

Ядерные спины в первичных механизмах биологического действия магнитных полей

В.Н. Бинги

Межотраслевой научно-технический центр
венчурных нетрадиционных технологий (МНТЦ ВЕНТ), Москва

Рассмотрена начальная стадия первичного механизма биологической рецепции магнитных полей. Существуют две возможности преобразования энергии магнитного поля в энергию орбитальных степеней свободы частиц, которые в конечном счете контролируют биохимические процессы. Прямое преобразование допускает классическую аналогию в виде силы Лоренца, действующей на частицу. Косвенное преобразование связано со спином частиц. Мощность прямого процесса приближается к квантовому пределу в ограниченных участках биофизических систем, достаточно защищенных от внешней среды. Показано, что в этих местах, которые часто являются ключевыми для биохимических реакций, ядерные спины становятся существенным фактором. Обсуждается связь между явлением биологического действия слабых магнитных полей и более общей проблемой биологической эффективности слабых физико-химических факторов.

1 Введение

Известно, что параметры жизнедеятельности биологических систем коррелируют с геомагнитными вариациями [1, 2] и даже с изменением характеристик межпланетного магнитного поля (МП) [3, 4]. Природа этого важного явления на сегодня не ясна. Одно из возможных объяснений связано с прямым действием слабого МП на состояние биологической системы. В основе первичного механизма такого действия лежит взаимодействие электромагнитного поля (ЭМП) с веществом, т.е. атомными ядрами, начиная с протона, и электронами. Наиболее глубокое описание взаимодействия ЭМП с частицами вещества со спином $\frac{1}{2}$ связано с представлением последних в виде спинорного поля Дирака. Последнее описывает в рамках квантовой электродинамики электроны и, кроме того, дает феноменологически корректное описание протонов в атомном масштабе.

Лагранжиан взаимодействия ЭМП со спинорным полем установлен из требования инвариантности теории по отношению к локальному фазовому преобразованию спинорного поля и имеет вид $\mathcal{L}(x) = eA_\mu(x)J^\mu(x)$, где e — заряд электрона, $A_\mu = (A_0, \mathbf{A})$ — 4-потенциал ЭМП, J^μ — ток поля частиц. В гамильтоновом полуклассическом формализме такой лагранжиан приводит по существу к замене оператора импульса \mathbf{p} на «удлиненный оператор» $\mathbf{p} - e\mathbf{A}/c$.

Поскольку скорость составляющих биологическую систему частиц, включая электроны, $v \ll c$, то релятивистские эффекты могут быть лишь малыми поправками к «медленной динамике». Поэтому описание компонент волновой функции частицы в ЭМП после указанной подстановки в уравнении Дирака проводят в нерелятивистском приближении. С точностью до членов $\sim c^{-2}$ оно сводится к уравнению Шредингера с гамильтонианом

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) + \mathcal{H}(\mathbf{p}, \mathbf{A}) + \mathcal{H}(s, \mathbf{A}) + \mathcal{H}(s, \mathbf{r}, \mathbf{p})$$

где \mathbf{r} , \mathbf{p} , \mathbf{s} — переменные в пространстве координат, импульсов и спинов соответственно. $\mathcal{H}(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ описывает динамику орбитальных (\mathbf{r} и \mathbf{p}) степеней свободы в некотором фиксированном потенциале, $\mathcal{H}(\mathbf{p}, \mathbf{A})$ дает изменение этой динамики под действием ЭМП. $\mathcal{H}(\mathbf{s}, \mathbf{A})$ определяет динамику спина частицы в ЭМП, наконец $\mathcal{H}(\mathbf{s}, \mathbf{r}, \mathbf{p})$ описывает взаимодействие спиновых и орбитальных степеней свободы.

Уже на этой стадии имеются варианты механизмов действия ЭМП на орбитальные степени свободы. Именно последние степени определяют протекание биохимических процессов и опосредовано управляют поведением биологических систем. В данной работе предположено, что биологическая реакция на действие переменного МП обусловлена в конечном счете поглощением энергии МП, какой бы малой она ни была, и преобразованием ее в энергию орбитальных степеней свободы¹. Такое преобразование ограничено всего двумя возможностями. Первая связана с членами $\mathcal{H}(\mathbf{r}, \mathbf{p})$, $\mathcal{H}(\mathbf{p}, \mathbf{A})$ и имеет классическую аналогию в движении точечной частицы в потенциальном рельефе под действием силы Лоренца $\mathbf{F} = e\mathbf{E} + e[\mathbf{v}\mathbf{H}]/c$, где \mathbf{E} , \mathbf{H} — электрическое и магнитное поля.

Вторая — чисто квантовая возможность связана с членами $\mathcal{H}(\mathbf{s}, \mathbf{A})$ и $\mathcal{H}(\mathbf{s}, \mathbf{r}, \mathbf{p})$. При этом имеется в виду, что энергия МП сначала преобразуется в энергию спиновых степеней свободы, а затем уже в энергию орбитального движения за счет спин-орбитального взаимодействия $\mathcal{H}(\mathbf{s}, \mathbf{r}, \mathbf{p})$. Динамика спиновых степеней сама по себе ненаблюдаема, но проявляется во взаимодействии с орбитальными степенями свободы. Поэтому относительно малое взаимодействие $\mathcal{H}(\mathbf{s}, \mathbf{r}, \mathbf{p})$ существенно. Большинство существующих моделей и представлений о биомагнитных эффектах построено на классической динамике заряженной частицы в магнитном поле [7, 8]. При этом рассматривают резонансные свойства различных высокочастотных колебательных биологически значимых структур. Обычно предполагается, что любой вариант связи МП и динамики колебательной системы способен на фоне высокой добротности системы (т.е. глубокой изолированности от тепловых колебаний среды) или на фоне коллективных эффектов (биологической когерентности какой-либо природы) привести к накачке колебаний, достаточных по своей амплитуде для смещения определенного звена метаболизма. Между тем, как будет показано ниже, величины возможных вкладов в орбитальную динамику по обоим путям поддаются вполне корректной оценке в смысле мощности процесса преобразования энергии МП. Этот фактор в равной степени важен для конечной биологической реакции как и добротность колебательной биофизической системы, как и эффективность биологической когерентности. Кроме того, отдельные эксперименты указывают на существенность именно спиновых резонансных механизмов первичной рецепции.

Вопрос о возможной роли спиновых магнитных резонансов в биомагнитных эффектах имеет определенную историю. Первая экспериментальная работа в этом направлении по-видимому была выполнена в 1982 г. в Салфордском университете [9]. Диэлектрофорез на клетках *E.coli*, проведенный на частотах и в магнитных полях, которые удовлетворяют условиям ядерного магнитного резонанса (ЯМР), показал отчетливые резонансные черты. Также и частотные зависимости диэлектрических потерь на живых клетках *E.coli* обнаруживали отклонения, появляющиеся в МП на частотах ЯМР для ядер ^1H , ^{23}Na и других. Было показано влияние магнитно-резонансных условий на время жизни поколения *E.coli* и на определенную ферментную реакцию. К сожалению, эти опыты были лишь частично развиты группой авторов [9] в работе [10], и не были воспроизведены другими группами.

