

# ВИХРЕВАЯ МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА СФЕРИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ ЖЕЛЕЗА

*Р.А. Михайлюк, И.Л. Дорошевич*

**Аннотация.** В статье представлены результаты расчета магнитной структуры наночастиц железа сферической формы, который проводился с помощью программного пакета микромагнитного моделирования Nmag.

**Ключевые слова:** наночастица, микромагнитное моделирование, магнитная структура.

## VORTEX MAGNETIC STRUCTURE OF SPHERICAL IRON NANOPARTICLES

*Rodion A. Mihaylyuk, Irina L. Doroshevich*

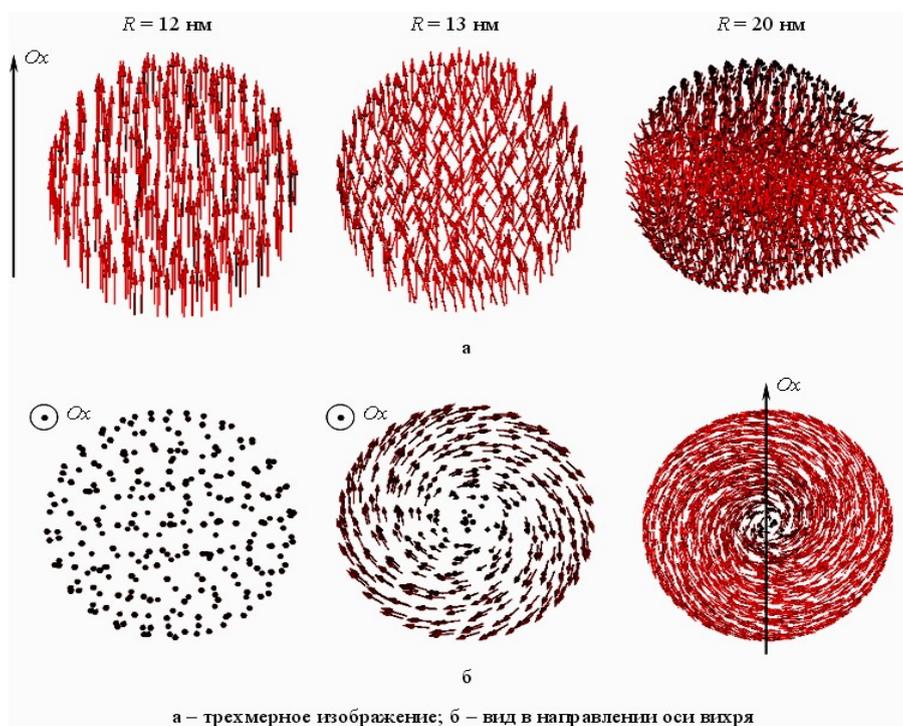
**Abstract.** The article presents the results of calculating the magnetic structure of spherical iron nanoparticles, which was carried out using the Nmag software package for micromagnetic modeling.

**Keywords:** nanoparticles, micromagnetic modeling, magnetic structure.

Исследование магнитной структуры ферромагнитных наноразмерных частиц представляется в настоящее время исключительно важным, поскольку принцип действия приборов устройств на их основе в большинстве случаев базируется на тонкой перестройке распределения намагниченности в них под воздействием внешнего магнитного поля.

Нахождение пространственного распределения намагниченности в сферической наночастице железа проводилось путем минимизации свободной энергии Гиббса, которое осуществлялось интегрированием уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта [1; 2] с помощью пакета микромагнитного моделирования Nmag [3; 4]. Внешнее магнитное поле прикладывалось вдоль оси  $Ox$  легкого намагничивания частицы, а проекция его напряженности ( $(H_{ext})_x$ ) на  $Ox$  изменялась от 500 до  $-500$  кА/м и обратно с шагом 50 кА/м. Данные результатов моделирования извлекались в текстовые файлы *plot.dat*, *\_dat.ndt* и *\*.vtk* файлы. Визуализация векторных полей проводилась просмотром данных *\*.vtk* файлов в программе *Ma aVi*.

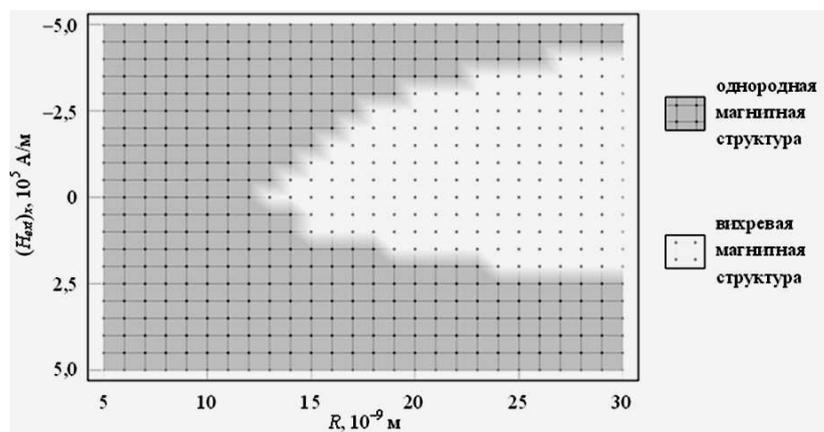
Ранее сообщалось [5], что наночастицы с радиусами  $5 \div 12$  нм имеют однородную магнитную структуру, а изменение направления намагниченности в переключающем поле на противоположное осуществляется когерентным поворотом. Для наночастиц с  $R = 13 \div 30$  нм с уменьшением напряженности внешнего магнитного поля наблюдается скачкообразный переход от однородной намагниченности к вихревой магнитной структуре (рис. 1).



