетки, с точностью до погрешности в эксперименте и построении графика на рис. 1 совпадают с длиной волны, рассчитанной по формуле:

$$\lambda = V^* \left(\frac{1}{\Pi_{3,4}} - \frac{1}{\Pi_{1,2}} \right) / (|N_{1,2} - N_{3,4}|). \quad (9)$$

3. Применение модели для исследования резонансных свойств мембран клеток. Покажем применение модели на примере построения резонансной кривой (рис. 1) с резонансной частотой $f_0 = c/\lambda$, где $\lambda = 0,715$ см. Значение $f_0 = \frac{3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}}{0,715} \approx 4,1958 \cdot 10^{10} \text{ Гц}$.

Диаметр сферической мембраны $d = 1,1$ мкм.

Значение $L = \pi d \approx 4,4558 \text{ мкм} = 3,4558 \cdot 10^{-6} \text{ м}$. Полагаем, что условия распространения левой и правой волн одинаковые. Следовательно, время запаздывания t_3 для этих волн будет одинаковым. Под временем запаздывания понимается время, необходимое для прохождения волной пути L с эффективной скоростью $V^* = 228 \text{ м/с}$:

$$t_3 = \frac{L}{V^*} = \frac{\pi}{d} \approx \frac{3,4588 \cdot 10^{-6} \text{ с}}{228 \text{ м/с}} = 0,0152 \cdot 10^{-6} \text{ с} = 1,52 \cdot 10^{-8} \text{ с}.$$

Фазовый набег

$$\varphi = \omega t_3 = 2\pi f \cdot t_3.$$

Угол α между положением вектора волны в точке B (точка возбуждения на рис. 2) при резонансе и положением того же вектора на любой другой частоте, отличной от резонансной, но соответствующей области частот для выбранной резонансной кривой, находится из выражения:

$$\alpha = 2\pi D \left\{ \frac{2\pi f \cdot t_3}{2\pi} \right\} = 2\pi D \{ f \cdot t_3 \}, \quad (10)$$

где $D\{f \cdot t_3\}$ – оператор, указывающий на то, что необходимо взять дробную часть числа $(f \cdot t_3)$.

Разобьем интервал длин волн $[\lambda = 7,15 \text{ мм}, \lambda = 7,16 \text{ мм}]$ на M частей. Для начала каждой части интервала определим частоту.

Пример. $M = 10$:

$$f_0 = c/0,715 \text{ см};$$

$$f_1 = c/(0,715 + 0,0001) \text{ см};$$

$$f_2 = c/(0,715 + 2 \cdot 0,0001) \text{ см};$$

$$f_3 = c/(0,715 + 3 \cdot 0,0001) \text{ см};$$

.....

$$f_9 = c/(0,715 + 9 \cdot 0,0001) \text{ см},$$

где $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$ – скорость ЭМВ в вакууме.

$$f_0 = 4,1958 \cdot 10^{10} \text{ Гц}; f_1 = 4,1952 \cdot 10^{10} \text{ Гц}; f_2 = 4,1946 \cdot 10^{10} \text{ Гц}; f_3 = 4,1940 \cdot 10^{10} \text{ Гц};$$

$$f_4 = 4,1934 \cdot 10^{10} \text{ Гц}; f_5 = 4,1929 \cdot 10^{10} \text{ Гц}; f_6 = 4,1923 \cdot 10^{10} \text{ Гц}; f_7 = 4,1917 \cdot 10^{10} \text{ Гц};$$

$$f_8 = 4,1911 \cdot 10^{10} \text{ Гц}; f_9 = 4,1905 \cdot 10^{10} \text{ Гц}; f_{10} = 4,1899 \cdot 10^{10} \text{ Гц}.$$

Введение V^* – эффективной скорости распространения акустоэлектрической волны – позволяет перейти от реального пути L к ее проекции L^* на плоскость, проходящую через точку возбуждения (точка B на рис. 2) и центр сферы (полагая, что мембрана клетки имеет сферическую форму. Это условие не является обязательным, о чем будет сказано ниже). Очевидно, что

$$L^* = N_{1,2} A^* = N_{1,2} \frac{V}{f_0}, \quad (11)$$

где $N_{1,2}$ – количество длин волн, укладываемых по контуру L ;

A^* – длина волны на проекции L^* ;

f_0 – резонансная частота.

