УДК 621.396.06 Обзорная статья

https://doi.org/10.32603/2071-8985-2026-19-8-24-35

Влияние физико-химических параметров наночастиц на эффективность магнитной гипертермии

Н. А. Лисаевич[1]✉, **А. С. Дмитриева**[1], **В. А. Рыжов**[1], **Ю. В. Богачёв**[2], **А. В. Никитина**[2,3], **Я. Ю. Марченко**[1]

[1] Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Гатчина, Россия

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

[3] Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

✉ lisaevich_na@pnpi.nrcki.ru

Аннотация. Систематизированы данные о влиянии физико-химических параметров (размера, формы и состава) магнитных наночастиц на характеристики магнитной гипертермии (удельный коэффициент поглощения) с целью разработки стратегии их оптимизации в рамках строгих биомедицинских ограничений по амплитуде и частоте переменного магнитного поля. Проведен анализ современных литературных данных, включая фундаментальные работы по теории линейного отклика и динамическому гистерезису, а также по результатам экспериментальных исследований коллективных эффектов в коллоидных системах. Рассмотрены механизмы диссипации энергии (релаксация Нееля и Брауна, гистерезисные потери) в зависимости от размера, формы, состава и концентрации магнитных наночастиц. Особое внимание уделено влиянию межчастичных диполь-дипольных взаимодействий и агрегации на магнитную анизотропию. Показано, что клиническое применение гипертермии лимитировано критерием Брезвича–Аткинсона ($Hf < 4.85 \cdot 10^8$ А/(м · с)), исключающим неспецифический нагрев тканей вихревыми токами. В условиях фиксированных параметров поля ($H \approx 10...20$ кА/м) максимальное тепловыделение достигается не за счет увеличения мощности генератора, а посредством оптимизации наночастиц, а именно – точной настройки коэрцитивной силы H_c частиц. Установлено, что оптимальный удельный коэффициент поглощения реализуется при согласовании H_c с доступной амплитудой поля H, что требует перехода от суперпарамагнитных режимов к управляемому гистерезису в однодоменных частицах. Выявлена немонотонная зависимость удельного коэффициента поглощения от концентрации из-за конкуренции роста величины анизотропии в агрегатах и подавления броуновской релаксации. Разработан алгоритм комбинированной оптимизации МНЧ, учитывающий синергию размера, формы, состава и степени агрегации. Доказано, что повышение эффективности нагрева в безопасном «биомедицинском окне» возможно за счет использования частиц с контролируемой анизотропией, обеспечивающих раскрытие петли гистерезиса при низких амплитудах поля, что открывает пути к снижению терапевтических доз наноматериалов и минимизации побочных эффектов.

Ключевые слова: магнитная гипертермия, удельный коэффициент поглощения (SAR), магнитные наночастицы, биомедицинские ограничения, критерий Брезвича–Аткинсона, магнитная анизотропия, агрегация, гистерезисные потери

Для цитирования: Влияние физико-химических параметров наночастиц на эффективность магнитной гипертермии / Н. А. Лисаевич, А. С. Дмитриева, В. А. Рыжов, Ю. В. Богачёв, А. В. Никитина, Я. Ю. Марченко // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2026. Т. 19, № 8. С. 24–35. doi: 10.32603/2071-8985-2026-19-8-24-35.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Финансирование: Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России по проекту № 1024011100003-5-3.2.12;1.7.1. Прикладные научные исследования и разработки в области экспериментальной биологии, радиобиологии и ядерной медицины.

 © Н. А. Лисаевич, А. С. Дмитриева, В. А. Рыжов, Ю. В. Богачёв, А. В. Никитина, Я. Ю. Марченко, 2026

Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2026. Т. 19, № 8. С. 24–35
LETI Transactions on Electrical Engineering & Computer Science. 2026. Vol. 19, no. 8. P. 24–35

Review article

The Influence of Physicochemical Parameters of Nanoparticles on the Effectiveness of Magnetic Hyperthermia

N. A. Lisaevich[1]✉, A. S. Dmitrieva[1], V. A. Ryzhov[1], Yu. V. Bogachev[2], A. V. Nikitina[2,3], Ya. Yu. Marchenko[1]

[1] Petersburg Nuclear Institute Physics of National Research Center «Kurchatov Institute», Gatchina, Russia

[2] Saint Petersburg Electrotechnical University, Saint Petersburg, Russia

[3] Ioffe Institute, Saint Petersburg, Russia

✉ lisaevich_na@pnpi.nrcki.ru

Abstract. This paper systematizes data on the influence of the physicochemical parameters (size, shape, and composition) of magnetic nanoparticles on the characteristics of magnetic hyperthermia (specific absorption rate). This data is used to develop an optimization strategy within the strict biomedical limitations of the amplitude and frequency of an alternating magnetic field. An analysis of current literature data is conducted, including fundamental works on the theory of linear response and dynamic hysteresis, as well as the results of experimental studies of collective effects in colloidal systems. Energy dissipation mechanisms (Néel and Brown relaxation, hysteresis losses) are considered depending on the size, shape, composition, and concentration of magnetic nanoparticles. Particular attention is paid to the influence of interparticle dipole-dipole interactions and aggregation on magnetic anisotropy. It has been demonstrated that the clinical application of hyperthermia is limited by the Brezovich–Atkinson criterion ($Hf < 4.85 \cdot 10^8$ A/(m · s)), which excludes nonspecific tissue heating by eddy currents. Under conditions of fixed field parameters ($H \approx 10…20$ kA/m), maximum heat generation is achieved not by increasing the generator power, but by optimizing the nanoparticles, namely, by fine-tuning the coercive force H_c of the particles. It has been established that the optimal specific absorption rate is achieved by matching H_c with the available field amplitude H, which requires a transition from superparamagnetic regimes to controlled hysteresis in single-domain particles. A nonmonotonic dependence of the specific absorption rate on concentration was revealed due to the competition between the increase in the anisotropy value in aggregates and the suppression of Brownian relaxation. An algorithm for combined optimization of nanoparticles has been developed, taking into account the synergy between size, shape, composition, and degree of aggregation. It has been demonstrated that increased heating efficiency within a safe «biomedical window» is possible through the use of particles with controlled anisotropy, which ensures the opening of the hysteresis loop at low field amplitudes, opening the way for lower therapeutic doses of nanomaterials and minimizing side effects.

Keywords: magnetic hyperthermia, specific absorption rate (SAR), magnetic nanoparticles, biomedical limitations, the Brezovich–Atkinson criterion, magnetic anisotropy, aggregation, hysteresis losses

For citation: The Influence of Physicochemical Parameters of Nanoparticles on the Effectiveness of Magnetic Hyperthermia / N. A. Lisaevich, A. S. Dmitrieva, V. A. Ryzhov, Yu. V. Bogachev, A. V. Nikitina, Ya. Yu. Marchenko // LETI Transactions on Electrical Engineering & Computer Science. 2026. Vol. 19, no. 8. P. 24–35. doi: 10.32603/2071-8985-2026-19-8-24-35.

