УДК 530

В.Л. Сизоненко, Н.И. Коваленко

Харьковский национальный аграрный университет им. В.В.Докучаева

ФИЗИКА ГЕОПАТОГЕННЫХ ЗОН

Развита теория распространения электромагнитных волн в пространстве четырех измерений. Доказано, что характеристики полей и частиц не должны зависеть от четвертой координаты пространства, хотя движение вдоль нее возможно. Обоснована необходимость пересмотра уравнений современной электродинамики, так как предложенная нами теория столь же реалистична, как и аналитическая теория в пространстве трех измерений. Обнаружена локализация четвертой составляющей электрического поля (вибраций) в зонах разломов земной коры, приводящая к геопатогенным эффектам.

земная кора, электромагнитное поле, теория, пространство и его мера, геопатогенный эффект

Введение

Геопатогенные зоны (ГЗ) существуют на поверхности земли над разломами земной коры. В этих местах наблюдаются характерные аномальные явления: дихотомия (раздвоение стволов) деревьев, резкое уменьшение количества отрицательных ионов кислорода в воздухе, повышенная заболеваемость людей, увеличение числа несчастных случаев на автомагистралях, и др. [1, 2]. Специалисты предполагают, что все это можно объяснить кратковременными импульсами электромагнитного излучения, выходящего из земных недр по разломам в земной коре, но никаких реальных доказательств существования такого излучения пока не обнаружено.

Основной материал

В настоящей работе предложена физическая гипотеза, объясняющая механизм появления аномальных явлений в ГЗ. Суть ее в предположении, что известные в физике электромагнитные поля распространяются не в пространстве трех измерений, а четырех, но наличие четвертой координаты физические приборы и органы чувств человека не регистрируют по причинам, изложенным далее. Такая идея впервые высказана в [3] и развивалась в [4].

Итак, мы считаем, что пространство четырехмерно, и распространение электромагнитных волн в нем описывается известными уравнениями электродинамики. В книге «Теория поля» уравнения Максвелла записаны в тензорном виде, допускающем любое число измерений пространства [5]. Следуя методике этой работы, будем считать, что все события происходят в псевдоевклидовом пространстве пяти измерений (ct; x; y; z; ζ), где t – время, c – скорость света, (x; y; z) – координаты точки в обычном пространстве, ζ – четвертая координата. Тогда, следуя [5], пятимерный радиус – вектор точки будем описывать с помощью контравариантных координат $x^i = (ct, x; y; z, \xi)$ и ковариантных координат $x_i = (ct, -x, -y, -z, -\xi)$, где i – 0,1,2,3,4 ($x^0 = ct$, $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$, $x^4 = \xi$ и т.д.).

Для описания электромагнитного поля введём 5-вектор $A^i = (\varphi, A_x, A_y, A_z, A_\xi)$, где φ и $\vec{A} = (A_x, A_y, A_z)$ – скалярный и векторный потенциалы, а A_ξ назовём “вибропотенциалом”. Соответственно

$$A_i = (\varphi, -A_x, -A_y, -A_z, -A_\xi).$$

Аналогично [5, с. 87] запишем тензор электромагнитного поля $F_{iк}$ в виде:

$$F_{iк} = \frac{\partial A_k}{\partial x^i} - \frac{\partial A_i}{\partial x^k}. \tag{1}$$

Смысл отдельных компонент тензора $F_{iк}$ и его контравариантной составляющей $F^{iк}$ легко найти, подставляя $A_i = \left(\varphi, -\vec{A}, -A_\xi\right)$ в формулу (1), и переходя от ковариантных составляющих к контравариантным так, как это сделано в [5].