Тогда время задержки

$$t_3 = \frac{L^*}{V^*} = \frac{N_{1,2}}{f_0} = N_{1,2} T_0, \quad (12)$$

где $T_0 = 1/f_0$ – период резонансных колебаний.

Выражение (12) имеет простой смысл: на прохождение пути в одну длину волны затрачивается время $t = T_0$, на прохождение пути в $N_{1,2}$ длин волн затрачивается время в $N_{1,2}$ раз больше.

Теперь с введением эффективного контура L^* как проекции любого другого контура L на плоскость трехмерный процесс сведён к эквивалентному ему двумерному процессу прохождения от точки возбуждения B левой и правой акустических волн.

На основании формулы (12) находим значение времени задержки:

$$t_3 = \frac{356}{4,1958} \cdot 10^{-10} \text{ с} = 0,84847 \cdot 10^{-8} \text{ с}$$

Применяя формулу (10) для расчета угла α , находим значения $\cos \alpha$ и суммарного вектора $E \cos \alpha$. После нормировки (деление на E) нормированная резонансная кривая имеет следующий простой вид: $F(\lambda) = \cos \alpha$. Умножением функции $F(\lambda)$ на значение $(N/N_0, \%)$ при резонансе ($N/N_0 = 87\%$) получаем правый (от резонанса) спад резонансной кривой. Левый спад графика симметричен (рассчитывается аналогичным образом). Последовательность действий по расчету части графической зависимости и расчетные значения представлены в таблице.

Вычисление функции $(N/N_0, \%)$ методом встречных бегущих акустоэлектрических волн в липидной мембране кардиоцитной клетки мыши (рис. 3) при $t_3 = 0,84847 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ демонстрируется таблицей последовательности вычислений.

Последовательность и результаты вычислений

λ , мм	$f \cdot 10^{10}$, Гц	$\alpha = 2\pi D \{f \cdot t_c\}$	$F(\lambda) = \cos \alpha$	$18 F(\lambda)$	$N/N_0 = 70\% + 18F(\lambda)$
7,15	4,1958	0,006551	0,99998	18	88
7,151	4,1952	5,969868	0,951316	17	87
7,152	4,1946	5,596694	0,77347	14	84
7,153	4,194	5,33014	0,5792	10,4	80,4
7,154	4,1934	5,01027	0,2935	5,3	75,3
7,155	4,1929	4,74374	0,03135	0,5	70,5
7,156	4,1923	4,42385	-0,28455	-5,3	64,7
7,157	4,1917	4,10399	-0,57156	-10,4	59,6
7,158	4,1911	3,78412	-0,80058	-14	56
7,159	4,1905	3,46426	-0,94839	-17	53
7,16	4,1899	3,14436	-0,99999	-18	52

4. Применение модели для исследования потерь энергии акустоэлектрических колебаний в мембранах клеток по результатам экспериментальных резонансных характеристик. Известно, что добротность резонансной (колебательной) системы определяется следующим выражением:

$$Q = f_0 / \Pi, \tag{13}$$

где f_0 – резонансная частота; Π – полоса пропускания частотной характеристики, определяемая на уровне $1/\sqrt{2}$ от максимального значения на резонансной частоте (рис. 4).

Добротность также можно вычислить по формуле [2]:

$$Q = \rho / r, \tag{14}$$

где ρ – волновое сопротивление, r – сопротивление потерь резонансной системы.

Чем выше значение резонансной частоты, тем выше значение добротности. Выберем любые три соседних резонанса (см. рис. 1):

для среднего из трёх $Q_1 = \rho_1 / r_1$;

для левого резонансная частота выше, следовательно, $Q_3 = (\rho_1 + \Delta\rho) / (r_1 - \Delta r)$;

для правого резонансная частота ниже, следовательно, $Q_2 = (\rho_1 - \Delta\rho) / (r_1 + \Delta r)$.

Найдём отношение A и B :

$$A = Q_2 / Q_1 = \frac{1 - x_1}{1 + x_2}, \quad B = Q_3 / Q_1 = \frac{1 + x_1}{1 - x_2}, \tag{15}$$

где $x_1 = \Delta\rho / \rho_1$ – относительное изменение волнового сопротивления; $x_2 = \Delta r / r_1$ – относительное изменение сопротивления потерь в резонансной системе.