Conflict of interest. The authors declare no conflict of interests.

Financing: The work was carried out as part of the state assignment of the Ministry of Education and Science of the Russian Federation under project no. 1024011100003-5-3.2.12;1.7.1. Applied scientific research and development in the fields of experimental biology, radiobiology, and nuclear medicine.

Введение. Магнитная гипертермия с использованием наноразмерных ферромагнетиков представляет собой перспективный метод селективного теплового воздействия на опухолевые ткани. Эффективность терапии определяется удельным коэффициентом поглощения – SAR (Specific

Absorption Rate), однако ее применение строго ограничено требованиями биобезопасности: произведение амплитуды и частоты переменного магнитного поля не должно превышать пороговых значений во избежание неспецифического нагрева здоровых тканей.

В условиях фиксированных параметров поля повышение тепловыделения может достигаться не за счет увеличения мощности генератора, а прецизионной настройкой физико-химических характеристик самих наночастиц. Процесс диссипации энергии зависит от трех взаимосвязанных групп параметров. Объем магнитного ядра определяет баланс между суперпарамагнитным поведением и гистерезисным механизмом нагрева. Химический состав и тип кристаллической решетки задают намагниченность насыщения и эффективную магнитную анизотропию, позволяя регулировать коэрцитивную силу. Концентрация частиц и степень их агрегации модифицируют межчастичные диполь-дипольные взаимодействия. Реальными магнитными центрами в коллоидных системах часто выступают не изолированные частицы, а формируемые ими агрегаты, чьи релаксационные параметры существенно отличаются от свойств индивидуальных магнитных наночастиц (МНЧ).

Постановка задачи. Цель данной обзорной статьи – систематизировать данные о влиянии размера, формы, состава и концентрации магнитных наночастиц на SAR. Особое внимание уделено анализу метода магнитной гипертермии и переходу от линейного отклика к динамическому гистерезису, а также выяснению роли иммобилизации частиц в биологических тканях. На основе анализа физических ограничений рассмотрены пути комбинированной оптимизации параметров наносистем для достижения максимального терапевтического эффекта при минимальных дозировках и безопасных режимах воздействия.

Характеризация физических процессов в МНЧ оксида железа при магнитной гипертермии. При уменьшении размера ферромагнитного материала до наномасштаба (как правило, менее 100 нм) образование доменных стенок становится энергетически невыгодным, и частица переходит в однодоменное состояние. Однако важно четко разделять структурную организацию частицы и ее магнитное поведение: не все однодоменные частицы – суперпарамагнитными (СПМ) [1]. Эти характеристики определяются разными физическими критериями: однодоменность задается геометрией частицы и конкуренцией обменной энергии с энергией доменных стенок, тогда как суперпарамагнетизм отражает зависящее от времени наблюдения состояние, обусловленное термически активированными изменениями магнитного момента. СПМ-состояние характеризуется случайной ориентацией магнитного момента, изменяющейся во времени. Ключевым параметром, определяющим этот режим, служит соотношение энергии магнитной анизотропии $E_B = KV$ и тепловой энергии $k_Б T$, где константа анизотропии K совместно с магнитным объемом V формирует энергетический барьер для спонтанного изменения ориентации магнитного момента под действием тепловых флуктуаций. Энергетический барьер анизотропии KV стабилизирует магнитный момент вдоль оси легкого намагничивания. При низких температурах этот барьер высок по сравнению с тепловыми флуктуациями и время жизни данного магнитного состояния велико. С ростом температуры тепловые флуктуации позволяют моменту преодолеть барьер, что характеризуется экспоненциальным уменьшением времени релаксации Нееля τ_N, описываемого уравнением Аррениуса

$$\tau_N = \tau_0 \, e^{KV/k_Б T}, \qquad (1)$$

где $k_Б$ – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; $\tau_0 \approx 10^{-9}$ с – характерное время преодоления барьера; под K понимается K_{eff} – эффективная константа анизотропии наночастицы, включающая вклады (i) магнитокристаллической анизотропии, (ii) анизотропии формы и (iii) поверхностной анизотропии. Температура, при которой τ_N сравнивается с характерным временем эксперимента (периодом переменного электромагнитного поля (AC – alternating current)), называется температурой блокировки $T_{бл}$. Ниже $T_{бл}$ частица находится в режиме блокировки: ее магнитный момент сохраняет устойчивую ориентацию, и система проявляет классический магнитный гистерезис. Как следует из уравнения (1), переход между СПМ и режимом блокировки определяется не абсолютным значением энергии, а соотношением τ_N и времени наблюдения $\tau_{изм}$. В магнитной гипертермии $\tau_{изм}$ задается периодом переменного поля $\tau_п = 1/f$, где f – частота АС-поля.

Помимо релаксации Нееля, при которой магнитный момент переориентируется внутри самой наночастицы, существует релаксация Брауна, свя-

занная с физическим вращением наночастицы в среде, обусловленном вращательной диффузией. Характерное время установления равновесной ориентации под внешним воздействием в этом случае определяется выражением [1]

$$\tau_B = 3\eta V H/(k_Б T),$$

где η – динамическая вязкость среды; V_h – гидродинамический объем частицы. Важно отметить, что в отличие от релаксации Нееля, время релаксации Брауна не зависит от магнитных свойств частицы и параметров приложенного АС-поля [1]. Для типичной частицы диаметром 100 нм в воде ($\eta \approx 10^{-3}$ Па · с) при комнатной температуре $\tau_B \approx 10^{-3}$ с, что примерно в 100 раз превышает период поля при $f = 100$ кГц ($\tau_п = 10^{-5}$ с) [1]. Поскольку релаксация Нееля и релаксация Брауна действуют параллельно, время релаксации системы определяется более быстрым из процессов согласно соотношению [1]

$$1/\tau_{eff} = 1/\tau_B + 1/\tau_N.$$

Это выражение справедливо при условии, что перемагничивание происходит путем когерентного вращения момента, а частицы в ансамбле идентичны и не взаимодействуют друг с другом [1]. При сравнении эффективного времени релаксации с периодом поля: если $\tau_{eff} >> \tau_п$, частица физически не успевает изменить ориентацию за цикл, и работа поля не совершается; при $\tau_{eff} << \tau_п$, магнитный момент частицы мгновенно следует за полем без фазового сдвига. В обоих предельных случаях диссипация энергии стремится к нулю, и максимальный вклад в тепловыделение возникает при сопоставимости времен τ_{eff} и $\tau_п$. В биологических тканях релаксация Брауна подавлена из-за иммобилизации частиц, высокой вязкости среды и потери стабилизирующих лигандов при эндоцитозе, что резко увеличивает τ_B [1]. Поэтому генерация тепла *in vivo* преимущественно обусловлена релаксацией Нееля.

