

ПЕРВИЧНЫЙ ФИЗИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ БИОЛОГИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

© 2016 г. В.Н. Бинги* **

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38;

**Биологический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, 119991, Ленинские горы, 1–12

E-mail: binhi@kapella.gpi.ru, vnbin@mail.ru

Поступила в редакцию 02.11.15 г.

Рассмотрен первичный физический механизм магниторецепции слабых магнитных полей, который накладывает ограничения на магнитный биологический эффект уже на стадии, предшествующей включению специфических биофизических и биохимических механизмов, т.е. независимо от природы мишени магнитных полей. Доказано, что биологическое действие слабых магнитных полей обладает в общем случае нелинейными и спектральными свойствами. Наблюдение этих характеристик дает информацию не только о гироманнитном коэффициенте, но и о параметрах взаимодействия мишени с ее ближайшим окружением. Это позволяет разрабатывать схемы идентификации биофизических механизмов магниторецепции.

Ключевые слова: магниторецепция, магнитное поле, магнитный биологический эффект, прецессия.

Действие слабых магнитных полей (МП) на биологические системы надежно подтверждено наблюдательными и экспериментальными данными, в то же время их природа остается неясной [1,2].

Преобразование сигнала МП в биологический отклик происходит в нескольких уровнях, каждому из которых соответствует свой механизм. Изменения состояния первичной биофизической мишени вызывает изменения концентраций биохимических интермедиатов, которые, в свою очередь, влекут изменения на уровне систем и далее на уровне поведения целостного организма.

Проблема состоит в том, чтобы объяснить зависимость биологического эффекта от амплитуды и частоты внешнего МП. Подобные зависимости порой приобретают сложные полиэкстремальные формы (см., например, [3]). Они трудно воспроизводимы, и, как следствие, имеются сомнения в реальности таких эффектов у значительной части научного сообщества. Поэтому актуален способ рассуждений, надежно доказывающий их существование.

До сих пор предлагались только механизмы биофизического уровня, которые рассматривали конкретное устройство биофизической рецептирующей структуры как свою необходимую

часть. Например, в работе [4] изучено действие МП на бирадикальную реакцию криптохромов сетчатки глаза птиц, в работе [5] исследована динамика молекулярного гироскопа в белковой полости. Неравномерная вращательная динамика иона в связывающем сайте белка предложена в работе [6], бистабильная магнитная наночастица в цитоскелете – в работе [7] и др. Такие модели содержат, помимо декларируемых, много неизвестных параметров и идеализаций, что затрудняет верификацию мишеней.

В данной статье мы обращаем внимание на тот факт, что в ряду последовательных уровней или стадий преобразования сигнала МП в биологический отклик существует еще одна ранее незамеченная стадия – чисто физическая. Она предшествует любому биофизическому или биохимическому механизму и во многом определяет нелинейные и спектральные свойства биологического отклика.

Ниже представлен механизм физического уровня, содержащий три неизвестных параметра: гироманнитное отношение, время тепловой релаксации магнитного момента и скорость первичной биофизической реакции на изменение динамики момента. Механизм позволяет описать различные типы биологических откликов, при том условии, что они не будут искажены механизмами трансдукции сигнала МП следующих уровней – биофизического, биохимического

Сокращение: МП – магнитные поля.

мического, физиологического и системного биологического.

Механизм основан на особенностях движения магнитного момента в МП. Имеются два типа такого движения в зависимости от конфигурации МП. Принципиально различная динамика возникает при перпендикулярной и параллельной ориентации переменного МП по отношению к постоянному. В первом случае может возникнуть магнитный резонанс – явление, всесторонне изученное ввиду важных практических применений.

Если переменное и постоянное МП параллельны, то имеет место неравномерная прецессия при отсутствии квантовых переходов. Этот режим отличен от пространственно неоднородной прецессии магнитных моментов (спиновых волн) в упорядоченных магнетиках. В ансамбле невзаимодействующих магнитных моментов их неравномерная прецессия выглядит ненаблюдаемой и не имеющей практического значения. Однако было показано, что неравномерная прецессия ядерных магнитных моментов может иметь отношение к магнитобиологическим явлениям ([8], разд. 3.12.6). Именно этот режим рассмотрен в настоящей работе, однако в общем виде, безотносительно природы магнитного момента.