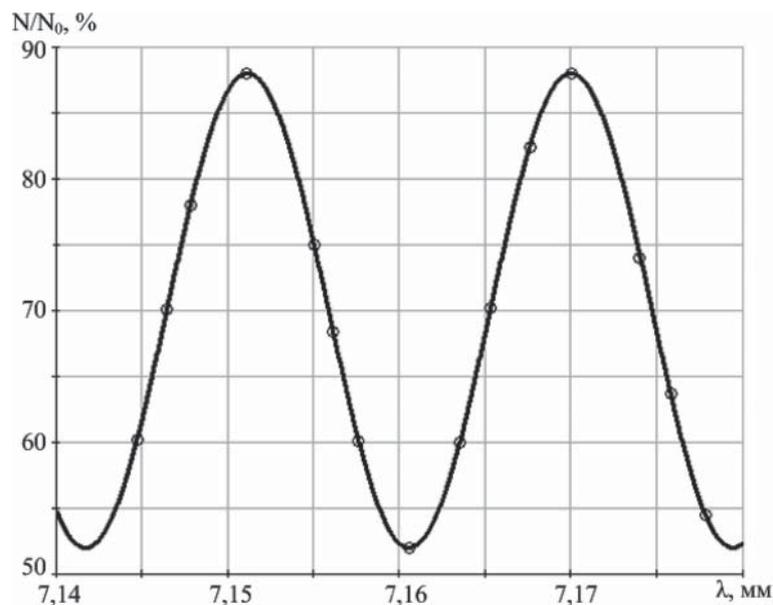


Рис. 3. Построение зависимости, представленной на рисунке 1, методом встречных бегущих акустоэлектрических волн. Зависимости экспериментальная и расчётная практически полностью совпадают. Точками показаны значения функции, определённые по графику на рисунке 1

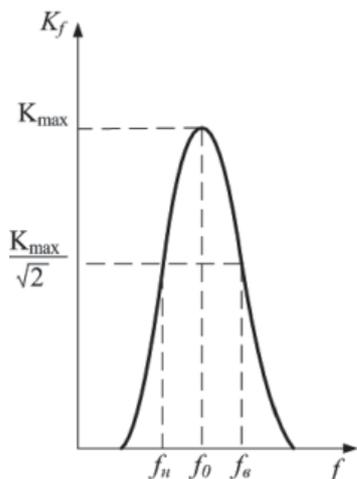


Рис. 4. Определение полосы пропускания по частотной характеристике

Совместное решение уравнений (15)

$$x_1 = \frac{B + A - 2AB}{B - A}; x_2 = \frac{B + A - 2}{B - A} \quad (16)$$

позволяет найти относительное изменение волнового сопротивления:

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_1} = \frac{Q_3 + Q_2 - 2 \frac{Q_2 Q_3}{Q_1}}{Q_3 - Q_2} \quad (17)$$

и относительное изменение сопротивления потерь:

$$\frac{\Delta r}{r_1} = \frac{Q_3 + Q_2 - 2Q_1}{Q_3 - Q_2} \quad (18)$$

В выражениях (17) и (18) добротности Q_1 , Q_2 и Q_3 находятся на основании экспериментальных частотных характеристик по формуле (13). Значения указанных добротностей можно определить, используя радиофизическую модель встречных акустоэлектрических волн (пп.3). Для этого достаточно использовать выражение (10), приравняв значение $\cos \alpha$ к значению $1/\sqrt{2}$. При этом значение угла $\alpha \approx 0,7854$. Из выражения $2\pi D\{f \cdot t_s\} = 0,7854$ находим значение частоты f , при котором выполняется это равенство. Тогда полоса пропускания $\Pi = 2|f_0 - f|$, а добротность, согласно (13),

$$Q = f_0 / (2|f_0 - f|) \quad (19)$$

Выводы

1. В основу радиофизической модели положено возбуждение встречных волн в липидной мембране кариоцитов. Причиной возбуждения может быть автогенерация или дефекты мембраны, вызванные ударами белковых молекул [1]. Автогенерация может быть вызвана тепловым движением молекул как в самой мембране, так молекул сред, примыкающих к мембране. При автогенерации энергия квазистационарного электрического поля преобразуется в энергию акустоэлектрических встречных волн, распространяющихся по некоторому реальному пути (контуру) L мембраны.

