

УДК 621.371:550.837.6

## УЧЕТ ПРОСТРАНСТВЕННОГО НАКЛОНА ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ С УГЛЕВОДОРОДНОЙ ЗАЛЕЖЬЮ

Д.В. ГОЛОЛОБОВ

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники  
П. Бровки, 6, Минск, 220013, Беларусь

Поступила в редакцию 18 января 2008

Впервые обоснована региональная зависимость процесса взаимодействия электромагнитных волн с углеводородной залежью, проявляющаяся за счет угломестного наклона и азимутального поворота геомагнитного поля Земли.

*Ключевые слова:* углеводородная залежь, геомагнитное поле, пространственный наклон, тензор диэлектрической проницаемости, комбинационный элемент тензора.

### Влияние наклона геомагнитного поля на характеристики взаимодействия

Физико-химическое обоснование возникающих над углеводородной залежью (УВЗ) аномалий магнитного поля Земли приведено в работе [1]. Эти аномалии являются преимущественно отрицательными по отношению к "нормальному" полю (под "нормальным" здесь будем понимать поле вне залежей углеводородов). Морфология аномалий геомагнитного поля над УВЗ определяется конкретными условиями ее залегания и в зависимости от условий распространения электромагнитных волн оказывает существенное влияние на трансформацию сформированного электромагнитного поля.

Вмещающие породы, пронизанные потоком углеводородных флюидов, перемещающихся по вертикали от УВЗ к дневной поверхности, представляют собой полупроводниковую среду.

Существующая электродинамическая модель Москвичева [2] объясняет наличие электрон – ионного потока существующим градиентом фононного стимулятора, который способствует перемещению электронов в направлении убывания температуры, т.е. к поверхности Земли. Геомагнитное поле  $\vec{H}_0$ , направление которого противоположно внешней нормали  $\vec{n}$  к границе раздела, при этом частично уменьшается за счет собственного магнитного поля анионного потока  $\vec{H}_{\text{доп}}$  над УВЗ (рис. 1,а).

Если геомагнитное поле имеет угол наклона  $\theta$  относительно нормали  $\vec{n}$ , то перпендикулярная к границе раздела сред составляющая  $\vec{H}_{\Sigma Z}$ , уменьшается еще больше (рис. 1,б). Причем суммарный вектор  $\vec{H}_{\Sigma}$  в этом случае оказывается повернутым относительно нормали на дополнительный угол  $\varphi$ .

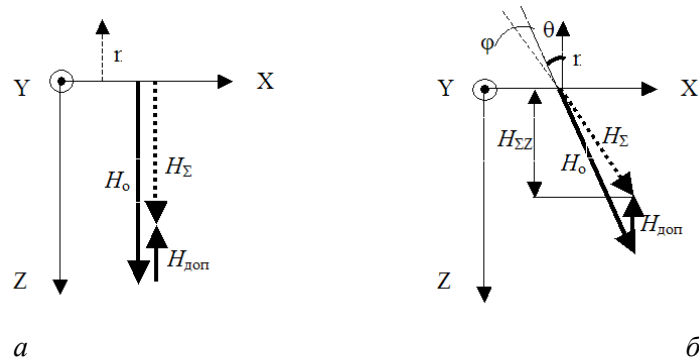


Рис. 1. Изменение геомагнитного поля под действием продольного поля частиц:  
*a* — без учета наклона; *б* — с учетом наклона

При таком подходе на кромках приповерхностных проявлений залежи, совпадающих с границами зон окислительной и восстановительной обстановки, за счет поворота токовых линий происходит суммирование дополнительного магнитного поля  $\vec{H}_{доп}$  с "нормальным" полем  $\vec{H}_0$  (рис. 2,*a*). В результате суперпозиции суммарный вектор поворачивается на некоторый угол  $\beta$ . Тогда на границе контура УВЗ за счет изменения направления вектора дополнительного магнитного поля потока частиц, должен наблюдаться незначительный всплеск магнитного поля, а над залежью иметь относительно равномерный характер, что подтверждается экспериментальными данными работы [3]. Наклон "нормального" магнитного поля  $\vec{H}_0$  на произвольный угол  $\theta$  при этом приведет к уменьшению суммарного поля  $\vec{H}_{\Sigma Z}$  (рис. 2,*б*).