В работах [11, 12, 13, 14] исследовалось действие переменных МП сложной конфигурации на разнообразные биологические объекты. В этих экспериментах было обнару-

¹Альтернативная точка зрения состоит в том, что под действием МП меняются траектории частиц или «траектории» спиновых степеней свободы. Одна из последних работ на эту тему — [5]. Принципиально возможное и обсуждаемое в литературе взаимодействие МП с коллективными возбуждениями в биофизических системах [6] включает взаимодействие МП с отдельными частицами как свою основу.

жено, что существенными для отклика биологической системы деталями конфигурации МП являются: а) зависимость частоты эффективного МП от величины постоянного поля, б) взаимная ориентация однородных переменного и постоянного МП, в) состояние поляризации переменного ЭМП [15]. Отметим, что существенность перечисленных факторов свойственна также и явлению спинового магнитного резонанса. При этом низкочастотный диапазон (меньше 100 Гц) эффективных магнитных полей и малое время жизни неспаренных электронных состояний в живой среде делает маловероятным участие в этих явлениях электронных спинов, хотя вопрос о возможной роли радикальных пар и триплетных состояний в биомагнитных эффектах не решен окончательно [16]. По оценкам [17] только достаточно сильное переменное МП ~ 1 КГц способно заметно изменить скорость радикальной реакции.

Несколько работ, относящихся к идее ядерного магнитного резонанса в биомагнитных эффектах, рассматривалось автором обзора [18] по электромагнитобиологии [19]. В [16] отмечено наличие проблемы неконтролируемого воздействия медицинских ЯМР-томографов на исследуемых пациентов.

Известны отечественные работы, так или иначе обсуждающие возможную роль магнитных резонансов в биологии [20, 21].

Позиции гипотезы о спиновом механизме первичной рецепции МП укреплены косвенно еще и тем, что механизмы, связанные с действием силы Лоренца на ионы в растворе, считают невозможными [22].

Таким образом, идея рассматривать ядерные спины или явление, в котором они наиболее заметны — ЯМР в связи с первичным механизмом рецепции МП не нова. Развитие этой идеи затруднено, однако, ясным пониманием того, что в земном МП радиоспектрометры ЯМР не работают. Возникает вопрос: допустимо ли вообще говорить о каком-либо резонансе, если он в этих условиях ненаблюдаем, т.е. нельзя выделить характерный сигнал поглощения? Мыслима ли ситуация, в которой не спектрометр, а живая система является детектором спиновой динамики?

2 Особенности проявления ядерных спинов в слабом МП

Элементарная теория ЯМР сводится к описанию допустимых состояний спина микрочастицы (мы будем рассматривать протон — ядро 1H) в постоянном МП \mathbf{H} . Состояния спина определены решениями уравнения Шредингера

$$-\mathcal{M}\mathbf{H}\psi = \varepsilon\psi, \quad \psi \equiv \begin{pmatrix} f \\ g \end{pmatrix} \quad (1)$$

где ψ — волновая функция протона с компонентами f и g , которые отвечают состояниям спина с проекцией вдоль и против произвольного направления z , ε — допустимые значения энергии спина, \mathcal{M} — оператор магнитного момента.

Оператор \mathcal{M} связан с оператором спина \mathcal{S} соотношением $\mathcal{M} = \frac{\mu}{S}\mathcal{S}$. Величина отношения магнитного момента протона $\mu = 1,41 \cdot 10^{-23}$ р⁻¹ к его спину $S = \frac{1}{2}$ называется гиромагнитным отношением γ . Примем, что МП \mathbf{H} имеет одну только z -компоненту H . Тогда уравнение (1) имеет два решения

$$\varepsilon_1 = -\frac{\gamma}{2}H, \quad \psi_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \varepsilon_2 = \frac{\gamma}{2}H, \quad \psi_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2)$$

Пусть спин первоначально находится в одном каком-то состоянии ψ_1 или ψ_2 . Если теперь на постоянное поле \mathbf{H} наложить небольшое поле $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$, вращающееся в одну (строго

определенную!) сторону вокруг оси $z \parallel \mathbf{H}$ с частотой $\omega \approx \Delta\varepsilon/\hbar$, то вероятность спина находиться в состоянии ψ_1 (или ψ_2) начнет осциллировать. Говорят также, что возникают квантовые переходы между состояниями ψ , индуцированные переменным МП. Амплитуда колебаний вероятности (или интенсивность переходов) достигает максимума в резонансе, когда частота ω строго равна $\omega = \gamma H/\hbar$. При этом частота колебаний вероятности зависит от амплитуды переменного поля: $\Omega = \gamma h/\hbar$.

Малое взаимодействие спинового ансамбля с термостатом обуславливает процесс релаксации энергии спиновой системы, на чем и основана работа радиоспектрометров ЯМР. Наблюдение сигнала поглощения в спектрометре обеспечивается определенным балансом процессов накачки квантовых переходов и процессов спин-решеточной релаксации. Квантовые переходы, индуцированные переменным МП, стремятся выравнять заселенности зеемановских уровней. Спин-решеточная релаксация, в основе которой лежит спин-орбитальное взаимодействие — релятивистский эффект порядка c^{-2} , стремится вернуть заселенности к равновесному больцмановскому распределению. Разность заселенностей при $T \sim 300^\circ\text{C}$ $\Delta n \sim H$; сигнал поглощения пропорционален $(\Delta n)^2$ и быстро падает с уменьшением МП от обычных для спектрометров значений $H \sim 0,5 \cdot 10^5$ Гс. В МП Земли, которое на пять порядков ниже, уровни фактически равнозаселены и реализация условий резонанса ядер ^1H в жидкой воде, например, не приводит к появлению заметного сигнала².

Возникает вопрос: допустимо ли вообще в данном случае говорить о каком-либо резонансе? Это вполне допустимо, если найти другой, отличный от поглощения макроскопический параметр, испытывающий резонансное поведение при сканировании частоты. Какой параметр это мог бы быть?

Сначала определим, следствием чего является отсутствие поглощения энергии при равнозаселенности уровней. Прежде всего отметим, что скорость поглощения энергии в образце — это аддитивный параметр, суммирующий вклады отдельных микросистем ансамбля. При условии равнозаселенности квантовые переходы отдельных спинов под действием резонансного поля все же происходят, несмотря на отсутствие поглощения. Вероятности нахождения спина на обоих уровнях осциллируют, составляя в сумме единицу. Это означает, что каждый спин периодически увеличивает и уменьшает свою энергию, забирая или, соответственно, отдавая ее резонансному полю. Однако, все спины, составляющие ансамбль осциллируют несогласованно и распределены по уровням равновероятно. Суммирование энергии, передаваемой полю спинами, эквивалентно математической процедуре *усреднения по ансамблю спинов* величины *линейно* связанной с вероятностью его квантовых состояний. Следствием является отсутствие передачи энергии.