2. Апробирование модели произведено на основе экспериментальной зависимости изменения от длины волны λ относительного числа кариоцитов (клеток) N/N_0 у мышей после воздействия ЭМИ и последующего рентгеновского облучения [3]. На основе модели разработан алгоритм теоретического расчета зависимости N/N_0 . Эта зависимость полностью согласуется с экспериментальной зависимостью, описанной Н.Д. Девятковым, М.Б. Голантом, О.В. Бецким [1], и Л.А. Севастьяновой и др. [3]. Следовательно, модель применима для анализа воздействия ЭМИ в КВЧ-диапазоне на мембраны клеток живых организмов.

3. Модель позволяет извлечь скрытую информацию в резонансных характеристиках, полученных экспериментально: L – длину контура (пути), по которому распространяются встречные акустоэлектрические волны (формула (8)) и количество длин волн N , укладывающихся по этому контуру (формула (7)).

4. Для каждого резонанса существует свой контур (путь) движения волн. Этот вывод сделан на основе расчета $N_{1,2}$ для двух соседних резонансов на длинах волн ЭМИ $\lambda_1 = 7,10$ мм и $\lambda_2 = 7,12$ мм и расчета $N_{3,4}$ на длинах волн $\lambda_3 = 7,15$ мм и $\lambda_4 = 7,17$ мм. Разность значений $N_{3,4} - N_{1,2} = 3$. Эти три волны уложились на разности путей $L_{3,4} - L_{1,2} = 0,05$ мкм, что позволило определить длину акустоэлектрической волны $\Lambda = 0,05/3 \approx 0,0167$ мкм = 16,7 нм. Следовательно, модель встречных акустоэлектрических волн позволяет установить различные пути распространения волн не только при различных резонансах, но и определить длину волны в липидной мембране клетки. При этом эта длина волны значительно отличается от расчетной.

5. Апробирование модели позволяет утверждать ее соответствие процессам распространения акустоэлектрических волн в липидных мембранах ядерных клеток.

6. Установленный факт различных путей движения акустоэлектрических волн для разных резонансов указывает на изменчивость положения в пространстве вектора электрической поляризации этих волн. Следовательно, для биологической активизации клеток внешним электромагнитным излучением воздействующая электромагнитная волна должна иметь вращающуюся поляризацию, желательно в трехмерном пространстве.

7. Радиофизическая модель позволяет изучить такие важные характеристики многорезонансных систем (биологических и технических), как изменение добротности и потери энергии при изменении резонансной частоты (выражения (17–19)).

Литература

1. Девятков, Н.Д. Миллиметровые волны и их роль в процессах жизнедеятельности / Н.Д. Девятков, М.Б. Голант, О.В. Бецкий. – М.: Радио и связь, 1991. – 160 с.
2. Домаков, А.И. Радиотехника. Часть II: Техника генерирования электромагнитных колебаний: учебное пособие / А.И. Домаков. – Вологда: ВГПУ, 2012. – 186 с.

3. Резонансный характер воздействия радиоволн миллиметрового диапазона на биологические системы / Л.А. Севастьянова [и др.] // Эффекты нетеплового воздействия миллиметрового излучения на биологические объекты: сб. статей. – М.: ИРЭ АН СССР, 1983. – С. 34–37.
4. Рецепторная регуляция активности тромбоцитов / А.Г. Мулярь [и др.] // Экспериментальная и клиническая фармакология. – 2004. – Т. 67, № 1. – С. 61–98.

A. I. Domakov, A. G. Kuzmin, S. V. Turygin

The radiophysic model of the resonance phenomena in lipidic membranes of cells

Abstract. *The radiophysic model of resonance phenomena in lipidic membrane of cell was assumed. The membranes have a quasistatic electric field. The basis this model is phenomenon of the transformation energy of this field in the acoustoelectric oscillation. It was established that each resonance has own way of waves motion. In this case, the model of opposing acoustoelectric waves makes it possible to establish different ways of wave propagation not only for different resonances, but also to determine the wavelength in the lipid membrane of the cell. That wavelength is significantly different than the calculated. The model allows to study information about the resonance properties of biological membrane. It was shown that biological cells was excited to the circular polarization external microwaves in three-dimensional space preferably. The radiophysical model makes it possible to study such important characteristics of multiresonance systems (biological and technical), such as the change in the quality factor and energy loss with a change in the resonant frequency.*

Key words: *radiophysic model, resonant phenomenon, multiresonance systems, electromagnetic radiation, quasistationary electric field, electric polarization vector, membrane of cell.*

Контактный телефон: 8-921-122-07-52; e-mail: bmt@mh.vstu.edu.ru