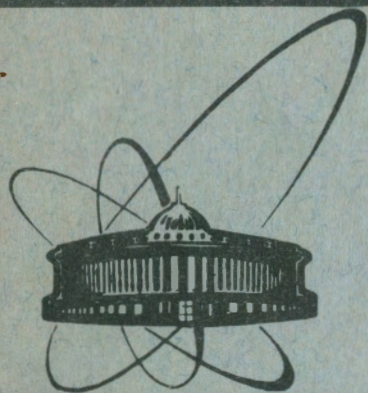


91-265



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P19-91-265

В. И. Данилов, С. Ю. Зинченко

ВАРИАЦИИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ
И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ К НИМ
БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

1991

Вариации геомагнитного поля и чувствительность к ним биологических объектов

В рамках модели, описывающей влияние магнитного поля на биологические объекты, в которой примесные атомы рассматриваются как рецепторы магнитных полей, на основе проведенных вычислений их энергетических подуровней сверхтонкой структуры показано, что действие геомагнитного поля на примесные атомы, находящиеся в объемах живых клеток, путем магнитодипольных переходов следует рассматривать в зависимости от величины перепада индукции геомагнитного поля ΔB . 1) При величине $\Delta B > 10$ пТл в $2P$ -состояниях, при $\epsilon > 10$ магнитодипольные переходы между подуровнями сверхтонкой структуры в пределах одного термина. 2) Во время магнитных бурь при $\Delta B > 100$ нТл, когда возможны вынужденные переходы из $2P_{3/2}$ и $2P_{1/2}$ -состояний в $2S_{1/2}$ -метастабильное состояние в резонансных зонах с возможностью накопления энергии.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1991

Перевод авторов

Danilov V.I., Zinchenko S.Yu.

P19-91-265

Geomagnetic Field Variations and Sensibility of Biological Objects to Them

The model describing the effect of the magnetic field on biological objects, where impurity atoms are regarded as magnetic field receptors is developed. It is shown on the basis of calculations of energy sublevels of the hyperfine structure that the effect of the geomagnetic field upon the impurity atoms in the volume of living cells should be considered in relation to the value of geomagnetic field induction pulses ΔB . 1) When the dielectric constant $\epsilon > 10$ and $\Delta B > 10$ pT, magnetodipole transitions between sublevels of the hyperfine structure within one term are possible in impurity atoms in their $2P$ -state. 2) During magnetic storms with $\Delta B > 100$ nT magnetodipole or magnetoquadrupole forced transitions from $2P_{1/2}$ and $2P_{3/2}$ states to $2S_{1/2}$ metastable state are possible in resonant zones formed by intersection of hyperfine energy sublevels of the corresponding excited levels.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

В предыдущих работах^{1,2/} было показано, что воздействие геомагнитного поля (ГМП) на биологические объекты возможно в зоне, в которой зеemanовские энергетические подуровни примесных атомов в состояниях $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$ могут соответственно пересекаться с подуровнем $2S_{1/2}$ -состояния. Они были рассчитаны при учете спин-орбитального взаимодействия, что обусловило их тонкую структуру.

Наличие спина ядра у примесных атомов приведет к так называемой сверхтонкой структуре (СТС) зеemanовских энергетических подуровней. Оценка разности этих подуровней при СТС позволяет в рамках развиваемой модели найти нижнюю границу перепада индукции ГМП ΔB , при которой возможно воздействие в биосфере Земли ГМП на биологические объекты.

Магнитную энергию одноэлектронного атома с учетом СТС, но без учета электростатического взаимодействия между ядром и электронной оболочкой атома, можно представить как

$$W_f = W_j + W_{Ij}, \quad (1)$$

где W_j — энергия тонкого взаимодействия, а W_{Ij} представляет магнитную энергию взаимодействия между водородоподобной оболочкой и атомным ядром с зарядом $z=1$ и имеет следующий вид^{3/}:

$$W_{Ij} = \frac{1}{2} A_{Ij} [f(f+1) - I(I+1) - j(j+1)]. \quad (2)$$

Здесь A_{Ij} — постоянная СТС для водородоподобного атома, определяемая по своей физической сущности как $A_{Ij} = \mu_I \langle B(0) \rangle / Ij$, или в аналитическом представлении^{3/}:

$$A_{Ij} = \frac{chR_y a^2 g'_1}{n^3 (\ell + \frac{1}{2}) j(j+1)}. \quad (3)$$

Здесь μ_I — магнитный момент ядра, $\langle B(0) \rangle$ — среднее значение z -компоненты магнитного поля электрона в месте расположения ядра (\vec{j} параллельно оси z).

