

УДК 621.318.434

НОВЫЙ УРОВЕНЬ МАГНИТОКАРДИОГРАФИИ**Мирошников В. В., Гречишкина Н. В., Неделько А. А.***ФГБОУ ВО «Луганский государственный университет имени В. Даля», Луганск, Россия*

Аннотация. Магнитокардиография является наиболее информативным методом диагностики заболеваний сердца. Чтобы сделать метод более доступным предлагается использовать феррозонды в качестве чувствительного элемента. Для достижения требуемой чувствительности рассматривается резонансный метод работы выходной обмотки феррозонда при работе на емкостную нагрузку. Это позволяет на 2–3 порядка повысить чувствительность феррозонда.

Ключевые слова: магнитокардиография, феррозонд, резонанс, чувствительность.

A NEW LEVEL OF MAGNETOCARDIOGRAPHY**Miroshnikov V. V., Grechishkina N. V., Nedelko A. A.***Vladimir Dahl Lugansk State University, Lugansk, Russia*

Abstract. Magnetocardiography is the most informative method for diagnosing heart diseases. To make this method more accessible, it is proposed to use ferrosondes as sensitive elements. To achieve the required sensitivity, a resonant method of operating the output winding of the ferrosonde under capacitive load is considered. This allows you to increase the sensitivity of the ferrosonde by 2–3 orders of magnitude.

Keywords: magnetocardiography, ferrosound, resonance, sensitivity.

Адрес для переписки: Мирошников В. В., кв. Молодежный, 20А, г. Луганск 291034, Луганская Народная Республика, Россия.

e-mail: prorectormvv@mail.ru

Магнитокардиография не требует прямого контакта с объектом, т. е. позволяет проводить измерения через повязку или другую преграду. Это не только практически удобно, но и составляет принципиальное преимущество перед электрическими методами регистрации данных, так как места крепления электродов на коже могут быть источником медленно меняющихся контактных потенциалов [1].

По изменению магнитного поля миокарда можно гораздо раньше, чем это выявит электрокардиограф, обнаружить нарушения сердечного ритма, начало ишемической болезни сердца. Магнитное поле сердца является самым сильным из всех биомагнитных полей (у взрослого 10^{-10} Тл). Для того, чтобы зарегистрировать слабое магнитное поле, создаваемое токами в сердце, нужно иметь чувствительный датчик. Примером такого датчика является сверхпроводниковый квантовый интерферометр (СКВИД).

Большую социальную значимость имеет развитие методов биомагнитных измерений и магнитометрической аппаратуры для ранней диагностики и эффективной терапии сердечно-сосудистых и онкологических заболеваний, поскольку в большинстве стран мира на их долю приходится около 70 % всех смертных случаев.

Учитывая вышеизложенное, предлагаем заменить очень дорогостоящий магниточувствительный элемент СКВИД, требующий охлаждения азотом, на работающий без охлаждения ферромагнитный магниточувствительный элемент.

Режим параметрического резонанса резко повышает коэффициент преобразования феррозондового датчика. Из теории параметрического возбуждения электрических колебаний в LC-контуре известно, что наиболее устойчивый резонанс

наблюдается на частоте вдвое большей, чем частота изменения одного из параметров контура в рассматриваемом случае: его индуктивности. Применительно к феррозонду с выходом на второй гармонике это означает, что проницаемость сердечников, а, следовательно, и индуктивность измерительной обмотки должны изменяться с частотой четвертой гармоники. Зависимость индуктивности обмотки феррозондов от времени можно представить так

$$L(t) = L_0(1 + \Gamma_2 \cos 2\omega t + \Gamma_4 \cos 4\omega t),$$

где $\Gamma_2 = \frac{L_2'}{L_0}$, $\Gamma_4 = \frac{L_4'}{L_0}$ – коэффициенты ряда; L_0 , L_2 и L_4 – постоянная составляющая амплитуды второй и четвертой гармоник индуктивности соответственно.

Ток в контуре выходной цепи, настроенный на частоту $2\omega = \frac{1}{\sqrt{2L_0C}}$ будет:

$$i_2(t) = I_{m2} \sin(2\omega t + \phi).$$

Выходное напряжение феррозонда будет равным $U_{2n} = \frac{d}{dt}[L(t)i_2(t)]$.

При этом окажется, что член, пропорциональный коэффициенту Γ_2 , будет содержать только постоянную составляющую и четвертую гармонику, а член, пропорциональный коэффициенту Γ_4 – вторую и шестую гармоники [2].

Для второй гармоники выходного сигнала напряжения при $\phi = \frac{\pi}{4}$ имеем:

$$\begin{aligned} U_2(\Gamma_4) &= \mp \omega L_0 \Gamma_4 I_2 \cos\left(2\omega t \mp \frac{\pi}{4}\right) \\ &= -X_L I_2 \sin\left(2\omega t \pm \frac{\pi}{2}\right). \end{aligned}$$

Из этого выражения видно, что величина $X_L = \omega L_0 \Gamma_4$ ведет себя как отрицательное сопротивление по отношению к току i_2 .

