

Регистрация магнитного поля внутри намагничиваемых плотноупакованных гранулированных ферромагнитных сред*А. А. Жильников, Т. А. Жильников, В. И. Жулев*

Предложен способ, позволяющий посредством сканирования и последующего использования метода вычислительной томографии производить для намагничиваемых плотноупакованных гранулированных сред, неразрушающую регистрацию векторной функции поля магнитной индукции. Измерению подвергаются периодические во времени магнитные поля, с получением результата измерения в любых точках сканируемого пространства для произвольно выбранных моментов времени без механического проникновения в среду.

Ключевые слова: ферроочистительные аппараты, намагничиваемая плотноупакованная гранулированная среда, векторная функция магнитной индукции, плоский и изогнутый контур, неразрушающая регистрация, магнитное поле.

Ссылка: Жильников А. А., Жильников Т. А., Жулев В. И. // Прикладная физика. 2020. № 4. С. 63.

Reference: A. A. Zhilnikov, T. A. Zhilnikov, and V. I. Zhulev, Prikl. Fiz., No. 4, 63 (2020).

Введение

При всем многообразии примесей различных рабочих сред, используемых в производстве практически всегда «представительной», а не редко – доминирующей является фракция так называемых ферропримесей, которые ухудшают качество сред. Кроме того, они в серьезной мере способны дестабилизировать работу самого оборудования, снижая надежность и долговечность его эксплуатации. Используемые для удаления ферропримесей магнитные очистные аппараты, работающие по принципу магнитного захвата, все в

большей мере приобретают статус крайне необходимых устройств, входящих в состав основного технологического оборудования. Но вместе с тем, многие ферроочистительные аппараты, имеющие самые различные варианты их исполнения, нуждаются в экспериментальном обосновании конструкции рабочих зон, ответственных за захват примесей. Основной характеристикой таких зон, принято считать распределение векторной функции магнитной индукции поля \vec{B} .

Вопрос изучения рабочих зон ферроочистительных аппаратов, в частности, получивших широкое применение аппаратов с фильтром-матрицей, представляющим плотноупакованную намагничиваемую напряженностью \vec{H} гранулированную среду-засыпки (рис. 1, а), находится практически в начальной стадии [1, 2]. В ходе эксплуатации структура такой гранулированной среды может существенно изменяться. В связи с этим в ходе изучения рабочих зон ферроочистительных аппаратов важно знать распределение векторной функции магнитной индукции поля внутри намагничиваемых гранулированных сред, что в итоге вынуждает прибегнуть к прямым магнитоиз-

Жильников Артем Александрович¹, преподаватель, к.т.н.

Жильников Тимур Александрович¹, нач. кафедры, к.т.н.

Жулев Владимир Иванович², зав. кафедрой, д.т.н.

¹ Академия ФСИН России.

Россия, 390000, Рязань, ул. Сенная, 1.

E-mail: ark9876@mail.ru

² РГРТУ им. В. Ф. Уткина.

Россия, 390005, Рязань, ул. Гагарина, д. 59/1.

Статья поступила в редакцию 26 июня 2020 г.

© Жильников А. А., Жильников Т. А., Жулев В. И., 2020

мерениям. Кроме того, из-за возникающих трудностей проникновения вглубь таких сред с сохранением их целостности в настоящее

время до конца остается нерешенным вопрос неразрушающих измерений распределения поля внутри них.