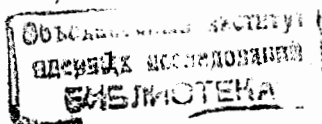


Таблица 2. Спин ядра равен нулю

Элемент	Концентрация в клетке	Химический символ
Кислород	$10^{12}-10^{14}$	$^{16}_8\text{O}$
Углерод	$10^{12}-10^{14}$	$^{12}_6\text{C}$
Магний	$10^{10}-10^{12}$	$^{24,26}_{12}\text{Mg}$
Кальций	$10^{10}-10^{12}$	$^{40}_{20}\text{Ca}$
Цинк	10^8-10^{10}	$^{64,66,68}_{30}\text{Zn}$
Молибден	10^8-10^{10}	$^{92,94,96,98,100}_{42}\text{Mo}$
Свинец	10^8-10^{10}	$^{204}_{82}\text{Pb}$
Стронций	10^8-10^{10}	$^{86,88}_{38}\text{Sr}$
Никель	10^8-10^{10}	$^{61}_{28}\text{Ni}$
Кадмий	10^8-10^{10}	$^{110,112,114}_{48}\text{Cd}$
Селен	10^8-10^{10}	$^{76,78}_{34}\text{Se}$
Ртуть	10^4-10^6	$^{198,200,202,204}_{80}\text{Hg}$

В выражениях (2) и (3) вектор $\vec{f} = \vec{j} + \vec{I}$ характеризует полный момент одноэлектронного атома, \vec{I} — момент ядра, $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}$ — момент электронной оболочки, n, ℓ, s — главное, орбитальное, спиновое квантовое число соответственно, R_y — постоянная Ридберга, h — постоянная Планка, a — постоянная тонкой структуры атома, c — скорость света, $g' = \frac{m_e}{m_p} g_I$ — фактор Ланде для ядра, m_e — масса электрона,

m_p — масса протона.

Из соотношения (2) следует, что при $j = 1/2, I \geq 1/2$ получается дуплет СТС с квантовыми числами $f = I + 1/2$ и $f = I - 1/2$. Сдвиги центров тяжести этих дуплетов соответственно равны $A_{Ij} I/2$ и $A_{Ij} (I + 1)/2$, а для $j > 1/2$ и $I > 1/2$ интервалы между термами мультиплета сверхтонкой структуры с $f = I + j, I + j - 1, \dots |I - j|$ относятся как $(I + j) : (I + j - 1) : \dots |I - j|$.

В применении к примесным атомам ($\epsilon \leq 25$) для постоянной СТС получим

$$A_\epsilon = A_{Ij} / \epsilon^4, \quad (4)$$

так как $a_\epsilon = a / \epsilon$ и $R_{y\epsilon} = R_y / \epsilon^2$.

В табл.1 для $I = 1/2$ и ядра атома водорода ($g_I^H \approx 5,58$) приведены параметры, характеризующие СТС.

В двух нижних строчках табл.1 дано значение постоянной СТС A_ϵ^H для примесного атома водорода при $\epsilon = 10$.

Известно^{4/}, что в среднем клетка организма человека содержит более чем по 10^{14} атомов водорода и кислорода, по $10^{12}-10^{14}$ атомов углерода и азота, по $10^{10}-10^{12}$ атомов кремния, фосфора, натрия, калия, магния, кальция и хлора, по 10^8-10^{10} атомов цинка, лития, рубидия, меди, марганца, алюминия, железа, брома, по 10^6-10^8 атомов олова,

Таблица 1

	$1S_{1/2}$	$2S_{1/2}$	$2P_{1/2}$	$2P_{3/2}$
A_{Ij}^H	1420	177	59	23,6 МГц
$A_\epsilon^H = A_{Ij}^H / \epsilon^4$	0,142	$1,77 \cdot 10^{-2}$	$5,9 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$ МГц
$\epsilon = 10$	$6 \cdot 10^{-10}$	$7 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{-11}$	10^{-11} эВ

титана, молибдена, кобальта, йода, свинца, серебра, бора, стронция, никеля, ванадия, скандия, кадмия, хрома, селена, по 10^4-10^6 — урана, ртути, бериллия и по 10^2-10^4 атомов еще сорока элементов таблицы Менделеева.

В следующих таблицах элементы, входящие в состав живых клеток, сгруппированы по спину ядра.

Так как атомы элементов табл.2 имеют нулевой спин, то они не будут иметь компонент сверхтонкой структуры.

На рис.1 представлена зависимость отношения g_I различных элементов, входящих в состав живых клеток, к фактору g_I^H для атома

Таблица 3. Спин ядра I = 1/2

Элемент	Концентрация в клетке	Химический символ	g_I
Водород	10^{14}	^1_1H	5,58552
Углерод	$10^{12}-10^{14}$	$^{13}_6\text{C}$	1,4045
Азот	$10^{10}-10^{12}$	$^{15}_7\text{N}$	-0,56624
Кремний	$10^{10}-10^{12}$	$^{29}_{14}\text{Si}$	-1,10984
Фосфор	$10^{10}-10^{12}$	$^{31}_{15}\text{P}$	2,26330
Олово	10^8-10^{10}	$^{117,119}_{50}\text{Sn}$	-1,9902, -2,0822
Свинец	10^8-10^{10}	$^{207}_{82}\text{Pb}$	1,1674
Серебро	10^8-10^{10}	$^{107,109}_{47}\text{Ag}$	-0,226028, -0,259848
Кадмий	10^8-10^{10}	$^{111,113}_{48}\text{Cd}$	-1,1846, -1,2392

