

Аналитический расчет значения магнитной проницаемости суспензии магнитных частиц в немагнитной жидкости

В. Д. Гончаров¹, Е. Г. Евдакова¹, Д. В. Королев², Р. В. Яшкардин¹✉

¹ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия

² ФГБУ «НМИЦ им. В. А. Алмазова», Санкт-Петербург, Россия

✉ yashkardin.rv@ya.ru

Аннотация. Рассматривается аналитическое решение задачи определения эффективной магнитной проницаемости суспензии магнитных частиц в немагнитной жидкости. Предложен алгоритм для определения эффективности магнитной проницаемости суспензии магнитных частиц. Рассчитана эффективная магнитная проницаемость суспензии магнитных частиц $\text{FeSO}_4 + \text{Fe}(\text{SO}_4)_3$, покрытых слоем липосом. Показано, что относительная эффективная магнитная проницаемость суспензии магнитных частиц быстро уменьшается при увеличении расстояния между частицами. Максимальная магнитная проницаемость суспензии может в 17 раз превышать магнитную проницаемость частиц, однако уже при отношении расстояния между частицами к диаметру этих частиц, равном 4, магнитная проницаемость частиц не влияет на эффективную магнитную проницаемость суспензии магнитных наночастиц.

Ключевые слова: гипертермия, магнитные частицы, эффективная магнитная проницаемость

Для цитирования Аналитический расчет значения магнитной проницаемости суспензии магнитных частиц в жидкости / В. Д. Гончаров, Е. Г. Евдакова, Д. В. Королев, Р. В. Яшкардин // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2024. Т. 17, № 3. С. 75–82. doi: 10.32603/2071-8985-2024-17-3-75-82.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Original article

Analytical Calculation of the Magnetic Permeability of a Magnetic Particle Suspension in a Non-Magnetic Liquid

V. D. Goncharov¹, E. G. Evdakova¹, D. V. Korolyov², R. V. Yashkardin¹✉

¹ Saint Petersburg Electrotechnical University, Saint Petersburg, Russia

² Almazov National Medical Research Centre

✉ yashkardin.rv@ya.ru

Abstract. The issues of the hyperthermia method is primarily associated with attempts to concentrate the electromagnetic field, which has a heating effect, in the area of influence using an introduced suspension of magnetic nanoparticles. These particles are concentrated using a magnetic field in the desired area and then heated by an alternating electromagnetic field, thereby heating the body tissue to provide a therapeutic effect. To determine the heating temperature and its connection with the parameters of the acting electromagnetic field, it is necessary to know the electromagnetic parameters of the heated medium, namely the body tissues and the introduced suspension of magnetic particles. First of all, it is necessary to determine such suspension parameters as effective magnetic permeability and effective conductivity. This work is devoted to the analytical solution of the problem of determining the effective magnetic permeability of a suspension of magnetic particles in a liquid.

Keywords: hyperthermia, magnetic particles, effective magnetic permeability

For citation: Analytical Calculation of the Magnetic Permeability of a Magnetic Particle Suspension in a Non-Magnetic Liquid / V. D. Goncharov, E. G. Evdakova, D. V. Korolyov, R. V. Yashkardin // LETI Transactions on Electrical Engineering & Computer Science. 2024. Vol. 17, no. 3. P. 75–82. doi: 10.32603/2071-8985-2024-17-3-75-82.

Аналитический расчет значения магнитной проницаемости суспензии магнитных частиц в жидкости. Локальный нагрев внутренних областей организмов возможен только с использованием концентраторов электромагнитного поля (ЭМП) [1]. В случае магнитной гипертермии (ГТ) в качестве концентраторов используют магнитные наночастицы (МНЧ), заключенные в оболочку из поверхностно-активных веществ (ПАВ). При этом размер отдельных наночастиц таков, что для их нагрева требуются частоты в несколько гигагерц, которые эффективно поглощаются тканями организмов. Поэтому во всех случаях применения магнитной ГТ в качестве первого этапа предусматривается концентрация МНЧ в требуемой области, для чего используют постоянные магниты. После концентрации МНЧ область с ними нагревают переменным магнитным полем [2].

В большинстве исследований сейчас частоту (f) ЭМП выбирают экспериментально по максимальной скорости нагрева, которая контролируется датчиком температуры, расположенным вблизи области нагрева [3]. При этом частоты у разных исследователей отличаются в разы и ограничиваются критерием Брезовича [3]–[5]. Этот критерий определяет максимальное значение произведения напряженности магнитного поля (МП) на его частоту, которое не оказывает негативного влияния на ткани тела.