**Рисунок 1 –** Магнитная структура сферических ферромагнитных наночастиц железа радиусами 12 нм, 13 нм и 20 нм при  $H_{ext} = 0$

Для детального описания вихревой структуры, наблюдаемой в наночастицах железа с  $R \geq 13$  нм, использовались следующие параметры: единичный вектор  $\mathbf{e}_x$ , направленный вдоль оси вихря (направление поляризации вихря); угол  $\alpha$  между направлениями вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  и вектора  $\mathbf{e}_x$ ; угол  $\beta$  между направлением  $\mathbf{M}$  и легкой осью намагничивания ( $Ox$ ).

На рисунке 2 представлена диаграмма  $(R, (H_{ext})_x)$  состояний магнитной структуры сферических наночастиц железа.



**Рисунок 2 – Диаграмма состояний магнитной структуры сферической наночастицы железа**

Зарождение вихря начинается после уменьшения внешнего магнитного поля до некоторого критического значения напряженности  $H_{nucl}$ , известного как поле нуклеации [6]. Дальнейшее постепенное снижение внешнего поля до нуля приводит к развитию вихревой магнитной структуры, которое выражается в увеличении углов  $\alpha$  и  $\beta$ , что приводит к уменьшению  $x$ -компоненты приведенной остаточной намагниченности. С возрастанием модуля напряженности внешнего поля, приложенного в противоположном направлении, от нуля до  $H_{ann}$  изменение магнитной структуры частицы происходит в обратном порядке. Величина  $H_{ann}$ , при которой магнитная структура снова становится однородной в направлении против  $Ox$ , называется полем аннигиляции [6]. Значения  $H_{nucl}$  и  $H_{ann}$  в зависимости от радиуса частиц приведены в таблице. Видно, что с увеличением размера частиц значения  $H_{nucl}$  и  $H_{ann}$  возрастают, при этом для всех радиусов (кроме 13 нм) поле нуклеации меньше поля аннигиляции  $H_{nucl} < H_{ann}$ .

При зарождении вихря его ось сонаправлена с осью легкого намагничивания ( $\beta = 0$ ) и данное направление сохраняется до определенного значения напряженности внешнего поля, зависящего от размера частицы: 50 кА/м для  $R = 15 \div 19$  нм, 100 кА/м для  $R = 20 \div 25$  нм и 150 кА/м для  $R = 30$  нм. Для частиц с радиусами 13 нм и 14 нм ось вихря не изменяет своего первоначального направления вдоль  $Ox$ . При  $H_{ext} = 0$  ось вихря ( $\mathbf{e}_x$ ) максимально отклонена от оси легкого намагничивания. Значения координат вектора  $\mathbf{e}_x$  и связь его направления с направлением закручивания намагниченности для частиц различных радиусов приведены в таблице, откуда следует, что у частиц с радиусами  $R \geq 16$  нм при выключении магнитного поля ось вихря перпендикулярна оси легкого намагничивания ( $\beta \approx 90^\circ$ ), т. е. формируется поперечный вихрь.

Таблица 1

**Характеристики вихревой магнитной структуры ферромагнитных наночастиц железа сферической формы**

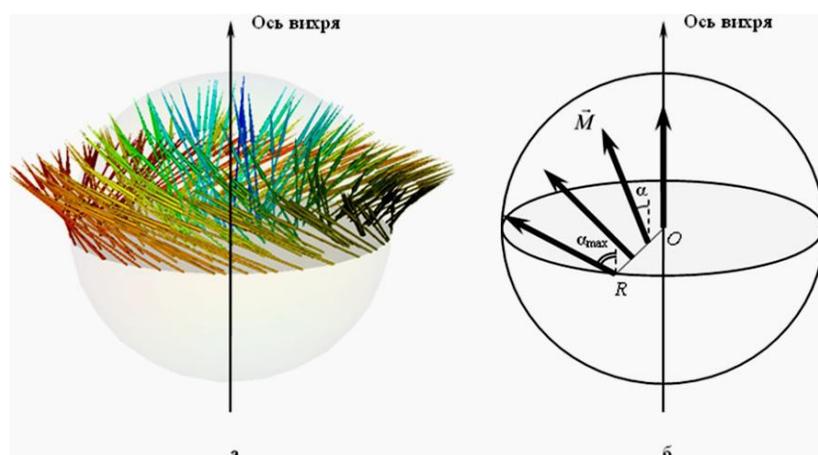
R, нм	$H_{nucl}$ , кА/м	$H_{ann}$ , кА/м	$v_{0x}$	$v_{0y}$	$v_{0z}$	Связь направлений закручивания намагниченности и вектора $\mathbf{e}_x$	$\alpha_{0max}, ^\circ$
13	50	50	1,00	0,00	0,00	левый винт	30
14	50	100	1,00	0,00	0,00	правый винт	53
15	150	150	0,99	0,12	-0,03	левый винт	63

