

**В. Е. Пониматкин, С. Г. Шпилевая
В. А. Гоглев, В. И. Бурмистров**

ПЕРЕДАЮЩАЯ АНТЕННАЯ СИСТЕМА ДЛЯ РАДИОЧАСТОТНЫХ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЕЩЕСТВА

103

Рассматривается конструкция передающей антенной системы, предназначенной для использования в технике радиочастотных методов исследования вещества, обосновываются ее преимущества. Устройство целесообразно использовать при исследовании объектов, находящихся за пределами приемно-передающих контуров. При этом рабочие частоты, на которые оно рассчитано, занимают широкий спектр, включающий диапазоны от мириаметровых до декаметровых волн, что предполагает высокую равномерность излучаемой мощности. Использование предлагаемой конструкции позволит повысить результативность методик, применяемых для бесконтактного поиска соединений определенного вида.

The paper considers the design of the transmitting antenna system intended for use in the technique of radio-frequency methods of substance research and justifies its advantages. It is advisable to use the device when studying objects located outside the receiving and transmitting circuits. At the same time, the operating frequencies for which it is designed, occupy a wide spectrum, covering the ranges from myriameter to decameter waves, which implies a high uniformity of the radiated power. The use of the proposed design will improve the methods used for contactless search for connections of a certain type.

Ключевые слова: передающая антенная система, нормально поляризованная волна, граница раздела сред, радиочастотное облучение, ядерный квадрупольный резонанс, бесконтактные методы исследования

Keywords: transmitting antenna system, normally polarized wave, media interface, radio frequency irradiation, nuclear quadrupole resonance, contactless research methods

Радиочастотные методики исследования вещества, в том числе использующие разновидности ядерного квадрупольного резонанса в поликристаллических соединениях, применяемые для решения различных прикладных задач [1; 2], предусматривают регистрацию электромагнитных сигналов, наводимых в исследуемых объектах, расположенных за пределами радиочастотных приемно-передающих контуров. В данном случае для получения приемлемой чувствительности метода необходимо обеспечить подведение достаточной электромагнитной мощности к элементу возбуждения, находящемуся в среде с неопределенными магнитными и диэлектрическими свойствами. Электромагнитная волна, излучаемая системой накачки, должна пройти границу раздела воздух – среда, что в реальных условиях сопровождается явлениями отражения и преломления. Наряду с преломленными волнами, за счет которых энергия падающей волны из воздуха частично переходит через границу раздела во вторую среду, существуют и волны отра-



женные, рассеивающие поток падающего излучения. Поскольку преломление в нашем случае не является полным, для снижения потерь и повышения эффективности используемых методик практическую важность имеет определение пространственной ориентации, амплитуды и фазы векторов облучающего поля, а также условий формирования излучателем отраженной и преломленной волн.

В большинстве случаев границы раздела сред с достаточной точностью можно считать плоскими. При этом задача решается относительно просто, с использованием законов Снеллиуса [3]:

$$\sin \theta_1 = \sin \theta_0; \quad \frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_0} = \frac{k_1}{k_2} = \sqrt{\frac{\xi_{a1} \cdot \mu_{a1}}{\xi_{a2} \cdot \mu_{a2}}}.$$

В общем случае диэлектрическая и магнитная проницаемости изучаемой среды определяются комплексными величинами

$$\xi_{ак} = \xi_a - i \frac{\sigma}{\omega} \quad \text{или} \quad \xi_{к} = \xi - i \frac{\sigma}{\omega \xi_0} = \xi \left(1 - i \frac{\sigma}{\omega \xi_a} \right),$$

$$\mu_{ак} = \mu_a - i \frac{\sigma_M}{\omega} \quad \text{или} \quad \mu_{к} = \mu - i \frac{\sigma_M}{\omega \mu_0} = \mu \left(1 - i \frac{\sigma_M}{\omega \mu_a} \right),$$

где мнимые части выражений характеризуют соответственно электрические и магнитные потери, вносимые средой. Исходя из этого, второй закон Снеллиуса можно записать в виде

$$\frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_0} = \sqrt{\frac{\xi_{ак1} \cdot \mu_{ак1}}{\xi_{ак2} \cdot \mu_{ак2}}} = \sqrt{\frac{\xi_{к1} \xi_0 \cdot \mu_{к1} \mu_0}{\xi_{к2} \xi_0 \cdot \mu_{к2} \mu_0}} = \sqrt{\frac{\xi_{к1} \cdot \mu_{к1}}{\xi_{к2} \cdot \mu_{к2}}}.$$