Как в этих условиях можно было бы определить, происходят ли в ансамбле резонансные переходы? Если бы удалось разместить рядом с каждым спином локальный зонд или элемент, состояния которого зависели бы *нелинейно* от вероятностей состояний спина³, а затем провести *усреднение по ансамблю зондов*, то мы получили бы в результате величину, как-то связанную с амплитудой колебаний вероятности спиновых состояний, т.е. с резонансной ситуацией. Существенно, что эта величина в общем случае уже не равнялась бы нулю при воздействии резонансного поля на спиновый ансамбль даже при равнозаселении уровней. Такой способ обнаружения колебаний спиновых состояний напоминает детектирование радиосигнала при помощи диода, который его нелинейно преобразовывает, и осредняющего конденсатора.

Возможность детектирования резонанса посредством локальных зондов не меняется как таковая, если не все спины, а лишь некоторая достаточная часть связана со своими зондами. Также ситуация не меняется качественно, если отдельный локальный зонд имеет

² Известны способы наблюдения сигналов резонанса от ядер ^1H в поле Земли [23, 24], в которых используют большие массы воды.

³ Например, химический процесс, реализуемый в соответствии с правилами отбора по спину.

сравнительно большие размеры и связан сразу с несколькими спинами ансамбля. Можно было бы пойти и дальше, заключив, что лишь некоторый «активный элемент» зонда соответствует своими размерами группе спинов, которые с ним взаимодействуют. Это размеры $\sim 10\text{--}20\text{Å}$, если учесть плотность протонов в воде. Остальная часть зонда может иметь большие размеры и выполнять роль нелинейного преобразователя состояний активного элемента в макроскопические состояния самого зонда.

Какими еще свойствами должен обладать локальный зонд, чтобы быть эффективным детектором спиновой динамики?

1. Понятно, что степени свободы активного центра зонда, которые взаимодействуют со спинами, должны быть пространственными степенями свободы (говорят еще — орбитальными); в противном случае рассмотрение локальных зондов потеряло бы смысл. Понятно также, что именно спин-орбитальное взаимодействие ответственно за изменения состояния зонда вследствие изменений в спиновом ансамбле.

2. Степени свободы зонда, взаимодействующие со спинами не должны возмущаться тепловыми колебаниями среды больше чем сами спины. То есть независимо от взаимодействия со спинами, собственное время жизни или характерный масштаб времени динамики орбитальных степеней свободы должен быть по крайней мере не меньше времени продольной релаксации спинов, а лучше — на порядок—другой превышать T_1 . Тогда зонд мог бы играть роль интегратора изменений состояний связанных с ним спинов.

3. Энергетический масштаб состояний степеней свободы активного центра, которые взаимодействуют со спинами, соответствует масштабу зеемановской энергии спинов, а последняя в поле Земли весьма мала: $\sim 10^{-23}$ эрг. Состояния орбитальных степеней свободы активных центров по этой простой причине столь же незаметны в прямом измерении какой-нибудь физической наблюдаемой, сколь незаметен сигнал поглощения ЯМР в ансамбле спинов. Поэтому изменение состояний самих зондов вследствие их взаимодействия со спинами в резонансных условиях будет заметно, если зонды несут в себе функцию не только нелинейного преобразователя, но и усилителя мощности процессов, которые в нем происходят.

Другими словами, зонд должен содержать нелинейный и интегрирующий элементы по отношению к возмущениям, вносимым спин-орбитальным взаимодействием. Тогда действие последнего будет накапливаться и, усиленное, приведет рано или поздно к заметным изменениям состояния зонда.

Итак, свойствами зонда, которые могли бы обеспечить его использование в качестве детектора спинов 1H являются: а) малые размеры активного центра порядка $\sim 10\text{--}20\text{Å}$; б) наличие орбитальных степеней свободы, которые взаимодействуют со спинами 1H , с одной стороны, и нелинейно связаны с состояниями зонда, с другой стороны; в) продолжительное время жизни возбужденных орбитальных состояний $\tau \gg T_1$, т.е. их метастабильность; г) наличие в зонде неравновесной системы, обеспечивающей усиление процессов в нелинейном преобразователе.

Необратимые биохимические реакции создают благоприятные условия для т.н. биологического усиления слабых сигналов. С другой стороны, они вполне микроскопичны. В свою очередь, многие биофизические молекулярные системы, обеспечивающие адекватное протекание биохимических реакций, имеют как бы защищенные от внешних возмущений участки. Наличие метастабильных степеней свободы в них кажется правдоподобным. По-видимому нет принципиальных запретов, ограничивающих рассмотрение биофизических молекулярных систем как первичных рецепторов МП с участием спиновых степеней свободы.

Ионные каналы биологических мембран давно являются объектом поиска первичных механизмов действия МП [5]. Есть прямые экспериментальные свидетельства изменения активности некоторых ионных каналов под действием слабых МП [25, 26]. Ионные каналы

удобны для проведения количественных оценок. Они обладают физическими свойствами, которые допускают идеализацию в виде простой математической модели. В этом случае удастся показать, что именно ядерный спин иона приводит к изменению энергии его движения в МП.

3 Влияние спина протона на его импульс при одномерном движении в магнитном и неоднородном электрическом поле

Гамильтониан электрона во внешнем ЭМП в нерелятивистском приближении с учетом членов порядка $\sim c^{-2}$ имеет следующий вид [27]

$$\mathcal{H} = \frac{(\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A})^2}{2m_e} - \frac{\mathbf{p}^4}{8m_e^3c^2} + eA_0 - \frac{e\hbar}{2m_e c}\boldsymbol{\sigma}\mathbf{H} + \frac{e\hbar^2}{8m_e^2c^2}\Delta A_0 + \frac{e\hbar}{4m_e^2c^2}\boldsymbol{\sigma}\left[\nabla A_0\left(\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right)\right] \quad (3)$$

где $\mathbf{p} = -i\hbar\nabla$ — оператор импульса, $\boldsymbol{\sigma}$ — матрицы Паули, \mathbf{A} , A_0 — векторный и скалярный потенциалы ЭМП, $e = -|e|$ — заряд электрона.

Формально, переход к описанию протона при помощи (3) осуществляется заменой $e \rightarrow |e|$, $m_e \rightarrow m_p$. Однако в тех членах гамильтониана, которые описывают взаимодействие внешнего поля с собственным магнитным моментом частицы, необходимо произвести замену комбинации $e\hbar/2m_e c$, которая представляет собственный магнитный момент электрона на реальный магнитный момент протона μ . Он аномально отличен от $|e|\hbar/2m_p c \equiv \mu_N$ и равен $2,793\mu_N$. К указанным членам гамильтониана относятся операторы $\sim \boldsymbol{\sigma}$. Классическая интерпретация этих операторов состоит во взаимодействии магнитного момента с МП для оператора $\sim \mathbf{H}$ и во взаимодействии движущегося магнитного момента с электрическим полем для оператора $\sim \mathbf{E} = -\nabla A_0$ — оператора спин-орбитального взаимодействия. Последнее становится очевидным в собственной системе координат движущейся частицы, в которой возникает дополнительное МП.