Таблица 4. Спин ядра I = 3/2

Элемент	Концентрация в клетке	Химический символ	g_I
Натрий	$10^{10}-10^{12}$	$^{23}_{11}\text{Na}$	1,47836
Калий	$10^{10}-10^{12}$	$^{39,41}_{19}\text{K}$	0,260582, 0,14302
Хлор	$10^{10}-10^{12}$	$^{35,37}_{17}\text{Cl}$	0,54787, 0,45607
Литий	10^8-10^{10}	^7_3Li	2,17089
Рубидий	10^8-10^{10}	$^{87}_{37}\text{Rb}$	1,83291
Медь	10^8-10^{10}	$^{63,65}_{29}\text{Cu}$	1,48419, 1,59063
Железо	10^8-10^{10}	$^{57}_{26}\text{Fe}$	0,003
Бром	10^8-10^{10}	$^{79,82}_{35}\text{Br}$	1,40383, 1,51298
Хром	10^8-10^{10}	$^{53}_{24}\text{Cr}$	0,31567
Ртуть	10^4-10^6	$^{201}_{80}\text{Hg}$	0,3692
Бериллий	10^4-10^6	^9_4Be	0,78497

Таблица 5

Элемент	Концентрация в клетке	Химический символ	Спин ядра	g_I
Кислород	$10^{12}-10^{14}$	$^{17}_8\text{O}$	5/2	0,75712
Цинк	10^8-10^{10}	$^{67}_{30}\text{Zn}$	5/2	0,349512
Марганец	10^8-10^{10}	$^{55}_{25}\text{Mn}$	5/2	1,387012
Алюминий	10^8-10^{10}	$^{27}_{13}\text{Al}$	5/2	1,45653
Титан	10^8-10^{10}	$^{47}_{22}\text{Ti}$	5/2	0,314824
Молибден	10^8-10^{10}	$^{95,97}_{42}\text{Mo}$	5/2	0,36392, 0,37156
Кобальт	10^8-10^{10}	$^{59}_{27}\text{Co}$	7/2	1,325686
Йод	10^8-10^{10}	$^{127}_{53}\text{I}$	5/2	1,12335
		$^{129}_{53}\text{I}$	7/2	0,7478
Стронций	10^8-10^{10}	$^{87}_{38}\text{Sr}$	9/2	0,24204
Ванадий	10^8-10^{10}	$^{51}_{23}\text{V}$	7/2	1,470009
Скандий	10^8-10^{10}	$^{45}_{21}\text{Sc}$	7/2	1,358889
Селен	10^8-10^{10}	$^{79}_{34}\text{Se}$	7/2	0,2900
Уран	10^4-10^6	$^{235}_{92}\text{U}$	7/2	0,22857

водорода от массового числа А. Это отношение лежит в диапазоне

$$5 \cdot 10^{-4} \leq |g_I^H / g_I^H| \leq 4 \cdot 10^{-1}. \quad (5)$$

Следует отметить, что нижняя граница в соотношении (5) связана с железом ($g_I^{\text{Fe}} = 3 \cdot 10^{-3}$), который как элемент входит в состав крови и как примесный атом — в состав ДНК^{/5/}.

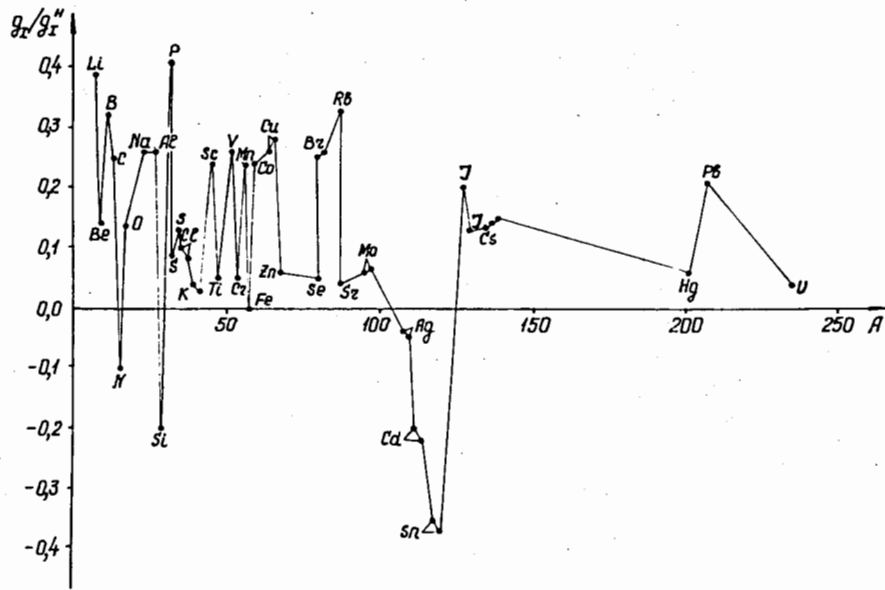


Рис.1. Зависимость отношения фактора Ланде g_L различных микроэлементов, входящих в состав живых клеток, к фактору g_L^H атома водорода от массового числа этих элементов A .

Среди элементов, представленных в табл.1-4, выделяется 21 элемент, который входит в обязательном порядке в состав любых живых клеток ^{16/}. Это прежде всего кислород, водород, углерод, азот, сера, из которых, как из строительного материала, формируются белковые молекулы, затем следуют широко распространенные элементы, такие как фосфор, хлор, магний, калий, натрий, железо.

К микроэлементам, в основном исходя из малых по величине концентраций, относят: ванадий, марганец, кобальт, медь, цинк, селен, молибден, йод, цезий.

Вопрос о том, какие из перечисленных элементов или микроэлементов могут рассматриваться как примесные атомы, является открытым.

Во внешнем магнитном поле с индукцией B расщепляются все термы СТС при квантовом числе f , не равном нулю. Обычно различают эффект Зеемана СТС в двух предельных случаях для слабого и сильного поля.