Откуда значение косинуса угла преломления θ_2 выражается через синус угла падения и параметры вещества:

$$\cos \theta_2 = \sqrt{1 - \frac{\xi_{к1} \cdot \mu_{к1}}{\xi_{к2} \cdot \mu_{к2}} \sin^2 \theta_0}. \quad (1)$$

Напряженности поля падающей и преломленной волн связаны коэффициентами Френеля [3], имеющими различное значение для случаев *вертикальной* (параллельной) поляризации ($P_{\parallel}, N_{\parallel}$), когда вектор напряженности электрического поля лежит в плоскости распространения, и *горизонтальной* (нормальной) поляризации (P_{\perp}, N_{\perp}), когда вектор напряженности электрического поля перпендикулярен плоскости распространения волны:

$$P_{\parallel} = \frac{E_{omp}}{E_{над}} = \frac{z_1 \cos \theta_0 - z_2 \cos \theta_2}{z_1 \cos \theta_0 + z_2 \cos \theta_2}; \quad N_{\parallel} = \frac{E_{np}}{E_{над}} = \frac{2z_2 \cos \theta_0}{z_1 \cos \theta_0 + z_2 \cos \theta_2};$$

$$P_{\perp} = \frac{E_{omp}}{E_{над}} = \frac{z_2 \cos \theta_0 - z_1 \cos \theta_2}{z_2 \cos \theta_0 + z_1 \cos \theta_2}; \quad N_{\perp} = \frac{E_{np}}{E_{над}} = \frac{2z_2 \cos \theta_0}{z_2 \cos \theta_0 + z_1 \cos \theta_2}.$$



Учитывая, что $z = \sqrt{\mu_{ак} / \xi_{ак}}$, преобразуем коэффициенты преломления Френеля к следующему виду:

$$P_{\parallel} = \frac{\sqrt{\frac{\mu_{ак1}}{\xi_{ак1}} \cos \theta_0 - \sqrt{\frac{\mu_{ак2}}{\xi_{ак2}} \cos \theta_2}}{\sqrt{\frac{\mu_{ак1}}{\xi_{ак1}} \cos \theta_0 + \sqrt{\frac{\mu_{ак2}}{\xi_{ак2}} \cos \theta_2}}}; \quad N_{\parallel} = \frac{2\sqrt{\frac{\mu_{ак2}}{\xi_{ак2}} \cos \theta_0}}{\sqrt{\frac{\mu_{ак1}}{\xi_{ак1}} \cos \theta_0 + \sqrt{\frac{\mu_{ак2}}{\xi_{ак2}} \cos \theta_2}}};$$

$$P_{\perp} = \frac{\sqrt{\frac{\mu_{ак2}}{\xi_{ак2}} \cos \theta_0 - \sqrt{\frac{\mu_{ак1}}{\xi_{ак1}} \cos \theta_2}}{\sqrt{\frac{\mu_{ак2}}{\xi_{ак2}} \cos \theta_0 + \sqrt{\frac{\mu_{ак1}}{\xi_{ак1}} \cos \theta_2}}}; \quad N_{\perp} = \frac{2\sqrt{\frac{\mu_{ак2}}{\xi_{ак2}} \cos \theta_0}}{\sqrt{\frac{\mu_{ак2}}{\xi_{ак2}} \cos \theta_0 + \sqrt{\frac{\mu_{ак1}}{\xi_{ак1}} \cos \theta_2}}}.$$