Будем полагать, что внешнее поле \mathbf{A} , A_0 создают источники, которые находятся вне области движения протона, тогда оператор $\sim \Delta A_0 = 0$ можно далее опустить. Оператор $\sim \mathbf{p}^4$ также опустим, поскольку он вносит поправки порядка c^{-2} к тем оценкам, которые будут получены. Если не использовать далее калибровочных преобразований, связывающих \mathbf{A} с A_0 , то можно опустить и последний член в (3) $\sim c^{-3}\boldsymbol{\sigma}[\nabla A_0\mathbf{A}]$. Это есть взаимодействие спина с ЭМП и представляет поэтому малую поправку к члену $\sim \boldsymbol{\sigma}\mathbf{H}$. С учетом всего вышесказанного, гамильтониан протона в ЭМП принимает вид

$$\mathcal{H} = \frac{(\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A})^2}{2m} + eA_0 - \mu\boldsymbol{\sigma}\mathbf{H} + \frac{\mu^2}{e\hbar}\boldsymbol{\sigma}[\nabla A_0\mathbf{p}] \quad (4)$$

где $e = |e|$, m — заряд и масса протона.

Нас интересует изменение энергии орбитального движения протона под действием переменного МП. Эта часть энергии очевидно $\sim \mathbf{p}^2$. Оператор производной квадрата импульса в соответствии с общими правилами дифференцирования операторов по времени равен

$$\dot{\mathbf{p}}^2 = \frac{\partial \mathbf{p}^2}{\partial t} + \frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}, \mathbf{p}^2]$$

Так как \mathbf{p}^2 не зависит явно от времени, то $\dot{\mathbf{p}}^2$ пропорционален коммутатору гамильтониана (4) с \mathbf{p}^2 . Удобно выбрать калибровку потенциалов \mathbf{A} , A_0 в виде $\nabla\mathbf{A} = 0$. Коммутатор отличен от нуля для нескольких членов (4). Ниже использована тензорная алгебра операторов

в трехмерном евклидовом пространстве, так что расположение индексов сверху или внизу диктуется лишь удобством записи. Можно показать, что

$$\begin{aligned} [\mathcal{H}_{\mathbf{pA}}, \mathbf{p}^2] &= l \left[\frac{(\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A})^2}{2m}, \mathbf{p}^2 \rho \right] = -\frac{e}{mc} [\mathbf{A}\mathbf{p}, \mathbf{p}^2] + \frac{e^2}{2mc^2} [\mathbf{A}^2, \mathbf{p}^2] = \\ &= \frac{e}{mc} \left\{ A_{,kk}^i p_i + 2A_{,k}^i p_k p_i - \frac{e}{c} (A_{,i}^k A_{,k}^i + A_k A_{,ii}^k + 2A_k A_{,i}^k p^i) \right\} \end{aligned} \quad (5)$$

где обозначено $p_k A^i \equiv A_{,k}^i$. Это имеет смысл, поскольку $p_k = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x^k}$.

$$[\mathcal{H}_{\mathbf{E}}, \mathbf{p}^2] = [eA_0, \mathbf{p}^2] = eA_{0,i}^i + 2eA_0^i p_i \quad (6)$$

$$[\mathcal{H}_{\mathbf{sA}}, \mathbf{p}^2] = [-\mu\boldsymbol{\sigma}\mathbf{H}, \mathbf{p}^2] = \mu\sigma_k (H_{,i}^{k,i} + 2H_{,i}^k p^i)$$

Для однородного МП все производные H^k по координатам равны нулю, следовательно равен нулю и последний коммутатор.

$$[\mathcal{H}_{\mathbf{spr}}, \mathbf{p}^2] = \frac{\mu^2}{e\hbar} \sigma_k e^{ijk} (E_{,i,l}^l + 2E_{,i,l}^l) p_j \quad (7)$$

Изменение орбитальной энергии, таким образом, является следствием: 1) прямого действия МП, что связано с членом (5) коммутатора $[\mathcal{H}, \mathbf{p}^2]$, 2) прямого действия электрического поля — (6) и 3) косвенного действия МП через спин частицы — (7), которое возможно в неоднородном электрическом поле.

Понятно, что относительные вклады разных членов \mathbf{p}^2 в изменение орбитальной энергии зависят от конкретной модельной ситуации. При этом желательно выбрать такую модель, которая была бы относительно проста, не слишком далека от реальной ситуации, и подчеркивала бы интересующее нас косвенное действие МП через спин частицы. Вероятно, такая модель могла бы состоять в идеализации движения иона, например протона, через ионный канал биологической мембраны. Известно, что ионные каналы представлены скрученными в спираль участками белковых молекул, так что эти спиральные участки пересекают мембрану и позволяют ионам проникать через нее. Существенно, что электрическое поле внутри ионного канала имеет не только осевую компоненту, создаваемую разностью потенциалов на внутренней и внешней поверхностях мембраны, но и поперечную спиральную компоненту. По-видимому, она обусловлена гидрофильными участками разной полярности на поверхности белковой молекулы, обращенной внутрь спирали. Примем во внимание и то, что длина канала обычно в 5–10 раз превышает его диаметр.

Рассмотрим одномерное движение протона вдоль оси z , формальный переход осуществим по правилу $x = y = 0$ ⁴ для координат протона и $p_i = 0$, $i \neq 3$. Примем, что постоянное однородное МП направлено вдоль оси z , а переменная компонента вращается⁵ вокруг этой оси с частотой ω , что соответствует условиям ЯМР при $\omega = \gamma H_z / \hbar$.

Постоянное электрическое поле \mathbf{E} имеет поперечную компоненту, направление которой зависит линейно от z (пространственная спираль).

Условие $\text{div}\mathbf{A}$ определяет потенциал по данному МП неполностью. Очевидно, что $\mathbf{A}' = \mathbf{A} + \text{rot}\mathbf{B}$, где \mathbf{B} — функция координат, также соответствует $\text{rot}\mathbf{A}' = \mathbf{H}$ и условию $\text{div}\mathbf{A}' =$

⁴Использование общего метода Дирака исследования квантовых систем со связями [28] приводит к аналогичным результатам.

⁵Учет вращающейся компоненты МП не является ограничением: можно рассматривать и линейно-поляризованное переменное МП. В данном случае спиновая динамика в чем-то аналогична спектроанализатору, который выделяет спектральные компоненты сигнала. Спиновая динамика выделяет циркулярные компоненты в линейно-поляризованном МП, так как реагирует на них существенно разным образом.

0, если $\text{rot}(\text{rot}\mathbf{B}) = 0$. Удобно выбрать \mathbf{B} так, чтобы $A_3 = 0$. Направим орты \mathbf{e}_i , $i = 1, 2, 3$ вдоль осей x , y , z соответственно. Тогда если

$$\mathbf{H} = (H_1, H_2, H_3) = (h \cos \omega t, h \sin \omega t, H) \quad (8)$$

то

$$\mathbf{A} = \left(hz \sin \omega t - \frac{1}{2}Hy, hz \cos \omega t + \frac{1}{2}Hx, 0 \right) \quad (9)$$

Пусть

$$\mathbf{E} = (E \cos \xi z, E \sin \xi z, 0) \quad (10)$$

здесь $\lambda = 2\pi/\xi$ — пространственный период спирали. Определение \mathbf{E} в виде (10) есть идеализация, так как построить A_0 удовлетворяющий $\mathbf{E} = -\text{grad } A_0$ во всем пространстве по-видимому невозможно. Это обстоятельство тем не менее ничему не противоречит. Из (10) получим $A_{0,3} = 0$, тогда коммутатор (6) = 0, т.е. поперечное электрическое поле не влечет изменения энергии частицы. Задача состоит в том, чтобы понять, насколько существенны эффекты ядерного спина, поэтому имеет смысл ввести идеализацию бесконечно длинного канала. Это и означает $E_3 = 0$ и отсутствие потенциальной функции частицы. Вероятно, расчет вне этой идеализации потребует применения численных методов решения уравнений в частных производных.