Под действием слабого внешнего магнитного поля расщепление мало по сравнению с естественным расщеплением СТС W_{IJ} , т.е. $W_{fB} \ll W_{IJ}$. Полный момент $\vec{I} = \vec{j} + \vec{l}$ прецессирует как целое, ориентируясь во внеш-

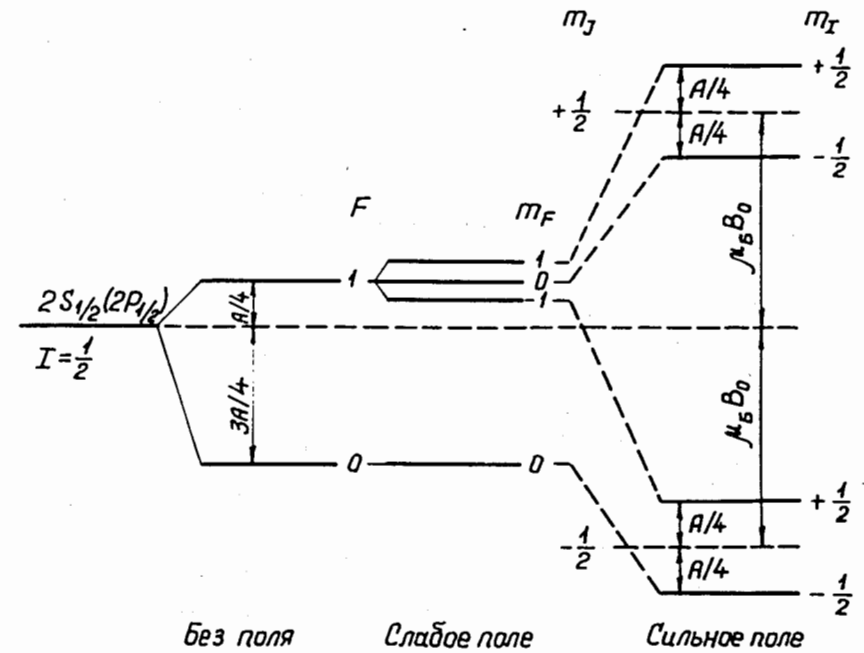


Рис.2. Схема сверхтонкого расщепления $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ -термов для ядра с $I = 1/2$ во внешнем магнитном поле.

нем магнитном поле. Если ввести квантовое число m_f , то в соответствии с правилом пространственного квантования m_f принимает все целочисленные значения между $-f$ и $+f$, что дает $2f + 1$ значений.

Квантовая механика для магнитной ориентационной энергии одноэлектронного атома дает

$$W_{fB} = \mu_B B m_f g_f, \quad (6)$$

где

$$g_f = g_j \frac{f(f+1) + j(j+1) - I(I+1)}{2f(f+1)} - g_l' \frac{f(f+1) + I(I+1) - j(j+1)}{2f(f+1)}. \quad (7)$$

Как правило, вторым членом в (7) можно пренебречь, ибо он по порядку величины в 10^3 меньше, чем первый.

На рис.2 схематически показано сверхтонкое расщепление для атома водорода ($j = 1/2, I = 1/2$) в случае слабого поля. В нулевом

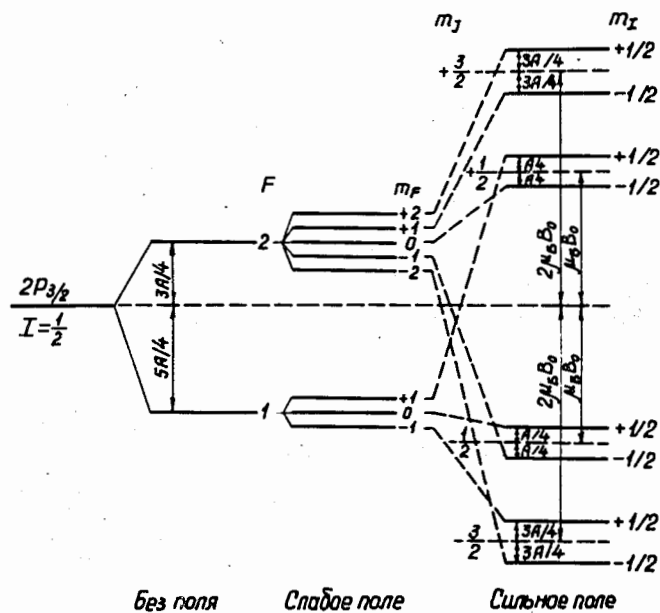


Рис.3. Схема сверхтонкого расщепления $2P_{3/2}$ -термов для ядра с $I = 1/2$ во внешнем магнитном поле.

магнитном поле разность энергий сверхтонких компонент определяется постоянной СТС A_{Ij} , которая зависит от расстояния между термом с $f = I + j$ и термом $f = |I - j|$.

В случае сильного поля магнитный момент электронной оболочки и магнитный момент ядра прецессируют независимо друг от друга и их общая магнитная энергия определяется в следующем виде [7]:

$$W_B = \mu_B B m_j g_j - \mu_B B m_I g_I' + A \epsilon \frac{g_I}{g_I} m_I m_j, \quad (8)$$

а при пренебрежении членом с g_I' вместо (8) имеем:

$$W_B \approx \mu_B B m_j g_j + A \epsilon \frac{g_I}{g_I} m_I m_j. \quad (9)$$

Первый член в (8) и (9) характеризует эффект Зеемана для тонкой структуры терма с квантовым числом j , второй член в (9) описывает магнитное взаимодействие электронной оболочки и ядра и он приводит к разделению терма тонкой структуры с фиксированным m_j на ряд зеемановских термов СТС.