Тогда получим, что

$$F^{ik} = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z & -E_\xi \\ +E_x & 0 & -H_z & H_y & \frac{\partial A_x}{\partial \xi} - \frac{\partial A_\xi}{\partial x} \\ +E_y & H_z & 0 & -H_x & \frac{\partial A_y}{\partial \xi} - \frac{\partial A_\xi}{\partial y} \\ +E_z & -H_y & H_x & 0 & \frac{\partial A_z}{\partial \xi} - \frac{\partial A_\xi}{\partial z} \\ +E_\xi & \frac{\partial A_\xi}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial \xi} & \frac{\partial A_\xi}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial \xi} & \frac{\partial A_\xi}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial \xi} & 0 \end{pmatrix}$$

где i – (0,1,2,3,4) номерует строки; k – (0,1,2,3,4) – столбцы,

$$E_\xi \equiv -\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} - \frac{1}{c}\frac{\partial A_\xi}{\partial t}; \;\; \vec{E} = -\nabla\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}; \;\; \vec{H} = \operatorname{rot}\vec{A}. \tag{2}$$

При такой форме записи первая пара уравнений Максвела удовлетворяется тождественно [5, с 94]:

$$\frac{\partial F^{ik}}{\partial x^l} + \frac{\partial F^{ke}}{\partial x^i} + \frac{\partial F^{ei}}{\partial x^k} = 0.$$

Введём далее плотность ρ электрического заряда *е* согласно соотношению $de = \rho \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot d\xi$, плотность тока $\vec{j} = (j_x, j_y, j_z)$ – в обычном пространстве и 5-мерный вектор плотности тока $j^i = (c\rho, j_x, j_y, j_z, j_\xi)$ [5, с. 99]. Из уравнения непрерывности $\partial j^i / \partial x^i = 0$ (повторение индекса означает суммирование) получим, что

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathrm{div}\vec{j} + \frac{\partial j_\xi}{\partial \xi} = 0 . \quad (3)$$

Вторая пара уравнений Максвелла в тензорной форме имеет вид [5, с. 104]:

$$\frac{\partial F^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{4\pi}{c} j_i . \quad (4)$$

Подставляя в (4) выражение (1), будем иметь:

$$\mathrm{div}\vec{E} + \frac{\partial E_\xi}{\partial \xi} = 4\pi\rho ; \quad (5)$$

$$\mathrm{rot}\vec{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\vec{j} + \frac{\partial}{\partial \xi}\left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial \xi} - \nabla A_\xi\right) ; \quad (6)$$

$$\Delta A_\xi + \frac{1}{c}\frac{\partial E_\xi}{\partial t} = -\frac{4\pi}{c} \cdot j_\xi + \frac{\partial\, \mathrm{div}\vec{A}}{\partial \xi} , \quad (7)$$

где операторы дифференцирования div, ∇, rot и Δ относятся только к трёхмерному пространству (например, $\Delta \equiv \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$).

Подставим теперь соотношения (2) в уравнения (5) – (7), и используем условие $\partial A^k / \partial x^k = 0$ Лоренцовской колибровки:

$$\frac{\partial A^k}{\partial X^k} \equiv \frac{1}{c}\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \mathrm{div}\vec{A} + \frac{\partial A_\xi}{\partial \xi} = 0 . \quad (8)$$

Тогда получим, что

$$\Delta\vec{A} + \mathrm{grad}\left(\frac{\partial A_\xi}{\partial \xi}\right) - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \cdot \vec{j} ; \quad (9)$$

$$\Delta A_\xi + \frac{\partial^2 A_\xi}{\partial \xi^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 A_\xi}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \cdot j_\xi ; \quad (10)$$

$$\Delta\varphi + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -4\pi\rho . \quad (11)$$

Поскольку мы исходим из того, что в 5-мерном псевдопространстве имеют место те же уравнения, что и в 4-мерном, необходимо ввести 5-скорость частицы [5, с. 87]: $u_i = dx_i / dS$, где $dS^2 \equiv c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 - d\xi^2$. Если точечная частица имеет массу m и электрический заряд e, то её координаты x, y, z, ξ могут изменяться со временем, и кроме обычной скорости $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$ присутствует её четвёртая составляющая $v_\xi = d\xi / dt$, где $v_x = dx / dt$, $v_y = dy / dt$, $v_z = dz / dt$.