В то же время, для эффективного нагрева переменным магнитным полем необходимо выбрать его частоту такой, чтобы глубина проникновения Δ в нагреваемую ткань была сравнима с линейным размером области, где сконцентрированы

магнитные частицы ($\Delta \sim d_1$) [6]. Для определения глубины проникновения можно использовать формулу [6]

$$\Delta = 503 \sqrt{\frac{\rho}{\mu_{\text{отн}} f}},$$

где ρ – удельное сопротивление среды; $\mu_{\text{отн}}$ – относительная магнитная проницаемость среды. Таким образом, на значение частоты переменного МП влияют геометрические размеры области концентрации МНЧ (d_1), удельное сопротивление и относительная магнитная проницаемость суспензии, которая заполняет эту область [7].

Задача определения значения относительной магнитной проницаемости суспензии магнитных частиц в немагнитной жидкости (которую в дальнейшем будем называть эффективной МП – $\mu_{\text{эф}}$) можно решить аналитически, введя допущения о равномерном распределении этих частиц по объему и о линейности поставленной задачи. Поскольку в исследуемой области нет токов, для решения удобно использовать понятие магнитного потенциала U_M . Разобьем исследуемую область с магнитной проницаемостью среды μ_e на отдельные кубические элементы с характерным размером D , в центре которых помещена магнитная шарообразная частица диаметром d (рис. 1) с магнитной проницаемостью μ_i .

Традиционно концентрацию задают как отношение общей массы частиц m к объему жидкости V , в которой они распределены. Для проведе-

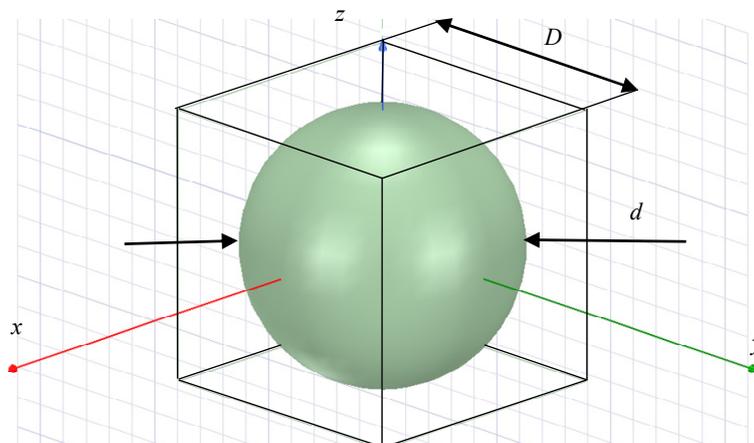


Рис. 1. Магнитная шарообразная частица
Fig. 1. Magnetic spherical particle

ния расчетов распределения магнитного поля необходимо перейти от концентрации частиц к среднему расстоянию между ними при известном диаметре каждой частицы. Общую массу частиц можно представить как

$$m = m_{\text{ч}} N = \rho_{\text{ч}} V_{\text{ч}} N,$$

где $m_{\text{ч}}$ – масса одной частицы; N – количество частиц в объеме жидкости V ; $\rho_{\text{ч}}$ – средняя плотность частицы; $V_{\text{ч}} = \frac{\pi d^3}{6}$ – объем частицы. Объем жидкости равен суммарному количеству элементов, на которые мы его разбили: $V = ND^3$.

Тогда

$$\frac{m}{V} = \frac{\rho_{\text{ч}} \pi d^3}{6D^3};$$

$$D = d \sqrt[3]{\frac{V \pi \rho_{\text{ч}}}{6m}}.$$

Магнитная проницаемость среды – μ_e , частицы – μ_i . Эффективная магнитная проводимость G_{μ} каждого из кубических элементов, содержащих одну наночастицу, равна отношению потока магнитной индукции через поперечную грань элемента к разности потенциалов напряженности магнитного поля между поперечными

гранями ($U_M = -\int_0^D \mathbf{H} dl$):

$$G_{\mu} = \int_s \mu_e \mathbf{H} ds \Big/ \int_0^D \mathbf{H} dl. \quad (1)$$

Эффективная магнитная проницаемость элемента связана с его проводимостью соотношением

$$\mu_{\text{эф}} = \frac{G_{\mu} l}{S_0},$$

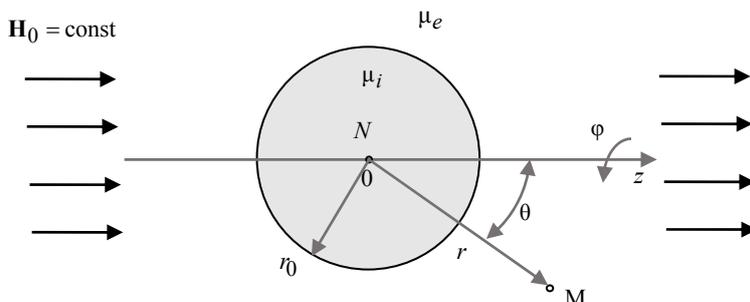


Рис. 2. Частица в постоянном магнитном поле
Fig. 2. Particle in a constant magnetic field