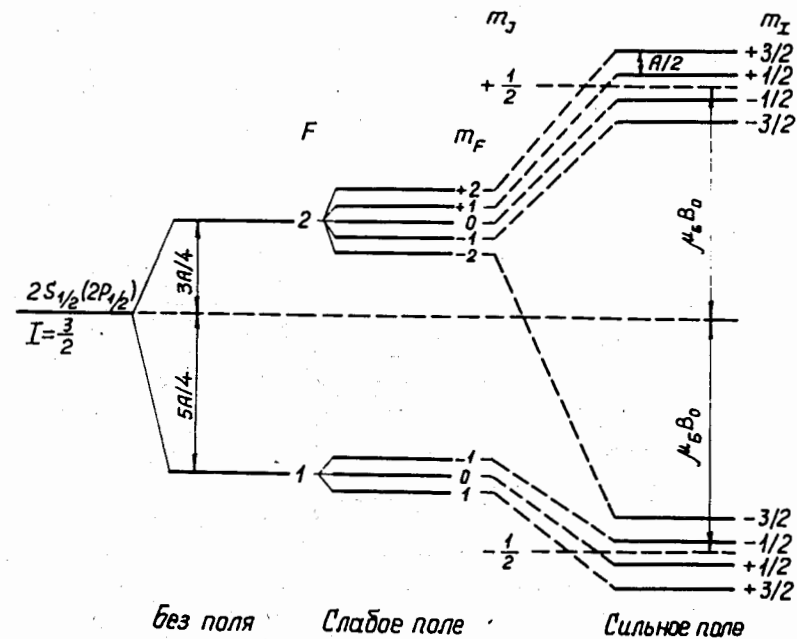


Рис.4. Схема сверхтонкого расщепления $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ -термов для ядра с $I = 3/2$ во внешнем магнитном поле.

Число сверхтонких компонент в терме равно числу возможных компонент m_I , т.е. равно $(2I + 1)$. В общем случае сильного поля получается, как в случае слабого поля, $(2j + 1)(2I + 1)$ зеемановских уровней СТС. Последнее достаточно наглядно иллюстрируется на рис.2, 3, 4 и 5 в применении к водородоподобным атомам, но с различными значениями ядерного момента I . Расположение термов СТС симметрично относительно центра тяжести мультиплета тонкой структуры и состояние атома характеризуется магнитным квантовым числом $m = m_j + m_I$.

Так как в сильных магнитных полях энергия взаимодействия между наложенным полем и магнитным моментом электронной оболочки превышает энергию СТС или

$$W_{jB} = \mu_B B m_j g_j \gg W_{Ij} = A \epsilon \frac{g_I}{g_I} m_I m_j,$$

то для более корректной оценки величины внешнего магнитного поля, когда его можно считать сильным, воспользуемся формулой Брейта-Раби.

Эта формула применима к основному $1S_{1/2}$ -состоянию водородоподобных примесных атомов с разными $I^{1/3}$ и имеет вид:

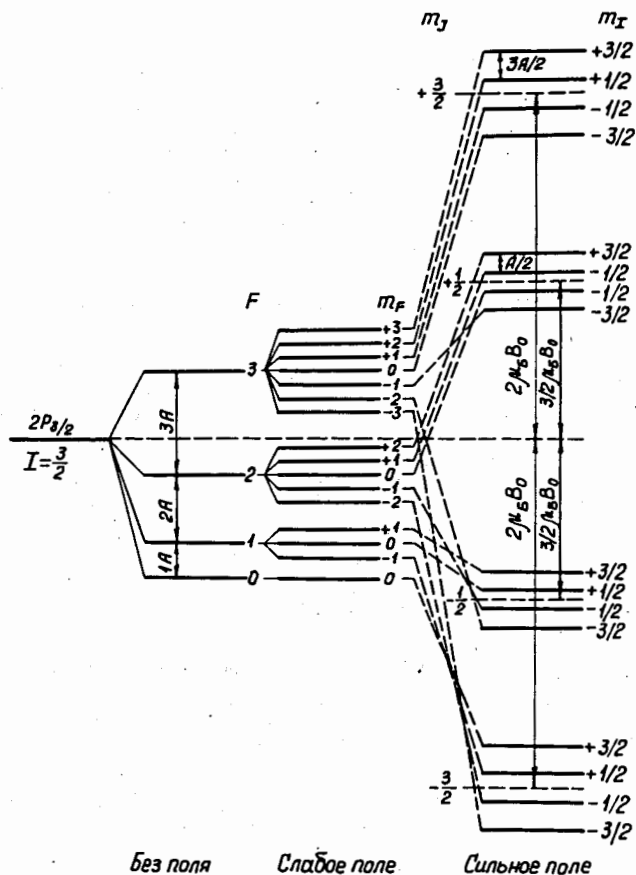


Рис.5. Схема сверхтонкого расщепления $2P_{3/2}$ -терма для ядра с $I=3/2$ во внешнем магнитном поле.