В нерелятивистском случае ($v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 + v_\xi^2 \ll c^2$) справедливо: $dS \approx c \cdot dt$ и

$$u^i \approx \left(1, \frac{v_x}{c}, \frac{v_y}{c}, \frac{v_z}{c}, \frac{v_\xi}{c}\right);$$

$$u_i \approx \left(1, -\frac{v_x}{c}, -\frac{v_y}{c}, -\frac{v_z}{c}, -\frac{v_\xi}{c}\right). \quad (12)$$

Подставляя (12) в уравнения движения заряда в пятимерной форме [5, с. 87]

$$mc\frac{du^i}{dS} = \frac{e}{c} F^{ik} \cdot u_k ,$$

получим следующее:

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c}\left[\vec{v}, \vec{H}\right] + \frac{ev_\xi}{c}\left(\nabla A_\xi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial \xi}\right); \quad (13)$$

$$m\frac{dv_\xi}{dt} = eE_\xi + \frac{e}{c}\left(\vec{v} \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial \xi} - \vec{v} \cdot \nabla A_\xi\right); \quad (14)$$

$$j^i = \rho\frac{dx^i}{dt}, \ \ \vec{j} = \rho\vec{v}, \ \ j_\xi = \rho v_\xi . \quad (15)$$

Рассмотрим теперь простейшую задачу: распределение потенциала φ точечного заряда *е* в стационарном случае. Полагая в (11) $\partial^2 \varphi / \partial t^2 = 0$, $\rho = e\delta(x)\delta(y)\delta(z)\delta(\xi)$, где $\delta(\alpha)$ – дельта-функция переменной α, приходим к уравнению

$$\Delta\varphi + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} = -4\pi e \delta(\vec{r})\delta(\xi) . \quad (16)$$

Его решение имеет следующий вид

$$\varphi = \frac{2e}{3\pi \cdot r^2}; \ r \equiv \sqrt{x^2 + y^2 + z^2 + \xi^2} . \quad (17)$$

Если перейти в наш трёхмерный мир, положив $\xi = 0$, $r \equiv \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, то формула (17) даст зависимость $\varphi \sim 1/r^2$, которая противоречит закону Кулона ($\varphi \sim 1/r$). Чтобы такого расхождения не было, необходимо считать, что плотность электрического заряда ρ и правая часть (16) не зависят от ξ. Но это значит, что электрический заряд не сосредоточен в точке $\xi = 0$, а равномерно распределён (“размазан”) по всему дополнительному измерению пространства. Точно также, что вдоль ξ “размазана” и масса каждой частицы, так что под e и m в уравнениях (13) – (15) следует понимать количества электрического заряда и массы, приходящиеся на единицу длины четвёртой координаты (так называемые «суперструны»). Теперь, говоря о точечной частице $(e, m \sim \delta(\vec{r}))$, мы должны понимать бесконечно длинную вдоль ξ “струну” нулевого “диаметра” – объёма. Тот факт, что в последнем случае все величины A^i перестают зависеть от ξ, не исключает возможность движения “струн” вдоль четвёртого измерения. Действительно, полагая в (13) – (15) значения $\partial\vec{A}/\partial\xi = 0,\ \partial\kappa/\partial\xi = 0$, получим, что

$$m\frac{dv_\xi}{dt} = -\frac{e}{c}\left(\frac{\partial A_\xi}{\partial t} + \vec{v}\nabla A_\xi\right) = -\frac{e}{c}\frac{dA_\xi}{dt};$$

$$v_\xi = -\frac{eA_\xi}{mc};\quad j_\xi = -\frac{eA_\xi}{mc}\rho. \tag{18}$$

В дальнейшем мы будем рассматривать наличие множества точечных частиц с зарядами e_α и массами m_α, дающих вклад в потенциалы A^i, где индекс α нумерует каждую частицу. Подставляя (18) в (13), получим уравнение движения частицы

$$m_\alpha\frac{d\vec{v}_\alpha}{dt} = e_\alpha\vec{E} + \frac{e_\alpha}{c}\left[\vec{v}_\alpha, \vec{H}\right] - \frac{e_\alpha^2}{m_\alpha c^2}A_\xi\cdot\nabla A_\xi, \tag{19}$$