где l – длина элемента; S_0 – площадь его поперечного сечения. Для кубического элемента

$$\mu_{\text{эф}} = \frac{G_{\mu}}{D}.$$

Исходя из (1), для определения эффективной магнитной проницаемости элемента необходимо знать распределение потенциала и напряженности магнитного поля внутри кубического элемента.

Разобьем задачу определения пространственного распределения напряженности магнитного поля на две отдельные подзадачи. Первая из них – определение напряженности МП в непосредственной близости от шара с повышенной магнитной проницаемостью, помещенного в однородное магнитное поле.

Так как основной элемент, искажающий равномерное магнитное поле, – это шар, задачу удобно решать в сферических координатах (r, ϕ, θ) , принимая за точку отсчета центр шара (рис. 2). Поскольку задача симметрична относительно оси, ее можно рассматривать в двумерном приближении (r, θ) .

В случае если точка отсчета находится в начале координат, распределение потенциала однородного магнитного поля можно найти следующим образом: $U_M = -\mathbf{H}_0 z = -\mathbf{H}_0 r \cos \theta$, где \mathbf{H}_0 – напряженность внешнего постоянного магнитного поля.

Распределение магнитного потенциала как внутри сферы, так и снаружи нее подчиняется уравнению Лапласа.

Поставленная задача симметрична относительно направления напряженности электрического поля, т. е. $\frac{\partial U_M}{\partial \phi} = 0$, и уравнение Лапласа

необходимо решать в виде

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial U_M}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial U_M}{\partial \theta} = 0.$$

Решение подобного уравнения в общем виде выглядит следующим образом:

$$U_{Mn} = \left(A_{1n}r + \frac{A_{2n}}{r^2} \right) \cos \theta + A_{3n}, \quad (2)$$

где A_{1n}, A_{2n}, A_{3n} – постоянные интегрирования для среды n , которые необходимо найти для решения задачи.

$\frac{\partial U_M}{\partial \phi} = 0$, и уравнение Лапласа необходимо решать в виде

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial U_M}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial U_M}{\partial \theta} = 0.$$

Решение подобного уравнения в общем виде выглядит следующим образом:

$$U_{Mn} = \left(A_{1n}r + \frac{A_{2n}}{r^2} \right) \cos \theta + A_{3n}.$$

Так как центр шара совпадает с точкой отсчета, т. е. $r = 0$, то $U_i = 0$. Это возможно, только когда значения постоянных интегрирования $A_{2i} = A_{3i} = 0$.

Таким образом, внутри шара напряжение $U_{Mi} = A_{1i}r \cos \theta$. Поскольку постоянная A_3 определяется точкой отсчета и, следовательно, одинакова для внешней и внутренней сред, то $A_{3i} = A_{3e} = 0$.

При $r \rightarrow \infty$ поле шара не оказывает влияния на начальное, равномерное распределение напряженности электрического поля, т. е. $U_M(\infty) = -\mathbf{H}_0 z = -\mathbf{H}_0 r \cos \theta$. С другой стороны, при $r \rightarrow \infty$ из (2): $U_{Me} = A_{1e}r \cos \theta$, следовательно, $A_{1e} = -\mathbf{H}_0$. Таким образом, для определения поля во внешней среде можно записать:

$$U_{Me} = \left(-\mathbf{H}_0 r + \frac{A_{2e}}{r^2} \right) \cos \theta.$$

Для определения постоянных интегрирования A_{1i} и A_{1e} воспользуемся граничными условиями на поверхности шара. При $r = r_0 = d/2$, $U_{Mi} = U_{Me}$:

$$A_{1i}r_0 = -\mathbf{H}_0 r_0 + \frac{A_{2e}}{r_0^2}. \quad (3)$$

Еще одно условие для границы двух материалов – условие равенства нормальных составляющих вектора магнитной индукции

$$B_{n1} = B_{n2} \Rightarrow \mu_i \frac{\partial U_{Mi}}{\partial r} = \mu_e \frac{\partial U_{Me}}{\partial r}$$