Разделив почленно числитель и знаменатель каждого из выражений на $\sqrt{\mu_0 / \xi_0}$, с учетом (1) и выполнив ряд несложных преобразований, получим:

$$P_{\parallel} = \frac{\sqrt{\xi_{к2} \mu_{к1}} \cos \theta_0 - \sqrt{\xi_{к1} \mu_{к2}} \sqrt{1 - \frac{\xi_{к1} \cdot \mu_{к1}}{\xi_{к2} \cdot \mu_{к2}} \sin^2 \theta_0}}{\sqrt{\xi_{к2} \mu_{к1}} \cos \theta_0 + \sqrt{\xi_{к1} \mu_{к2}} \sqrt{1 - \frac{\xi_{к1} \cdot \mu_{к1}}{\xi_{к2} \cdot \mu_{к2}} \sin^2 \theta_0}}; \quad (2)$$

$$N_{\parallel} = \frac{2\sqrt{\xi_{к1} \mu_{к2}} \cos \theta_0}{\sqrt{\xi_{к2} \mu_{к1}} \cos \theta_0 + \sqrt{\xi_{к1} \mu_{к2}} \sqrt{1 - \frac{\xi_{к1} \cdot \mu_{к1}}{\xi_{к2} \cdot \mu_{к2}} \sin^2 \theta_0}}; \quad (3)$$

$$P_{\perp} = \frac{\sqrt{\xi_{к1} \mu_{к2}} \cos \theta_0 - \sqrt{\xi_{к2} \mu_{к1}} \sqrt{1 - \frac{\xi_{к1} \cdot \mu_{к1}}{\xi_{к2} \cdot \mu_{к2}} \sin^2 \theta_0}}{\sqrt{\xi_{к1} \mu_{к2}} \cos \theta_0 + \sqrt{\xi_{к2} \mu_{к1}} \sqrt{1 - \frac{\xi_{к1} \cdot \mu_{к1}}{\xi_{к2} \cdot \mu_{к2}} \sin^2 \theta_0}}; \quad (4)$$

$$N_{\perp} = \frac{2\sqrt{\xi_{к1} \mu_{к2}} \cos \theta_0}{\sqrt{\xi_{к1} \mu_{к2}} \cos \theta_0 + \sqrt{\xi_{к2} \mu_{к1}} \sqrt{1 - \frac{\xi_{к1} \cdot \mu_{к1}}{\xi_{к2} \cdot \mu_{к2}} \sin^2 \theta_0}}. \quad (5)$$

Теперь следует рассмотреть случай, когда вторая среда обладает магнитными свойствами, сохраняя при этом свои диэлектрические свойства, то есть $\xi_{к1} = 1$, $\xi_{к2} = \xi_2$, $\mu_{к1} = 1$, $\mu_{к2} = \mu_2$. Данная ситуация представляет особый интерес, поскольку имеет прямое отношение к решаемой задаче [1; 2; 4]. Коэффициенты Френеля (2)–(5) в этом случае примут вид

$$P_{\parallel} = \frac{\sqrt{\xi_2} \cos \theta_0 - \sqrt{\mu_2} \sqrt{1 - \frac{1}{\xi_2 \cdot \mu_2} \sin^2 \theta_0}}{\sqrt{\xi_2} \cos \theta_0 + \sqrt{\mu_2} \sqrt{1 - \frac{1}{\xi_2 \cdot \mu_2} \sin^2 \theta_0}}; \quad (6)$$



$$N_{\parallel} = \frac{2\sqrt{\mu_2} \cos \theta_0}{\sqrt{\xi_2} \cos \theta_0 + \sqrt{\mu_2} \sqrt{1 - \frac{1}{\xi_2 \cdot \mu_2} \sin^2 \theta_0}}; \quad (7)$$

$$P_{\perp} = \frac{\sqrt{\mu_2} \cos \theta_0 - \sqrt{\xi_2} \sqrt{1 - \frac{1}{\xi_2 \cdot \mu_2} \sin^2 \theta_0}}{\sqrt{\mu_2} \cos \theta_0 + \sqrt{\xi_2} \sqrt{1 - \frac{1}{\xi_2 \cdot \mu_2} \sin^2 \theta_0}}; \quad (8)$$

$$N_{\perp} = \frac{2\sqrt{\mu_2} \cos \theta_0}{\sqrt{\mu_2} \cos \theta_0 + \sqrt{\xi_2} \sqrt{1 - \frac{1}{\xi_2 \cdot \mu_2} \sin^2 \theta_0}}. \quad (9)$$

106

На основании выражений (6)–(9) можно сделать вывод, что с наименьшими потерями в поликристаллическую среду будет проникать нормально поляризованная электромагнитная волна, следовательно, радиочастотное облучение образца целесообразно производить электромагнитным полем преимущественно такой поляризации.