где значения $\vec{E}, \vec{H}$ и ∇A_ξ берутся в точке $(x_\alpha, y_\alpha, z_\alpha)$. Используя также уравнение непрерывности

$$\frac{\partial\rho_\alpha}{\partial t} + \operatorname{div}\rho_\alpha\vec{v}_\alpha = 0 \tag{20}$$

и соотношения

$$\rho = \sum_\alpha\rho_\alpha,\ \ \vec{j} = \sum_\alpha\rho_\alpha\cdot\vec{v}_\alpha,\ \ j_\xi = -A_\xi\cdot\sum_\alpha\frac{e_\alpha\rho_\alpha}{m_\alpha c}$$

находим из (6) – (12) следующие уравнения для поля:

$$\Delta\vec{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c}\cdot\sum_\alpha\rho_\alpha\cdot\vec{v}_\alpha; \tag{21}$$

$$\Delta\varphi - \frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -4\pi\sum_\alpha\rho_\alpha; \tag{22}$$

$$\Delta A_\xi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 A_\xi}{\partial t^2} = A_\xi\cdot\sum\frac{4\pi e_\alpha\rho_\alpha}{m_\alpha c^2}; \tag{23}$$

$$\frac{1}{c}\cdot\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \operatorname{div}\vec{A} = 0; \tag{24}$$

$$\vec{H} = \operatorname{rot}\vec{A};\ \ \vec{E} = -\nabla\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t},$$

где сумма по α означает суммирование по всем частицам внутри единицы объёма.

Система уравнений (19) – (24) в отличие от обычной теории поля [5] содержит вклад слагаемых с A_ξ. При этом уравнение (23) по своей структуре есть волновое уравнение для вибропотенциала A_ξ, которое описывает распределение его в пространстве и во времени, но не содержит источников, т.е. не говорит ничего о том, откуда берётся A_ξ. Молчаливо подразумевается, что источник, поддерживающий уровень $|A_\xi|$, находится где-то на бесконечности $(|\xi| \to \infty)$ или формируется извне (неизвестным нам способом) на какой-то заданной поверхности пространства как граничное условие. Другими словами, если кто-то или что-то задает значение A_ξ как функцию времени на некоторой поверхности $f(x;y;z) = 0$, то можно найти распределение вибропотенциала во всем объеме решая уравнение (23) с заданным граничным условием для A_ξ.

Тот факт, что все физические величины не зависят от ξ, позволяет понять, почему приборы и наши органы чувств не регистрируют наличие четвертой координаты пространства: события в каждой точке (x;y;z) одинаковы для всех значений ξ, т.е. перемещение вдоль этой координаты не изменяет состояний поля и частиц. Разумеется, не исключено, что на бесконечности $(|\xi| \to \infty)$ зависимость от ξ появляется, и мир становится иным, но мы такую возможность не исследуем.

В вакууме, где правая часть (23) равна нулю, волновое уравнение имеет решение в виде плоских монохроматических волн [5, с. 153]

$$A_\xi = \sum_{\vec{k},\omega}A_{\vec{k}\omega}\exp\left[i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)\right], \tag{25}$$

где $\vec{k}$ – волновой вектор; ω – частота волны; или (в случае аксиальной симметрии решений, зависящих только от $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$), в виде плоских радиальных волн [5, с. 210]

$$A_\xi = \frac{f_1\left(t - \frac{r}{c}\right)}{r} + \frac{f_2\left(t + \frac{r}{c}\right)}{r}, \tag{26}$$

где f_1 и f_2 – произвольные функции t.