R, нм	$H_{nuc}$ , кА/м	$H_{ann}$ , кА/м	$v_{0x}$	$v_{0y}$	$v_{0z}$	Связь направлений закручивания намагниченности и вектора $\vec{v}_0$	$\alpha_{0max}, ^\circ$
16	150	200	0,04	0,86	-0,51	левый винт	72
17	150	250	-0,06	0,87	0,50	правый винт	77
18	150	300	0,05	0,64	-0,76	правый винт	82
19	200	300	0,00	0,85	-0,53	левый винт	87
20	200	350	-0,07	-0,74	0,66	правый винт	89
21	200	350	0,03	-0,81	0,59	левый винт	90
22	200	350	0,00	-0,71	0,71	левый винт	91
23	200	400	0,00	0,81	-0,58	левый винт	92
24	250	400	0,03	-0,74	-0,67	левый винт	93
25	250	400	0,01	-0,51	-0,86	левый винт	94
30	250	450	0,00	-0,71	-0,70	левый винт	99

*Примечание:*  $H_{nuc}$  – значение поля нуклеации;  $H_{ann}$  – значение поля аннигиляции вихря;  $v_{0x}$ ,  $v_{0y}$ ,  $v_{0z}$  – координаты единичного вектора  $\vec{v}_0$  вдоль оси вихря при  $H_{ext} = 0$ ;  $\alpha_{0max}$  – угол между вектором  $\vec{v}_0$  и вектором намагниченности поверхностных точек средней плоскости, перпендикулярной оси вихря, при  $H_{ext} = 0$

В точках, расположенных на оси вихря, вектор намагниченности сонаправлен вектору  $\vec{v}_0$ . С удалением от оси вихря вектор намагниченности поворачивается в плоскости, нормаль к которой содержит перпендикуляр к оси вихря (рисунок 3). При этом угол  $\alpha$  между векторами  $\vec{M}$  и  $\vec{v}_0$  монотонно возрастает с увеличением расстояния до оси и достигает своего наибольшего значения  $\alpha_{max}$  в точках на поверхности частицы в средней плоскости, перпендикулярной оси вихря (рис. 3, б). Таким образом, распределение вектора намагниченности является симметричным относительно оси вихря. С ростом размера частицы и уменьшением напряженности внешнего поля до нуля угол  $\alpha_{max}$  увеличивается. Значения  $\alpha_{0max}$  при  $H_{ext} = 0$  для частиц различных радиусов содержатся в таблице.

Анализ вихревой структуры, возникающей в ферромагнитных наночастицах железа сферической формы при выключении внешнего магнитного поля, позволяет сделать вывод, что снижение  $x$ -компоненты приведенной остаточной намагниченности с увеличением размера частиц обусловлено следующими факторами: увеличением угла  $\alpha_{0max}$ , что уменьшает проекцию вектора  $\vec{M}$  на направление  $\vec{v}_0$ ; поворотом оси вихря, приводящего к уменьшению проекции  $\vec{M}$  на ось  $Ox$  (до нуля для частиц с  $R \geq 17$  нм).



**Рисунок 3 – Направление вектора намагниченности в перпендикулярной оси вихря средней плоскости сферической наночастицы железа:**  
**а** – радиус наночастицы 15 нм при  $H_{ext} = 0$ ; **б** – в зависимости от расстояния до оси вихря

**Список использованных источников:**

1. Ландау, Л.Д. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц // Л.Д. Ландау: Собрание трудов: в 2 т. – М., 1969. – Т. 1. – С. 128–143.
2. Gilbert, T.L. A Lagrangian formulation of gyromagnetic equation of the magnetization field / T.L. Gilbert // Physical Review. – 1955. – Vol. 100, № 3. – P. 1243–1246.
3. A Systematic Approach to Multiphysics Extensions of Finite-Element-Based Micromagnetic Simulations: Nmag / T. Fischbacher [et al.] // IEEE Transactions on Magnetics. – 2007. – Vol. 43, № 6. – P. 2896–2898.
4. Горовенко Л.А. Математические методы компьютерного моделирования физических процессов // Международный журнал экспериментального образования. Пенза: ИД «Академия естествознания», 2017. – № 2. – с. 92–93.
5. Михайлюк Р.А. Магнитный гистерезис сферических наночастиц железа / Р.А. Михайлюк, И.Л. Дорошевич // Прикладные вопросы точных наук : материалы IV Междунар. науч.-практ. конф. студентов, аспирантов, преподавателей, посвященной 75-летию Победы в Великой Отечественной войне. – Армавир: РИО АГПУ, 2020. – С. 128–131.
6. Adeyeye, A.O. Large area patterned magnetic nanostructures / A.O. Adeyeye, N. Singh // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2008. – Vol. 41, № 15. – P. 153001-1–153001-29.