При кусочно-линейной аппроксимации кривой перемагничивания сердечников и синусоидальной волне поля возбуждения коэффициенты ряда Фурье, которым представляется зависимость дифференциальной электромагнитной проницаемости, будут равны [3–5].

Постоянная составляющая

$$\mu_{g0} = \mu \frac{\theta}{\pi g_{max}}$$

гармоники

$$\mu_{g2n} = \mu \frac{1}{\pi} \sin 2g_{max}.$$

Здесь: $\theta = \arcsin \frac{H_S}{H_m}$; H_S – напряженность насыщения; H_m – амплитуда тока возбуждения.

При $\theta = \frac{\pi}{4}$ ($H_m = \sqrt{2}H_S$) имеются оптимальные условия для возникновения тока второй гармоники, однако параметрического усиления сигнала в этом случае нет. Это происходит потому, что коэффициент μ_{g4} при $\theta = \frac{\pi}{4}$ равен нулю. При $\theta = \frac{\pi}{8}$ или $\theta = \frac{3\pi}{8}$ коэффициент μ_{g2} несколько уменьшается, но зато достигает максимального значения коэффициент μ_{g4} .

При резонансе коэффициент передачи феррозондового датчика увеличивается на 2–3 порядка, что позволяет обойтись без фильтров второй гармоники и без резонансных усилителей. При этом возрастает устойчивость всей измерительной схемы, которая охватывается очень глубокой отрицательной обратной связью улучшающей метрологические характеристики измерительного тракта.

Рассмотрим трансформаторную схему феррозондового датчика.

Если зависимость $B(H)$ для материала электромагнитного модулятора разложить в ряд Тейлора в окрестности точки $H = H_1$, то в результате получится

$$B(H) = B(H_1) + \left. \frac{\partial B}{\partial H} \right|_{H=H_1} \cdot \Delta H + \frac{1}{2} \cdot \left. \frac{\partial^2 B}{\partial H^2} \right|_{H=H_1} \cdot \Delta H^2 + \dots \quad (1)$$

Для двух сердечников феррозонда можно записать

$$B_I = B(H_1 + H_2 + H_0); B_{II} = B(H_1 - H_2 - H_0),$$

где H_1 – напряженность, созданная током возбуждения; H_2 – напряженность, созданная схемой, показанной на рисунке 1 током i_2 ; H_0 – напряженность измеряемого поля.

Потокоцепления катушек феррозондов описываются следующими соотношениями:

$$\psi_I = \frac{W^2 \cdot S}{l} \cdot B(i_1 + i_2 + i_0);$$

$$\psi_{II} = \frac{W^2 \cdot S}{l} \cdot B(i_1 - i_2 - i_0),$$

или

$$\begin{aligned} \psi_I - \psi_{II} &= \mu_0 \frac{2W^2 \cdot S}{l} \cdot \mu_g(H) \cdot (i_2 + i_0) \\ &= L(H) \cdot (i_2 + i_0) \\ \mu(H) &= \frac{dB}{dH}. \end{aligned} \quad (2)$$

Э.Д.С. индукции в выходной обмотке феррозонда равна

$$\frac{d}{dt}(\psi_I - \psi_{II}) = L_0 \left(\frac{di_2}{dt} \mu + i_2 \frac{d\mu}{dt} + i_0 \frac{d\mu}{dt} \right). \quad (3)$$

В дальнейшем обозначается:

$$\begin{aligned} \mu' &= \frac{d\mu}{dt}, \\ L_0 &= \frac{2\mu_0 W^2 S}{l}. \end{aligned}$$

Для схемы, приведенной на рисунке 1, можно записать следующие очевидные соотношения:

$$(L_0 \mu i_2 + L_0 i_0)' - u_c = v, \quad (4)$$

$$i_2 = i_R + i_c = \frac{u_c}{R} + C \frac{du_c}{dt}. \quad (5)$$

При подстановке (5) в (4) получается

$$CL_0 \mu \frac{d^2 u_c}{dt^2} + \left[L_0 \mu' C + \frac{L_0 \mu}{R} \right] \frac{du_c}{dt} + \left[L_0 \mu' \frac{1}{R} + 1 \right] u_c = -L_0 \mu' i_0. \quad (6)$$

Решение (4) ищется в виде:

$$u_c = M \cos 2\omega t + N \sin 2\omega t, \quad (7)$$

тогда

$$u_c' = -2\omega M \sin 2\omega t + 2\omega N \cos 2\omega t. \quad (8)$$

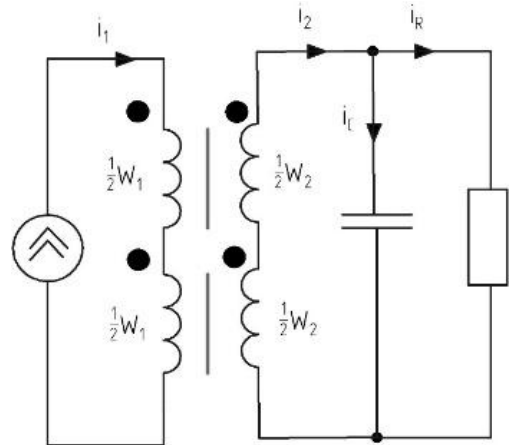


Рисунок 1 – Трансформаторная схема феррозондового датчика

Литература

1. Полякова, И. П. Магнитокардиография: историческая справка, современное состояние и перспективы клинического применения / И. П. Полякова // Креативная кардиология. – 2011. – Т. 5, № 2. – С. 103–133.