Динамическая блокировка, возникающая при $\tau_{eff} > \tau_п$, приводит к тому, что магнитный момент не успевает следовать за изменением внешнего поля. В результате намагниченность $M(t)$ отстает от приложенного поля $H(t)$ по фазе, и в координатах M–H формируется открытая петля гистерезиса [1]. Согласно первому закону термодинамики для магнитных систем, работа АС-поля за один цикл полностью преобразуется в тепло, так как внутренняя энергия ансамбля частиц после замыкания петли возвращается к исходному значению. Количество выделившегося тепла на единицу объема за один период равно площади открытой петли гистерезиса [1]

$$W_{heat} = \mu_0 \int H\, dM,$$

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума; M – намагниченность; H – напряженность магнитного поля.

Чтобы получить удельную мощность поглощения, отнесенную к единице объема (Вт/м^3), нужно эту работу умножить на частоту АС-поля. Однако в биомедицинских приложениях удобнее использовать удельную мощность поглощения, SAR, нормированную на единицу массы самого магнитного вещества (например, Fe_3O_4) [2]. Если ρ – плотность магнитного материала, то SAR

$$\mathrm{SAR} = (f/\rho)\mu_0 \int H\, dM. \qquad (2)$$

Физический смысл выражения (2) заключается в том, что выделяемое тепло эквивалентно работе внешнего поля против сил сопротивления перемагничиванию. Под линейным откликом в магнитной гипертермии понимают режим, при котором намагниченность системы $M(t)$ изменяется пропорционально приложенному полю $H(t)$, т. е. $M(t) = \chi H(t)$, где χ – комплексная магнитная восприимчивость, не зависящая от амплитуды поля [1]. В этом режиме петля гистерезиса принимает форму эллипса, а ее площадь аппроксимируется через мнимую часть восприимчивости χ'' и в линейной теории отклика (ЛТО)

$$\mathrm{SAR} \approx \left(\mu_0 \pi\, \chi'' f H_0^2\right)/\rho, \qquad (3)$$

где H_0 – амплитуда магнитного поля.

Теоретическая модель предсказывает максимум тепловыделения при условии $2\pi f \tau_{eff} \approx 1$ и удобна для первичной оценки параметров наночастиц. Однако фундаментальное ограничение ЛТО заключается в пренебрежении нелинейностью перемагничивания. Экспериментально установлено, что при клинически допустимых амплитудах $H_0 \sim 10…30$ кА/м условие $H_0 << H_K$ (где H_K – поле анизотропии) нарушается, петля гистерезиса расширяется, а восприимчивость χ перестает быть константой [2]. В результате ЛТО систематически расходится с измерениями, занижая или завышая SAR в зависимости от соотношения H_0 и барьера анизотропии. Для корректно-

го расчета в рабочем диапазоне необходимо переходить к моделям динамического гистерезиса, которые явно учитывают зависимость τ_N от $H(t)$, конечную ширину распределения частиц по размерам и ориентации осей легкого намагничивания [3]. В этом контексте принципиально важно разделять температуру блокировки $T_{бл}$ и температуру Кюри T_C. $T_{бл}$ – кинетический параметр, зависящий от времени измерения и барьера анизотропии, характеризует стабильность магнитного момента во времени, ее возможно измерить методом ZFC/FC (Zero-Field Cooling/Field Cooling (в русском переводе: охлаждение в нулевом поле/охлаждение в поле)). T_C же представляет собой термодинамическую точку фазового перехода магнитного упорядочения, определяемую по пику второй производной d^2M_S/dT^2 в сильном поле, где M_S – намагниченность насыщения.

Аналитическое выражение для рассеиваемой плотности мощности в рамках ЛТО приведено в [4]. Данное соотношение является полным решением ЛТО и справедливо при строгом наборе допущений: линейный отклик намагниченности ($\mu_0 M_S V H_0 << k_Б T$), отсутствие межчастичного взаимодействия, однодоменная структура с одноосной анизотропией, случайная ориентация осей легкого намагничивания и монодисперсность системы. В явном виде плотность мощности записывается как

$$P = \left(\mu_0^2 M_S^2 V H_0^2 \pi f / 3 k_Б T\right) \times \times \left\{2\pi f \tau_{eff} / \left[1 + (2\pi f \tau_{eff})^2\right]\right\}.$$

Влияние объема на SAR проявляется через два множителя. Первый – статический префактор, линейно растущий с увеличением магнитного объема $V \sim d^3$, где d – диаметр магнитной наночастицы. Второй – динамический член, зависящий от безразмерного произведения $2\pi f \tau_{eff}$. Во время релаксации τ_{eff} основной вклад чаще всего дает релаксация Нееля, описываемая выражением (1), где под K понимается K_{eff}. Физический максимум в рамках ЛТО возникает при условии $2\pi f \tau_{eff} \approx 1$. В области малых диаметров ($\tau_{eff} \sim 1/f$) рост SAR целиком определяется увеличением статического префактора и имеет кубическую зависимость от размера. При достижении условия оптимума динамический множитель выходит на плато. Дальнейшее увеличение размера приводит к экспоненциальному росту τ_N, который в знаменателе динамического члена подавляет линейный рост объема, вызывая теоретический спад SAR. Граница, определяемая как $\mu_0 M_S V H_0 < k_Б T$, задает верхний предел применимости ЛТО. При его нарушении, достигаемом либо увеличением амплитуды внешнего поля H_0, либо ростом объема наночастицы V, восприимчивость перестает быть константой, а система переходит в нелинейный режим с раскрытием петли гистерезиса.

Влияние физико-химических параметров МНЧ на удельный коэффициент поглощения SAR. Для γ-Fe_2O_3 при $f \approx 300…740$ кГц и амплитудах $H_0 < 7.5$ кА/м ЛТО (3) описывает количественно зависимость SAR от размера в диапазоне 6…14 нм, что подтверждается экспериментально в [4]. При превышении этого размера эффективное время релаксации выходит из оптимума с периодом поля, что должно приводить к резкому спаду SAR. В [5] для магнетитных наночастиц размером 6…40 нм при f = 325 кГц и H_0 = 9.35, 20.7 кА/м показано, что SAR монотонно возрастает с размером и достигает плато в диапазоне 33…40 нм без последующего снижения. Авторы отмечают, что ЛТО применима лишь для частиц ≤ 15 нм, а для более крупных объектов требуется переход к моделям динамического гистерезиса, учитывающим нелинейный отклик намагниченности. Теоретически переход от ЛТО к нелинейным моделям подробно рассмотрен в обзоре [1]: когда зеемановская энергия взаимодействия с полем становится сопоставимой с энергией магнитной анизотропии и тепловой энергией, намагниченность перестает следовать за полем мгновенно, что приводит к раскрытию петли гистерезиса. В этом режиме, $\mu_0 M_S V H_0 > k_Б T$, удельные потери определяются не мнимой частью восприимчивости, а работой поля против динамической коэрцитивной силы H_c.