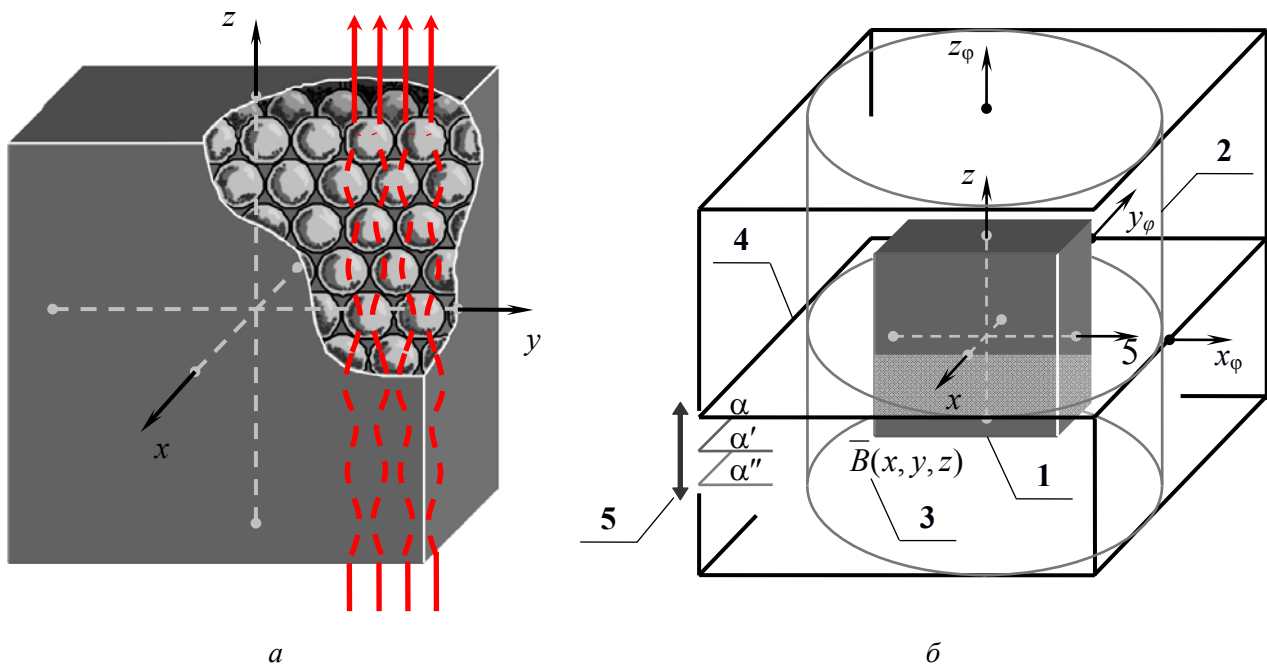


Рис. 1. а) – намагничиваемая плотноупакованная гранулированная среда в сечении; б) – представление сканируемого объема совокупностью параллельных сечений. 1 – намагничиваемая плотноупакованная гранулированная среда; 2 – сканируемое пространство; 3 – распределение функции магнитной индукции периодического магнитного поля в пределах сканируемого пространства; 4 – плоскость томографического сканирования α ; 5 – дискретные перемещения по плоскостям сканирования.

На сегодняшний день данная проблема продолжает быть весьма актуальной, оставаясь слабо освещенной в литературе [3]. Существующие средства магнитоизмерений исследовательского характера не позволяют комплексно охватить рассматриваемую проблему.

Таким образом, целью данной работы является формирования принципа, позволяющего посредством использования метода вычислительной томографии производить, для намагничиваемой плотноупакованной гранулированной среды, неразрушающие измерения векторной функции магнитной индукции.

Способ регистрации магнитного поля

Для решения поставленной задачи предлагается способ регистрации, заключающийся в неразрушающих гранулированную среду измерениях векторной функции магнитной индукции периодического во времени намаг-

ничиваемого поля в любых точках сканируемого пространства для произвольно выбранных моментов времени без механического проникновения внутрь среды (рис. 1, б).