2. Афанасьев, Ю. В. Состояние и перспективы развития феррозондовой магнитометрии / Ю. В. Афанасьев // Геофизическая аппаратура. – Л.: Недра, 1977. – Вып. 60. – С. 3–15.

3. Serson, P. N. A Portable electrical magnetometer / P. N. Serson, L. W. Hannaford // Canadian Journal of Technology. – 1976. – Vol. 34. – P. 232–243.

4. Средства измерения параметров магнитного поля / Ю. В. Афанасьев, Н. В. Студенцов [и др.]. – Л.: Энергия. Ленингр. отдел., 1979. – 320 с.

5. Яковлев, Н. Н. Особенности работы феррозондового датчика в резонансном режиме / Н. Н. Яковлев // Геофизическая аппаратура. – Л.: Недра, 1968. – Вып. 35. – С. 92–101.

УДК 537.86

О ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ЭНЕРГИИ БЕГУЩЕЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Невдах В. В.

Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь

Аннотация. Приводятся решения волновых уравнений для напряженностей электрического и магнитного полей, согласующиеся с физическим смыслом уравнений Максвелла. Показано, что в бегущей электромагнитной волне характер тройки векторов E , H и u меняется с правовинтовой на левовинтовую через каждую четверть длины волны. Плотность потока энергии такой волны физически корректно описывается вектором Умова, а не вектором Пойнтинга.

Ключевые слова: бегущая электромагнитная волна, плотность потока энергии, вектор Умова.

ON THE ENERGY FLOW DENSITY OF A TRAVELING ELECTROMAGNETIC WAVE

Nevdakh V. V.

Belarusian National Technical University, Minsk, Belarus

Abstract. Solutions of wave equations for electric and magnetic field strengths are given, consistent with the physical meaning of Maxwell's equations. In a traveling electromagnetic wave the character of the triple of vectors E , H and u changes from right-handed to left-handed after every quarter of the wavelength is shown. The energy flux density of such a wave is physically correctly described by the Umov vector, and not by the Poynting vector.

Keywords: traveling electromagnetic wave, energy flow density, vector Umov.

Адрес для переписки: Невдах В. В., пр. Независимости, 65, г. Минск 220113, Республика Беларусь

e-mail: nevdakh@bntu.by

Основными параметрами переменного электромагнитного поля являются зависящие от координат и времени вектора напряженности $E(x,y,z,t)$ и индукции $D(x,y,z,t)$ электрического и вектора напряженности $H(x,y,z,t)$ и индукции $B(x,y,z,t)$ магнитного полей. В классической электродинамике переменное электромагнитное поле в однородном покое диэлектрике, в котором отсутствуют свободные заряды (плотность зарядов $\rho = 0$) и постоянный ток проводимости (плотность тока $j = 0$), описывается системой уравнений Максвелла, имеющей в дифференциальной форме вид

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = 0, \quad (3)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (4)$$

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \quad (5)$$

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}, \quad (6)$$

где ϵ_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные вакуума, ϵ и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости среды. Уравнения (1)–(6) связывают величины, характеризующие компоненты электромагнитного поля с их источниками в каждой точке пространства.

Согласно уравнениям (1) и (2) изменение во времени магнитной индукции порождает вихревое электрическое поле, а изменение во времени электрической индукции порождает вихревое магнитное поле. Знак «–» в (1) соответствует правилу Ленца для направления индукционного тока. Из уравнений Максвелла получаются два одинаковых по виду волновых уравнения, описывающих изменения во времени и пространстве векторов E и H . Они дают, что волны напряженностей электрического и магнитного полей, распространяются с одинаковой фазовой скоростью $u = 1/\sqrt{\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0} = c/\sqrt{\epsilon \mu}$ в рассматриваемом однородном диэлектрике, где $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ – скорость распространения этих волн в вакууме.

Рассмотрим свойства полученных волн векторов E и H на примере свойств волн, распространяющихся в простейшем одномерном случае, например, вдоль оси OZ . Очевидно, что в этом случае их компоненты E_z и H_z не изменяются вдоль осей OX и OY и из уравнений (1) и (2) следуют другие уравнения

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\mu \mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = -\epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = \mu \mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t}, \quad (9)$$