На рисунке 1, а представлены графики зависимости коэффициента P_{\parallel} отражения параллельно поляризованной электромагнитной волны при ее падении из воздуха на среду с магнитными свойствами, а на рисунке 1, б – графики зависимости коэффициента P_{\perp} отражения нормально поляризованной электромагнитной волны от угла падения для сред с различной магнитной проницаемостью.

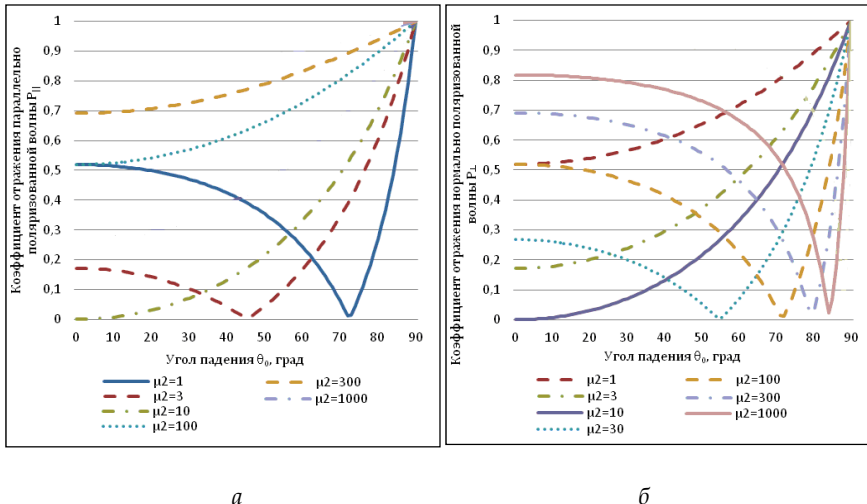


Рис. 1. Графики зависимости коэффициента отражения волны от величины угла падения на границу раздела:
а – параллельно поляризованной электромагнитной волны;
б – нормально поляризованной электромагнитной волны



Из рисунков становится очевидным, что для параллельно поляризованной волны наблюдается практически полное отражение волны от границы раздела сред воздух/вещество, а для нормально поляризованной — практически полное преломление волны во вторую среду. При $\mu_2 > \xi_2$ коэффициент отражения параллельно поляризованной волны теряет угол Брюстера [3] и асимптотически стремится к прямой $P_{\parallel} = 1$. Для нормально поляризованной волны, наоборот, угол Брюстера появляется только в том случае, когда $\mu_2 > \xi_2$, и по мере роста μ_2 он стремится к 90° .

Рассмотрим случай, когда вторая среда, обладая магнитными свойствами, вносит магнитные потери, то есть $\xi_{\kappa 1} = 1$, $\xi_{\kappa 2} = \xi_2$, $\mu_{\kappa 1} = 1$, $\mu_{\kappa 2} = \mu_2 - i\sigma_{\mu 2} / \omega\mu_0$. Тогда коэффициенты преломления Френеля примут вид

$$P_{\parallel} = \frac{\sqrt{\xi_2} \cos \theta_0 - \sqrt{\mu_2 \left(1 - i \frac{\sigma_{\mu 2}}{\omega\mu_{a2}}\right)} \sqrt{1 - \frac{1}{\xi_2 \cdot \mu_2 \left(1 - i \frac{\sigma_{\mu 2}}{\omega\mu_{a2}}\right)} \sin^2 \theta_0}}{\sqrt{\xi_2} \cos \theta_0 + \sqrt{\mu_2 \left(1 - i \frac{\sigma_{\mu 2}}{\omega\mu_{a2}}\right)} \sqrt{1 - \frac{1}{\xi_2 \cdot \mu_2 \left(1 - i \frac{\sigma_{\mu 2}}{\omega\mu_{a2}}\right)} \sin^2 \theta_0}}; \quad (10)$$

$$N_{\parallel} = \frac{2\sqrt{\mu_2 \left(1 - i \frac{\sigma_{\mu 2}}{\omega\mu_{a2}}\right)} \cos \theta_0}{\sqrt{\xi_2} \cos \theta_0 + \sqrt{\mu_2 \left(1 - i \frac{\sigma_{\mu 2}}{\omega\mu_{a2}}\right)} \sqrt{1 - \frac{1}{\xi_2 \cdot \mu_2 \left(1 - i \frac{\sigma_{\mu 2}}{\omega\mu_{a2}}\right)} \sin^2 \theta_0}}; \quad (11)$$