или

$$A_{1i}\mu_i = \mu_e \left(-\mathbf{H}_0 - \frac{2A_{2e}}{r_0^3} \right). \quad (4)$$

Решив совместно алгебраические уравнения (3) и (4), получим:

$$A_{2e} = \frac{\mathbf{H}_0 r_0^3 (\mu_e - \mu_i)}{\mu_i + 2\mu_e}, \quad A_{1i} = -3\mathbf{H}_0 \frac{\mu_e}{2\mu_e + \mu_i}.$$

Таким образом, для нахождения распределения потенциалов внутри и снаружи шара получаем систему уравнений

$$\begin{cases} U_{Mi} = -\frac{3\mu_e}{2\mu_e + \mu_i} r \mathbf{H}_0 \cos \theta; \\ U_{Me} = \left[-\mathbf{H}_0 r + \frac{\mathbf{H}_0 (\mu_i - \mu_e) r_0^3}{(\mu_i + 2\mu_e) r^2} \right] \cos \theta. \end{cases}$$

Распределение напряженности магнитного поля можно найти, продифференцировав магнитное напряжение по координатам. Тогда нормальная составляющая напряженности (перпендикулярная поверхности шара)

$$\mathbf{H}_n = -\mathbf{H}_0 \cos \theta - \frac{2\mathbf{H}_0 K \cos \theta}{r^3},$$

где $K = \frac{(\mu_i - \mu_e) d^3}{8(2\mu_e + \mu_i)}$. При этом касательная составляющая

$$\mathbf{H}_\tau = \mathbf{H}_0 \sin \theta - \frac{\mathbf{H}_0 K \sin \theta}{r^3}.$$

Вторую подзадачу о распределении магнитного потенциала в системе из двух объемов с одинаковыми магнитными частицами внутри каждого из них удобнее решать в цилиндрических координатах. При этом исследуемая область обладает осевой симметрией, и исследуемое напряжение будет зависеть только от R и z (рис. 3). Переведем полученные значения напряженностей магнитного поля из сферической системы координат в цилиндрическую.

Проекция нормальной и касательной составляющих напряженности МП на ось z равны:

$$\mathbf{H}_{nz} = \mathbf{H}_n \cos \theta, \quad \mathbf{H}_{\tau z} = \mathbf{H}_\tau \sin \theta.$$

Проекция нормальной и касательной составляющих напряженности МП на ось r –

$$\mathbf{H}_{nr} = \mathbf{H}_n \sin \theta, \quad \mathbf{H}_{\tau r} = \mathbf{H}_\tau \cos \theta.$$

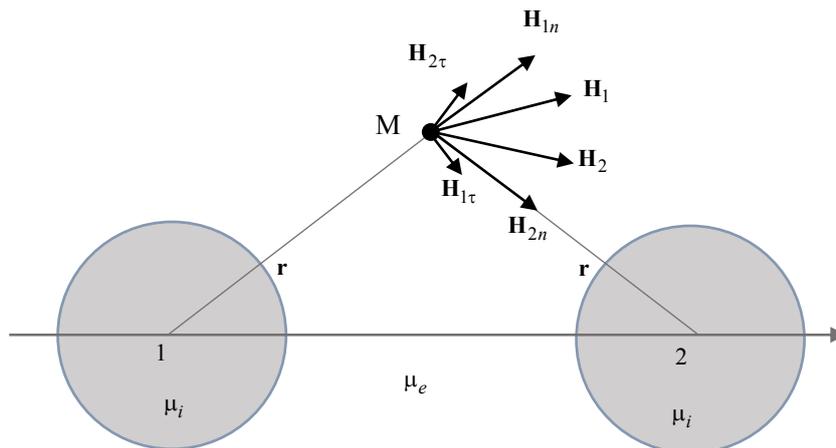


Рис. 3. Магнитные частицы
 Fig. 3. Magnetic particles

На одинаковом расстоянии от центров частиц ($D/2$) значения напряженностей МП будут равны друг другу. При этом составляющие вдоль оси R будут иметь противоположные направления, и их векторная сумма будет равна нулю.