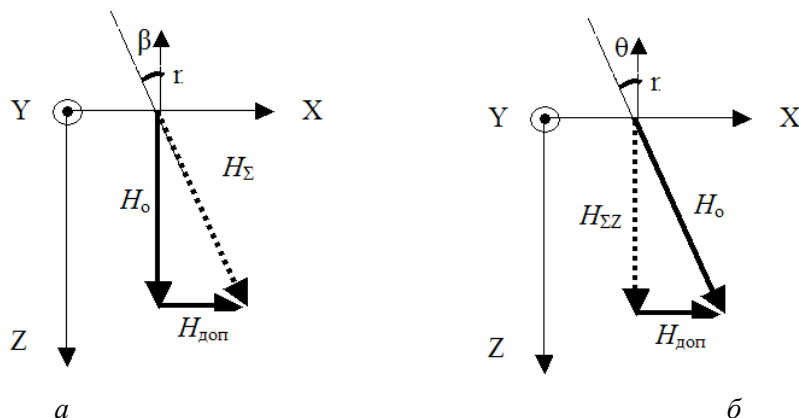


Рис. 2. Изменение геомагнитного поля под действием поперечного поля частиц:  
*a* — без учета наклона; *б* — с учетом наклона

Несложно заметить, что при условиях, когда  $\theta=\beta$ , аномальное значение поля, отмеряемого по OZ, оказывается одинаковым. Таким образом, наклон поля подмагничивания при изменениях его нормальной составляющей оказывается неучтенным, но существенным при формировании суммарного компонента  $\vec{H}_{\Sigma}$ .

### Редуцированная система отсчета

Идеализация модели, связанная с игнорированием существующего наклона относительно границы раздела XOY геомагнитного поля, приводит к расхождению полученных в [4] результатов с результатами полевых исследований. Согласно рассуждениям (рис. 1), геометрия задачи может быть представлена в виде, показанном на рис. 3.

В принятой системе координат проекции вектора  $\vec{H}_0$ :

$$\begin{aligned}
H_z &= H_0 \cos \theta, \\
H_x &= H_0 \sin \theta \sin \alpha, \\
H_y &= H_0 \sin \theta \cos \alpha.
\end{aligned}
\tag{1}$$

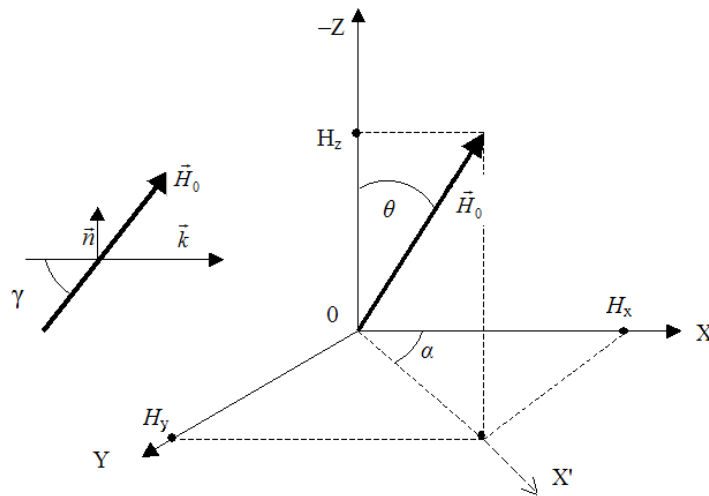


Рис. 3. Редуцирование системы координат

Для упрощения решения поставленной задачи наиболее рациональным путем является редуцирование декартовой системы с привязкой к проекции вектора  $\vec{H}_0$  по оси OX, в плоскости XOY. При этом новые проекции векторов оказываются связанными с углом  $\theta$  как

$$\begin{aligned}
H_x &= H_0 \cos \theta, \\
H_z &= H_0 \sin \theta.
\end{aligned}
\tag{2}$$