ПРЕЦЕССИЯ МАГНИТНОГО МОМЕНТА И МАГНИТОРЕЦЕПЦИЯ

Связь магниторецепции с прецессией магнитных моментов почти очевидна. Вместе с тем эта тема до сих пор не была оформлена в виде работоспособной математической модели.

Рассматриваемый ниже механизм опирается на несколько фактов, умозаключение и одно правдоподобное предположение. Факты состоят в том, что 1) МП действует на магнитный момент, 2) магнитный момент прецессирует, 3) в среде имеет место тепловая релаксация магнитного момента.

Умозаключение состоит в том, что биологический эффект является следствием действия МП на магнитные моменты, поскольку ничем иным он быть не может. Биологический эффект возникает, если за время релаксации или быстрее удастся внести в динамику магнитного момента заметное возмущение. Мерой возмущения является отклонение вектора магнитного момента от его невозмущенного положения; скорость изменения момента не может быть мерой возмущения в силу того, что вероятности квантовых переходов не зависят от скоростей изменения волновых функций, а только от их величин. Предположение состоит в том, что

биологический эффект максимален при максимальном, в среднем, отклонении вектора момента.

Если все это так, то зависимость биологического эффекта от параметров МП имеет особенности, позволяющие отличить данный механизм от теплового и индукционного действия МП. Рассмотрим механизм подробнее.

Известно, что магнитное поле взаимодействует только с магнитным моментом подобно тому, как гравитационное поле взаимодействует с массой, а электрическое с зарядом. Действие силы Лоренца на движущийся заряд также может быть описано через энергию магнитного момента этого заряда. Мы пока не знаем, какова именно первичная мишень магнитного поля в организмах, но знаем точно, что эта мишень обладает магнитным моментом, и именно на него действует внешнее МП.

Прецессия магнитных моментов в геомагнитном поле – это естественный фон, на котором разворачиваются все микроскопические события в организмах. Такая невозмущенная прецессия имеется всегда и с ней не связано никаких наблюдаемых биологических эффектов. Организмы к ней приспособились. Включение дополнительного переменного МП вызывает возмущение естественной прецессии моментов, и это единственная первичная причина, связанная с последующим биологическим эффектом.

Тепловая релаксация магнитного момента не означает остановки движения. Прецессия продолжается, однако вследствие термализующих воздействий случайным образом изменяется направление момента – фаза прецессии и наклон момента к вектору МП. Это означает, что история, отдаленная от текущего момента времени на величину, превышающую время релаксации, не оказывает влияния на направление магнитного момента и не должна приниматься во внимание при усреднении. Обычно это обстоятельство учитывают усредняя вместе с релаксационной экспонентой или проводя так называемое скользящее усреднение по интервалу времени релаксации.

Опираясь на указанные факты, рассмотрим динамику магнитного момента \mathbf{m} в переменном МП величиной $H(t) = H + h\cos(\Omega t)$ в направлении оси z . Такое поле не вызывает квантовых переходов в состояниях магнитного момента; поэтому достаточно использовать уравнение классической динамики углового момента $d\mathbf{L}/dt = \mathbf{K}$, где \mathbf{L} – угловой момент, \mathbf{K} – вращательный момент, действующий на частицу. Магнитный момент связан с угловым: $\mathbf{m} = \gamma\mathbf{L}$, где γ – гиромагнитное отношение. С другой

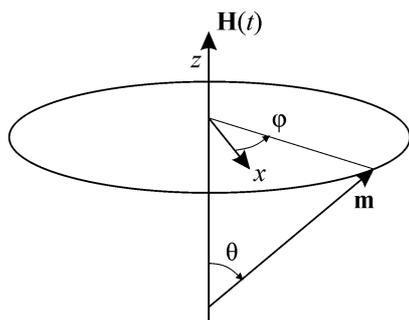


Рис. 1. Прецессия магнитного момента в одноосном МП.

стороны, момент сил есть $\mathbf{K} = \mathbf{m} \times \mathbf{H}$. Комбинируя эти соотношения, получим уравнение движения магнитного момента в виде $\dot{\mathbf{m}} = \gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}$ – простейший аналог уравнений Блоха. В сферической системе координат оно сводится к уравнению $\dot{\phi} = \gamma H(t)$, где ϕ – азимутальный угол, или фаза прецессии (рис. 1).