Составляющие по оси OZ будут сонаправлены, и их сумма будет равна

$$\mathbf{H}_z(r, \theta) = 2(\mathbf{H}_n(r) \cos \theta + \mathbf{H}_t(r) \sin \theta).$$

Эта формула позволяет определить напряженность МП при любом расстоянии от центра окружности. Нас интересует значение на произвольной точке поперечной грани, расположенной на расстоянии $0.5D$ от центра шара. На этой грани $r = \frac{D}{2 \cos \theta \cos \varphi}$ (рис. 4), т. е. интегрирование

G_μ можно проводить только по углам в диапазонах $(-\pi/4, \pi/4)$. Для того чтобы найти изменения напряженности МП и магнитного потенциала на грани куба, необходимо учесть то, что они зависят не только от θ , но и от φ (рис. 4). Учтем это, введя угол $\delta(\theta, \varphi) = \arctg\left(\frac{\cos \theta}{\cos \varphi}\right)$. Для определения

эффективной магнитной проницаемости необходимо интегрировать произведение магнитной проницаемости среды на нормальную составляющую напряженности МП на грани кубического элемента (рис. 1), перпендикулярного оси z :

$$G_\mu = \int_{-\pi/4}^{\pi/4} \int_{-\pi/4}^{\pi/4} \mu_e \left| \mathbf{H} \left(\frac{D}{2 \cos \theta \cos \varphi} \right) \delta(\theta, \varphi) \right| d\varphi d\theta.$$

Поскольку рассматривается изменение ЭМ параметров только в половине элемента,

$$\mu_1 = \frac{G_\mu}{0.5D}.$$

Частица, расположенная в непосредственной близости к первой (рис. 4), аналогичным образом влияет на параметры магнитного поля на исследуемой грани. В результате эта частица вносит изменение в потенциал и напряженность МП, а следовательно, и в магнитную проницаемость элемента:

$$\Delta\mu_2 = \mu_1. \quad (*)$$

Результаты численных расчетов зависимости изменения магнитной проницаемости кубического элемента μ_1 со стороной D от появления в его центре частицы диаметром d с относительной магнитной проницаемостью 1000 приведены на рис. 5.

При относительной магнитной проницаемости частиц, равной 1000, и диаметре $d = 150$ нм магнитная проницаемость имеет максимальное значение ≈ 5

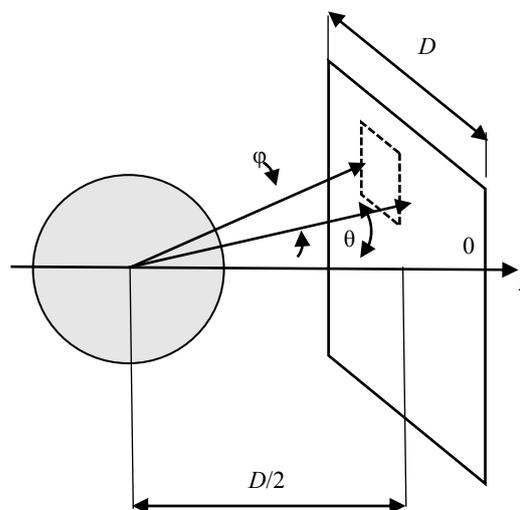


Рис. 4. Частица и границы рассматриваемой области
 Fig. 4. Particles and boundaries of the area under consideration

в случае $D/d = 1.1$ (при соприкосновении частиц). Подобный характер зависимости связан с тем, что создаваемая вокруг частицы напряженность МП уменьшается обратно пропорционально третьей степени расстояния от нее (очень быстро).

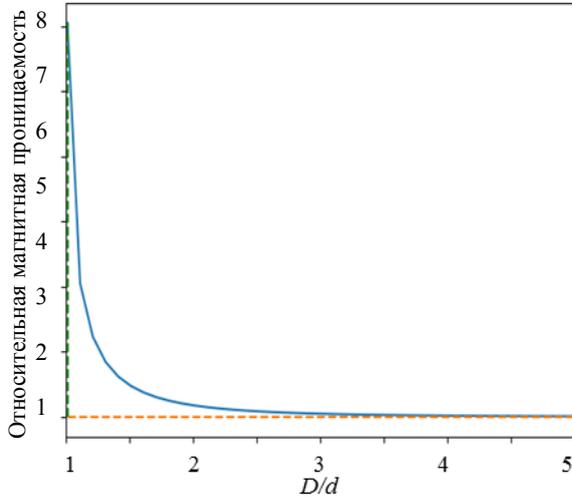


Рис. 5. Эффективная магнитная проницаемость
Fig. 5. Effective magnetic permeability

При большом количестве частиц в суспензии необходимо учесть влияние на изменение магнитной проницаемости в данной области искажения МП каждой из них. В частности, частицы, расположенные близко друг к другу, аналогично влияют на параметры магнитного поля на исследуемой грани, вносят изменения в потенциал и напряженность МП, а следовательно, и в магнитную проницаемость элемента (см. (*)).