Имеется и еще одна трудность. Потенциал A_0 как оператор хорошо определен в пространстве одномерных волновых функций, так как его действие сводится к умножению на E_3 . Действительно, изменение импульса определено коммутатором $\frac{i}{\hbar}[eA_0, \mathbf{p}] = -\frac{i}{\hbar}eA_{0,i} = -e\mathbf{E}$, что в одномерном случае дает $-eE_3$. При этом имеется достаточный произвол в выборе компоненты E_3 так, чтобы она не зависела от x и y . Тогда \mathbf{E} — «хороший» оператор, так как не выводит из множества одномерных функций. В то же время для одномерного движения вдоль оси z изменение импульса за счет действия потенциала \mathbf{A} определено коммутатором $\frac{i}{\hbar}[\mathcal{H}_{\mathbf{pA}}, \mathbf{p}] = e^2 A^i A_{i,3}/mc^2$, т.е. зависит вообще говоря от всех компонент \mathbf{A} . Устроить \mathbf{A} так, чтобы последний коммутатор не зависел от x и y и одновременно соответствовал выбранной калибровке и полю \mathbf{H} оказывается невозможно. Таким образом, потенциал \mathbf{A} и скаляр \mathbf{A}^2 — операторы, не определенные в пространстве одномерных волновых функций.

Член гамильтониана (4) $\sim \mathbf{A}^2$ иногда просто опускают, учитывая его относительную малость по сравнению с членом $\sim \mathbf{A}\mathbf{p}$. Здесь используем тот же прием. В одномерном случае, однако, член $\sim \mathbf{A}\mathbf{p}$ при выборе \mathbf{A} в виде (9) вообще не создает вклада в изменение импульса: $\mathbf{A}\mathbf{p} = 0$, также равен нулю и коммутатор (5). По этой причине спин-орбитальное взаимодействие в данной модели оказывается фактически единственным фактором, определяющим изменение поступательной энергии протона в МП. В то же время интересно сравнить оценку мощности преобразования спиновой энергии в орбитальную с каким-нибудь эталоном, соответствующим прямому преобразованию энергии МП в энергию орбитального движения. В качестве такого эталона будет использована оценка квантового предела мощности поглощения энергии МП классической частицей, движущейся по микроскопической замкнутой траектории.

Вместо (4) с учетом (8), (9), (10) запишем

$$\mathcal{H} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + \mathcal{H}_{sH} + \mathcal{H}_{sh} + \mathcal{H}_{spr} \quad (11)$$

где $\mathcal{H}_{sH} + \mathcal{H}_{sh} = -\mu\boldsymbol{\sigma}\mathbf{H}$ и

$$\mathcal{H}_{sH} = -\mu H \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{H}_{sh} = -\mu(\sigma^1 H_1 + \sigma^2 H_2) = -\mu h \begin{pmatrix} 0 & e^{-i\omega t} \\ e^{i\omega t} & 0 \end{pmatrix}$$

Оператор \mathcal{H}_{sh} вызывает переходы в спиновых компонентах спинорной волновой функции частицы, оставляя неизменной ее орбитальную часть. Оператор \mathcal{H}_{spr} обеспечивает перекачку энергии из спиновой подсистемы в орбитальную. Чтобы оценить порядок величины среднего значения производной \mathbf{p}^2 , разумеется не нужно знать точных волновых функций — решений уравнения Шредингера с гамильтонианом (11), так как основной вклад будут создавать собственные функции превалирующего члена $\mathbf{p}^2/2m$. При этом кроме $\mathbf{p}^2/2m$ надо учесть и член \mathcal{H}_{sH} , так как часть энергии, обусловленная именно этим членом, способна перекачиваться в орбитальные степени свободы. То есть необходимо найти собственные волновые функции оператора $\mathbf{p}^2/2m + \mathcal{H}_{sH}$, взять пару с разными значениями энергии спина и в этих обкладках посчитать матричный элемент оператора $\frac{i}{\hbar}[\mathcal{H}_{spr}, \mathbf{p}^2]$.

Собственными функциями $\mathbf{p}^2/2m$ являются собственные функции оператора импульса \mathbf{p} : $\psi_{\mathbf{p}} = \exp\left(\frac{i}{\hbar}\mathbf{Pr}\right)$ с энергией $\varepsilon_P = P^2/2m$. Собственные функции $\mathbf{p}^2/2m + \mathcal{H}_{sH}$ имеют в силу коммутативности $\mathbf{p}^2/2m$ и \mathcal{H}_{sH} вид $\psi_{\mathbf{p}s} = \psi_{\mathbf{p}}\psi_s$, $s = 1, 2$, где ψ_s определены в (2).

Найдем следующие матричные элементы, используя (7)

$$g_{qs} = \langle \psi_{P'q} | \frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}_{spr}, \mathbf{p}^2] | \psi_{Ps} \rangle = \frac{i\mu^2}{e\hbar^2} e^{ijk} \langle \psi_q | \sigma_k | \psi_s \rangle \langle \psi_{P'} | \left(E_{i,l}^l + 2E_{i,l}P^l \right) p_j | \psi_P \rangle \quad (12)$$

Учитывая явный вид матриц Паули в базисе ψ_s найдем

$$\langle \psi_q | \sigma_k | \psi_s \rangle = \begin{cases} 1 & k = 1 \\ i\theta_s & k = 2 \\ 0 & k = 3 \end{cases}, \theta_1 = 1, \theta_2 = -1, \quad \langle \psi_s | \sigma_k | \psi_s \rangle = \begin{cases} 0 & k = 1, 2 \\ \theta_s & k = 3 \end{cases} \quad (13)$$

Откуда видно, что $g_{ss} = 0$, т.е. мощность перехода равна нулю если спиновое состояние не меняется. Подставляя (13) и (10) в (12), обозначая для краткости $p_3 \equiv p$, получим

$$\begin{aligned} g_{qs} &= \frac{\mu^2}{e\hbar} E\xi \left(\theta_s \hbar \xi \langle \psi_{P'} | e^{i\theta_s \xi z} p | \psi_P \rangle + 2 \langle \psi_{P'} | e^{i\theta_s \xi z} p^2 | \psi_P \rangle \right) (1 - \delta_{qs}) = \\ &= \frac{\mu^2}{e\hbar} E\xi P \left(\theta_s \hbar \xi + 2P \right) \delta \left(\frac{P - P' + \theta_s \hbar \xi}{2\pi\hbar} \right) (1 - \delta_{qs}) \end{aligned}$$

Здесь использована нормировка функций ψ_P на δ -функцию, δ_{qs} — символ Кронекера. Поскольку реальные (близкие к минимальным) значения P в ионном канале

$$P \sim \frac{\hbar}{n\lambda} = \frac{\hbar\xi}{2\pi n}, \quad \lambda = \frac{2\pi}{\xi}, \quad n \sim 10 \quad (14)$$

то членом $2P$ в круглых скобках можно пренебречь.