С обозначениями $\omega \equiv \gamma H$, $a \equiv h/H$ уравнение имеет следующее решение: $\phi = \omega t + (\omega a/\Omega) \sin \Omega t$. Удобно перейти к безразмерному времени $\omega t \rightarrow t$ и безразмерной частоте $\Omega/\omega \rightarrow \Omega$. Тогда

$$\phi(t) = t + \frac{a}{\Omega} \sin(\Omega t). \tag{1}$$

Как видно, в отсутствие переменной компоненты МП, при $a = 0$, имеет место равномерная прецессия $\phi(t) = t$. Это естественная прецессия, на фоне которой разворачиваются биофизические/биохимические и далее биологические события. Разумно ожидать, что если и существует зависимость биологических событий от слабых МП, то она наиболее заметна тогда, когда естественная фоновая прецессия возмущена каким-то особенно эффективным образом. Простое изменение скорости прецессии линейно с изменением постоянного МП не является объектом нашего интереса. Действительно, постоянное МП вызывает заметное изменение скорости лишь некоторых бирадикальных реакций, и только в относительно сильных МП порядка 10 мТл и более. Тогда остается единственная возможность существенного изменения равномерной прецессии – это остановка прецессии, $\dot{\phi} = 0$, достигаемая обнулением МП.

Интересно, что $H = 0$ – это не единственный режим значительных изменений естественной прецессии. Остановка прецессии может быть и в переменном МП. В таком случае остановка становится виртуальной: магнитный момент почти не движется в течение относительно боль-

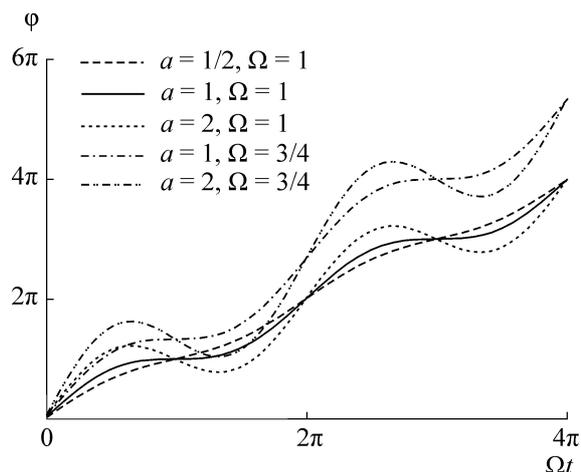


Рис. 2. Зависимость угла поворота магнитного момента от времени при разных параметрах МП.

шой доли периода прецессии, затем быстро совершает полный оборот, затем снова покоится или почти покоится и т.д. (рис. 2).

Видно, что два условия определяют виртуальный останов движения. Во-первых, скорость прецессии в моменты времени, соответствующие точкам перегиба $\phi(t)$ (через одну), должна быть равна нулю, т.е. $\dot{\phi} = 0$ при $\Omega t = \pi \pm 2\pi n$. Во-вторых, за время периода МП вектор магнитного момента должен поворачиваться ровно на один оборот, т.е. $\phi(t + T) - \phi(t) = 2\pi$, где $T = 2\pi/\Omega$ есть период изменения МП. Из уравнения (1) легко найти, что первое условие сводится к требованию $a = 1$, второе к $\Omega = 1$ (речь, конечно, идет о приближительных равенствах). Таким образом, мы нашли параметры переменного МП, амплитуду и частоту, которые обеспечивают значительное возмущение равномерной прецессии магнитного момента – его виртуальный останов. Это является необходимым условием любых значительных связанных с МП возмущений в процессах следующего уровня.

Несмотря на то, что останов прецессии при оптимальных параметрах МП имеет место всегда, магнитобиологические эффекты в целом носят случайный характер. Это происходит вследствие того, что процесс трансформации первичных событий, индуцированных остановом, в биологический отклик чрезвычайно запутанный. Не всегда, а точнее – лишь иногда и случайно, складываются условия для линейной трансформации. В этом случае удастся наблюдать магнитный биологический эффект. В противном случае первичные события магниторецепции искажены и теряются в биохимических флуктуациях.

Полезно найти математическую зависимость вероятности эффекта от частоты и амплитуды МП – конечно, только вероятности первичных физических событий. Потребуется формализовать понятие возмущения – придать ему математический смысл.