Определить вклад в изменение магнитной проницаемости можно, проинтегрировав полученные выражения для потенциала и напряженности МП по всем частицам. Изменение магнитной проводимости в исследуемой области за счет вклада окружающих эту область частиц можно найти по формуле

$$\Delta G_{\mu}(n_1, n_2) = \int_{-\varphi_1}^{\varphi_1} \int_{-\theta_1}^{\theta_1} \frac{\mu_e \left| \mathbf{H} \frac{D}{2 \cos \theta \cos \varphi} \delta(\theta, \varphi) \right|}{U_M \frac{D}{2 \cos \theta \cos \varphi} \delta(\theta, \varphi)} d\varphi d\theta,$$

где $n_1 = X/D$ – относительное расстояние между частицами по оси OX , $n_2 = Z/D$ – относительное расстояние между частицами по оси OZ (рис. 6);

$\varphi_1 = \arctg \frac{(0.5 + n_3)D}{(0.5 + n_2)D}$, $n_3 = Y/D$ – относительное

расстояние между частицами по оси OY ;
 $\theta_1 = \arctg \frac{(0.5 + n_1)D}{(0.5 + n_2)D}$.

Зависимость изменения магнитной проницаемости в рассматриваемой ячейке от частиц, расположенных на расстояниях X , Y и Z , можно найти по формуле

$$\Delta \mu(n_1, n_2) = \Delta G_{\mu}(n_1, n_2) 2 \frac{n_2 + 0.5}{D} - 1.$$

Окончательно относительную магнитную проницаемость суспензии магнитных частиц можно определить, просуммировав ее изменение,

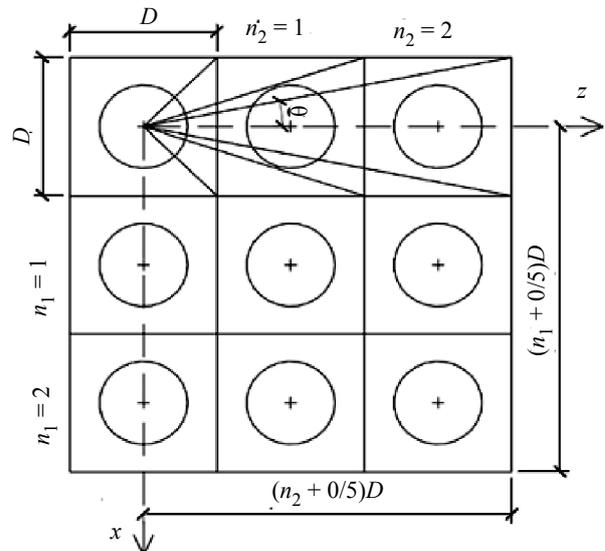


Рис. 6. Схема расположения частиц
Fig. 6. Particle arrangement diagram

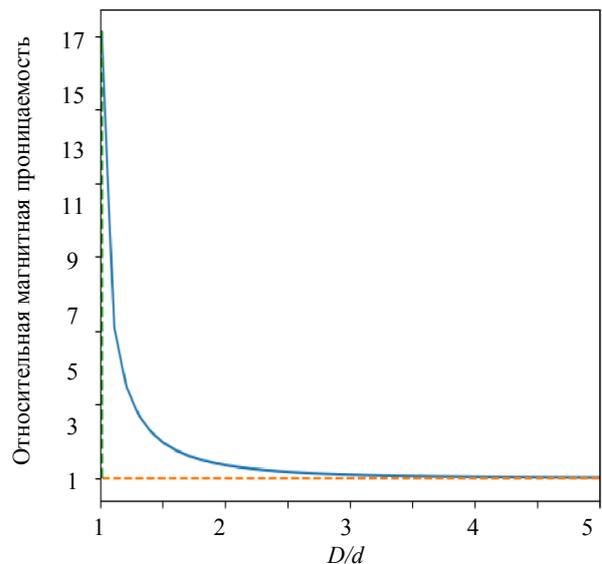


Рис. 7. Итоговая эффективная магнитная проницаемость суспензии магнитных частиц
Fig. 7. The final effective magnetic permeability of a suspension of magnetic particles

которое вносят все частицы. Поскольку эти изменения очень быстро стремятся к 0 (рис. 5), при суммировании мы ограничились значениями $n = 10$ (суммирование влияния на 100 элементов изменяет ее значение менее, чем на 1 %):

$$\mu_{\text{эф}} = \mu_1 + \Delta\mu_2 + 2 \sum_{l=1}^{10} \sum_{l=1}^{10} \Delta\mu(n_1, n_2).$$

В формуле при суммировании учитывались только частицы, расположенные справа от исследуемой. Чтобы учесть частицы, расположенные слева, полученная сумма умножается на 2. Рассчитанные значения эффективной магнитной проницаемости суспензии магнитных частиц в физрастворе в зависимости от приведенного расстояния между ними приведены на рис. 7.