Экспериментально установлено, что зависимость удельных потерь от диаметра наночастиц носит немонотонный характер и характеризуется четко выраженным оптимумом [6]. С увеличением объема частиц динамическая коэрцитивная сила монотонно растет согласно выражению

$$\mu_0 H_c = (2K/M_S)(1 - k^{0.8}), \quad (4)$$

где $k = (k_Б T / KV) \ln\left[k_Б T / (4\mu_0 H_{max} M_S V f \tau_0)\right]$.

Это соотношение позволяет найти оптимальный диаметр d_{opt} как решение уравнения

$H_c(d_{opt}) = 0.81H_{max}$, где зависимость H_c от размера задается (4) через параметр k. При дальнейшем увеличении размера ($d > d_{opt}$) коэрцитивная сила превышает амплитуду приложенного поля, перемагничивание осуществляется лишь по минорным петлям, и эффективность нагрева резко снижается. Ключевой размерный эффект заключается в том, что оптимальный диаметр d_{opt} – это фиксированная константа: с ростом допустимой амплитуды поля H_{max} он закономерно смещается в сторону более крупных наночастиц [6].

При переходе к биомедицинскому применению вводится дополнительное ограничение – подавление физического вращения частиц в вязкой цитоплазме или внутри эндосом. В водной суспензии для частиц γ- Fe_2O_3 размером 6…14 нм времена релаксации Нееля и Брауна сопоставимы, что обеспечивает смешанный механизм генерации тепла. Иммобилизация частиц в агаровом геле, моделирующем тканевую среду, полностью блокирует броуновское вращение. Экспериментально показано, что частицы диаметром ≤ 11 нм сохраняют эффективность нагрева за счет доминирования релаксации Нееля, тогда как частицы ≥ 13 нм теряют 25–30 % мощности SAR из-за невозможности физического вращения [4]. Таким образом, оптимален критический порог ~12 нм: при этом размере нагрев достигает максимума и становится независимым от вязкости микроокружения. Для клинических приложений в условиях ограниченного произведения *Hf* это означает, что частицы около 12 нм обеспечивают наиболее предсказуемый и стабильный нагрев *in vivo*, в то время как более крупные аналоги требуют компенсаторного увеличения амплитуды поля для раскрытия гистерезиса и компенсации подавленного броуновского механизма.

При уменьшении размера частиц ниже 20 нм резко возрастает доля поверхностных атомов, что приводит к формированию структурно и магнитно-неупорядоченного поверхностного слоя. В рамках модели «ядро–оболочка» магнитные свойства системы определяются конкуренцией объемных и поверхностных атомов. Неколлинеарность поверхностных спинов (спин-кантинг) возникает из-за разрыва обменных связей и пониженной координации на границе раздела. В теоретических расчетах (в том числе методом Монте-Карло) это учитывается через параметр $s = \mu_{пов}/\mu_{об}$, описывающий отношение эффективного магнитного момента поверхностного узла к объемному. При $s < 1$ полный магнитный момент МНЧ возрастает с увеличением размера, тогда как при $s > 1$ – уменьшается, что напрямую связано с изменением вклада поверхностной анизотропии K_S в эффективную анизотропию системы. Именно различное состояние поверхности объясняет значительный разброс экспериментальных данных по измерению SAR: зависимость момента от значений релаксационных барьеров определяются степенью разупорядоченности поверхностного слоя, которая жестко контролируется условиями синтеза и типом стабилизирующего лиганда. Экспериментальное разделение вкладов ядра и оболочки возможно благодаря различной полевой чувствительности этих фаз. Поверхностный слой, характеризующийся пониженной эффективной анизотропией вследствие спинового разупорядочения, насыщается уже в слабых полях (~20 мТл), тогда как преодоление барьера объемной анизотропии магнитного ядра требует полей ~7 Тл. В результате зависимости T_C от магнитного момента, полученные в разных режимах, демонстрируют различные наклоны, что позволяет экспериментально разделить термодинамические характеристики поверхностной и объемной фаз [7].

Помимо термодинамического метода, вклад поверхностного неупорядоченного слоя можно оценить экспериментально через сопоставление размеров, определенных независимыми методами. В [8] такой подход реализован сравнением размера кристаллитов из рентгеновской дифракции ($D_{XRD} \approx 6.2$ нм) и физического диаметра частиц из просвечивающей электронной микроскопии ($D_{TEM} \approx 7.5$ нм). Разница ~1.3 нм интерпретируется как вклад поверхностного слоя с нарушенной кристаллической периодичностью. В относительном выражении это составляет ~15–20 % от общего диаметра частицы, что для наночастиц оксидов переходных металлов считается хорошим результатом: близость значений D_{XRD} и D_{TEM} свидетельствует о высокой степени кристалличности и минимальном вкладе поверхностного беспорядка в магнитные свойства.

Для прямой количественной оценки угла спин-кантинга наиболее информативна мессбауэровская спектроскопия в сильном внешнем поле: при 4.2 К и поле 6 Тл угол кантинга для высококристаллических образцов составляет $\theta \approx 0°$, что подтверждает пренебрежимо малый вклад поверхностного беспорядка.

Помимо размерных эффектов, магнитные и химические свойства оксидов железа в рамках модели «ядро–оболочка» критически определяются фазовым составом ядра и природой приповерхностного слоя: упорядоченное кристаллическое ядро обеспечивает высокий магнитный момент и химическую инертность, тогда как приповерхностный слой толщиной 1–2 нм характеризуется разупорядоченной спиновой структурой, повышенной химической активностью и склонностью к окислению или гидратации [1], [7].