В силу нормировки на δ -функцию g_{qs} имеет смысл плотности мощности перехода отнесенной к единичному интервалу $\frac{P'}{2\pi\hbar}$ конечного состояния. Чтобы получить мощность перехода G надо проинтегрировать полученное выражение

$$G_{qs} = \int_{-\infty}^{\infty} g_{qs} \frac{dP'}{2\pi\hbar} = \frac{\mu^2}{e} E\xi^2 P \theta_s (1 - \delta_{qs}) \quad (15)$$

Используя соотношения (14) и $E \sim e\lambda^{-2}$ в (15) найдем оценку мощности перехода

$$G = \frac{1}{2m} \frac{\hbar(4\pi\mu)^2}{n\lambda^5} \approx 10^{11} \text{ p c}^{-1} \quad (16)$$

где шаг белковой спирали принят равным 5 \AA .

Полученная оценка характеризует скорость передачи энергии спина в энергию поступательного движения. Найдем теперь скорость преобразования энергии МП в энергию спина. Последней соответствует оператор $\mathcal{H}_{sA} = -\mu\sigma\mathbf{H}$. Оператор мощности равен

$$\dot{\mathcal{H}}_{sA} = \frac{\partial \mathcal{H}_{sA}}{\partial t} = -\mu\sigma\dot{\mathbf{H}} \quad (17)$$

так как \mathcal{H}_{sA} коммутирует с гамильтонианом (4) (при этом очевидно \mathcal{H}_{spr} учитывать не следует). Из (17) найдем матричные элементы G , используя (8), (13)

$$G_{qs} = \langle \psi_q | \dot{\mathcal{H}}_{sA} | \psi_s \rangle = -\mu \langle \psi_q | \sigma_k | \psi_s \rangle \dot{H}^k = -\mu h \omega i \theta_s e^{i\theta_s \omega t}$$

Оценка мощности соответствует амплитуде матричных элементов. Беря $\omega = \frac{1}{h}\gamma H$ (условие ЯМР), $h \sim H \sim 0,5$ Гс, получим

$$G = \mu h \omega \approx \frac{2}{h} \mu^2 H^2 \sim 10^{-19} \text{ р с}^{-1} \quad (18)$$

Из сравнения (18) и (16) видно, что именно стадия трансформации энергии МП в спиновую энергию лимитирует скорость всего процесса перекачки энергии МП через спин в поступательное движение.

Отсюда следует, что в условиях сравнительно сильного неоднородного внутримолекулярного электрического поля МП связано со спином гораздо слабее, чем спин — с орбитальными степенями свободы. Поэтому, если говорить о резонансном преобразовании энергии МП в энергию орбитальных степеней свободы, то частоты резонансов скорее связаны с параметрами орбитального движения частицы, чем с частотами ЯМР. Расчет таких резонансов в моделях конкретных биофизических систем представляет самостоятельную задачу.

Найдем, наконец, для сравнения масштаб мощности процесса прямого преобразования энергии МП в орбитальное движение, описываемое уравнением

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e \text{grad} A_0 - \frac{e}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \frac{e}{c} [\mathbf{v} \text{rot} \mathbf{A}] \quad (19)$$

Мгновенная мощность определяется выражением $G_t = e\mathbf{v}\mathbf{E}$, следующим из (19). Нас интересует компонента \mathbf{E} , индуцированная переменным МП. В этом отношении существенны два обстоятельства. Во-первых, для лабораторных МП верхняя оценка модуля \mathbf{E} определена формулой $E \sim \frac{R}{2c} \left| \frac{dH}{dt} \right|$, где R — характерные размеры источника МП. Однако, размер области движения частицы, потенциально ответственной за биомagnetизм, гораздо меньше R . Кроме того, частица может приобретать и терять энергию на разных участках пути. В таком случае имеет смысл оценка средней мощности за некоторый интервал микроскопического движения. Во-вторых, для удаленных источников МП, таких как геомагнитное поле или поля индустриального происхождения, определена лишь циркуляция $\text{rot} \mathbf{E}$, а не само поле \mathbf{E} . Поэтому есть достаточно оснований рассматривать мощность процесса преобразования энергии по отношению к финитному движению частицы и воспользоваться приближением замкнутой траектории.

Пусть частица движется по замкнутому контуру C длиной L перпендикулярно \mathbf{H} . Средняя за период движения мощность определится контурным интегрированием G_t . Используя теорему Стокса и условие однородности МП получим

$$G_c = \frac{e}{L} \oint_C v \mathbf{E} d\mathbf{l} \leq \frac{ev_m}{L} \int_S \text{rot} \mathbf{E} ds = -\frac{ev_m}{cL} \int_S \frac{d\mathbf{H}}{dt} ds \leq \frac{e}{2c} v_m r \left(\frac{dH}{dt} \right)_{amp}$$

где S — площадь контура, r — радиус описанной вокруг контура окружности, $v = |\mathbf{v}|$, v_m — максимальная скорость частицы за период движения, $(dH/dt)_{amp}$ — амплитудное значение dH/dt , $H = |\mathbf{H}|$. Если $H \sim \sin \omega t$, то G_c можно записать в виде

$$G_c \leq \frac{e}{2c} vr H \omega = \frac{e}{2c} \frac{Pr}{m} H \omega \quad (20)$$

где v_m заменено на v . Однако G_c не может быть произвольно малой из-за квантовых эффектов.

Учитывая, что $\mu = \mu_r \mu_N = \mu_r e \hbar / 2mc$, где μ_r — относительный магнитный момент, получим из (20), (18) отношение мощностей по косвенному (через спин) и прямому механизмам

$$\frac{G}{G_c} \sim \mu_r \frac{\hbar}{Pr} \quad (21)$$

Фактически оно равно отношению спинового и орбитального угловых моментов частицы.

Многие модели биомагнитных эффектов построены на рассмотрении динамики небольших ионов, двигающихся в ограниченных микроскопических участках, хорошо защищенных от тепловых колебаний среды [29]. В этом случае обоснована оценка орбитального момента импульса частицы Pr из обобщенного соотношения неопределенности, которое в соответствующей системе координат связывает неопределенность момента с неопределенностью угловой координаты: $\Delta(Pr)\Delta\varphi \geq |\langle i[l, \varphi] \rangle|/2$, где $l = -i\hbar\partial/\partial\varphi$ и φ — оператор углового момента и угловая координата, r — размер области движения частицы, например, размер ионного канала. Так как $\Delta\varphi \sim 2\pi$, то

$$\frac{G}{G_c} \lesssim 4\pi\mu_r \approx 36$$

для протона. Аналогичные оценки для таких важных в биохимическом отношении ионов как ^{39}K , ^{23}Na , ^{35}Cl дают значения (с учетом их массы) $G/G_c \approx 64$, 214, 120. Однако, например, ионы ^{40}Ca , ^{24}Mg имеют нулевой ядерный спин, и их движение не связано со спином. Правда следует отметить, что в большинстве экспериментальных работ с регистрацией ионов кальция биологических систем в МП использовали изотоп ^{45}Ca [16], для которого отношение G/G_c также составляет несколько десятков.