Реализация данного способа достигается тем, что рабочий магнитоизмерительный орган выполнен в виде двух одинаковых ортогонально ориентированных пар контуров [4, 5]. Первый контур каждой пары имеет по центру выполненный под прямыми углами характерный двойной изгиб в виде узкой ступени, которым образованы три поверхности, пронизываемые магнитным потоком. Второй контур пары – плоский и имеет одну поверхность. В свою очередь каждая из четырех образованных поверхностей контуров пары имеет такое взаимное расположение, при котором вектор нормали плоского контура коллинеарен двум векторам нормали изогнутого контура и перпендикулярен его третьей нормали, выставленной к плоскости ступени. Геометрическое построение и условия функционирования изогнутого и плоского контуров представлены на

рис. 2, на котором векторами \vec{n}_x^o и \vec{n}_z^o обозначены нормали соответствующих плоскостей. Конструктивно каждая пара контуров есть пара катушек индуктивности с равным числом витков и встречным включением обмоток, геометрически привязанных к декартовой системе координат рабочего органа (x_ϕ, y_ϕ, z_ϕ) .

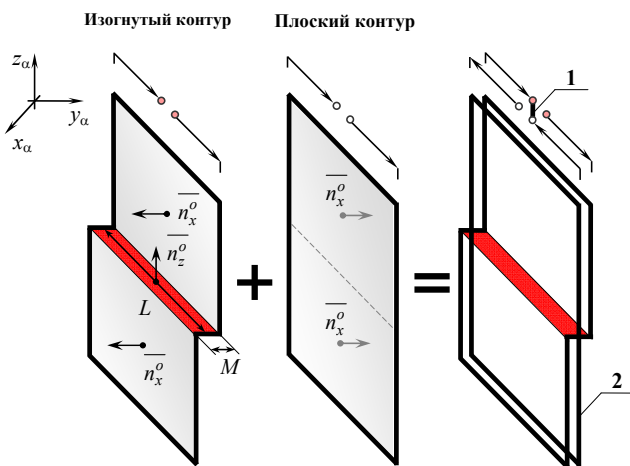


Рис. 2. Геометрическое построение и условия функционирования изогнутого и плоского контуров: 1 – встречное включение обмоток изогнутого и плоского контуров; 2 – равенство количества витков в обмотках изогнутого и плоского контуров.

Необходимым условием реализации способа является требование локальной однородности магнитного поля в присутствии гранулированной среды, выраженное наличием на произвольно выбранном интервале, равном половине ширины ступени M , постоянства значений проекций векторной функции индукции на нормаль к поверхности контуров. Тогда при совмещении плоского и изогнутого контуров пары с некоторой погрешностью считается, что магнитный поток, пронизывающий поверхности изогнутого контура, компенсируется магнитным потоком встречно включенного плоского контура за исключением магнитного потока, пронизывающего плоскость ступени.

В поддержку возможности реализации способа выступает тот факт, что характерным свойством гранулированных сред является то, что они намагничиваются селективно (избирательно) – по эффективным каналам, формирующимся вдоль направления намагничивания, о чем свидетельствуют ряд публикаций [1–3, 6]. Самоорганизация этих «элементар-

ных» каналов намагничивания обеспечивается в основном извилистыми цепочками гранул, которые всегда реально проявляют себя в среде из множества хаотически расположенных гранулированных звеньев. Однако на практике при кажущейся видимости «сильной» искривленности этих звеньев угол извилистости γ , достигая локальных значений до 30° , в среднем составляет всего лишь 18° от направления намагничивания. Принимая это во внимание, фактор извилистости гранул является не столь существенным, тем самым допуская в дальнейшем его относительное игнорирование [3]. Данное обстоятельство значительно снижает методическую погрешность вызванную требованием выполнения условия локальной однородности [7].

Математический аппарат предложенного способа

Таким образом, скалярное значение магнитного потока Φ вектора магнитной индукции $\vec{B}(x, y, z, t)$ через поверхность S , образованную плоскостью узкой ступени, как следует из определения, есть поверхностный интеграл:

$$\Phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{s}, \tag{1}$$

где $S = ML$, причем M – ширина, а L – траектория интегрирования, геометрически совпадающая с длиной узкой ступени пар изогнутых контуров (рис. 2).