В клинически ориентированной магнитной гипертермии базовыми и наиболее востребованными материалами остаются оксиды железа – магнетит (Fe_3O_4) и маггемит (γ-Fe_2O_3). Их доминирование обусловлено не столько рекордными магнитными характеристиками, сколько комплексом биомедицинских и регуляторных факторов. Это единственные системы, получившие одобрение FDA (Food and Drug Administration) и EMA (European Medicines Agency) и вошедшие в состав коммерческих препаратов для термоабляции и МРТ-диагностики [9]. При диаметре ядра 15…20 нм оксиды железа находятся в СПМ-состоянии, теряя остаточную намагниченность и коэрцитивность, это предотвращает необратимую агрегацию после снятия поля и обеспечивает стабильную коллоидную динамику в физиологических средах [9]. Биосовместимость оксидов железа дополнительно обеспечивается естественными путями метаболизма: высвобождаемые ионы включаются в белки ферритин и трансферрин, минимизируя риски системной токсичности. Исследования [10] продемонстрировали, что модифицированные оболочки не нарушают кинетику клеточного ответа, но существенно снижают генерацию активных форм кислорода (АФК) и степень окислительного гемолиза эритроцитов. Максимальный антиоксидантный эффект наблюдается у полилактидных покрытий, что указывает на их потенциал для снижения окислительного стресса в зоне гипертермии. Таким образом, оксиды железа обеспечивают оптимальный компромисс между фазовой стабильностью, предсказуемым механизмом нагрева и полным соответствием биомедицинским требованиям безопасности. Основное ограничение данных материалов заключается в умеренной магнитокристаллической анизотропии ($K \approx (1.1…1.3) \cdot 10^4$ Дж/м^3), которая в клинически допустимых полях ограничивает SAR диапазоном 50…200 Вт/г [11]. Кроме того, частицы склонны к поверхностному окислению и быстрой агрегации в ионных средах, что требует их обязательной стабилизации полимерной или неорганической оболочкой [9].

В части исследований предпочтение отдается γ-Fe_2O_3. В силу наличия только ионов Fe^{3+} он исключает начальную стадию неконтролируемого окисления в физиологических условиях и демонстрирует стабильность M_S в терапевтическом диапазоне температур [4]. Снижение SAR при переходе от магнетита к маггемиту составляет порядка 30–40 % за счет разницы в их объемной намагниченности насыщения и квадратичной зависимости SAR от M_S в линейном режиме. Однако в клинически релевантном нелинейном режиме вклад коэрцитивной силы частично компенсирует эту потерю. Экспериментально для маггемитных частиц оптимального размера (~11…13 нм) при H_0 = 7.5 кА/м и f = 523 кГц достигаются значения SAR ≈ 40…55 Вт/г, что обеспечивает нагрев коллоидной системы на 10…15 °C за время ~300 с [4]. Этого достаточно для достижения терапевтического окна гипертермии за приемлемое время процедуры.

В рамках ЛТО влияние концентрации МНЧ на SAR традиционно рассматривалось через призму изменения вязкости среды и агрегации. Однако современные подходы учитывают модификацию магнитных параметров ансамбля за счет межчастичных взаимодействий. При увеличении концентрации сокращаются межчастичные расстояния, что приводит к усилению диполь-дипольных взаимодействий. При этом важно учитывать, что усиление диполь-дипольных взаимодействий при высоких концентрациях не только изменяет барьер для неелевской релаксации, что проявляется в «замораживании» моментов внутри агрегата, но и существенно ограничивает свободу вращения самих частиц в жидкости. Формирование крупных кластеров резко увеличивает эффективный гидродинамический объем, что ведет к значительному росту времени броуновской релаксации τ_B и подавлению данного механизма нагрева. Таким образом, зависимость SAR от концентрации приобретает колоколообразный вид, аналогичный зависимости SAR от размера частиц. Существует оптимальная концентрация, при которой эффективное время релаксации наилучшим образом согласуется с периодом внешнего поля ($2\pi f\tau_N \sim 1$), обеспечивая максимум диссипации энергии. Экспериментально это под-

тверждается, например, для частиц Fe_3O_4 размером 17 нм, где такой оптимум наблюдается при концентрации около 15 мг/мл [12].

Простейшей формой магнитных агрегатов представляют линейные цепочки, образование которых приводит к максимизации дипольной энергии системы. В [13] теоретически и экспериментально показано, что влияние таких структур на эффективность нагрева критически зависит от дисперсности ансамбля. Для строго монодисперсных систем формирование коротких цепочек длиной Q от 2 до 6 частиц может приводить к локальному максимуму удельной мощности потерь SLP. Важно отметить, что этот эффект не связан с абсолютным увеличением генерируемой мощности по сравнению с мономерами ($Q = 1$), а обусловлен улучшенным согласованием времени релаксации с частотой внешнего поля. При дальнейшем увеличении длины цепочки ($Q > 6$) или в случае полидисперсных систем, характерных для большинства биомедицинских препаратов, формирование любых цепочек приводит к снижению SLP. Усиление дипольных корреляций в длинных цепях чрезмерно увеличивает энергетический барьер для перемагничивания, выводя систему из режима максимальной диссипации. Кроме того, в полидисперсном ансамбле разброс размеров частиц приводит к тому, что оптимизация времени релаксации невозможна для всех цепочек одновременно, что снижает общую эффективность нагрева. Важно учитывать, что линейные цепочки – не единственная форма самоорганизации МНЧ. Согласно [14], другие типы агрегатов – такие, как сферические кластеры или случайные трехмерные скопления, демонстрируют еще более значительное снижение SAR по сравнению с упорядоченными цепями. Это связано с возникновением магнитных фрустраций внутри плотных кластеров, где дипольные корреляции антиферромагнитного характера между соседними моментами подавляют открытие петли гистерезиса.

Теоретические исследования показывают, что пространственное упорядочивание ансамблей отдельных магнитных наночастиц может предотвращать снижение эффективности нагрева, характерное для хаотичной агрегации. Микромагнитное моделирование R. Ferrero и соавторов [15] продемонстрировало, что частицы Fe_3O_4 (15 нм), организованные в регулярные трехмерные решетки с гексагональной плотной упаковкой, позволяют сохранить высокую удельную мощность потерь (SLP ~ 240 Вт/г) при объемной концентрации до 6 %. В то же время, для случайно распределенных ансамблей при аналогичной концентрации наблюдается снижение эффективности на 20–50 % из-за локального усиления дипольных взаимодействий в плотных субгруппах.

Усиление SAR возможно при создании принципиально иных структур – монолитных нанокластеров (NC), где множество первичных кристаллитов плотно упакованы внутри единой полимерной оболочки. В [16] синтезировали такие NCs размером ~25 нм, в которых первичные частицы связаны механизмом ориентированного присоединения (oriented attachment), формируя единую кристаллическую суперструктуру. В отличие от ансамблей отдельных частиц, рассмотренных теоретически в [15], в таких кластерах действует не только дипольное, но и обменное взаимодействие между МНЧ. Эксперименты показали, что NCs демонстрируют значительно более высокий SLP, чем изолированные частицы аналогичного общего размера или рыхлые агрегаты. Механизм усиления связан с тем, что жесткая структура кластера подавляет броуновскую ротацию, но оптимизирует неелевскую релаксацию за счет увеличения эффективной анизотропии и коэрцитивной силы, что позволяет открывать петлю гистерезиса даже в вязких средах [16].