Полученные оценки показывают, что когда мощность прямого преобразования энергии МП в орбитальную энергию приближается к своему квантовому пределу, спиновые степени свободы начинают играть существенную роль.

4 Заключение

Еще 10–20 лет назад биологическое действие низкочастотных магнитных полей малой интенсивности казалось невозможным, так как мощность поля недостаточна для сколько-нибудь существенного нагрева тканей, а квант энергии поля, в свою очередь, имеет величину на много порядков меньше kT . На сегодня накоплено множество данных, свидетельствующих о биологической эффективности как слабых ЭМП и МП, так и агентов вещественной природы — растворов препаратов в крайне низких концентрациях [30].

Общепринята точка зрения, согласно которой очень малые индуцированные слабыми внешними воздействиями изменения в динамике частиц, образующих живую ткань, способны быть усилены за счет протекания необратимых процессов метаболизма. При этом разнообразные и мощные буферные системы, которые обычно защищают организм от действия внешних раздражителей, оказываются выключенными. Действие слабых факторов

лежит ниже порога включения буферных систем и накапливается на суббуферном уровне при длительной экспозиции (десятки минут и более).

Несомненно, что только при учете функционирования биофизических структур в режимах далеких от равновесия возникает принципиальная возможность объяснения феномена малых доз и слабых воздействий. По отношению к неравновесным структурам понятие температуры, а вместе с ней и понятие средней энергии на одну степень свободы kT имеет существенно ограниченный смысл. В частности, понятие температуры неприменимо к ансамблям биофизических структур, которые обладают свойством пребывать в долгоживущих или метастабильных состояниях, релаксация которых так или иначе затруднена⁶. Для адекватного сравнения параметров таких структур необходимы другие, отличные от kT энергетические масштабы.

В данной работе использовано то обстоятельство, что два разных способа преобразования энергии МП в динамику частицы исключают какие-либо еще возможности. Поэтому имела смысл относительная оценка мощности этих процессов. Интересно, что она позволяет существенно обосновать тезис об участии ядерных спиновых степеней свободы в биохимических процессах.

Если природа биологического действия слабых низкочастотных МП связана с поглощением энергии МП, то в отношении начальной стадии механизма рецепции МП справедливы следующие утверждения. Существуют, как уже сказано, два способа преобразования энергии МП в энергию орбитальных степеней свободы частиц, которые в конечном счете контролируют биохимические процессы. Это: 1) прямое преобразование по механизму, допускающему классическую аналогию, и 2) косвенное преобразование с участием спиновых степеней свободы частиц. Мощность прямого процесса приближается к квантовому пределу, когда импульс частиц достаточно мал и не удовлетворяет соотношению $P \gg \hbar/r$, где r — размер области движения. Это происходит в ограниченных участках биофизических систем, достаточно защищенных от внешней среды. Именно в таких местах, которые часто являются ключевыми для осуществления биохимических реакций, ядерные спины становятся существенным фактором. Если биохимически-значимое движение частицы квазиодномерно, то роль ядерного спина становится преобладающей.

Так как подинтегральное выражение в (15) содержит δ -функцию от разности $P - P' + \theta_s \hbar \xi$, основную часть мощности создают переходы в состояние $P' = P + \theta_s \hbar \xi$. Отметим в этой связи следующее.

1) Значение $\hbar \xi$, $\xi = 2\pi\lambda^{-1}$, λ — шаг спирали $\sim 5 \text{ \AA}$ соответствует энергии протона в КВЧ-диапазоне $\sim 10^2 - 10^3$ ГГц. Накачка такой моды протона, судя по многочисленным данным экспериментов в области биологического действия ЭМП КВЧ-диапазона, может оказаться важной для биохимических процессов. Накачка реальна при условии метастабильности состояний частицы в ионном канале, т.е. затрудненности тепловой релаксации этих состояний; в [5] белковую спираль канала рассматривают как эффективный изолятор внешних тепловых колебаний.

2) Имеется асимметрия P' по отношению к прямым $s \rightarrow q$ и обратным $q \rightarrow s$ переходам и по отношению к правой $\xi = |\xi|$ и левой $\xi = -|\xi|$ закрутке белковой спирали. Предполагается, что фактор киральности спирали интерферирует с асимметрией спиновой динамики по отношению к правому $\omega = |\omega|$ и левому $\omega = -|\omega|$ вращениям МП, так что если рассматриваемые механизмы существуют, то они будут наблюдаемы только для одного типа энантиомеров белковых спиралей независимо от направления постоянной и направления вращения переменной компонент МП.

Отметим, что соотношение (21) связывает мощности «спинового» и прямого механизмов независимо от выполнения условий ЯМР. Было бы неправильно поэтому считать, что

⁶ Например метастабильные состояния водного раствора глицилтриптофана, индуцированные внешним магнитным полем, релаксируют около двух часов [31].

механизм накачки орбитальной энергии через спин является развитием идеи ЯМР. Например, заранее нельзя утверждать, что частоты возможных «спин-орбитальных резонансов» будут как-то соотноситься с частотами ЯМР, хотя бы и по порядку величины. Эти резонансы, в отличие от ЯМР, зависят не только от магнитного момента частицы и величины поля, но и от конкретного устройства области движения частицы.

Теперь можно ответить на вопрос, какой процесс мог бы вместо сигнала поглощения энергии МП служить детектором ядерной спиновой динамики. Это биохимический процесс, частью модели которого является динамика спиновых частиц в пределах «активного центра». Следует ожидать, что доступная измерению скорость процесса будет испытывать резонансное изменение в соответствии с резонансом в преобразовании энергии МП в энергию орбитального движения.

В последнее время значительные результаты достигнуты в традиционном научном направлении геометризации физических полей. По-видимому удалось построить такое пространство событий, в котором все известные на сегодня физические поля и взаимодействия описываются единым образом [32]. Центральным объектом новой нелинейной теории являются т.н. поля инерции или торсионные поля. В математическом плане они представляют тензорные поля и тесно связаны со свойством кручения пространства. Уравнение Шредингера возникает в этой теории как некоторое линейное приближение, причем нет теоретических ограничений на величину нелинейных эффектов. Параметры теории в этом отношении должны быть установлены экспериментально. Кроме того, сами поля кручения порождаемы, в частности, спинами микрочастиц. В этой связи интересно предположить, что взаимодействие или интерференция вращающегося магнитного поля, спина и спирального электрического поля допускает эффекты, не описываемые уравнением (3), независимые от магнитного момента частицы, но «генетически» обусловленные спином.

Автор искренне признателен Л.А. Блюменфельду за ценные советы и замечания.