Подставляя (25) в (23) (без правой части), получаем так называемое дисперсионное уравнение

$$\omega^2 = k^2\cdot c^2,\quad k^2 \equiv k_x^2 + k_y^2 + k_z^2, \tag{27}$$

которое описывает распространение волн со скоростью света c в пространстве трёх измерений.

Если вибрации псевдопотенциала A_ξ распространяются в некоторой среде, то в правую часть (23) основной вклад дадут электроны этой среды, так как масса m_e почти в 2000 раз меньше массы самых лёгких ионов. Суммирование по α теперь нужно провести по всем электронам, входящим в атомы или молекулы так же, как это делается при учёте вклада многих частиц в колебания высокотемпературной плазмы [6]. Тогда получим, что

$$\Delta A_\xi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial A_\xi}{\partial t^2} = \frac{\omega_0^2}{c^2}\cdot A_\xi;$$

$$\omega_0^2 \equiv \sum_\alpha\frac{4\pi e_\alpha\varsigma_\alpha}{m_\alpha} \approx \frac{4\pi\ell^2 n_0 z_0}{m_e}, \tag{28}$$

где n_0 – число атомов (молекул) в 1 см^3; z_0 – число электронов в атоме (молекуле).

Решение уравнения (28), взятое в виде плоских монохроматических волн (25), дает дисперсионное уравнение

$$\omega^2 = \omega_0^2 + k^2 c^2 , \qquad (29)$$

которое по виду совпадает с уравнением электромагнитных колебаний однородной незамагниченной плазмы [6, с. 148]. Из (29) следует, что вибрации проникают в среду при условии, что $\omega > \omega_0$. Для них, как и для электромагнитных волн, можно ввести показатель преломления среды n [5, с. 335]:

$$n = \sqrt{\varepsilon} \equiv \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}} ,$$

и групповую скорость $u = {d\omega}/{dk} = c \cdot n$.

Если среда, в которой происходит распространение вибраций, неоднородна, $\omega_0 = \omega_0(x;y;z)$, и выполнено условие применимости геометрической оптики [5, с. 342] (длина волны λ значительно меньше характерного размера неоднородности среды l), то решение уравнения (28) нужно искать в виде:

$$A_\xi = a \cdot \exp(i\psi) ; \quad \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\omega ; \quad \nabla\psi = \vec{k} ,$$

где величина ψ называется эйконалом. В геометрической оптике фронт волны ($\psi = \mathrm{const}$) распространяется вдоль некоторой линии (луча), касательной к вектору $\vec{k} = \frac{\omega}{c} \cdot \vec{n}$, где модуль $|\vec{n}| = n$ совпадает с записанным выше.

Подчеркнём теперь существенный для дальнейшего факт геометрической оптики: *двигаясь в неоднородной среде, луч всегда изгибается в сторону увеличения показателя преломления* n [5, с. 344]. Это значит, что при наличии в бесконечной среде полости с пониженным значением ω_0 (увеличенным показателем преломления) траектории лучей станут фокусироваться внутрь этой полости. И, наоборот, встречаясь с более плотным образованием (повышенным значением ω_0) лучи вибраций будут расходиться во все стороны как от расфокусирующей линзы.

В том случае, когда $\omega < \omega_0$, вибрации A_ξ могут присутствовать только вблизи границы раздела сред, имея вид поверхностных волн. Это обстоятельство указывает на тот факт, что не всегда величины A_ξ способны проникать из вакуума в воздух или в плотные среды. В случае $\omega < \omega_0$ они будут отражаться от плотных тел, оказывая на них определённое давление.