При расчетах учитывалось, что каждая магнитная частица покрыта слоем липосом. При соприкос-

новении исследуемых частиц относительная магнитная проницаемость их суспензии в немагнитной жидкости имеет значение порядка 12. При расстоянии между частицами более трех их диаметров наличие частиц не оказывают влияния на эффективную магнитную проницаемость суспензии.

Выводы. В данной статье предложен алгоритм определения зависимости эффективной магнитной проницаемости суспензии магнитных частиц.

Проведены расчеты зависимости эффективной магнитной проницаемости суспензии МЧ $\text{FeSO}_4 + \text{Fe}(\text{SO}_4)_3$, покрытых слоем липосом [8], [9].

Показано, что относительная эффективная магнитная проницаемость суспензии магнитных частиц быстро стремится к 1 при увеличении расстояния между частицами.

Список литературы

1. The cellular and molecular basis of hyperthermia // B. Hildebrandt, P. Wust, O. Ahlers, A. Dieing, G. Sreenivasa, T. Kerner, R. Felix, H. Riess // Crit. Rev. Oncol. Hematol. 2002. no. 43 (1). P. 33–56. doi: 10.1016/s1040-8428(01)00179-2.
2. Niculescu A. G., Grumezescu A. M. Novel tumor-targeting nanoparticles for cancer treatment – A Review // Intern. J. of Molecular Sci. 2022. No. 23 (9). P. 5253. doi: 10.3390/ijms23095253.
3. Камзин А. С., Nikam D. S., Pawar S. H. Исследование наночастиц $\text{Co}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ для магнитной гипертермии // Физика твердого тела. 2017. Т. 59, № 1. С. 149–156.
4. Пат. № 2016112370 РФ, МПК А61N2/04. Способ лечения злокачественных новообразований с помощью магнитной гипертермии и фармацевтические композиции для применения в указанном способе / А. М. Тишин, А. П. Пятаков, А. А. Штиль. Заявл. 01.14.16; опубл. 04.10.17.
5. Application of high amplitude alternating magnetic fields for heat induction of nanoparticles localized in cancer / R. Ivkov, S. J. DeNardo, W. Daum, A. R. Foreman, R. C. Goldstein, V. S. Nemkov, G. L. DeNardo // Clin. Cancer Res. 2005. Vol. 15, no. 11 (4). P. 7093s-7103s. doi: 10.1158/1078-0432.
6. Слухоцкий А. Е., Рыскин С. Е. Индукторы для индукционного нагрева. Л.: Энергия, 1974. 264 с.
7. Беляев Б. А., Тюрнев В. В., Ходенков С. Эффективная диэлектрическая проницаемость анизотропного композита из сфероидных частиц в диэлектрической матрице // Письма в журн. технической физики. 2021. Т. 47, № 23. С. 22–26, doi: 10.21883/PJTF.2021.23.51779.18984.
8. Indocyanine green-containing magnetic liposomes for constant magnetic field-guided targeted delivery and theranostics / D. V. Korolev, G. A. Shulmeyster, M. S. Istomina, A. I. Nikiforov, I. V. Aleksandrov, V. G. Semenov, M. M. Galagudza // Magnetochemistry. 2022. Vol. 8. P. 127. doi: 10.3390/magnetochemistry8100127.
9. Синтез наночастиц коллоидного серебра и стабилизация их несколькими способами для использования в лекарственных формах наружного применения / Д. В. Королев, М. В. Шумило, М. С. Истомина, Г. А. Шульмейстер, А. Н. Горшков, А. Н. Крутиков // Трансляционная медицина. 2020. Т. 7(2). С. 42–51. doi.org/10.18705/2311-4495-2020-7-2-42-51.

Информация об авторах

Гончаров Вадим Дмитриевич – д-р техн. наук, профессор кафедры электротехнологической и преобразовательной техники СПбГЭТУ «ЛЭТИ».

E-mail: vdgoncharov@rambler.ru

Евдакова Екатерина Геннадиевна – аспирант кафедры электротехнологической и преобразовательной техники СПбГЭТУ «ЛЭТИ».

E-mail: egevdakova@stud.eltech.ru

Королев Дмитрий Владимирович – канд. техн. наук, доцент ФГБУ «НМИЦ им. В. А. Алмазова».