Найдем математически точные условия виртуального останова. Будем называть «реакцией» те события, которые вызваны виртуальным остановом и состоят в изменениях на следующем биофизическом или биохимическом уровне. Нас будет интересовать вероятность реакции в среднем по большому интервалу времени и по ансамблю невзаимодействующих магнитных моментов. Пусть события реакции образуют нестационарный пуассоновский поток, определенный на статистическом ансамбле магнитных моментов мишеней. Вероятность того, что реакция произойдет в интервале времени $[t - \tau, t + \tau]$, равна, согласно [9],

$$p(t) = 1 - \exp\left[-\int_{t-\tau}^{t+\tau} \lambda(u) du\right], \quad (2)$$

где $\lambda(t)$ имеет смысл плотности потока событий. Полагая показатель экспоненты малым, разложим последнее выражение в ряд и ограничимся первыми двумя членами:

$$p(t) = 2\tau\lambda_\tau - 2\tau^2\lambda_\tau^2 + \dots, \quad \lambda_\tau(t) \equiv \frac{1}{2\tau} \int_{t-\tau}^{t+\tau} \lambda(u) du, \quad (3)$$

здесь индекс τ в обозначении $\lambda_\tau(t)$ означает скользящее усреднение. Разложение справедливо при $2\tau\lambda_\tau \ll 1$.

В квантовой механике вероятности переходов часто определяются косинус-проекциями на то или другое состояние. Естественно тогда полагать, что плотность потока событий реакции определяется проекцией магнитного момента на то или другое выделенное азимутальное направление ξ таким образом, что при совпадении направлений плотность максимальна, а при оппозиции минимальна, т.е. $\lambda(t) = \alpha\{1 + \cos[\varphi(t) - \xi]\}$, где коэффициент пропорциональности имеет размерность частоты. Ранее мы перешли к безразмерному времени $\omega t \rightarrow t$, поэтому для согласования размерностей надо считать также выполненной подстановку $\alpha/\omega \rightarrow \alpha$. Зависимость проекции от случайного полярного угла для простоты не рассматриваем. Подставляя λ в (3) и используя экспоненциальную запись для косинуса, получим

$$\lambda_\tau = \alpha\{1 + \Re(e^{i[\varphi(t) - \xi]})_\tau\}. \quad (4)$$

В силу тождества Якоби–Ангера и соотношения для скользящего среднего экспоненциальной функции

$$e^{iz \sin(t)} \equiv \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(z) e^{int}, \quad (e^{i\beta t})_\tau = e^{i\beta t} \text{sinc}(\beta\tau),$$

найдем, подставляя $\varphi(t)$ из (1) и обозначая $l \equiv \lambda_\tau/\alpha$, после несложных преобразований:

$$l = 1 + \sum_n J_n\left(\frac{a}{\Omega}\right) \text{sinc}[(1+n\Omega)\tau] \cos[(1+n\Omega)t - \xi]. \quad (5)$$

Чтобы усреднить вероятность реакции по ансамблю моментов, или по ξ , и по времени t , надо, как следует из (3), усреднить l и l^2 . Запишем (5) следующим образом:

$$l = 1 + \sum_n S_n A_n, \quad S_n \equiv J_n\left(\frac{a}{\Omega}\right) \text{sinc}[(1+n\Omega)\tau], \\ A_n \equiv \cos[(1+n\Omega)t - \xi].$$

Поскольку ξ распределено равномерно в интервале $[0, 2\pi)$, то среднее по ансамблю $\langle A_n \rangle_\xi = 0$; следовательно $\langle l \rangle = 1$, где треугольные скобки означают полное усреднение – по ансамблю и по времени. Для усреднения l^2 запишем эту величину так:

$$l^2 = \left(1 + \sum_n S_n A_n\right) \left(1 + \sum_m S_m A_m\right) = \\ = 1 + 2 \sum_n S_n A_n + \sum_n \sum_m S_n S_m A_n A_m,$$

откуда можно получить, учитывая, что $\langle A_n A_m \rangle_\xi = \cos[(n-m)\Omega t]/2$,

$$\langle l^2 \rangle_\xi = 1 + \frac{1}{2} \sum_n \sum_m S_n S_m \cos[(n-m)\Omega t].$$