В результате такого редуцирования отсчет угла  $\theta$  производится со смещением  $\pi/2$ .  
При гармоническом воздействии ЭМВ с напряженностью

$$\vec{E} = E_m \exp[j(\omega t - \vec{k} \vec{r})],
\tag{3}$$

где  $\vec{k}$  — постоянная распространения;  $\vec{r}$  — направление распространения ЭМВ в OX совместное решение уравнения, описывающего движение частиц и уравнения полного тока, с учетом геометрии задачи, позволяет представить свойства исследуемой среды тензором диэлектрической проницаемости (ТДП) вида

$$\tilde{\epsilon}_H = \begin{vmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \epsilon_1 & \epsilon_2 & \epsilon_3 \\ -\epsilon_2 & \epsilon_4 & \epsilon_5 \\ \epsilon_3 & -\epsilon_5 & \epsilon_6 \end{vmatrix},
\tag{4}$$

с компонентами

$$\begin{aligned}
\varepsilon_1 = \varepsilon_{11} = \varepsilon_r &= -j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} + \sum_i \frac{\Omega_i^2}{j\omega} \frac{1}{(v_i + j\omega)} \frac{(v_i + j\omega)^2 + \omega_H^2 H_X^2}{(v_i + j\omega)^2 + \omega_H^2 (H_X^2 + H_Z^2)}, \\
\varepsilon_2 = \varepsilon_{12} = \varepsilon_{21} &= \sum_i \frac{\Omega_i^2}{j\omega} \frac{\omega_H H_Z}{(j\omega + v_i)^2 + \omega_H^2 (H_X^2 + H_Z^2)}, \\
\varepsilon_3 = \varepsilon_{13} = \varepsilon_{31} &= \sum_i \frac{\Omega_i^2}{j\omega} \frac{1}{(j\omega + v_i)} \frac{\omega_H^2 H_X H_Z}{(v_i + j\omega)^2 + \omega_H^2 (H_X^2 + H_Z^2)}, \\
\varepsilon_4 = \varepsilon_{22} = \varepsilon_r &= -j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} + \sum_i \frac{\Omega_i^2}{j\omega} \frac{(v_i + j\omega)}{(v_i + j\omega)^2 + \omega_H^2 (H_X^2 + H_Z^2)}, \\
\varepsilon_5 = \varepsilon_{23} = \varepsilon_{32} &= \sum_i \frac{\Omega_i^2}{j\omega} \frac{\omega_H H_X}{(v_i + j\omega)^2 + \omega_H^2 (H_X^2 + H_Z^2)}, \\
\varepsilon_6 = \varepsilon_{33} = \varepsilon_r &= -j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} + \sum_i \frac{\Omega_i^2}{j\omega} \frac{1}{(j\omega + v_i)} \frac{(v_i + j\omega)^2 + \omega_H^2 H_Z^2}{(v_i + j\omega)^2 + \omega_H^2 (H_X^2 + H_Z^2)}.
\end{aligned} \tag{5}$$

где  $\Omega_i$ ,  $\omega_i$  — плазменная и циклотронная частоты.

### Численные исследования компонентов ТДП

Численные исследования частотных характеристик компонентов (5) ТДП при изменении угла наклона геомагнитного поля проведены для концентрации электронов  $N=10^{16} \text{ м}^{-3}$  и единичного коэффициента ионизации  $K_n=N_n/N_e=1$ , а также  $v_e=10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $\varepsilon_r=10$ ,  $v_n=10^9 \text{ с}^{-1}$ ,  $\sigma_r=0,01 \text{ См/м}$ . На рис. 4,а приведена зависимость реальной части  $\varepsilon_1$  от частоты. Как видно, при увеличении угла наклона в области низких частот влияние этой компоненты увеличивается, а при  $\theta=90^\circ$  достигает своего максимального значения на нулевой частоте.