Если среда мало отличается от воды, то $n_0 \approx 3 \cdot 10^{22}$ 1/см^3, $Z_0 = 1$ и $\omega_0 \approx 3{,}1 \cdot 10^{16}$ 1/с. В этом случае в ней, как и в клетках живого организма, могут распространяться только вибрации с частотой ν,

$$\nu \equiv \frac{\omega}{2\pi} > \frac{\omega_0}{2\pi} = 5 \cdot 10^{15} \text{ Гц}, \qquad (30)$$

что соответствует электромагнитным волнам рентгеновского диапазона. Пусть вибропотенциал имеет вид плоской монохроматической волны: $A_\xi = A_0 \cos(kx - \omega t)$. Тогда в классическом приближении каждый электрон атома среды движется, согласно уравнениям (19):

$$m_e \ddot{x} = -eE_x + \frac{e^2 A_0^2 k}{2m_e \cdot c^2} \sin(2kx - 2\omega t) ; \qquad (31)$$

$$m_e \ddot{y} = -eE_y , \quad m_e \ddot{z} = -eE_z , \qquad (32)$$

где каждая точка означает производную по времени t, внешнее магнитное поле не учитывается, а напряжённость электрического поля $\vec{E}$ определяется как вкладом зарядов близлежащих ядер, так и окружающих электронов.

Пренебрегая изменениями величины $2kx$ (это справедливо при $\nu < 8 \cdot 10^{16}$ Гц), убеждаемся, что последний член в правой части (31) играет роль внешней периодической силы, способной в условиях резонанса увеличивать энергию электрона [7], переводя его на более высокий энергетический уровень или вообще удаляя из атома. В квантовомеханическом приближении такая ситуация равнозначна поглощению средой фотонов с энергией $2h\nu$, (h – постоянная Планка) где частота 2ν удовлетворяет неравенствам

$$10^{16} \text{ Гц} < 2\nu < 1{,}6 \cdot 10^{17} \text{ Гц} \qquad (33)$$

и лежит в диапазоне рентгеновских и гамма-лучей.

Известно, что поглощение таких фотонов в тканях живого организма повреждает гены (вызывает мутации) и ионизирует вещество клеток, приводя к их гибели.

Нам остается предположить теперь, что в недрах земного шара происходят какие-то пока неизвестные науке процессы, вызывающие выход на поверхность вибролучей в диапазоне (33). Их амплитуды должны быть достаточно малыми, чтобы воздействие вибраций на приборы и людей маскировалось естественным рентгеновским фоном земных пород. Так как литосфера на 75% состоит из силикатов и алюмосиликатов, то ее средняя плотность массы близка к плотности кремния ($\rho_0 = 2{,}33$ г/см^3), и $\omega_0 / 2\pi \approx 7{,}5 \cdot 10^{15}$ Гц. Это значит, что в земной коре могут распространяться вибрации с $\nu > \omega_0 / 2\pi = 7{,}5 \cdot 10^{15}$ Гц, для которых справедливо $2\nu \geq 1{,}5 \cdot 10^{16}$ Гц. (см. (33)).

Далее нужно учесть, что эти слабые вибрации рентгеновского и гамма-диапазонов распространяется в сильно неоднородной среде, поскольку земная кора содержит залежи руд, углей, пласты глин, нефти, газов, воды и т.д., на которых волны вибраций рассеиваются, как на вкраплениях с большей или меньшей плотностью ρ_0. В результате такого рассеивания в коре присутствуют потоки вибраций, движущиеся хаотически во все стороны. Если они на своем пути встречают вертикальные трещины или разломы земной коры, в которых плотность вещества ниже, чем в целых массивах, то по законам геометрической оптики вибролучи должны концентрироваться внутри трещин, создавая здесь значительное превышение вибропотенциала над окружающим фоном. Вследствие этого из трещин и разломов на поверхность будут выходить вибропотоки, значительно более мощные, чем из мест над цельными плитами земной коры, что и создает геопатогенные зоны.

Поскольку вибрации рентгеновского и гамма-диапазонов воздействуют на электроны атомов, то они, в первую очередь, отрывают избыточные электроны от отрицательно заряженных молекул кислорода, чем и объясняется пониженное присутствие отрицательных ионов над зонами разломов. Поглощение вибраций, эквивалентное поглощению рентгеновских и гамма-квантов, приводит к повреждению генов в клетках.

Этим объясняются мутации, происходящие с растениями, а также повышенная заболеваемость людей раком, артритом, психическими и другими болезнями.