Усреднение по времени оставляет в двойной сумме только члены с $n = m$, поэтому

$$\langle l^2 \rangle = 1 + \frac{1}{2} \sum_n S_n^2 = 1 + \frac{1}{2} \sum_n J_n^2\left(\frac{a}{\Omega}\right) \text{sinc}^2[(1+n\Omega)\tau].$$

Поскольку $\lambda_\tau = \alpha l$, то подставляя найденные средние в (3), находим

$$P(a, \Omega, \tau, \alpha) \equiv \langle p \rangle = 2\alpha\tau - 2a^2\tau^2 - \\ - a^2\tau^2 \sum_n J_n^2\left(\frac{a}{\Omega}\right) \text{sinc}^2[(1+n\Omega)\tau].$$

Интерес представляет относительный магнитный эффект $R \equiv [P(a) - P(0)]/P(0)$. Учитывая что

$$P(0) = 2\alpha\tau - 2\alpha^2\tau^2 - \alpha^2\tau^2\text{sinc}^2\tau, \quad (6)$$

находим:

$$R(a, \Omega, \tau, \alpha) = \frac{\text{sinc}^2(\tau) - \sum_n J_n^2\left(\frac{a}{\Omega}\right) \text{sinc}^2[(1 + n\Omega)\tau]}{\frac{2}{\alpha\tau} - 2 - \text{sinc}^2(\tau)}. \quad (7)$$

Напомним, что эта формула основана на разложении (3), условием которого было $2\tau\lambda_\tau = 2\tau\alpha l \ll 1$. Поскольку l всегда меньше 2, см. (5), надо положить $\tau\alpha \ll 1/4$. Зависимость $R(a, \Omega, \tau, \alpha)$ знакопеременна и вообще сложна. Как мы уже установили, максимальные магнитные эффекты возникают вблизи амплитуд и частот МП, определяемых равенствами $a = 1$ (более точно, как мы увидим, $a = 1,8$) и $\Omega = 1$. Рассмотрим зависимость эффекта при этих частоте и амплитуде МП от параметров α и τ .

Зависимость $R(\tau)$ при $\alpha\tau = 1/4$ показана на рис. 3. Видно, что имеется область положительных эффектов (вероятность реакции растет с увеличением амплитуды от нуля) вблизи $\tau = 1$ и область отрицательных эффектов при $\tau > 2$. При малых τ эффект убывает как τ^2 . При малых α как положительный, так и отрицательный эффекты убывают как α . В случае $\alpha\tau \gg 1/4$ разложение (3) неприменимо, и оценка вероятности реакции возможна прямыми численными методами. Эти расчеты будут приведены в другой статье.

Наиболее интересный случай имеется в области отрицательных эффектов. Их величина, как следует из ограниченности табулированных функций в (7) и видно на рис. 3, не превышает нескольких процентов, что в целом соответствует большинству наблюдений. Характерный вид зависимости $R(a, \Omega)$ показан на рис. 4. Зависимость от амплитуды и частоты МП полиэкстремальна. Главный максимум находится вблизи $a = 1,8, \Omega = 1$. В окрестности этого пика соотношение (7) может быть упрощено формулой, точность которой, однако, невысока, около 30%, что компенсируется легкостью восприятия:

$$R \approx \frac{\alpha\tau}{2} \left[\text{sinc}^2\tau - J_1^2\left(\frac{a}{\Omega}\right) \right].$$

Вернем физические размерности нашим переменным, выполнив обратные подстановки

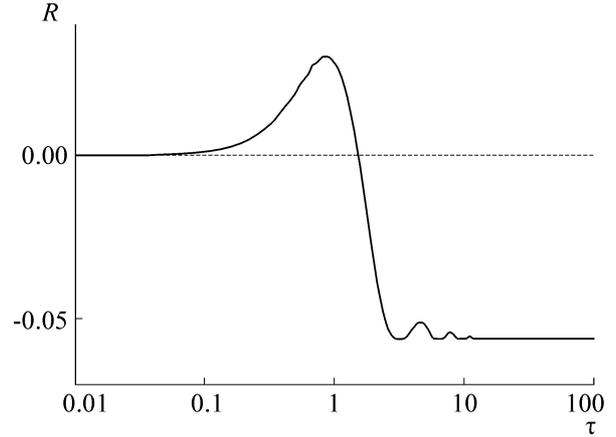


Рис. 3. Зависимость относительной величины эффекта от релаксационной постоянной τ при $a = 1,8, \Omega = 1, \alpha\tau = 1/4$.