Вторая компонента ТДП (рис. 4,б) также существенно трансформируется в области низких частот (до 10 МГц) при изменении наклона поля подмагничивания и обнуляется при  $\theta=90^\circ$ , на частотах выше 10 МГц при произвольном угле наклона она становится равной нулю.

Реальная составляющая третьей компоненты изменяется сложным образом: с ростом углов до  $45^\circ$  ее влияние в области частот до 10 МГц увеличивается (рис. 4,в), а при углах более  $45^\circ$  — уменьшается. При углах  $\theta=0^\circ$  и  $\theta=90^\circ \text{ Re } \varepsilon_3=0$ .

Четвертый компонент ТДП не изменяется при изменениях угла наклона.

Для компонентов  $\varepsilon_5$  и  $\varepsilon_6$  частотные зависимости повторяют обратный для  $\text{Re } \varepsilon_2$  и  $\text{Re } \varepsilon_1$  характер их трансформации при изменениях углов наклона.

Из классических представлений типов сред и их свойств, следует, что среда является изотропной, если ТДП имеет вид (6), т.е. когда компоненты обобщенного тензора  $\varepsilon_2=\varepsilon_3=\varepsilon_5=0$  и  $\varepsilon_1=\varepsilon_4=\varepsilon_6=\varepsilon_r$ . При поперечном подмагничивании ТДП принимает вид (7) и  $\varepsilon_3=\varepsilon_5=0$ ,  $\varepsilon_1=\varepsilon_4$ , при продольном подмагничивании — (8) и содержит пять компонентов, пара из которых  $\varepsilon_2=\varepsilon_5=0$  и  $\varepsilon_1=\varepsilon_6$ .

$$\tilde{\varepsilon}_H = \begin{vmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_1 \end{vmatrix}, \tag{6}$$

$$\tilde{\epsilon}_{H\perp} = \begin{vmatrix} \epsilon_1 & \epsilon_2 & 0 \\ -\epsilon_2 & \epsilon_4 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_6 \end{vmatrix}, \quad (7)$$

$$\tilde{\epsilon}_{H\parallel} = \begin{vmatrix} \epsilon_1 & 0 & \epsilon_3 \\ 0 & \epsilon_4 & 0 \\ \epsilon_3 & 0 & \epsilon_1 \end{vmatrix}. \quad (8)$$

Проведенный анализ подтверждает существующую теорию и позволяет увидеть промежуточные случаи при произвольном подмагничивании среды над УВЗ, когда тензор имеет все девять компонентов, которые оказываются зависимыми от временных параметров воздействующего сигнала, электродинамических параметров диэлектрического наполнителя и электрон-ионного потока.