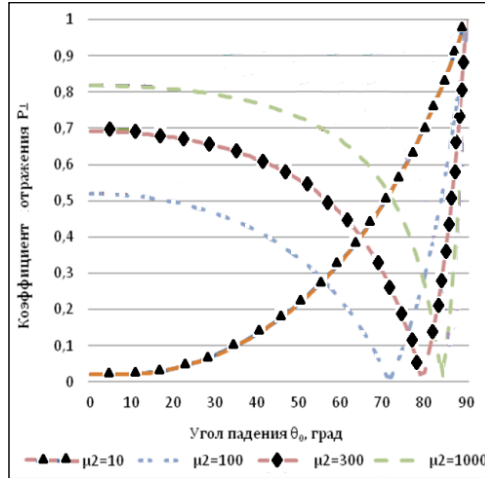
$$P_{\perp} = \frac{\sqrt{\mu_2 \left(1 - i \frac{\sigma_{\mu 2}}{\omega\mu_{a2}}\right)} \cos \theta_0 - \sqrt{\xi_2} \sqrt{1 - \frac{1}{\xi_2 \cdot \mu_2 \left(1 - i \frac{\sigma_{\mu 2}}{\omega\mu_{a2}}\right)} \sin^2 \theta_0}}{\sqrt{\mu_2 \left(1 - i \frac{\sigma_{\mu 2}}{\omega\mu_{a2}}\right)} \cos \theta_0 + \sqrt{\xi_2} \sqrt{1 - \frac{1}{\xi_2 \cdot \mu_2 \left(1 - i \frac{\sigma_{\mu 2}}{\omega\mu_{a2}}\right)} \sin^2 \theta_0}}; \quad (12)$$

$$N_{\perp} = \frac{2\sqrt{\mu_2 \left(1 - i \frac{\sigma_{\mu 2}}{\omega\mu_{a2}}\right)} \cos \theta_0}{\sqrt{\mu_2 \left(1 - i \frac{\sigma_{\mu 2}}{\omega\mu_{a2}}\right)} \cos \theta_0 + \sqrt{\xi_2} \sqrt{1 - \frac{1}{\xi_2 \cdot \mu_2 \left(1 - i \frac{\sigma_{\mu 2}}{\omega\mu_{a2}}\right)} \sin^2 \theta_0}}. \quad (13)$$

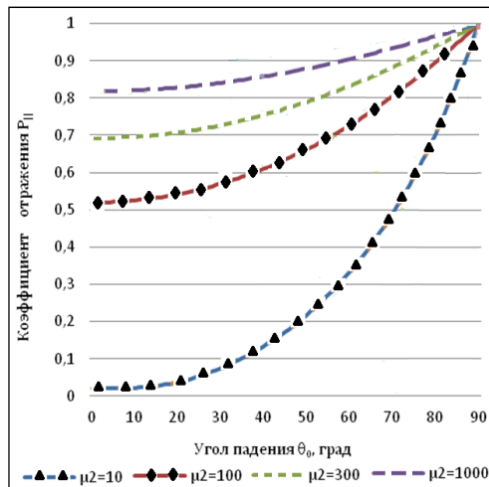
Результаты расчетов, выполненных на основе последних выражений (10)–(13) представлены на графиках (рис. 2), полученных при частоте электромагнитного возбуждения 10 МГц, $\xi_2 = 10$ и $\sigma_{\mu 2} = 10$, а



также различных показателях μ_2 , что дает магнитные потери в области значений $10^{-4} \dots 10^{-3}$, соответствующих свойствам магнитопроводов из феррита.



а



б

Рис. 2. Графики зависимости коэффициентов P_{\perp} (а) и P_{\parallel} (б) при падении волны из воздуха в среду, обладающую магнитными свойствами

Так же, как и в случае с комплексной диэлектрической проницаемостью, наличие σ_{m2} вызывает изменение фазы вектора электрической напряженности электромагнитной волны, однако при малых магнитных потерях изменения фазы незначительны.