$$W_B = -[A_\epsilon^H / 2(2I+1)] - \mu_B B g'_I m_I \pm 0,5 A_\epsilon^H [1 + (\frac{4m_f}{2I+1})x + x^2]^{1/2}, \quad (10)$$

где верхний знак относится к уровню $f_1 = I + 1/2$, а нижний — к $f_2 = I - 1/2$, $x = B/B_0$, $B_0 = A_\epsilon^H / \mu_B (g'_I - g_j)$. Для примесных атомов при $\epsilon = 10$ $B_0 = 5 \cdot 10^{-6}$ Тл и $x \approx 20$, поэтому при $B = 10^{-4}$ Тл примесные атомы в ГМП с полным правом можно рассматривать как находящиеся в сильном поле. Этот вывод становится более строгим, так как магнитное поле $\langle B(0) \rangle$ от электронной оболочки водородоподобных атомов

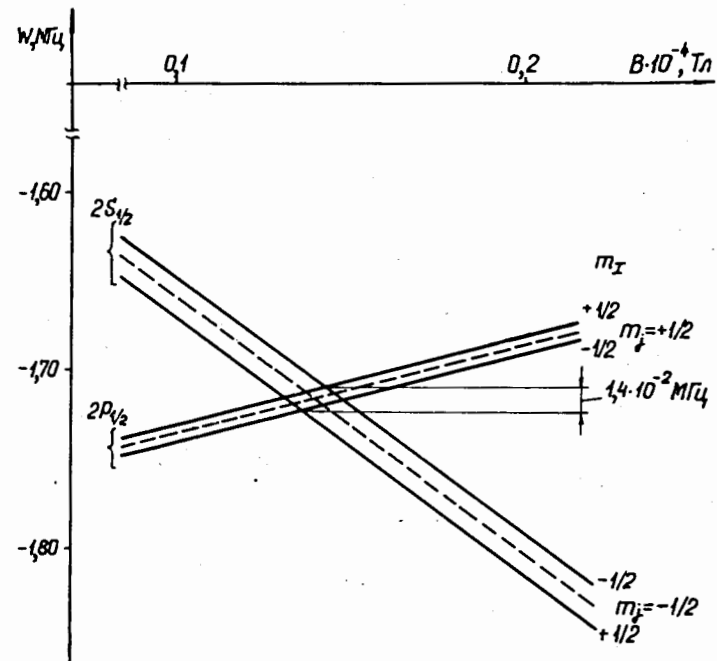


Рис.6. Точки пересечения сверхтонких компонент термов $2P_{1/2}$ ($m_j = +1/2$) и $2S_{1/2}$ ($m_j = -1/2$) для атома водорода ($I = 1/2$, $g_I = 5,58$, $\epsilon = 8$).

на ядре в $1S_{1/2}$ -состоянии примерно на порядок больше поля в $2P_{1/2}$ - и $2P_{3/2}$ -состояниях. Таким образом, оценка разностей энергии зеемановских компонент СТС вполне допустима для ГМП по формуле (9) для всех водородоподобных атомов с различными спинами ядра I .

На рис.6 показаны резонансные зоны, в которых имеет место пересечение сверхтонких компонент энергетических уровней термов $2P_{1/2}$ ($m_j = +1/2$) и $2S_{1/2}$ ($m_j = -1/2$) для примесного атома водорода ($I = 1/2$, $g_I = 5,58$, $\epsilon = 8$).

На рис.7 также представлены точки пересечения энергетических уровней примесного атома в состояниях $2P_{3/2}$ ($m_j = -3/2$) и $2S_{1/2}$ ($m_j = +1/2$) при спине ядра $I = 3/2$, $g_I = 1,5$ и $\epsilon = 8$.

Из представленных на рис.6 и 7 графиков можно оценить масштаб разности энергии компонент СТС, который составляет около $10^{-2} - 10^{-3}$ МГц. Как известно из квантовой механики, для столь малой энергетической разности, когда электроны не слишком отличаются друг от друга, происходит зеемановское возмущение термов сверхтон-