$\tau \rightarrow \omega\tau, \Omega \rightarrow \Omega/\omega$ и $\alpha \rightarrow \alpha/\omega$. Затем устраним вспомогательные обозначения, выполнив подстановки $a \rightarrow h/H$ и $\omega \rightarrow \gamma H$. Теперь предыдущая формула приобретает вид

$$R \approx \frac{\alpha\tau}{2} \left[\text{sinc}^2(\gamma H\tau) - J_1^2\left(\frac{\gamma h}{\Omega}\right) \right]. \quad (8)$$

Видно, что эффекты постоянного МП, в частности эффект магнитного вакуума $H = 0$, и эффекты переменного МП разделяются, они описываются первым и вторым членом (8) соответственно. Если зафиксирована частота максимума $\Omega = \omega = \gamma H$, то зависимость от амплитуды МП пропорциональна $J_1^2(h/H)$ – это соотношение иногда наблюдают в эксперименте.

Более точная формула для магнитного эффекта постоянного МП получается из равенства (6), которое в размерных физических величинах есть

$$P = 2\alpha\tau - 2\alpha^2\tau^2 - \alpha^2\tau^2\text{sinc}^2(\gamma H\tau).$$

Относительный эффект от снижения H до нуля следует записать так: $R_v = [P(H = \infty) - P(H)]/P(H)$. После несложных преобразований получим зависимость

$$R_v \approx \left[\frac{2}{\alpha\tau\text{sinc}^2(\gamma H\tau)} - 1 \right]^{-1},$$

график которой представлен на рис. 5. Видно, что величина эффекта может быть вдвое больше, чем в случае переменного МП. Подобную зависимость наблюдали, например, в работе [10]. Значение МП H' , при котором начинается подъем, зависит от гиромангнитного отношения

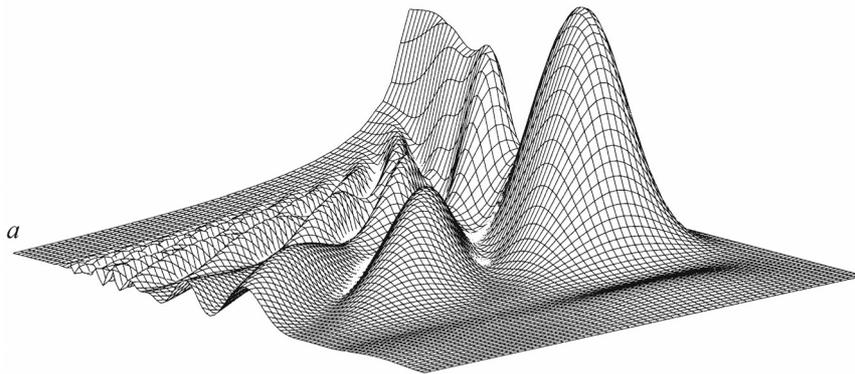


Рис. 4. Зависимость $R(a, \Omega, 10, 0, 25)$ в диапазоне $a [0, 10]$ и $\Omega [0, 005, 2]$.

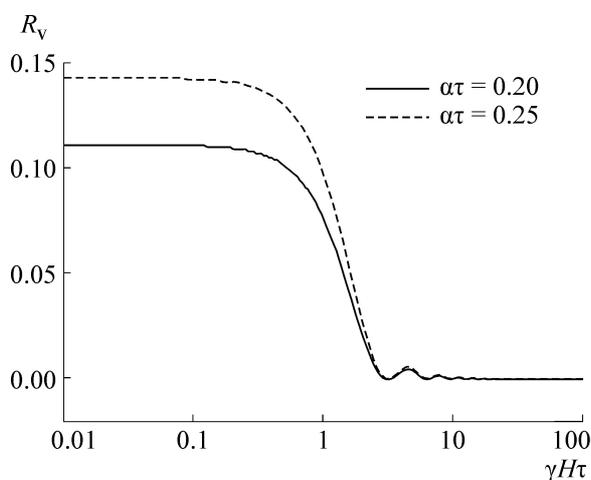


Рис. 5. Эффект «магнитного вакуума» – рост вероятности первичной реакции при уменьшении величины постоянного МП.