Принимая во внимание, что вектор $d\vec{s}$ в выражении (1) для каждой пары соответственно равен:

$$d\vec{s} = \vec{k} \, dx_\phi \, dy_\phi,$$

где \vec{i} , \vec{j} , \vec{k} – орты системы координат (x_ϕ, y_ϕ, z_ϕ) , а площадь интегрирования в обоих случаях S , то поверхностный интеграл представляется двойным интегралом:

$$\Phi_{z_\phi} = \int_{LM} \int_{LM} (\vec{B} \cdot \vec{k}) \, dx_\phi \, dy_\phi = \int_{LM} \int_{LM} B_{z_\phi} \, dz_\phi \, dy_\phi, \tag{2}$$

где B_{x_ϕ} и B_{z_ϕ} – компоненты \vec{B} в системе координат рабочего органа.

Учитывая локальную однородность неоднородного в пространстве магнитного поля в пределах ширины узкой ступени M , интегрирование по оси z_φ заменяется умножением на значение ширины M , а, следовательно, выражение (2) приобретает следующий вид:

$$\Phi_{z_\varphi} = M \int_{L,\varphi} B_{z_\varphi} dy_\varphi, \quad (3)$$

где φ – угол сканирования.

Процедура измерения начинается с того, что предварительно сканируемое трехмерное пространство с намагничиваемой плотноупакованной гранулированной средой внутри условно разбивается на слои, образованные плоскостями $\alpha, \alpha', \alpha''$, параллельными плоскости сканирования, что позволяет понизить размерность задачи до двумерной, представив данное пространство совокупностью дискретных сечений (рис. 1, б).

Последующее сканирование рабочим органом каждого отдельного сечения в соответствии с методом вычислительной томогра-

фии требует в отношении компонент векторной функции индукции измерения для многих пересекающихся под разными углами φ траекторий L значений $p(x_\varphi, \varphi)$ – линейных проекций лучевых сумм функции индукции $\int_{L,\varphi} B dy_\varphi$ (рис. 3), что с учётом (3) реализуется путем регистрации отнесенных к ширине ступени потока магнитной индукции Φ_{z_φ} :

$$p_{z_\varphi}(x_\varphi, \varphi) = \int_{L,\varphi} B_{z_\varphi} dy_\varphi = \frac{\Phi_{z_\varphi}}{M}. \quad (4)$$

Таким образом, в ходе сканирования при перемещениях рабочего органа вдоль оси x_φ и поворотах его относительно системы координат (x, y, z) гранулированной средой на разные углы φ в интервале от 0 до π , находится линейная проекция $p(x_\varphi, \varphi)$ лучевых сумм, выраженных интегралами вдоль прямой на интервале L , численно равных значению магнитного потока, отнесенному к ширине узкой ступени (рис. 3).