Стабилизация коллоидной системы достигается нанесением органических оболочек (декстран, цитрат, полилактид), которые функционируют не только как пассивирующий барьер, но и как регулятор межчастичных взаимодействий. Тип лиганда определяет плотность формируемых агрегатов и характер диполь-дипольных связей внутри них, что напрямую модифицирует динамику неелевской релаксации и эффективный магнитный отклик ансамбля [3]. Внутри кластеров дипольные корреляции снижают суммарный магнитный момент, однако именно в тканях, где броуновское вращение подавлено иммобилизацией, состояние поверхности и характер агрегации становятся доминирующими факторами, определяющими конечное значение SAR.

Выводы и заключение. Необходимость исключения неспецифического нагрева здоровых тканей вихревыми токами и стимуляцию периферических нервов задает ограничения. Эти ограничения формализуются через предельное значение произведения амплитуды магнитного поля H и частоты f, известное как критерий Брезвича–Аткинсона: $Hf \leq 4.85 \cdot 10^8$ А/(м · с). Хотя для локального воздействия на конечности допустимы

более высокие значения, при гипертермии туловища соблюдение данного лимита остается обязательным условием, определяющим «биомедицинское окно» рабочих параметров установки. В условиях фиксированных ограничений по полю (обычно 10…20 кА/м) и частоте, единственным эффективным способом повышения SAR становится оптимизация внутренних параметров самих наночастиц: размера, формы и состава. Таким образом, стратегия выбора материала сводится к поиску компромисса, обеспечивающего максимальную площадь петли гистерезиса именно в рамках безопасных полей, что требует точной настройки магнитной анизотропии и исключения СПМ-режима, не генерирующего тепло в данных условиях.

Проведенный анализ демонстрирует, что эффективность магнитной гипертермии в рамках биомедицинских ограничений определяется не абсолютными значениями намагниченности, а точной настройкой динамической коэрцитивной силы наночастиц под амплитуду доступного внешнего поля. Установлено, что переход от СПМ-режима к управляемому гистерезису в однодоменных частицах служит ключевым условием максимизации SAR. Оптимальное тепловыделение достигается при согласовании энергетического барьера анизотропии с параметрами поля, что требует отказа от ЛТО в пользу моделей динамического гистерезиса для частиц размером более 15 нм. При этом критическую роль играет подавление броуновской релаксации в вязких биологических средах, что смещает фокус оптимизации на управление неелевским механизмом перемагничивания через контроль размера ядра и кристаллической структуры. Показано, что контролируемая агрегация и формирование коротких цепочек или монолитных кластеров позволяют компенсировать потери эффективности, связанные с иммобилизацией частиц *in vivo*, за счет усиления эффективной анизотропии и сохранения площади петли гистерезиса. Таким образом, стратегия создания высокоэффективных нагревательных наноагентов должна базироваться на целенаправленном конструировании частиц с заданной анизотропией, обеспечивающих раскрытие петли гистерезиса при низких амплитудах поля, что открывает пути к снижению терапевтических доз наноматериалов и минимизации побочных эффектов.

Список литературы

1. Dennis C. L., Ivkov R. Physics of heat generation using magnetic nanoparticles for hyperthermia // Intern. J. of Hyperthermia. 2013. Vol. 29, no. 8. P. 715–729. doi: 10.3109/02656736.2013.836758.

2. The Influence of viscosity on heat dissipation under conditions of the high-frequency oscillating magnetic field / M. Molcan, A. Skumiel, J. Tothova, K. Paulovicova, P. Kopcansky, M. Timko // Magnetochem. 2023. Vol. 10, no. 1. Art. 2. doi: 10.3390/magnetochemistry10010002.

3. Магнитные характеристики наночастиц оксида железа в различных органических оболочках / Я. Ю. Марченко, В. А. Рыжов, В. В. Дериглазов, А. С. Дмитриева, А. В. Никитина, Ю. В. Богачев // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2025. Т. 18, № 3. С. 5–17. doi: 10.32603/2071-8985-2025-18-3-5-17.

4. Study of heating efficiency as a function of concentration, size, and applied field in γ-Fe_2O_3 nanoparticles / P. de la Presa, Y. Luengo, M. Multigner, R. Costo, M. P. Morales, G. Rivero, A. Hernando // The J. of Phys. Chem. C. 2012. Vol. 116, no. 48. P. 25602–25610. doi: 10.1021/jp310771p.

5. Size-dependent heating of magnetic iron oxide nanoparticles / Sh. Tong, Ch. Quinto, L. Zhang, P. Mohindra, G. Bao // ACS Nano. 2017. Vol. 11, no. 7. P. 6808–6816. doi: 10.1021/acsnano.7b01762.

6. Optimal size of nanoparticles for magnetic hyperthermia: A combined theoretical and experimental study / B. Mehdaoui, A. Meffre, J. Carrey, S. Lachaize, L.-M. Lacroix, M. Gougeon, B. Chaudret, M. Respaud // Advanced Functional Materials. 2011. Vol. 21, no. 23. P. 4573–4584. doi: 10.1002/adfm.201101243.

7. Никифоров В. Н., Игнатенко А. Н., Ирхин В. Ю. Влияние размеров и поверхности на магнетизм наночастиц магнетита и маггемита // ЖЭТФ. 2017. Т. 151, вып. 2. С. 356–363. doi: 10.7868/S0044451017020146.

8. Studying the effect of Zn-substitution on the magnetic and hyperthermic properties of cobalt ferrite nanoparticles / V. Mameli, A. Musinu, A. Ardu, G. Ennas, D. Peddis, D. Niznansky, C. Sangregorio, C. Innocenti, N. T. K. Thanh, C. Cannas // Nanoscale. 2016. Vol. 8, no. 1. P. 10124–10137. doi: 10.1039/c6nr01303a.

9. Kacem M., Essoumhi A., Dib M. Magnetic iron oxide-based materials and their hyperthermia application: A review // Inorg. Chem. Commun. 2024. Vol. 166. Art. 112510. doi: 10.1016/j.inoche.2024.112510.

10. Влияние наночастиц на основе оксида железа, модифицированных различными оболочками, на генерацию активных форм кислорода стимулированными клетками крови человека в условиях in vitro / Я. Г. Торопова, М. Н. Горшкова, Д. С. Моторина, Д. В. Королев, Ю. А. Скорик, Г. А. Шульмейстер, Е. Ю. Подьячева, А. Я. Багров // Журн. эволюционной биохимии и физиологии. 2021. Т. 57, № 4. С. 310–319.

11. Santhiya R., Kumar A. R. Role of metal oxide ferrites in the process of magnetic hyperthermia – A review // J. Thermal Biol. 2024. Vol. 125. P. 103936. doi: 10.1016/j.jtherbio.2024.103936.