и параметра теплового взаимодействия магнитного момента с окружением, $H' \sim 1/\gamma t$. Величина эффекта зависит от параметра как теплового, так и «сигнального» взаимодействия α .

В переменном МП виртуальный останов при оптимальной частоте $\Omega = \omega = \gamma H$ имеет место лишь для некоторых магнитных моментов. Очевидно, виртуальный останов прецессии имеет место только для мишеней с гиромагнитным фактором $\gamma = \Omega/H$. В отличие от данного случая, при $H = 0$ происходит реальный останов прецессии всех мишеней, независимо от их гиромагнитного фактора. Другими словами, экспериментатор имеет гораздо больше шансов наблюдать магнитобиологический эффект в нулевом МП, чем в постоянно-переменном МП.

ОБСУЖДЕНИЕ

Предлагаемый обобщенный физический механизм привлекает только самые общие факты относительно магнитоцепции слабых МП. Соответственно он имеет большую общность.

Все полученные формулы, после приведения к размерным физическим величинам, содержат шесть – необходимый минимум – независимых переменных и описывают богатую динамику магнитной мишени. Три из шести переменных – это параметры МП, которые могут быть заданы в эксперименте: величина постоянного и амплитуда и частота переменного МП. Значения трех других переменных заранее неизвестны. Это гиромагнитное отношение γ – свойство мишени, время тепловой релаксации и скорость «сигнального» канала α – характеристики взаимодействия мишени с ее непосредственным окружением.

Важно, что из соответствия предсказаний модели с экспериментальными данными можно определять значения неизвестных параметров и, тем самым, идентифицировать физическую мишень и ее условия, даже не зная деталей биофизического механизма.

Рассмотренная модель математически похожа на квантовый механизм, приведенный в работе [8], однако обладает большей общностью, поскольку не касается природы мишени и учитывает характер ее взаимодействия с окружением. Наблюдаемые в некоторых экспериментах частотные и амплитудные зависимости биоэффекта удастся объяснить, не привлекая предположений о биофизическом устройстве мишени, а только на основе весьма общих соображений, мало пригодных для критики.

Данная теория ни в коей мере не отменяет специфические биофизические механизмы, явно учитывающие природу мишеней МП. Она лишь выявляет самые общие черты магнитоцеп-

ции – черты, которые в том или ином виде проявлены в любом специфическом механизме. Важно, что данный физический механизм является неизменным компонентом любого молекулярного механизма магниторецепции. Например, в широко обсуждаемом бирадикальном механизме, особенности прецессионной динамики магнитных ядер в переменном МП отражаются в сверхтонком взаимодействии с ближайшим электроном и могут модулировать скорость бирадикальной реакции.

Основа этого обобщенного механизма – динамика магнитных моментов, широко представленная на уровнях ниже клеточного. Объекты в биологических клетках, обладающие магнитным моментом – это неспаренные электроны, парамагнитные ионы, протоны и другие магнитные ядра. Виртуальным магнитным моментом могут обладать связанные с белками ионы и вращения молекулярных групп с распределенным зарядом. Нельзя исключить, что в некоторых условиях и суперпарамагнитные частицы, естественно присутствующие в организмах, могут рассматриваться как прецессирующие магнитные моменты [2,11].

Механизм не решает так называемую проблему kT – он ее обходит. Эта проблема фокусирует внимание на несопоставимости магнитной энергии мишени и масштаба тепловых возмущений: $mH \ll kT$. В отношении молекулярных мишеней это означает, что эффективная температура мишени должна быть весьма мала, т.е. время тепловой релаксации велико. Время тепловой релаксации τ является параметром настоящей модели, и вопрос о природе тех или других его значений находится за рамками обсуждения. Это вопрос конкретного устройства окружения мишени.

Полагают, что большие значения τ маловероятны, так как соответствующие молекулярные мишени в организмах на сегодня неизвестны. Поскольку нетепловые магнитные биологические эффекты все же зарегистрированы, также интересна область малых положительных эффектов $\tau \ll 1$ (рис. 3) ($\tau \ll 1/\gamma H$ в размерных переменных). В этом случае на уровне первичной физической реакции могли бы возникать эффекты величиной, например, в малые доли процента, которые должны быть усилены в дальнейших процессах трансдукции магнитного сигнала. Фактически это возвращает нас к обсуждению роли бирадикальных магнитохимических реакций в магниторецепции [12].