Полученные расчеты для сред, обладающих магнитными свойствами, показывают, что отражения падающей волны минимальны при равенстве относительных диэлектрической и магнитной проницаемостей, даже если по отдельности данные коэффициенты имеют довольно высокое значение. В рассмотренном случае, при $\mu_2 = \xi_2 = 10$, нормально поляризованная волна практически не отражается. Аналогичный результат наблюдается и при других значениях $\mu_2 = \xi_2$.

Ниже рассматривается конструкция, позволяющая реализовать обоснованные преимущества методики. Облучающая система (рис. 3) излучает преимущественно нормально поляризованные электромагнитные волны с равномерным распределением энергии в заданном диапазоне частот (0,01 – 10) МГц [5 – 7].

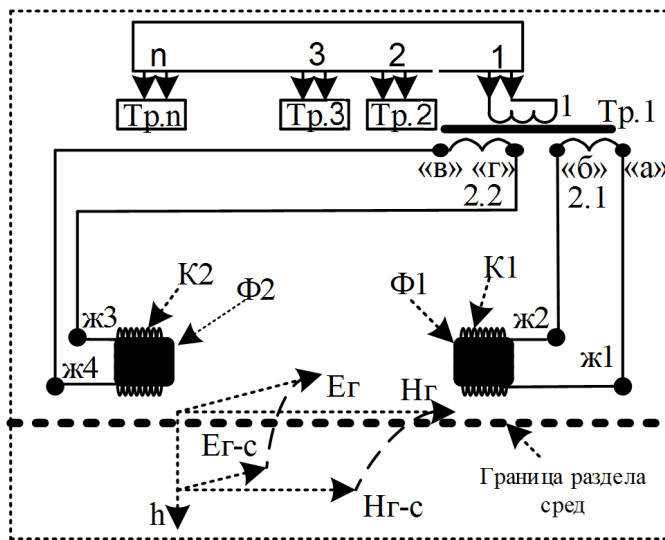


Рис. 3. Структурная схема предлагаемого варианта облучающей системы

На рисунке 3 представлена структурная схема передающей антенной системы, поясняющая принцип функционирования излучателя. Устройство возбуждает нормально поляризованную электромагнитную волну, характеризуемую векторами E_{Γ} и H_{Γ} вблизи границы раздела воздух – исследуемая среда (как с обычными, так и с магнитными свойствами). Система содержит ферритовые магнитопроводы $\Phi 1$ и $\Phi 2$ цилиндрической формы, расположенные горизонтально и образующие единый излучатель нормально поляризованной волны; две рамочные передающие антенны $K1$ и $K2$ с равномерными частотными свойствами входного сопротивления в указанном диапазоне частот [7], размещенные на ферритовых сердечниках $\Phi 1$ и $\Phi 2$; согласующие трансформаторы $Tr.1$ – $Tr.n$ идентичной конструкции с одной первичной (1) и двумя вторичными (2.1 и 2.2) обмотками; согласующее устройство передающей системы. Согласующий трансформатор $Tr.1$ первичной обмоткой соединен с одним из выходов согласующего устройства передающей системы (вверху рис. 3).

Вторичная обмотка трансформатора Тр.1 выполнена двухсекционной: первая секция 2.1 соединена клеммой «а» с клеммой ж1 первой рамочной передающей антенны К1, а клеммой «б» — с клеммой ж2 первой рамочной передающей антенны К1; вторая секция 2.2 трансформатора Тр.1 соединена клеммой «г» с клеммой ж3 второй рамочной передающей антенны К2, а клеммой «в» — с клеммой ж4 второй рамочной передающей антенны К2.

Структура излучателя Ф1 (Ф2) как одного из элементов в составе каждого из n излучателей представлена на рисунке 4. Излучатель содержит три ферритовых сердечника [8] каждый диаметром $d=4$ мм, выполненных по технологии из трехкомпонентной структуры с магнитной проницаемостью $\mu=1000$, $\mu=100$ и $\mu=10$. Поверх сердечников размещаются витки проводников обмоток Об.1, Об.2 и Об.3 рамочной антенны с сечением проводников 0,5 мм. На каждом сердечнике длиной $l=3$ см располагается по 35 витков провода, причем все три рамочные антенны включены последовательно и образуют единую цепь с пространственно однонаправленным током i , протекающим между клеммами ж1 и ж2.