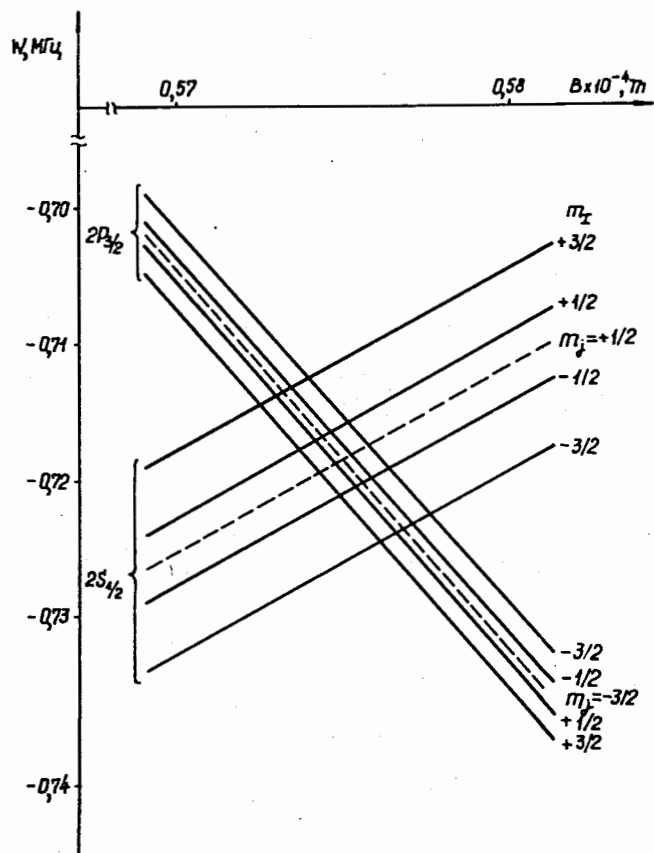


Рис.7. Точки пересечения сверхтонких компонент термов $2P_{3/2}$ ($m_j = -3/2$) и $2S_{1/2}$ ($m_j = +1/2$) для атома, имеющего ядро с $I = 3/2$, $g_I = 1,5$, $\epsilon = 8$.

кой структуры. При этом каждое состояние приобретает особенности другого, вследствие чего могут изменяться расстояния между термами внутри рассматриваемого мультиплета СТС.

Учитывая, что минимальное значение постоянной СТС примесных атомов определяется как $A_\epsilon \geq 5 \cdot 10^{-4} A_\epsilon^H$, то для оценки разности энергетических компонент СТС, когда совершаются переходы в пределах одного терма, при $\epsilon \geq 10$ имеем

$$W_{II}(m_j, m_I) - W_{II}(m_j, m_I \pm 1) \geq 10^{-15} \div 10^{-14} \text{ эВ.} \quad (11)$$

Из условия $\mu_B \Delta B \geq 10^{-15} \cdot 10^{-14} \text{ эВ}$ следует, что минимальными по величине пульсациями ГМП могут быть изменения индукции

$$\Delta B \geq 10 \text{ нТл.} \quad (12)$$

Необходимо заметить, что генерирование импульсов магнитного поля от единиц до десятков нТл является характерной особенностью нормального функционирования различных органов человека^{/9/} и может особенно ярко проявляться у экстрасенсов.

В табл.6 приведены наблюдающиеся геомагнитные вариации в биосфере Земли. Как следует из приведенных данных, принципиально возможно воздействие на биологические объекты вариации ГМП во всем диапазоне изменений их амплитуд от $3 \cdot 10^{-2}$ до $3 \cdot 10^3$ нТл.

Это воздействие ГМП на биологические объекты возможно при условии, если время нарастания или спада одного из фронтов несимметричного во времени импульса ГМП удовлетворяет условию^{/1/}:

$$\Delta t = \frac{\Delta B}{\partial B / \partial t} \leq \tau_{n \geq 2}, \quad (13)$$

где n — главное квантовое число, $\tau_{n \geq 2}$ — время жизни возбужденных $2P_{1/2}$ - и $2P_{3/2}$ -состояний.

Правила отбора в общем случае для магнитодипольных переходов имеют вид:

$$\Delta m_j = 0, \quad \Delta m_I = \pm 1; \quad (14)$$

$$\Delta m_I = 0, \quad \Delta m_j = \pm 1.$$

Вероятность спонтанных переходов, связанных с магнитным дипольным или квадрупольным излучением, ничтожно мала, поэтому при осуществлении вынужденных магнитных дипольных или квадрупольных переходов компоненты термов СТС примесных атомов остаются строго неизменными. Их время жизни определяется временем жизни $2P_{1/2}$ - и $2P_{3/2}$ -состояний.

Говоря о возможности взаимодействия пульсаций ГМП, у которых $\Delta B \geq 10$ нТл, необходимо оценить возможную ширину энергетических уровней сверхтонких компонент.

Известно, что время жизни свободных атомов по порядку величины составляет $t_0 \sim 10^{-8}$ с. Время жизни примесного атома с учетом связи его в зоне запрета при температуре "Т" можно оценить с помощью выражения^{/2/}:

$$t_\epsilon \approx t_0 \epsilon^5 \exp(W_{\text{пр.ат.}} / kT), \quad (15)$$

Таблица 6. Геомагнитные вариации в биосфере Земли

Тип вариации	Обозначение	Период колебаний	Амплитуда, нТл
Медленные колебания			
Вековые	V	Десятки и сотни лет	10-150
Периодические (спокойные) вариации			
Циклические	C	11 лет	1-20
Годовые	J	1 год	3-30
Лунно-суточные	L	24 ч 50 мин	1-7
Солнечно-суточные	S _q	24 ч	10-70
Возмущенные вариации			
Апериодические		10-200 ч	10-400
Главная фаза		3-10 ч	10-400
Начало фазы восстановления		6-12 ч	10-400
Фаза восстановления		1-7 сут	100-10
Солнечно-суточные	S _d	24 ч	10-400
Бухтообразные	B	0,5-3 ч	300-1000
Иррегулярные	I	5-60 мин	10-3000
Короткопериодные вариации			
Устойчивые	Pc1	0,2-0,5 с	0,01-1
	Pc2	0,5-10 с	0,1-10
	Pc3	10-45 с	0,4-20
	Pc5	150-600 с	0,5-40
	Pc6	600 с	1-100
	Иррегулярные	P1	1-40 с
P2		40-150 с	1-20
P3		150-400 с	5-100
P4		400-600 с	10-300

где $W_{пр.ат.}$ — энергия локального уровня примесного атома относительно границы валентной или зоны проводимости.