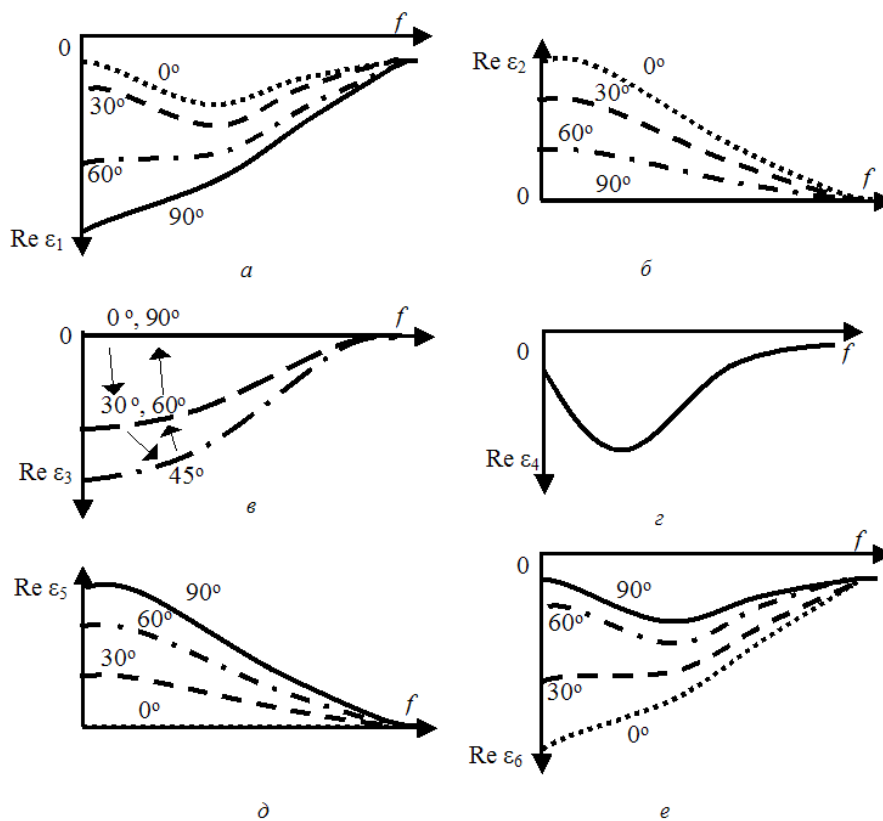


Рис. 4. Частотные зависимости компонентов ТДП при различных углах наклона  $\theta$  магнитного поля

### Резонансное взаимодействие ЭМВ и УВЗ при наклоне поля подмагничивания

По методике оценки резонансного взаимодействия УВЗ с ЭМВ, предложенной в работе [5], заключающейся в анализе частотных характеристик комбинационных элементов тензора (КЭТ) диэлектрической проницаемости вида:

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_P(j\omega) &= \dot{\epsilon}_1(j\omega) + \dot{\epsilon}_2(j\omega) = \epsilon_{PR} - j\epsilon_{PI} \\ \dot{\epsilon}_L(j\omega) &= \dot{\epsilon}_1(j\omega) - \dot{\epsilon}_2(j\omega) = \epsilon_{LR} - j\epsilon_{LI}, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\varepsilon_{PR}$ ,  $\varepsilon_{LR}$ ,  $\varepsilon_{PI}$ ,  $\varepsilon_{LI}$  — действительные и мнимые составляющие КЭТ при двухчастичном потоке ( $i=2$ ).

Результаты расчета зависимости действительной части КЭТ от частоты и угла  $\theta$  показывают следующее. При  $\theta=0^\circ$  (отсутствие наклона  $\vec{H}_0$ ) данная зависимость не отличается от модели нормального подмагничивания [4]. Узловой частотной точкой при этом в КВ-диапазоне является 2 МГц, которая согласно принятой модели соответствует электронному циклотронному резонансу  $f_{эц}$ . При  $\theta=20^\circ$  происходит смещение резонанса на частоту, равную 1,86 МГц. Уход частоты составляет 340 кГц. Последующее увеличение  $\theta$  до  $40^\circ$  приводит к исчезновению резонансной частоты. Зависимость  $f_{эц}=\xi(\theta)$  является линейной с крутизной 25 кГц/град.

Для оценки вклада компонентов  $\varepsilon_3$  и  $\varepsilon_5$  в взаимодействие ЭМВ и УВЗ проведено исследование частотной зависимости  $\text{Re}(\varepsilon_5 - \varepsilon_3)$  от угла  $\theta$ . Оно показало, что при  $\theta=0^\circ$  данная разность равна нулю и соответствует известным результатам. При  $\theta=20^\circ$  в диапазоне частот 500 кГц–1 МГц превалирует значение  $\text{Re} \varepsilon_5$  над  $\text{Re} \varepsilon_3$ , а на частотах  $1 < f < 8$  МГц компонента  $\text{Re} \varepsilon_3$  над  $\text{Re} \varepsilon_5$ . Когда  $\theta=45^\circ$  отличие компонентов становится значительным (превышения  $\text{Re} \varepsilon_3$  над  $\text{Re} \varepsilon_5$  составляет до  $10^6$ ). Характерным является и то, что максимум отличия линейно смещается в область более низких частот.