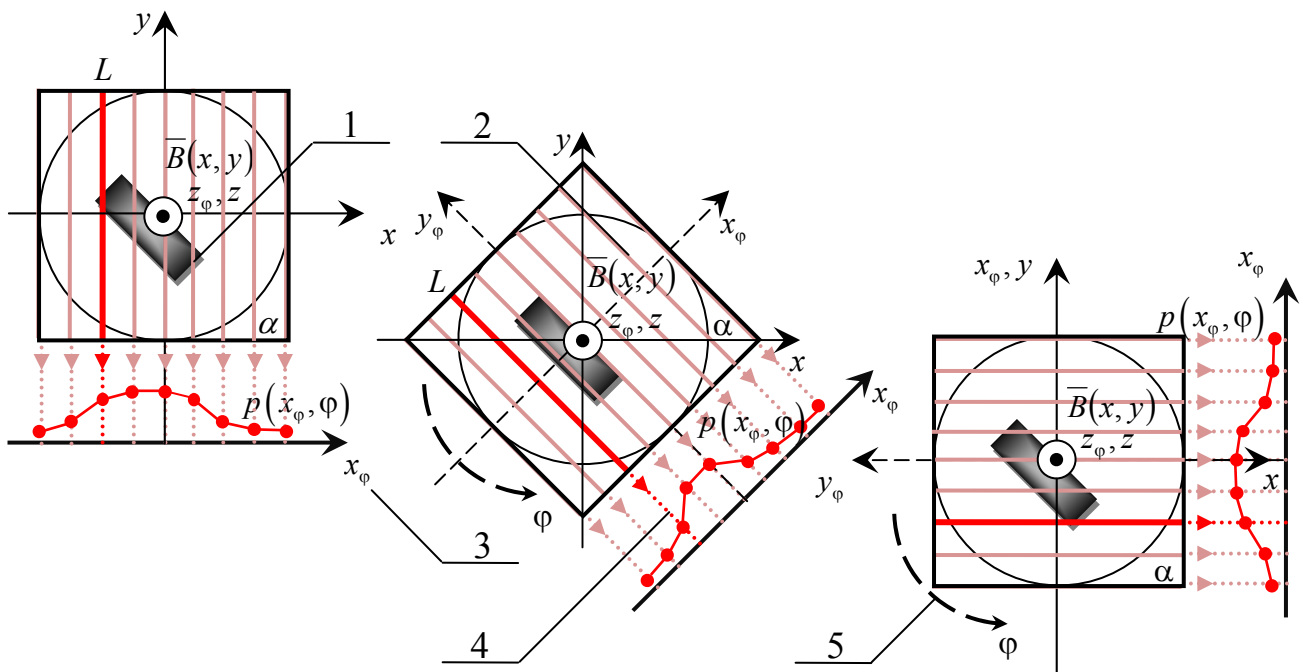


Рис. 3. Системы координат при реконструкции двумерного распределения $\bar{B}(x, y)$ в сечении по известным линейным проекциям $p(x_\varphi, \varphi)$. 1 – Намагничиваемая плотноупакованная гранулированная среда; 2 – Распределение векторной функции магнитной индукции периодического магнитного поля в пределах сканируемого пространства сечения; 3 – лучевая сумма; 4 – линейная проекция лучевых сумм на ось x_φ ; 5 – угол поворота осей (угол сканирования).

Технически регистрация магнитного потока осуществляется благодаря закону Фарадея [8–10]. Согласно ему напряжение $u(t)$, наводимое в паре контуров определяется выражением:

$$u(t) = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (5)$$

где $d\Phi$ – приращение (линейная часть) потока векторной функции индукции за время dt .

Благодаря введенному условию периодичности во времени, согласно которому поле точно повторяет свои мгновенные состояния через одинаковые промежутки времени равные периоду, продолжительность регистрации одной картины распределения поля уже не ограничена по времени длительностью интервала дискретизации, потому что регистрировать картину можно, осуществляя измерения в пространстве через интервалы времени, кратные периоду. И, несмотря на то, что измерения значительно разнесены по времени, все они будут производиться для какого-то одного мгновенного состояния на периоде [5].

Выражая приращения потока $d\Phi$ из уравнения (5) и интегрируя по времени t левую и правую части получившегося равенства, получают значение магнитного потока:

$$\Phi = -\int_{nT}^{nT+t_0} u(t) dt, \quad (6)$$

где T – период, в течение которого происходит одно полное изменение магнитной индукции; $n = 1, 2, \dots$ – номер периода; t_0 – текущее значение времени на периоде.

Из системы (4) с учетом выражения (6), линейная проекция лучевых сумм функции индукции $p(x_\varphi, \varphi, t)$, теперь зависящая и от времени, записывается посредством отнесенных к ширине ступени интегралов по времени напряжений, индуцируемых изменением магнитного потока в соответствии с законом электромагнитной индукции Фарадея в парах контуров:

$$p_{z_\varphi}(x_\varphi, \varphi, t) = \int_{L, \varphi} B_{z_\varphi} dy_\varphi = -\frac{1}{M} \int_{nT}^{nT+t_0} u_z(x_\varphi, \varphi, t) dt,$$

причем в системе координат (x, y, z) гранулированной среды через формулы поворота при совпадении осей $z_\varphi = z$ получают:

$$\begin{aligned} p_z(x_\varphi, \varphi, t) &= \int_{L, \varphi} B_z dy_\varphi = \\ &= -\frac{1}{M} \int_{nT}^{nT+t_0} u_z(x_\varphi, \varphi, t) dt. \end{aligned} \quad (7)$$

Данное обстоятельство позволяет получить необходимые для алгоритма реконструкции метода вычислительной томографии исходные проекционные данные z – компоненты векторной функции магнитной индукции в сечении (рис. 3).