При $W_{пр.ат.} \sim 0,15 \div 0,20$ эВ, $\epsilon \geq 10$, $kT = 2,5 \cdot 10^{-2}$ эВ, $t_{\epsilon} \sim 0,4 \div 3$ с, т.е. время жизни локальных примесных атомов можно отнести к секунднему диапазону и соответственно с энергетической шириной компонент термов СТС $\gamma \approx 10^{-15} - 10^{-16}$ эВ, т.е. на один-два порядка меньше по сравнению с разностью энергии соответствующих компонент СТС в пределах одного терма.

О справедливости такой оценки свидетельствуют наши экспериментальные исследования по влиянию импульсов магнитного поля трапецеидальной формы с перепадом поля $\Delta B = 10^{-3}$ Тл на электрическую активность (ЭА) нейронов моллюска 10 .

В этих опытах показано, что длительность плато $\Delta t \geq 10$ с, при которой ЭА нейронов моллюска практически не менялась, может служить оценкой времени жизни примесных атомов, находящихся в $2P_{1/2}$ - или $2P_{3/2}$ - состояниях.

Хотя правила отбора позволяют осуществлять переходы между термами одного мультиплета СТС, однако такие переходы невозможны, так как они отделены энергетическим зазором ($\mu_B B_0$), значительно превышающим возможную электромагнитную энергию внешней среды, передаваемую биологическим объектам ($\sim \mu_B \Delta B$), ибо в биосфере Земли $B_0 \gg \Delta B$.

Однако наиболее эффективным воздействие ГМП на биологические объекты может быть в результате вынужденных магнитодипольных и магнитоквадрольных переходов в примесных атомах из $2P_{1/2}$ - и $2P_{3/2}$ - состояний в $2S_{1/2}$ - состояние в резонансных ячейках, получающихся в результате пересечения соответствующих энергетических компонент водородоподобных атомов.

Как видно из приведенных распределений энергии $2S_{1/2}$, $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$ - состояний на рис.6,7, энергетическая ширина одной резонансной ячейки составляет $\Delta W_{рез.} \leq 10^{-2}$ МГц $\approx 6,6 \cdot 10^{-30}$ Дж ($4 \cdot 10^{-11}$ эВ), что соответствует нижней границе пульсаций ГМП

$$\Delta B > 100 \text{ нТл.} \quad (16)$$

Следует обратить внимание на частоту возникновения пульсаций такого типа, при которых $\Delta B > 100$ нТл в биосфере Земли. Так, в работе 18 сообщается, что в течение 53 лет (с 1875 по 1927 гг.) были зарегистрированы 343 магнитных бури, во время которых колебания вертикальной и горизонтальной составляющих ГМП были в диапазоне от 150 до 300 нТл. Дополнительно к этому были зарегистрированы еще 60 магнитных бурь, при которых компоненты ГМП изменялись на 300 и более нТл. Таким образом, если говорить о средних числах, то в год может наблюдаться 7-8 бурь, во время которых возможно воздействие ГМП на биологические объекты, находящиеся в биосфере Земли.

Итак, воздействие ГМП на биологические объекты, осуществляемое с помощью примесных атомов, находящихся внутри объема живых клеток в $2P_{1/2}$ - и $2P_{3/2}$ - состояниях, может рассматриваться в двух случаях.

В первом случае, когда перепад индукции $\Delta B \geq 10$ нТл, путем вынужденных магнитодипольных переходов между энергетическими подуровнями СТС в пределах одного терма.

Во втором случае во время магнитных бурь при $\Delta B \geq 100$ нТл вынужденные магнитодипольные или квадрупольные переходы могут происходить из $2P_{1/2}$ - и $2P_{3/2}$ -состояний, в $2S_{1/2}$ -метастабильное состояние в резонансных зонах, образованных пересечением энергетических подуровней СТС. Такие переходы представляют наибольший интерес, так как они могут быть связаны с накоплением электромагнитной энергии внешней среды в силу того, что время жизни $2S_{1/2}$ -состояния на много порядков больше времени жизни $2P_{1/2}$ - и $2P_{3/2}$ -состояний примесных атомов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Данилов В.И. — Препринт ОИЯИ Р19-90-137, Дубна, 1990.
2. Будяшова С.Ю., Данилов В.И. — Препринт ОИЯИ Р19-90-145, Дубна, 1990.
3. Копферман Г. — Ядерные моменты. М.: ИЛ, 1960.
4. *Scienza e vita nuova*, 1989, v.4, p.121.
5. Ладик Я. — Квантовая биохимия для химиков и биологов. М.: Мир, 1975.
6. Бондарев Л.Г. — Микроэлементы — благо и зло. М.: Знание, 1984.
7. Lamb W.E., Retherford V.C. — *Phys.Rev.*, 1950, v.79, p.549.
8. Электромагнитные поля в биосфере. Том I. Электромагнитные поля в атмосфере Земли и их биологическое значение. М.: Наука, 1984.
9. Кнеппо П., Титомир Л.И. — Биоманнитные измерения. М.: Энергоатомиздат, 1989.
10. Данилов В.И. и др. — *Биофизика*, 1986, т.31, № 5, с.838.
11. Биогенный магнетит и магниторецепция. Том I. Новое о биоманнетизме. (Под ред. Дж.Киршвинка, Д.Джонса, Б.Мак-Фаддена), М.: Мир, 1989.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 июня 1991 года.