Предложенная гипотеза позволяет понять и причины эффективности практик «биолокации» («лозоходства»), когда экстрасенсы находят подземные воды и залежи полезных ископаемых с помощью металлической рамки или прутика ольхи в руке человека. Дело в том, что, как и в случае геопатогенных зон, виброполя, идущие из глубин земли, способны фокусироваться в подземных пустотах, заполненных водою, что и приводит к усилению мощностей вибраций над этими участками земной поверхности.

Чувствительные люди реагируют на такие усиления непроизвольным поворотом рамки или опусканием прутика. В случаях же присутствия металлических руд или предметов (например, железных труб), т.е. более плотных образований, последние действуют как расфокусирующие линзы для виброполей, идущих снизу. Такое ослабление фонового излучения над залежами руд тоже регистрируется некоторыми людьми.

Рассмотренный механизм образования ГЗ не учитывает влияние фоновых торсионных излучений, идущих из недр планеты [8]. Вместе с тем, не исключено, что именно торсионные поля являются теми источниками, которые возбуждают вибропотенциалы A_ξ в толщах земных пород.

Список литературы

1. *Мой дом – моя Вселенная // Интересная газета. – 1998. – № 8 (59). – С. 8.*
2. *Сливы и груши здесь быстро засыхают // НЛО. – 1989. – № 3 (50). – С. 4.*
3. *Сизоненко В.Л. Формулы связи внепространственных вибраций псевдополя с электромагнитными колебаниями цитоплазмы // Сб. тезисов I Международной Конференции по нелинейным явлениям в биологии. Институт Биофизики Клетки РАН. Пущино. Россия. 23-28 июня 1998. – С. 44.*
4. *Сизоненко В.Л., Беленкова М.И. Математика Библии. – Х. : Штрих, 2002. – 568 с.*
5. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. – М.: Наука, 1967. – 460 с.*
6. *Электродинамика плазмы / А.И. Ахиезер, И.А. Ахиезер, Р.В. Половин, А.Г. Ситенко, К.Н.Степанов. – М.: Наука, 1974. – 340 с.*
7. *Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. – М.: Гос. изд. физ.-мат. литературы, 1963. – 360 с.*
8. *Акимов А.Е. Пятое фундаментальное взаимодействие // Терминатор. – 1994. – № 2-3. – С. 21-23.*

Поступила в редколлегию 13.03.2008

Рецензент: д-р физ.-мат. наук, ст. научн. сотр. В.К. Иванов, Институт радиофизики и электроники АН Украины, Харьков.

ФІЗИКА ГЕПАТОГЕННИХ ЗОН

Сизоненко В.Л., Коваленко М.Й.

Розвинена теорія розповсюдження електромагнітних хвиль в просторі чотирьох вимірювань. Доведено, що характеристики полий і частинок не повинні залежати від четвертої координати простору, хоча рух уздовж неї можливо. Обґрунтована необхідність перегляду рівнянь сучасної електродинаміки, оскільки запропонована нами теорія така ж реалістична, як і аналітична теорія в просторі трьох вимірювань. Виявлена локалізація четвертої складової електричного поля (вібрацій) в зонах розломів земної кори, що приводить до геопатогенних ефектів.

Ключові слова: *земна кора, електромагнітне поле, теорія, простір і його міра, геопатогенний ефект.*

PHYSICS OF GEOPATHOGENIC ZONES

Sizonenko V.L., Kovalenko N.I.

The theory of distribution of hertzian waves is developed in space of four measurings. It is proved that pour descriptions and particles must not depend on the fourth co-ordinate of space, although motion along her possibly. The necessity of revision of equalizations of modern electrodynamics is grounded, because the theory offered by us is so realistic, as well as an analytical theory is in space of three measurings. Localization of fourth constituent of the electric field (vibrations) is discovered in the areas of break a secret of the earth's crust, resulting in geopatogenec effects.

Keywords: *earth's crust, electromagnetic field, theory, space and its measures, geopatogenec effect.*