ВЫВОДЫ

Наблюдаемые нетепловые эффекты слабых МП могут быть связаны только с регулярными изменениями в динамике магнитных моментов на стадии первичной рецепции, предшествующей процессам биофизического и биохимического уровней.

Доказано, что если нетепловые эффекты молекулярной природы существуют, то они в общем случае обладают частотной селективностью и нелинейной амплитудной зависимостью, когда биологический эффект падает с ростом амплитуды МП. Поскольку существование нетепловых биологических эффектов является на сегодня фактом, то факт, следовательно, и то, что такие эффекты обладают свойствами, существенно отличающими их от тепловых. Этот вывод не зависит от природы магнитных моментов и от конкретного устройства их биофизического окружения, поэтому его трудно оспорить.

Представлен общий физический механизм магниторецепции, который справедлив для любой мишени МП молекулярного уровня. Механизм содержит минимальный необходимый набор параметров, описывает богатую прецессионную динамику магнитного момента и позволяет разрабатывать сценарии экспериментальной идентификации мишеней МП в организмах.

Автор благодарит Франка С. Прато за плодотворные обсуждения нетепловых магнитных биологических эффектов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. Н. Бинги, В. А. Миляев, Д. С. Чернавский и А. Б. Рубин, *Биофизика* **51** (3), 553 (2006).
2. F. S. Prato, *Bioelectromagnetics*, **36** (5), 333 (2015).
3. F. S. Prato, M. Kavaliers, and A. W. Thomas, *Bioelectromagnetics* **21** (4), 287 (2000).
4. I. A. Solov'yov, N. Mouritsen, and K. Schulten, *Biophys. J.* **99** (1), 40 (2010).
5. V. N. Binhi and A. V. Savin, *Phys. Rev. E* **65** (051912), (2002).
6. V. N. Bingi, *Biofizika* **42** (2), 338 (1997).
7. V. N. Binhi, *Bioelectromagnetics* **27** (1), 58 (2006).
8. В. Н. Бинги, *Принципы электромагнитной биофизики* (Физматлит, М., 2011).
9. Е. С. Вентцель, *Теория вероятностей* (Высш. шк., М., 1999).
10. Н. И. Богатина, Н. В. Шейкина и Е. Л. Кордюм, *Вісн. Харк. нац. ун-ту. Біофіз. вісн.* **17**, 78 (2006).
11. V. N. Binhi, *Int. J. Radiation Biol.* **84** (7), 569 (2008).
12. А. Л. Бучаченко, *Успехи химии* **83** (1), 1 (2014).

A Primary Physical Mechanism for Biological Effects of Weak Magnetic Fields

V.N. Binhi* **

*Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, Moscow, 119991 Russia

**Faculty of Biology, Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory 1/12, Moscow, 119991 Russia

We considered the primary physical mechanism for magnetoreception of weak magnetic fields. It imposes limits on the magnetic biological effect at the stage prior to the involvement of specific biophysical and biochemical mechanisms – i.e., regardless of the nature of the target of magnetic fields. It is shown that biological effects of weak magnetic fields have, in general, non-linear and spectral properties. The observation of these characteristics gives information not only about the gyromagnetic ratio, but also on the parameters of the interaction between the target and its immediate surroundings. This allows one to develop identification schemes for biophysical mechanisms of magnetoreception.

Key words: magnetoreception, magnetic field, magnetic biological effects, precession

Сдано в набор 16.10.2015	Подписано к печати 15.12.2015	Дата выхода в свет 25.01.2016	Формат 60x88 ¹ / ₈
Цифровая печать	Усл. печ. л. 26,0	Усл. кр.-отт. 3,2 тыс.	Уч.-изд. л. 26,0
	Тираж 120 экз.	Зак. 838	Цена свободная

Учредители:
Российская академия наук,
Институт биофизики клетки РАН

Издатель: Российская академия наук. Издательство «Наука»
117997, Москва, Профсоюзная ул., 90

Отпечатано в ППП «Типография «Наука», 121099, Москва, Шубинский пер., 6