E-mail: dimon@cardioprotect.spb.ru

Яшкардин Ростислав Владимирович – канд. техн. наук, доцент кафедры теоретических основ электротехники СПбГЭТУ «ЛЭТИ».
E-mail: yashkardin.rv@ya.ru

References

1. The cellular and molecular basis of hyperthermia // B. Hildebrandt, P. Wust, O. Ahlers, A. Dieing, G. Sreenivasa, T. Kerner, R. Felix, H. Riess // Crit. Rev. Oncol. Hematol. 2002. no. 43 (1). P. 33–56. doi: 10.1016/s1040-8428(01)00179-2.
2. Niculescu A. G., Grumezescu A. M. Novel Tumor-Targeting Nanoparticles for Cancer Treatment-A Review // Intern. J. of Molecular Sci. 2022. no. 23 (9). P. 5253. doi: 10.3390/ijms23095253.
3. Kamzin A. S., Nikam D. S., Pawar S. H. Issledovanie nanochastic Co_{0.5}Zn_{0.5}Fe₂O₄ dlja magnitnoj gipertermii // Fizika tverdogo tela. 2017. T. 59, № 1. С.149–156. (In Russ.).
4. Pat. № 2016112370 RF, МПК А61N2/04. Sposob lechenija zlokachestvennyh novoobrazovanij s pomoshh'ju magnitnoj gipertermii i farmacevitcheskie kompozicii dlja primenenija v ukazanom sposobe / A. M. Tishin, A. P. Pjatakov, A. A. Shtil'. Zajavl.01.14.16; opubl. 04.10.17. (In Russ.).
5. Application of high amplitude alternating magnetic fields for heat induction of nanoparticles localized in cancer / R. Ivkov, S. J. DeNardo, W. Daum, A. R. Foreman, R. C. Goldstein, V. S. Nemkov, G. L. DeNardo // Clin. Cancer Res. 2005. Vol. 15, no. 11 (4). P. 7093s–7103s. doi: 10.1158/1078-0432.
6. Sluhockij A. E., Ryskin S. E. Induktory dlja indukcionogo nagreva. L.: Jenergija, 1974. 264 s. (In Russ.).
7. Beljaev B. A., Tjurnev V. V., Hodenkov S. Jeffektivnaja dijelektricheskaja pronicaemost' anizotropnogo kompozita iz sferoidnyh chastic v dijelektricheskoy matrice // Pis'ma v zhurn. tehnicheckoj fiziki. 2021. T. 47, № 23. S. 22–26. doi: 10.21883/PJTF.2021.23.51779.18984. (In Russ.).
8. Indocyanine green-containing magnetic liposomes for constant magnetic field-guided targeted delivery and theranostics / D. V. Korolev, G. A. Shulmeister, M.S. Istomina, A. I. Nikiforov, I. V. Aleksandrov, V. G. Semenov, M. M. Galagudza // Magnetochemistry. 2022. Vol. 8. P. 127. doi: 10.3390/magnetochemistry8100127.
9. Sintez nanochastic kolloidnogo srebra i stabilizacija ih neskol'kimi sposobami dlja ispol'zovanija v lekarstvennyh formah naruzhnogo primenenija / D. V. Korolev, M. V. Shumilo, M. S. Istomina, G. A. Shulmeister, A. N. Gorshkov, A. N. Krutikov // Transljacionnaja medicina. 2020. T. 7(2). S. 42–51. doi: 10.18705/2311-4495-2020-7-2-42-51. (In Russ.).

Information about the authors

Vadim D. Goncharov – Dr Sci. (Eng.), Professor of the Departments of Electrotechnological and Transformative Engineering of Saint Petersburg Electrotechnical University.
E-mail: vdgoncharov@rambler.ru

Ekaterina G. Evdakova – postgraduate student of the Departments of Electrotechnological and Transformative Engineering of Saint Petersburg Electrotechnical University.
E-mail: egevdakova@stud.eltech.ru

Dmitrij V. Korolyov – Cand. Sci. (Eng.), Docent of Almazov National Medical Research Centre.
E-mail: dimon@cardioprotect.spb.ru

Rastislav V. Yashkardin – Cand. Sci. (Eng.), Docent of the Departments of Theoretical Foundations of Electrical Engineering of Saint-Petersburg Electrotechnical University.
E-mail: yashkardin.rv@ya.ru

Статья поступила в редакцию 03.10.2023; принята к публикации после рецензирования 15.01.2024; опубликована онлайн 25.03.2024.

Submitted 03.10.2023; accepted 15.01.2024; published online 25.03.2024.