Список литературы

- [1] Электромагнитные поля в биосфере / Под ред. Н. В. Красногорская. — Москва: Наука, 1984. — Т.1, 375 с.; Т.2, 326 с.
- [2] *Dubrov A. P.* The Geomagnetic Field and Life. Geomagnetobiology. — New York: Plenum, 1978.
- [3] Материалы второго всесоюзного симпозиума «Космофизические флуктуации в биологических и физико-химических системах», Пущино, ноябрь 1990. — *Биофизика*, 37(3–4). — 1992.
- [4] Проблемы космической биологии, Т. 43. Влияние солнечной активности на биосферу. — М., Наука. — 1982. — 233 с.
- [5] *McLeod B. R., Liboff A. R., Smith S. D.* Electromagnetic gating in ion channels // *J. Theor. Biol.* — 1992. — Vol. 158, no. 1. — Pp. 15–32.
- [6] *Fröhlich H.* The biological effects of microwaves and related questions // *Adv. Electron. Electron Phys.* — 1982. — Vol. 58. — Pp. 85–132.
- [7] Abst. 1 World Congr. Elec. Magn. Biol. Med. / BEMS. — Lake Buena Vista, Florida, 1992. — June 14–19.

- [8] Electromagnetic Fields and Biomembranes / Ed. by M. Markov, M. Blank. — New York and London: Plenum, 1986.
- [9] Dielectric measurements on live biological material under magnetic resonance condition / A. H. Jafary-Asl, S. N. Solanki, E. Aarholt, C. W. Smith // *J. Biol. Phys.* — 1983. — Vol. 11. — Pp. 15–22.
- [10] NMR conditions and biological systems / E. Aarholt, M. Jaberansari, A. H. Jafary-Asl et al. // *Modern Bioelectricity* / Ed. by A. Marino. — New York: Marcel Dekker, 1988. — Pp. 75–105.
- [11] *Thomas J. R., Schrot J., Liboff A. R.* Low-intensity magnetic fields alter operant behavior in rats // *Bioelectromagnetics*. — 1986. — Vol. 7. — Pp. 349–357.
- [12] Influence of electromagnetic fields on the efflux of calcium ions from brain tissue in vitro: A three-model analysis consistent with the frequency response up to 510 Hz / C. F. Blackman, S. G. Benane, D. J. Elliott et al. // *Bioelectromagnetics*. — 1988. — Vol. 9. — Pp. 215–227.
- [13] Importance of alignment between local DC magnetic field and an oscillating magnetic field in responses of brain tissue in vitro and in vivo / C. F. Blackman, S. G. Benane, D. E. House, D. J. Elliott // *Bioelectromagnetics*. — 1990. — Vol. 11. — Pp. 159–167.
- [14] Calcium uptake by leukemic and normal T-lymphocytes exposed to low frequency magnetic fields / D. B. Lyle, X. Wang, R. D. Ayotte et al. // *Bioelectromagnetics*. — 1991. — Vol. 12. — Pp. 145–156.
- [15] *Belyaev I. Ya., Shcheglov V. S., Alipov Ye. D.* Existence of selection rules on helicity during discrete transitions of the genome conformational state of *E.coli* cells exposed to low-level millimeter radiation // *Bioelectroch. Bioener.* — 1992. — Vol. 27. — Pp. 405–411.
- [16] Mechanisms of electromagnetic interaction with cellular systems / W. Grundler, F. Kaiser, F. Keilmann, J. Walleczek // *Naturwissenschaften*. — 1992. — Vol. 79. — Pp. 551–559.
- [17] *S. I. Kubarev S. V. Sheberstov A. S. S.* Resonance effect of a high-frequency magnetic field on the recombination probability of radical pairs in a liquid // *Chem. Phys. Lett.* — 1980. — Vol. 73, no. 2. — Pp. 370–374.
- [18] *Polk C.* Biological effects of low-level low-frequency electric and magnetic fields // *IEEE Trans. Educat.* — 1991. — Vol. 34, no. 3. — Pp. 243–249.
- [19] *Polk C.* Nuclear precessional magnetic resonance as a cause for biological effects of time varying electric or magnetic fields in the presence of an earth-strength static magnetic field // *Proc. Eleventh Ann. Meet. Bioelectromagnet. Soc. / BEMS*. — Frederic, MD: 1989.
- [20] *Бинги В. Н.* Биоманнитные корреляции и гипотеза токовых состояний протона в воде // *Биофизика*. — 1992. — Т. 37, № 3. — С. 596–600.
- [21] *Дмитриевский И. М.* Космофизические корреляции в живой и неживой природе как проявление слабых воздействий // *Биофизика*. — 1992. — Т. 37, № 4. — С. 674–680.

- [22] *Sandweiss J.* On the cyclotron resonance model of ion transport // *Bioelectromagnetics*. — 1990. — Vol. 11. — Pp. 203–205.
- [23] Environmental optimization and shielding for NMR experiments and imaging in the earth's magnetic field / B. Favre, J. Bonche, H. Meheir, J. Peyrin // *Magn. Reson. Med.* — 1990. — Vol. 13, no. 2. — Pp. 299–304.
- [24] *Бородин П. М.* Ядерный магнитный резонанс в земном поле. — Ленинград: ЛГУ, 1967.
- [25] *Serpersu E. H., Tsong T. Y.* Activation of electrogenic Rb^+ transport of Na, K-ATPase by an electric field // *J. Biol. Chem.* — 1984. — Vol. 259. — Pp. 7155–7162.
- [26] *Blank M., Soo L.* Ion activation of the Na,K-ATPase in alternating currents // *Bioelectroch. Bioener.* — 1990. — Vol. 24. — Pp. 51–61.
- [27] *Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б.* Квантовая электродинамика. — Москва: Наука, 1969.
- [28] *Дирак П.* Принципы квантовой механики. — Москва: Наука, 1979.
- [29] *Lednev V. V.* Possible mechanism for the influence of weak magnetic fields on biological systems // *Bioelectromagnetics*. — 1991. — Vol. 12. — Pp. 71–75.
- [30] *Блюменфельд Л. А.* Параметрический резонанс как возможный механизм действия сверхнизких концентраций биологически активных веществ на клеточном и субклеточном уровне // *Биофизика*. — 1993. — Т. 38, № 1. — С. 128–131.
- [31] *Лобышев В. И., Рыжиков Б. Д., Шихлинская Р. Э.* Влияние внешних полей и особенности релаксации водных растворов глицилтриптофана // *Журнал физической химии*. — 1990. — Т. 64, № 10. — С. 2817–2819.
- [32] *Шипов Г. И.* Теория физического вакуума. — Москва: «НТ-Центр», 1993. — 362 с.

Nuclear spins in the primary mechanisms of biological action of magnetic fields

V.N. Binhi

“Vent” Interdisciplinary Scientific-Technical Centre, Moscow

The initial stage of the primary mechanism of biological reception of magnetic fields is examined. Two possibilities exist for the transformation of the energy of the magnetic field into that of the orbital degrees of freedom of the particles which ultimately control the biochemical processes. Direct transformation admits of the classical analogy in the form of the Lorentzian force acting on the particle. Indirect transformation is associated with the spin of the particles. The power of the direct process approaches the quantum limit in the confined regions of biophysical systems adequately protected from the environment. It is shown that at these sites which are often key for biochemical reactions, the nuclear spins become a fundamental factor. The link between the phenomenon of the biological action of weak magnetic fields and the more general problem of the biological efficacy of weak physicochemical factors is discussed.