Двумерное распределение векторной функции магнитной индукции в сечении получают из z – компонент посредством применения алгоритма реконструкции к исходным проекционным данным, полученным в ходе сканирования.

Задача реконструкции изображения в вычислительной томографии сводится к решению основного интегрального уравнения (7) с нахождением распределения компоненты B_z по измеренным значениям линейных проекций p_z . Поэтому предлагаемый способ требует использования алгоритмов реконструкции вычислительной томографии, базирующихся на аппарате преобразования Радона, связанного с преобразованием Фурье, а именно обратной проекции с фильтрацией [11–13]. Фильтрация осуществляется путем свертки проекций компонент непосредственно в пространстве оригинала Фурье-преобразования с соответствующей, реализующей фильтрацию, свертывающей функцией $h(x_\varphi)$, являющейся обратным Фурье-преобразованием частоты пространственного спектра [14–16]. Так из (7) получают:

$$\begin{aligned} B_z(x, y, z, t_0) &= \int_0^\pi (p_z * h) d\varphi = \\ &= -\frac{1}{M} \int_0^\pi \left[\left(\int_{nT}^{nT+t_0} u_z(x_\varphi, \varphi, t) dt \right) * h \right] d\varphi, \end{aligned}$$

где символ «*» есть оператор свертки; $B_z(x, y, z, t_0)$ – z – компоненты векторной

функции магнитной индукции \bar{B} , соответственно.

Процедура измерения заканчивается соединением отдельных двумерных распределений векторной функции индукции в сечениях в общую картину трехмерного распределения.

Заключение

Таким образом, в работе предложен способ, позволяющий посредством сканирования и последующего использования метода вычислительной томографии производить для намагничиваемых плотноупакованных гранулированных сред, неразрушающую регистрацию векторной функции поля магнитной индукции. Измерению подвергаются периодические во времени магнитные поля, с получением результата измерения в любых точках сканируемого пространства для произвольно выбранных моментов времени без механического проникновения в среду.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сандуляк А. В. Очистка жидкостей в магнитном поле. – Львов: Высш. Шк., 1984.

2. Сандуляк А. В., Сандуляк А. А., Еришова В. А. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 5. С. 140.

3. Сандуляк А. А., Еришова В. А., Еришов Д. В., Сандуляк А. В. // ФТТ. 2010. Т. 52. Вып. 10. С. 1967.

4. Жильников А. А., Жильников Т. А., Жулев В. И. Способ измерения распределения векторной функции магнитной индукции периодического магнитного поля. Патент РФ № 2463620, МПК G01R33/02. Оpubл. 10.10.2012.

5. Жильников А. А., Жильников Т. А., Жулев В. И. // Биомедицинская радиоэлектроника. 2011. № 7. С. 41.

6. Сандуляк А. В. // Техническая электродинамика. 1984. № 5. С. 102.

7. Жильников А. А., Жильников Т. А., Жулев В. И. // Биомедицинская радиоэлектроника. 2017. № 7. С. 30.

8. Говорков В. А. Электрические и магнитные поля. – М.: Связьиздат, 1951.

9. Тамм И. Е. Основы теории электричества. Изд. 10, испр. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1989.

10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Теория поля. Изд. 7, испр. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1988.