#### Учет пространственного наклона поля подмагничивания

Рассмотрим вопрос о произвольной ориентации вектора индукции поля подмагничивания в выбранной системе координат, когда меняется и угломестный наклон  $\theta$  и азимутальный угол  $\alpha$ . На рис. 5 приведены примеры различного пространственного расположения вектора индукции относительно внешней нормали к границе раздела двух сред.

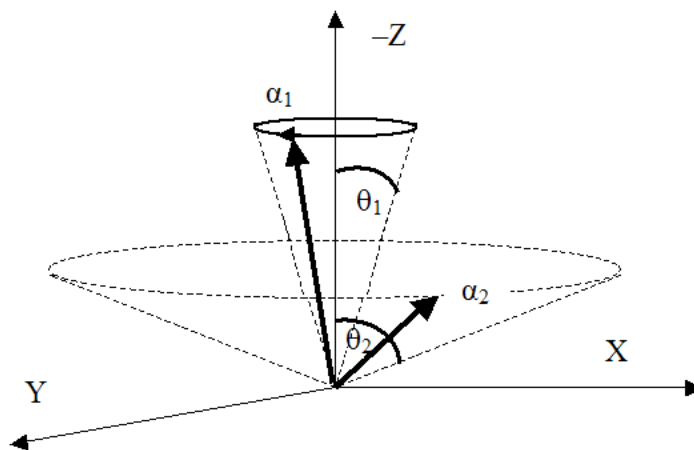


Рис. 5. Примеры пространственной ориентации вектора индукции

В качестве оценки результатов исследований использовался электронный циклотронный резонанс (ЭЦР) взаимодействия ЭМВ и среды над УВЗ, регистрируемый по частотным зависимостям КЭТ (рис. 6). По диаграмме видно, что фиксация угла  $\theta$  наклона  $\vec{H}_0$  позволяет проследить за характером изменения резонансной частоты в заданном диапазоне азимутальных углов  $\alpha$ .

При  $\theta < 29^\circ$  резонансных частот не наблюдается, для  $\theta=29^\circ$  начиная с  $\alpha \geq 29^\circ$  проявляется резонанс в сверхнизком, очень низком и низком диапазонах частот. Зависимость  $f_{эц}=\xi(\alpha)$  при этом является нелинейной. Наклон поля  $\vec{H}_0$  на один градус приводит к тому, что резонансное

поведение взаимодействия ЭМВ с анизотропной средой начинается с  $\alpha \geq 79^\circ$  и т.д. Начиная с  $\theta = 51^\circ$  резонансные частоты наблюдаются во всем диапазоне углов  $\alpha$ . Причем при  $\theta = 51^\circ$  резонансная частота наблюдается дважды на  $f_1 = 250$  кГц и  $f_2 = 950$  кГц.