12. Dependence of specific absorption rate on concentration of Fe_3O_4 nanoparticles: from the prediction of Monte Carlo simulations to experimental results / Le Tri Dat, Luu Huu Nguyen, Nguyen Hoai Nam, Tuan Dinh Van, Le The Tam, Nguyen Xuan Truong, Van-Quynh Nguyen, P. T. Phong, Pham Hong Nam // J. Nanopart. Res. 2022. Vol. 24, no. 11. Art. 214. doi: 10.1007/s11051-022-05596-z.

13. Effect of magnetic dipolar interactions on nanoparticle heating efficiency: Implications for cancer hyperthermia / L. C. Branquinho, M. S. Carrião, A. S. Costa, N. Zufelato, M. H. Sousa, R. Miotto, R. Ivkov, A. F. Bakuzis // Sci. Rep. 2013. Vol. 3. Art. 2887. doi: 10.1038/srep02887.

14. Magnetic nanoparticles and clusters for magnetic hyperthermia: Optimizing their heat performance and developing combinatorial therapies to tackle cancer / H. Gavilán, S. K. Avugadda, T. Fernández-Cabada, N. Soni, M. Cassani, B. T. Mai, R. Chantrell, T. Pellegrino // Chem. Society Rev. 2021. Vol. 50, no. 20. P. 11614–11667. doi: 10.1039/d1cs00427a.

15. Ferrero R., Vicentini M., Manzin A. Influence of size, volume concentration and aggregation state on magnetic nanoparticle hyperthermia properties versus excitation conditions // Nanoscale Adv. 2024. Vol. 6, no. 6. P. 1739–1749. doi: 10.1039/d3na00709j.

16. Hyperthermia effect of nanoclusters governed by interparticle crystalline structures / M. Jeong, S. Lee, D. Y. Song, S. Kang, T.-H. Shin, J.-S. Choi // ACS Omega. 2021. Vol. 6, no. 46. P. 31161–31167. doi: 10.1021/acsomega.1c04632.

Информация об авторах

Лисаевич Никита Александрович – лаборант-исследователь, аспирант отделения молекулярной и радиационной биофизики. Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», мкр. Орлова роща, д. 1, Гатчина, 188300, Россия.
E-mail: lisaevich_na@pnpi.nrcki.ru
https://orcid.org/0009-0009-0112-7146

Дмитриева Анастасия Сергеевна – лаборант отделения молекулярной и радиационной биофизики. ПИЯФ НИЦ «Курчатовский институт», мкр. Орлова роща, д. 1, Гатчина, 188300, Россия; студентка гр. 4741204/50201 магистратуры Института биомедицинских систем и биотехнологий СПбПУ (Политех), Политехническая улица, д. 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия.
E-mail: dmitrieva_as@pnpi.nrcki.ru
https://orcid.org/0009-0007-1612-199X

Рыжов Вячеслав Анатольевич – канд. физ.-мат. наук, ведущий науч. сотр. отделения молекулярной и радиационной биофизики. Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», мкр. Орлова роща, д. 1, Гатчина, 188300, Россия.
E-mail: Ryzhov_VA@pnpi.nrcki.ru
https://orcid.org/0000-0002-0546-1805

Богачёв Юрий Викторович – канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры физики СПбГЭТУ «ЛЭТИ».
E-mail: yu.bogachev@mail.ru
https://orcid.org/0000-0003-0913-0875

Никитина Анастасия Валерьевна – науч. сотр. кафедры микро- и наноэлектроники СПбГЭТУ «ЛЭТИ»; научный сотрудник лаборатории микроволновой спектроскопии кристаллов ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. Политехническая ул., д. 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.
E-mail: nastya_nikitina1996@mail.ru
https://orcid.org/0000-0002-7501-2589

Марченко Ярослав Юрьевич – канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр. отделения молекулярной и радиационной биофизики. Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», мкр. Орлова роща, д. 1, Гатчина, 188300, Россия.
E-mail: marchenko_yy@pnpi.nrcki.ru
https://orcid.org/0000-0002-7923-2175

Вклад авторов:

Лисаевич Н. А. – поиск и анализ данных, написание и редактирование.
Дмитриева А. С. – подготовка и анализ данных, редактирование.
Рыжов В. А. – концептуализация, редактирование.

Богачёв Ю. В. – редактирование.
Никитина А. В. – редактирование.
Марченко Я. Ю. – концептуализация, редактирование.

References

1. Dennis C. L., Ivkov R. Physics of heat generation using magnetic nanoparticles for hyperthermia // Intern. J. of Hyperthermia. 2013. Vol. 29, no. 8. P. 715–729. doi: 10.3109/02656736.2013.836758.

2. The Influence of viscosity on heat dissipation under conditions of the high-frequency oscillating magnetic field / M. Molcan, A. Skumiel, J. Tothova, K. Paulovicova, P. Kopcansky, M. Timko // Magnetochem. 2023. Vol. 10, no. 1. Art. 2. doi: 10.3390/magnetochemistry10010002.

3. Magnitnye harakteristiki nanochastic oksida zheleza v razlichnyh organicheskih obolochkah / Ja. Ju. Marchenko, V. A. Ryzhov, V. V. Deriglazov, A. S. Dmitrieva, A. V. Nikitina, Ju. V. Bogachev // Izv. SPbGJeTU «LJeTI». 2025. T. 18, № 3. S. 5–17. doi: 10.32603/2071-8985-2025-18-3-5-17. (In Russ.).

4. Study of heating efficiency as a function of concentration, size, and applied field in γ-Fe_2O_3 nanoparticles / P. de la Presa, Y. Luengo, M. Multigner, R. Costo, M. P. Morales, G. Rivero, A. Hernando // The J. of Phys. Chem. C. 2012. Vol. 116, no. 48. P. 25602–25610. doi: 10.1021/jp310771p.

5. Size-Dependent heating of magnetic iron oxide nanoparticles / Sh. Tong, Ch. Quinto, L. Zhang, P. Mohindra, G. Bao // ACS Nano. 2017. Vol. 11, no. 7. P. 6808–6816. doi: 10.1021/acsnano.7b01762.

6. Optimal size of nanoparticles for magnetic hyperthermia: A combined theoretical and experimental study / B. Mehdaoui, A. Meffre, J. Carrey, S. Lachaize, L.-M. Lacroix, M. Gougeon, B. Chaudret, M. Respaud // Advanced Functional Materials. 2011. Vol. 21, no. 23. P. 4573–4584. doi: 10.1002/adfm.201101243.