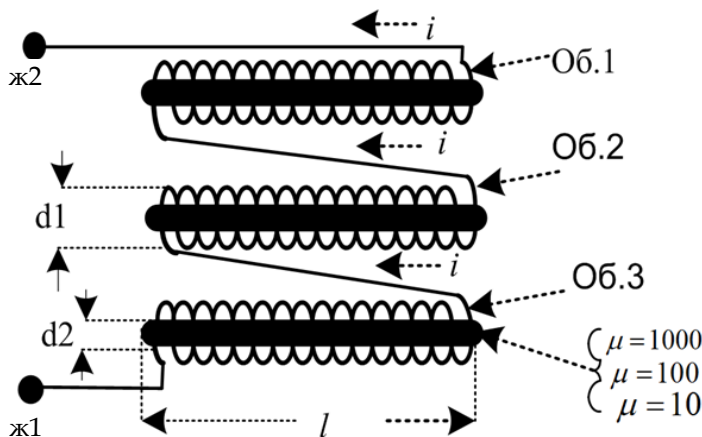


Рис. 4. Структура индуктивной части одного из излучателей Ф1 (Ф2)

Предлагаемое устройство позволит формировать переменное электромагнитное поле, характеризуемое максимальной глубиной проникновения в исследуемую среду, что достигается приданием нужных свойств облучающей системе, построенной с использованием электромагнитных контуров специальной конфигурации. Описанная конструкция облучателей, обеспечивающая создание преимущественно нормально поляризованной волны, представляет перспективу для эффективного возбуждения ядерного квадрупольного резонанса в удаленном режиме [8; 9], что дает возможность использовать метод в решении практически значимых задач в области бесконтактного исследования вещества.



Список литературы

1. Miller J.B., Barrall G.A. Explosives Detection with Nuclear Quadrupole Resonance // American Scientist. 2005. Vol. 93. P. 50 – 57.
2. Синявский Н.Я., Шpileвой А.А. Особенности косвенной регистрации сигналов ядерного квадрупольного резонанса взрывчатых веществ // Радиотехника. 2009. №2. С. 131 – 134.
3. Баскаков С.И. Электродинамика и распространение радиоволн. М., 2002.
4. Гомонов А.Н., Духан Е.И., Звездинский С.С. и др. Магнитометрические средства обнаружения. Теория и практика построения. М., 2013.
5. Устройство обнаружения сигналов ядерного квадрупольного резонанса : пат. 2697023 Рос. Федерация. №2018142728 ; заявл. 08.08.2019.
6. Устройство исследования электромагнитного поля вторичных излучателей : пат. 2538318 Рос. Федерация. №2013114517 ; заявл. 19.11.2014.
7. Устройство контроля электромагнитного поля вторичных излучателей : пат. 2527315 Рос. Федерация. №2013108753 ; заявл. 08.07.2014.
8. Белый Ю.И., Поцения О.А., Семин Г.К. Аппаратура для борьбы с терроризмом на основе эффекта ЯКР // Специальная техника. 2002. №2. С. 22 – 31.
9. Грецишкин В.С., Шpileвой А.А., Бурмистров В.И. О возможности применения ЯКР для обнаружения взрывчатых веществ на теле человека // Специальная техника. 2004. №5. С. 29 – 35.

Об авторах

Виктор Ефимович Пониматкин — канд. техн. наук, доц., Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Россия.

E-mail: VPonimatkin@kantiana.ru

Светлана Геннадьевна Шpileвая — канд. пед. наук, доц., Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Россия.

E-mail: SSHpilevaya@kantiana.ru

Владислав Алексеевич Гоглев — студ., Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Россия.

E-mail: VPonimatkin@kantiana.ru

Валерий Иванович Бурмистров — ст. преп., Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Россия.

E-mail: VBurmistrov@kantiana.ru

The authors

Dr Viktor E. Ponimatkin, Associate Professor, Immanuel Kant Baltic Federal University, Russia.

E-mail: VPonimatkin@kantiana.ru

Dr Svetlana G. Shpilevaya, Associate Professor, Immanuel Kant Baltic Federal University, Russia.

E-mail: SSHpilevaya@kantiana.ru

Vladislav A. Goglev, Student, Immanuel Kant Baltic Federal University, Russia.

E-mail: VPonimatkin@kantiana.ru

Valery I. Burmistrov, Assistant Professor, Immanuel Kant Baltic Federal University, Russia.

E-mail: VBurmistrov@kantiana.ru