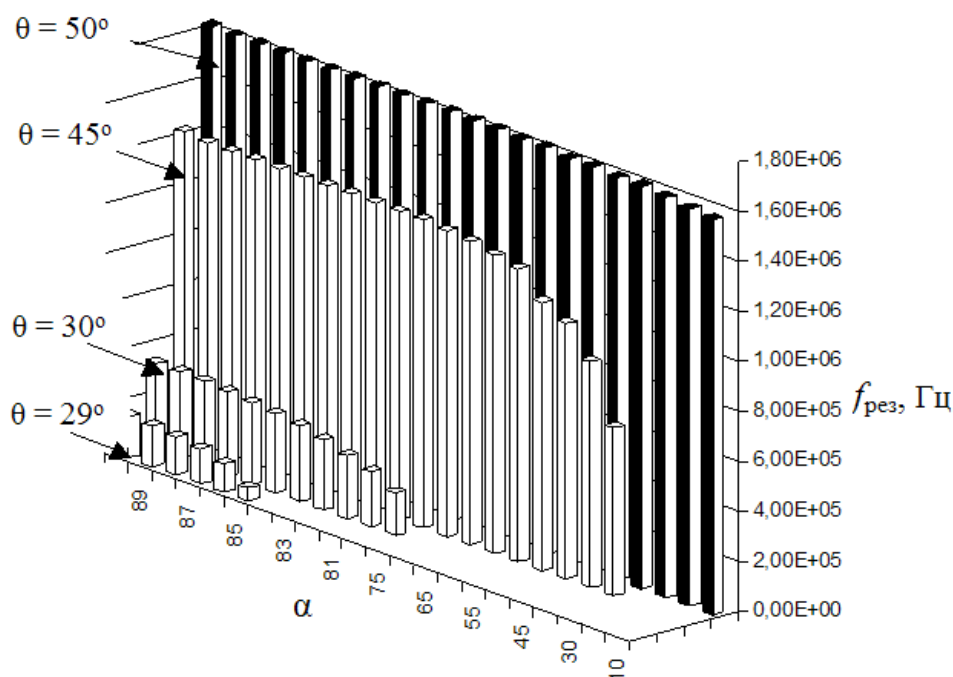


Рис. 6. Зависимость ЭЦР при пространственных углах наклона магнитного поля

### Результаты и их обсуждения

1. Учет наклона магнитного поля, являющегося элементом анизотропного образования над УВЗ, позволяет обосновать отрицательный характер возникающих над залежью аномалий геомагнитного поля. При этом за счет поворота токовых линий на краях поверхностного проявления залежи наблюдается всплески магнитного поля, которые подтверждаются известными результатами исследований.

2. При наклоне магнитного поля в выбранной электродинамической модели диэлектрические параметры среды описываются ТДП, содержащим шесть компонентов. Увеличение угла наклона способствует "перетягиванию" новыми компонентами ТДП комплексных значений проницаемостей других его составляющих, что строго укладывается в существующую теорию.

3. Частоты резонансного взаимодействия анизотропной среды над УВЗ и ЭМВ изменяются при вариации угла наклона поля подмагничивания в узкой полосе частот 1–2 МГц с крутизной 25 кГц/град. Ограниченность диапазона резонансных частот и заданной крутизны делают возможным регистрацию границ УВЗ и ее идентификацию.

4. Пространственная ориентация поля подмагничивания ограничивает диапазон азимутальных углов, удовлетворяющих резонансному проявлению процесса взаимодействия ЭМВ и анизотропной среды, что усложняет практическую реализацию методов выделения и поиска УВЗ. При применении методов электроразведки на УВЗ требуется учет регионального расположения объектов исследования относительно магнитных полюсов Земли.

# ACCOUNTING SPACE INCLINATION GEOMAGNETIC FIELD INTERACTIONS WITH ELECTROMAGNETIC WAVES WITH HYDROCARBON DEPOSIT

D.V. GOLOLOBOV

## Abstract

Regional dependency process of interaction electromagnetic waves with hydrocarbon deposit manifested by inclination and azimuth turning the Earth's geomagnetic field justified in the paper.

## Литература

1. Гололобов Д.В., Малевич И.Ю. // Докл. БГУИР. 2005. №1 (9). С. 22–27.
2. Москвичев В.Н. // Радиотехника и электроника. 1989. Вып. 18. С. 91–96.
3. Максимчук В.Е. // Тезисы докл. междунар. геофизической конфер. М., 2000. С. 195.
4. Гололобов Д.В., Москвичев В.Н., Стадник Ю.Н. // Геология нефти и газа. 1995. № 3. С.26–30.
5. Гололобов Д.В., Москвичев В.Н. // Радиотехника и электроника. 1994. Вып. 22. С. 69–74.