7. Nikiforov V. N., Ignatenko A. N., Irhin V. Ju. Vlijanie razmerov i poverhnosti na magnetizm nanochastic magnetita i maggemita // ZhJeTF. 2017. T. 151, vyp. 2. S. 356–363. doi: 10.7868/S0044451017020146.. (In Russ.).

8. Studying the effect of Zn-substitution on the magnetic and hyperthermic properties of cobalt ferrite nanoparticles / V. Mameli, A. Musinu, A. Ardu, G. Ennas, D. Peddis, D. Niznansky, C. Sangregorio, C. Innocenti, N. T. K. Thanh, C. Cannas // Nanoscale. 2016. Vol. 8, no. 1. P. 10124–10137. doi: 10.1039/c6nr01303a.

9. Kacem M., Essoumhi A., Dib M. Magnetic iron oxide-based materials and their hyperthermia application: A review // Inorg. Chem. Commun. 2024. Vol. 166. Art. 112510. doi: 10.1016/j.inoche.2024.112510.

10. Vlijanie nanochastic na osnove oksida zheleza, modificirovannyh razlichnymi obolochkami, na generaciju aktivnyh form kisloroda stimulirovannymi kletkami krovi cheloveka v uslovijah in vitro / Ja. G. Toropova, M. N. Gorshkova, D. S. Motorina, D. V. Korolev, Ju. A. Skorik, G. A. Shul'mejster, E. Ju. Pod'jacheva, A. Ja. Bagrov // Zhurn. jevoljucionnoj biohimii i fiziologii. 2021. T. 57, № 4. S. 310–319. (In Russ.).

11. Santhiya R., Kumar A. R. Role of metal oxide ferrites in the process of magnetic hyperthermia – A review // J. Thermal Biol. 2024. Vol. 125. P. 103936. doi: 10.1016/j.jtherbio.2024.103936.

12. Dependence of specific absorption rate on concentration of Fe_3O_4 nanoparticles: from the prediction of Monte Carlo simulations to experimental results / Le Tri Dat, Luu Huu Nguyen, Nguyen Hoai Nam, Tuan Dinh Van, Le The Tam, Nguyen Xuan Truong, Van-Quynh Nguyen, P. T. Phong, Pham Hong Nam // J. Nanopart. Res. 2022. Vol. 24, no. 11. Art. 214. doi: 10.1007/s11051-022-05596-z.

13. Effect of magnetic dipolar interactions on nanoparticle heating efficiency: Implications for cancer hyperthermia / L. C. Branquinho, M. S. Carrião, A. S. Costa, N. Zufelato, M. H. Sousa, R. Miotto, R. Ivkov, A. F. Bakuzis // Sci. Rep. 2013. Vol. 3. Art. 2887. doi: 10.1038/srep02887.

14. Magnetic nanoparticles and clusters for magnetic hyperthermia: Optimizing their heat performance and developing combinatorial therapies to tackle cancer / H. Gavilán, S. K. Avugadda, T. Fernández-Cabada, N. Soni, M. Cassani, B. T. Mai, R. Chantrell, T. Pellegrino // Chem. Society Rev. 2021. Vol. 50, no. 20. P. 11614–11667. doi: 10.1039/d1cs00427a.

15. Ferrero R., Vicentini M., Manzin A. Influence of size, volume concentration and aggregation state on magnetic nanoparticle hyperthermia properties versus excitation conditions // Nanoscale Adv. 2024. Vol. 6, no. 6. P. 1739–1749. doi: 10.1039/d3na00709j.

16. Hyperthermia effect of nanoclusters governed by interparticle crystalline structures / M. Jeong, S. Lee, D. Y. Song, S. Kang, T.-H. Shin, J.-S. Choi // ACS Omega. 2021. Vol. 6, no. 46. P. 31161–31167. doi: 10.1021/acsomega.1c04632.

Information about the authors

Nikita A. Lisaevich – Laboratory researcher, postgraduate student, Department of Molecular and Radiation Biophysics. Petersburg Nuclear Institute Physics of National Research Center «Kurchatov Insitute», md. Orlova Grove, 1, Gatchina 188300, Russia.
E-mail: lisaevich_na@pnpi.nrcki.ru
https://orcid.org/0009-0009-0112-7146

Anastasia S. Dmitrieva – Laboratory assistant of the Departments of Molecular and Radiation Biophysics. PINP, National Research Center «Kurchatov Institute», md. Orlova Grove, 1, Gatchina 188300, Russia; Student gr. 4741204/50201 at the Institute of Biomedical Systems and Biotechnology, Master's program. SPbPU (Polytechnic University), Politechnicheskaya St., 29, Saint Petersburg, 195251, Russia.
E-mail: dmitrieva_as@pnpi.nrcki.ru
https://orcid.org/0009-0007-1612-199X

Vyacheslav A. Ryzhov – Cand. Sci. (Phys.-Math.), leading researcher of the Departments of Molecular and Radiation Biophysics. Petersburg Nuclear Institute Physics of National Research Center «Kurchatov Insitute», md. Orlova Grove, 1, Gatchina 188300, Russia.
E-mail: Ryzhov_VA@pnpi.nrcki.ru
https://orcid.org/0000-0002-0546-1805

Yuriy V. Bogachev – Cand. Sci. (Phys.-Math.), Assistant Professor of the Department of Physics, Saint Petersburg Electrotechnical University.
E-mail: yu.bogachev@mail.ru
https://orcid.org/0000-0003-0913-0875

Anastasia V. Nikitina – Research Assistant of the Department of Micro- and Nanoelectronics, Saint Petersburg Electrotechnical University; Research Assistant at the Laboratory of Microwave Spectroscopy of Crystals at the Ioffe Institute, Politekhnicheskaya St., 26, Saint Petersburg, 194021, Russia.
E-mail: nastya_nikitina1996@mail.ru
https://orcid.org/0000-0002-7501-2589

Yaroslav Yu. Marchenko – Cand. Sci. (Phys.-Math.), Senior Researcher of the Departments of Molecular and Radiation Biophysics. Petersburg Nuclear Institute Physics of National Research Center «Kurchatov Insitute», md. Orlova Grove, 1, Gatchina 188300, Russia.
E-mail: marchenko_yy@pnpi.nrcki.ru
https://orcid.org/0000-0002-7923-2175

Author contribution statement:
Lisaevich N. A. – data search and analysis, writing and editing.
Dmitrieva A. S. – preparing and analyzing data, writing and editing.
Ryzhov V. A. – conceptualization, editing.
Bogachev Yu. V. – editing.
Nikitina A. V. – editing.
Marchenko Ya. Yu. – conceptualization, editing.

Статья поступила в редакцию 22.05.2026; принята к публикации после рецензирования 05.08.2026; опубликована онлайн 23.10.2026.

Submitted 22.05.2026; accepted 05.08.2026; published online 23.10.2026.