11. Helgason S. The Radon Transform. Birkhäuser, Boston, MA. 1980.

12. Radon J. // Berichte Sachsische Akademie der Wissenschaften, Bande 29, Leipzig, 1917. S. 262.

13. Deans S. R. The Radon Transform and some of its Application. John Wiley & Sons. New York, 1983.

14. Жильников А. А., Жильников Т. А., Жулев В. И. // Биомедицинская радиоэлектроника. 2019. Т. 22. № 4. С. 31.

15. Жильников А. А., Жильников Т. А., Жулев В. И. // Инженерная физика. 2019. № 9. С. 10.

16. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я., Тимонов А. А. Математические задачи компьютерной томографии. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1987.

PACS: 07.55.Ge

Registration of the magnetic field inside magnetizable close-packed granular medium

A. A. Zhilnikov¹, T. A. Zhilnikov¹, and V. I. Zhulev²

¹ Russian Academy of Federal Penitentiary Service
1 Sennaya st., Ryazan, 390000, Russia

² Ryazan State Radio Engineering University named after V. F. Utkin
59/1, Gagarin st., Ryazan, 390005, Russia

Received June 26, 2020

The method that allows for nondestructive registration of the vector function of the magnetic induction field for magnetizable close-packed granular medium by scanning and subsequent use of the computational tomography method is proposed. Magnetic fields that are periodic in time are measured, with the result of the measurement being obtained at any points of the

scanned space for arbitrarily selected time instants without mechanical penetration into the medium.

Keywords: ferro-cleaning devices, magnetizable close-packed granular medium, vector function of magnetic induction, flat and curved contour, nondestructive measurements, magnetic field.

REFERENCES

1. A. V. Sandulyak, *Cleaning of liquids in a magnetic field* (Lviv: Higher School, 1984).
2. A. V. Sandulyak, A. A. Sandulyak, and V. A. Yershova, *Journal of technical physics* **79** (5), 140 (2009).
3. A. A. Sandulyak, V. A. Ershova, D. V. Ershov, and A. V. Sandulyak, *Physics of solid body* **52** (10), 1967 (2010).
4. Patent of the Russian Federation № 2463620, IPC G01R33/02. *The method of measuring the distribution of the vector function of the magnetic induction of a periodic magnetic field* / Zhilnikov A. A., Zhilnikov T. A., Zhulev V. I. Publ. 10.10.2012.
5. A. A. Zhilnikov, T. A. Zhilnikov, and V. I. Zhulev, *Biomedical Radioelectronics*, № 7, 41 (2011).
6. A. V. Sandulyak, *Technical electrodynamics*, № 5, 102 (1984).
7. A. A. Zhilnikov, T. A. Zhilnikov, and V. I. Zhulev, *Biomedical Radioelectronics*, № 7, 30 (2017).
8. V. A. Govorkov, *Electric and magnetic fields* (Moscow, Communication Publishing, 1951).
9. I. E. Tamm, *Fundamentals of the theory of electricity*. 10th ed., Rev. (Moscow, Science. Ch. ed. phys.-math. lit. 1989).
10. L. D. Landau and E. M. Lifshits, *Theoretical physics. Field theory*. 7th ed., rev. (Moscow, Science. Ch. ed. phys.-mat. lit. 1988).
11. S. Helgason, *The Radon Transform* (Birkhäuser, Boston, MA. 1980).
12. J. Radon, *Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte langs gewisser Mannigfaltigkeiten*, *Berichte Sachsische Akademie der Wissenschaften*, Bande 29, Leipzig, 1917, s. 262.
13. S. R. Deans, *The Radon Transform and some of its Application* (John Wiley & Sons. New York, 1983).
14. A. A. Zhilnikov, T. A. Zhilnikov, and V. I. Zhulev, *Biomedical Radioelectronics* **22** (4), 31 (2019).
15. A. A. Zhilnikov, T. A. Zhilnikov, and V. I. Zhulev, *Engineering Physics*, № 9, 10 (2019).
16. A. N. Tikhonov, V. Ya. Arsenin, and A. A. Timonov, *Mathematical problems of computed tomography* (Moscow, Science. Ch. ed. phys.-mat. lit. 1987).